Vierter Abschnitt.

Die Dampfmaschinen.

Erstes Capitel.

Von der Wärme.

§. 196. **Wärme überhaupt.** Nach der in früherer Zeit angenommenen sogenannten Emanationstheorie suchte man die Erscheinungen der Wärme durch das Vorhandensein einer äußerst feinen unwägbaren Materie, des Wärmestoffes, zu erklären, welcher alle Körper durchdringt und welcher durch die mehr oder minder große Menge, in welcher er in einem Körper vorhanden ist, die mehr oder minder hohe Temperatur desselben bestimmt. Von dieser Annahme eines solchen imponderabeln Stoffes ist man in der neuern Zeit aus gewichtigen Gründen zurückgekommen, und man nimmt heute fast allgemein an, daß die Wärmeerscheinungen ihren Grund nicht in einer besondern Materie, sondern in gewissen Bewegungen der kleinsten Theile der Körper haben, ein ähnliches Verhalten also stattfindet, wie dies für das Licht als unzweifelhaft angesehen werden muß. Zu dieser Ansicht veranlaßte hauptsächlich die in unzähligen Fällen, z. B. bei allen Stoßwirkungen, zu beobachtende Thatsache, daß durch die mechanische Arbeit, welche bewegte Körper vermöge ihrer lebendigen Kraft zu verrichten vermögen, Wärme erzeugt werden kann, sowie, daß andererseits die Wärme dazu dienen kann, Bewegung zu erzeugen, wie dies in allen Dampfmaschinen fortwährend geschieht. Diese gegenseitige Umsetzbarkeit von mechanischer Arbeit in Wärme und umgekehrt berechtigt zu der Annahme, daß diese beiden Dinge etwas Gleichartiges sein müssen. Dagegen führt die Annahme eines Wärmestoffes zu dem Schlusse, daß man durch mechanische Arbeit Materie erzeugen könne, sowie daß dieselbe durch Ausübung von Arbeit zerstört würde, was dem Grundsatze von der Erhaltung der Materie widerspräche, dem zufolge die in einem Systeme vorhandene Menge der Materie unzerstörbar ist

und unveränderlich dieselbe bleibt, welche Aenderungen man auch mit dem Systeme vornehmen möge. Aber nicht bloß die Möglichkeit der Verwandlung von mechanischer Arbeit in Wärme und umgekehrt ist durch die Erfahrung festgestellt; aus vielfachen sehr verschiedenen Versuchen hat sich auch ergeben, daß durch ein bestimmtes Arbeitsquantum immer eine ganz bestimmte, stets gleiche Wärmemenge erzeugt wird, und daß eine gewisse Wärmemenge auch stets einen bestimmten, immer gleichen Betrag mechanischer Arbeit hervorzubringen vermag, so daß hiernach von einer Aequivalenz zwischen Wärme und mechanischer Arbeit gesprochen werden kann. Da endlich die in dieser Beziehung durch Versuche ermittelten Zahlenwerthe mit denjenigen fast genau übereinstimmen, zu welchen die Theorie unter der Annahme gelangt, daß die Wärme eine Art der Bewegung sei, so scheint diese letztere, in der neueren Zeit fast allgemein angenommene Ansicht eine unantastbare zu sein.

In welcher Art man sich die der Wärme entsprechende Bewegung zu denken hat, darüber ist mit Bestimmtheit bis jetzt nichts zu sagen, und die Ansichten darüber schwanken. Meistentheils nimmt man nach dem Vorgange von Ampère u. A. an, die Körper bestünden aus sehr kleinen, untheilbaren, durch verhältnißmäßig große Zwischenräume getrennten Theilchen, den Körperatomen, welche anziehend auf einander wirken und welche sich unter einander zu einzelnen Atomgruppen, den Molecülen verbinden können. Den Zwischenraum zwischen den Körperatomen denkt man sich mit einem äußerst feinen Stoffe, dem sogenannten Aether, erfüllt, dessen Atome auf einander abstoßend wirken, dagegen von den Körperatomen angezogen werden. Als die der Wärme entsprechende Bewegung denkt man sich eine schwingende, nur gehen die Ansichten darin aus einander, ob diese schwingende Bewegung den Körperatomen oder den Aethertheilchen zuzumessen sei. Auch über die Art der Bewegung bei festen, flüssigen und gasförmigen Körpern sind verschiedene Annahmen gemacht worden, so schwingen nach Clausius die Molecüle der festen Körper um gewisse Gleichgewichtslagen, während bei flüssigen Körpern eine schwingende, wälzende und fortschreitende Bewegung stattfindet, und bei den gasförmigen Körpern den Molecülen, welche dabei ganz aus dem Bereiche der gegenseitigen Anziehung gekommen sind, eine geradlinig fortschreitende Bewegung zuzuschreiben ist.

Es ist jedoch für die folgenden Untersuchungen nicht nöthig, über die Art der Wärmebewegung eine bestimmte Annahme zu machen, vielmehr genügt es, die Wärme überhaupt als eine Bewegung sich vorzustellen, deren Geschwindigkeit als ein Maß für die Temperatur, d. h. für die Intensität der Wärme des betrachteten Körpers anzusehen ist. Wenn dieser Körper unter dem Einflusse von Wärmestrahlen oder in leitender Berührung mit einem andern wärmern Körper seine Temperatur erhöht, so hat man sich zu denken, daß durch diese Einflüsse die Schwingungs-

geschwindigkeit der Körpertheile vergrößert wird, während ebenso eine Abgabe von Wärme durch Strahlung oder Leitung auf eine Verringerung der Schwingungsgeschwindigkeit, also auf eine Abnahme der vermöge der Wärmebewegung in dem Körper vorhandenen lebendigen Kraft zurückzuführen ist. Hiernach ist in jedem Körper eine bestimmte seiner Temperatur entsprechende mechanische Arbeit in Form der lebendigen Kraft seiner Schwingung angehäuft, und ein Körper würde absolut kalt, d. h. seine Temperatur Null zu nennen sein, wenn eine solche lebendige Kraft in ihm nicht vorhanden wäre. Solche Körper sind uns nicht bekannt, und daher sind wir auch nicht im Stande, die ganze in einem Körper angehäufte Arbeit zu bestimmen. Dies ist aber auch nicht nöthig, da es bei den für die Anwendung wichtigen Untersuchungen nur darauf ankommt, die Aenderungen kennen zu lernen, welchen der in einem Körper enthaltene Betrag der Wärme oder Arbeit unter gewissen Umständen ausgesetzt ist, wobei man von irgend einem willkürlich anzunehmenden Zustande des Körpers ausgeht.

§. 197. **Energie.** Man versteht unter der Energie eines Körpers seine Fähigkeit, mechanische Arbeit verrichten zu können, und betrachtet die Größe dieser möglichen Arbeitsleistung in Meterkilogrammen als das Maß für die Größe der Energie. Die Zustände, in welchen sich Körper befinden müssen, um Arbeit verrichten zu können, sind nun verschieden. Es ist zunächst nach dem Früheren klar, daß jedem Körper von der Masse m, welcher eine fortschreitende Bewegung mit der Geschwindigkeit v besitzt, eine lebendige Kraft, d. h. ein Arbeitsvermögen von der Größe $\frac{mv^2}{2}$ innewohnt, so daß also nach der obigen Definition die lebendige Kraft der Körper als eine besondere Form der Energie aufzufassen ist. Man bezeichnet diese Wirkungsfähigkeit in der Physik und Wärmelehre in der Regel als die actuelle oder kinetische Energie, welcher letztere Ausdruck auch im Folgenden gebraucht werden soll. Es ist selbstverständlich, daß ein Körper solche kinetische Energie auch besitzt vermöge einer andern als fortschreitenden, z. B. vermöge einer drehenden oder schwingenden Bewegung, und daß beim gleichzeitigen Vorhandensein mehrerer Bewegungen die in dem Körper aufgehäufte Energie gleich der Summe der diesen Einzelbewegungen zugehörigen Arbeitsfähigkeiten ist.

Außerdem kann aber ein Körper oder ein System von Körpern auch eine Arbeitsfähigkeit vermöge seiner räumlichen Lage gegen andere Körper besitzen, z. B. kann ein schwerer Gegenstand, etwa ein Stein vom Gewichte G, welcher sich in einer Höhe h über der Erdoberfläche befindet, beim Fallen vermöge seiner Schwere eine mechanische Arbeit gleich Gh verrichten. Diese Arbeit wird durch die zwischen dem Steine und der Erde wirksame Anziehungskraft

G verrichtet und es findet ein ähnliches Verhalten in Bezug auf eine in Spannung versetzte Uhrfeder statt, bei welcher durch die zwischen den einzelnen Theilchen vorhandenen Spannkräfte eine Arbeitsleistung hervorgebracht werden kann. Es ist klar, daß, zuvörderst abgesehen von allen Nebenhindernissen, die von der Feder beim Zusammenziehen verrichtete Arbeit genau so groß ist, wie die zu ihrer Anspannung vorher aufgewendete, wie auch der Arbeitsbetrag des betrachteten Steines beim Fallen von der Höhe h gleich derjenigen mechanischen Arbeit ist, welche das Emporheben desselben auf dieselbe Höhe zuvor erforderte. In gleicher Art wie die Feder vermag auch eine bestimmte Menge comprimirter Luft bei ihrer Ausdehnung eine Wirkung zu äußern, welche der zur Compression erforderlich gewesenen Arbeit gleich ist. In allen diesen Fällen wohnt also dem betreffenden Systeme vermöge seiner Lage oder vermöge der Lage seiner Theile zu einander die Fähigkeit inne, eine gewisse Arbeit zu leisten, und man nennt diese Wirkungsfähigkeit die Energie der Lage oder die potentielle Energie des Körpers im Gegensatze zu der kinetischen.

Es ist auch deutlich, daß die eine Art der Energie jeder Zeit in die andere verwandelt werden kann, denn so wie der von der Höhe h heruntergefallene Stein eine Geschwindigkeit $v = \sqrt{2gh}$ angenommen, also seine potentielle Energie in kinetische umgesetzt hat, ebenso vermag der mit der Geschwindigkeit v vertical aufwärts geworfene Stein sich selbst auf die Höhe $h = \frac{v^2}{2g}$ zu erheben. Eine derartig abwechselnde Umsetzung der einen Energie in die andere findet beispielsweise fortwährend bei einem schwingenden Pendel statt. Dasselbe hat in seiner tiefsten Lage vermöge der beim Fallen erlangten Geschwindigkeit nur kinetische Energie, welche nunmehr so lange zum Erheben des Pendels verwendet, also in potentielle Energie verwandelt wird, bis im höchsten Punkte die Geschwindigkeit aufgezehrt ist, wonach das Pendel beim darauf folgenden Fallen bis zum tiefsten Punkte seine potentielle Energie wieder in kinetische umsetzt. In jeder Lage des Pendels zwischen der tiefsten und der höchsten setzt sich seine ganze Energie aus zwei Theilen, einem kinetischen und einem potentiellen zusammen, und es ist leicht zu zeigen, daß die Summe dieser beiden Energien stets dieselbe Größe behält, vorausgesetzt, daß von Nebenhindernissen abgesehen wird. Ist nämlich auch hier das Gewicht des einfachen Pendels G und die Fallhöhe h, so besitzt das Pendel, nachdem es um die beliebige Höhe x gefallen ist, noch eine potentielle Energie $E_p = G(h - x)$, und vermöge der durch den Fall erlangten Geschwindigkeit $v = \sqrt{2gx}$ wohnt ihm eine kinetische Energie

$$E_k = G\frac{v^2}{2g} = Gx$$

inne, so daß für jede beliebige Größe von x die Summe $E_p + E_k = Gh$ constant bleibt.

Hier mag auch, als ein Beispiel, die Wirkung des Wassers in den Turbinen angeführt werden. Während bei einer reinen Druckturbine das Wasser mit einer Geschwindigkeit in das Rad tritt, welche durch das ganze vorhandene Gefälle erzeugt wird, also lediglich vermöge seiner kinetischen Energie zur Wirkung kommt, setzt sich in den Reactionsturbinen die Energie des Wassers aus einem kinetischen und einem potentiellen Theile zusammen, welcher letztere dem Reactionsgefälle entspricht.

Nach der im vorhergehenden Paragraphen angeführten Auffassung der Wärme als eine Bewegung wird daher auch jeder Körper, wenn er selbst auch nicht in sichtbarer Bewegung sich befindet, vermöge seines Wärmeinhalts eine gewisse Energie besitzen, welche man seine innere Energie oder mit Zeuner seine innere Arbeit zu nennen pflegt. Auch in Bezug auf diese innere Arbeit kann man den Unterschied zwischen kinetischer und potentieller Energie festhalten, wie folgende Betrachtung ergiebt. Denkt man sich einen Körper von bestimmter Temperatur, d. h. bestimmter Schwingungsgeschwindigkeit, und führt demselben Wärme zu, so bemerkt man im Allgemeinen zweierlei, nämlich eine Erhöhung der Temperatur und eine Volumenvergrößerung oder Ausdehnung. Während die Erhöhung der Temperatur als eine Vergrößerung der Schwingungsgeschwindigkeit, daher als eine Vermehrung der kinetischen Energie sich darstellt, ist bei der Volumenvergrößerung der gegenseitige Abstand der kleinsten Körpertheilchen von einander vergrößert worden. Da diese Theilchen mit gewissen anziehenden Kräften auf einander wirken, so ist zu dieser Entfernung eine gewisse mechanische Arbeit aufgewendet worden, in ähnlicher Art etwa, wie zum Anspannen einer Feder. Diese mechanische Arbeit wird daher nachher ebenso wie in der Feder in Form von potentieller Energie vorhanden sein, d. h. dieselbe kann auch wie diejenige der Feder wieder gewonnen werden, sobald man die Verhältnisse so gestaltet, daß die einzelnen Körpertheilchen wieder in ihre ursprüngliche Lage zurückkehren können, d. h. sobald man durch Wärmeentziehung den ursprünglichen Zustand wieder herstellt. Besonders auffällig tritt die Verwendung der zugeführten Wärme zur Erzeugung von potentieller Energie auf bei der Verdampfung von Wasser oder anderen Flüssigkeiten. Wie in dem Folgenden noch näher angeführt wird, findet in einer siedenden Flüssigkeit trotz der lebhaftesten Wärmezufuhr eine Temperaturerhöhung so lange nicht statt, als noch ein Tropfen im flüssigen Zustande vorhanden ist, so daß also während des Siedens alle der Flüssigkeit zugeführte Wärme dazu verwendet wird, die Wassertheilchen von einander zu trennen und in Dampf zu verwandeln. Zu diesem Zwecke ist eine beträchtliche Arbeit erforderlich, welche sich aus zwei Theilen zusammensetzt. Der eine Theil wird dazu ver-

braucht, die anziehenden Kräfte zu überwinden, welche zwischen den einzelnen Wassertheilchen wirksam sind, und diese Arbeit ist offenbar in Form von potentieller Energie in dem gebildeten Dampfe enthalten, welche auch wieder und zwar in Form von Wärme gewonnen wird, sobald der Dampf sich wieder zu Flüssigkeit verdichtet. Ein zweiter Theil der mechanischen Arbeit, welche die zugeführte Wärme zu verrichten hat, wird zur Ueberwindung des äußern Druckes (etwa dem der Atmosphäre beim Kochen in offenen Gefäßen) verbraucht, welcher auf den verdampfenden Wassertheilchen lastet, und gegen welchen sich dieselben bei der Verdampfung Raum schaffen müssen. Dieser zweite Arbeitsbetrag, welchen man wohl die äußere Arbeit nennt, ist natürlich nicht mehr als Energie in dem gebildeten Dampfe vorhanden.

Nach dem Vorstehenden wird die einem beliebigen Körper zugeführte Wärme drei Wirkungen hervorbringen.

1. Die Temperatur oder die Schwingungsarbeit wird erhöht, etwa um ΔW, wenn mit W die ganze der Temperatur entsprechende kinetische Energie des Körpers vorgestellt wird.

2. In dem Körper wird eine potentielle Energie dadurch angesammelt, daß die zwischen den Atomen wirkenden Anziehungskräfte auf einem gewissen, der Ausdehnung entsprechenden Wege überwunden werden. Dieser Zuwachs an Energie sei mit ΔJ bezeichnet, wenn J die ganze in dem Körper vermöge der Lage der Atome zu einander vorhandene potentielle Energie bedeutet.

3. Es wird eine gewisse mechanische Arbeit ΔL bei Ueberwindung des äußern, auf den Körper wirkenden Druckes geleistet, indem dieser Druck auf einem der Volumenausdehnung entsprechenden Wege überwunden werden muß.

Die Summe der beiden in einem beliebigen Körper von bestimmter Temperatur enthaltenen Arbeiten W und J ist die innere Arbeit des Körpers, während die Summe der beiden Arbeiten $\Delta J + \Delta L$, welche zur Aenderung in der Anordnung der kleinsten Theile des Körpers nach dem Vorstehenden aufgewendet werden muß, von Clausius mit dem Namen der Disgregationsarbeit bezeichnet wird. Es mag hier noch bemerkt werden, daß bei der Zu- oder Abführung von Wärme in einem Körper je nach den Umständen entweder nur die Schwingungsarbeit W, oder nur die Disgregationsarbeit oder beide zugleich einer Aenderung unterworfen sein können, wie dies aus dem Folgenden noch deutlicher hervorgehen wird.

Die verschiedenen hier angeführten Formen der Energie lassen sich sämmtlich in einander und in mechanische Arbeit umsetzen, und dasselbe gilt auch von den chemischen, elektrischen und magnetischen Erscheinungen, welche indeß hier als dem Zwecke des vorliegenden Buches fern liegend, nicht weiter in Betracht kommen. Vielfache Versuche haben ferner, wenigstens soweit die Wärme in Betracht kommt, ein ganz bestimmtes Verhältniß zwischen der erzeugten Wärme und der aufgewandten mechanischen Arbeit festgestellt, der-

art, daß ein bestimmter Betrag der einen Energie beim Verschwinden jedesmal einen ganz bestimmten Betrag der andern hervorruft, und wenn es bisher auch nicht gelungen ist, einen ebensolchen quantitativen Zusammenhang für die chemischen, elektrischen und magnetischen Wirkungen nachzuweisen, so ist es doch sehr wahrscheinlich, daß auch für diese die gedachte Gesetzmäßigkeit gilt. Denkt man sich daher irgend ein System von Körpern, welche unter sich in gegenseitiger Wechselwirkung sind, von außen dagegen weder Energie empfangen, noch solche nach außen abgeben, so muß man annehmen, daß bei der gedachten wechselseitigen Einwirkung der Systemtheile auf einander zwar die Energie derselben in mancherlei verschiedenen Formen auftreten kann, daß aber die Summe aller Energien des Systems, wenn man dieselben durch ein gemeinschaftliches Maß, etwa als mechanische Arbeit ausdrückt, immer denselben Werth behalten muß. Ebenso wie man in der Chemie annehmen muß, daß bei der Einwirkung verschiedener Substanzen auf einander zwar die Form der Materie veränderlich ist, die Menge derselben aber constant bleibt, ebenso hat man sich zu denken, daß durch die mechanische Einwirkung der Körper eines Systems Energie weder vernichtet noch neu erzeugt werden kann. Eine Vergrößerung oder Verminderung derselben kann nur durch äußere Einwirkungen hervorgerufen werden. Da das ganze Weltall als ein System aufzufassen ist, welches von außen weder etwas empfangen, noch dahin etwas abgeben kann, so drückt man das hier in Rede stehende Princip auch wohl so aus: „Die Energie des Weltalls ist constant“. Wenn bei allen uns bekannten Wechselwirkungen von Körpern auf einander, also vorzugsweise bei allen Maschinen, durch Reibung, Stoßwirkungen ꝛc. immer gewisse mechanische Arbeiten für den beabsichtigten Zweck der Maschinen verloren gehen, so sind damit doch keine wirklichen Verluste an Energie in dem vorstehenden Sinne verbunden, insofern die gedachten mechanischen Arbeiten nicht spurlos verschwinden, sondern immer in die ihnen äquivalenten Beträge von Wärme umgewandelt werden. Der obige, zuerst von Helmholtz ausgesprochene Grundsatz von der Erhaltung der Energie bildet die Grundlage der neuern Wärmetheorie. Ehe auf diese näher eingegangen werden soll, mögen indessen noch die hauptsächlichsten Wärmeerscheinungen einer Besprechung unterliegen.

§. 198. **Quecksilberthermometer.** Instrumente, welche die Intensität oder den Wärmegrad der Körper anzeigen, heißen Thermometer, und den Grad der Wärmeintensität oder Schwingungsgeschwindigkeit bezeichnet man mit dem Namen der Temperatur. Die Feststellung einer Stufenleiter oder Scala für die verschiedenen Grade der Wärme ist bei den gebräuchlichen Thermometern eine willkürliche, und erst die neuere Wärmetheorie hat die

Möglichkeit geboten, eine Temperaturſcala von der Art anzugeben, daß nach derſelben die einzelnen Grade der Temperatur eines Körpers proportional mit der Energie ſind, welche dem Körper vermöge der in ihm enthaltenen Schwingungsgeſchwindigkeit innewohnt.

Bei den gewöhnlichen Thermometern pflegt man bei der Feſtſtellung des Maßſtabes für die Temperatur die Ausdehnung von Körpern, insbeſondere von Flüſſigkeiten zu benutzen, wie ſie erfahrungsmäßig durch die Wärme hervorgebracht wird, indem man die ziemlich willkürliche Annahme macht, daß dieſe Ausdehnung mit der Temperatur der Körper proportional vor ſich gehe. Nun giebt es in der Natur gewiſſe Zuſtände von Körpern, welche ſich durch conſtante Temperaturen auszeichnen, ſo namentlich die Zuſtände des *Schmelzens feſter* und des *Verdampfens flüſſiger Körper*. Solche Zuſtände benutzt man bei der Herſtellung von Thermometern zur Feſtſtellung gewiſſer Fixpunkte der Thermometerſcalen und theilt das Intervall zwiſchen den Temperaturen zweier ſolcher Zuſtände nach der angeführten Annahme der proportionalen Ausdehnung in eine beſtimmte Anzahl gleicher Theile oder *Grade*. Insbeſondere pflegt man die erfahrungsmäßig conſtante Temperatur, welche ſchmelzendes Eis annimmt, ſo lange daſſelbe noch nicht vollſtändig in Waſſer verwandelt iſt, als den Nullpunkt der Thermometerſcalen anzunehmen, während ein zweiter Fixpunkt derjenigen, ebenfalls conſtanten, Temperatur entſpricht, welche das Waſſer während ſeiner Verdampfung unter einem beſtimmten Atmoſphärendrucke ſo lange behält, bis der letzte Tropfen Waſſer verdampft iſt.

Fig. 425.

Das wichtigſte und gewöhnlich gebrauchte Thermometer iſt das *Queckſilberthermometer*. Daſſelbe beſteht in einer engen, ſich in einer größern Hohlkugel oder einem weitern Gefäße A endigenden, zum Theil mit Queckſilber angefüllten Glasröhre AB, Fig. 425, und iſt verbunden mit einer längs der Röhrenaxe hinlaufenden Scala. Bringt man das Gefäß dieſes Inſtrumentes mit dem Körper, deſſen Temperatur man ermitteln will, in Berührung, ſo nimmt das Queckſilber in demſelben nach einiger Zeit die Temperatur dieſes Körpers an und es wird die dadurch hervorgebrachte Volumenveränderung des Queckſilbers durch den Stand deſſelben in der Röhre angezeigt. Damit nun aber alle Thermometer unter ſich übereinſtimmen, d. i. bei einem und demſelben Wärmezuſtande auch einerlei Temperatur anzeigen, iſt es nöthig, ihren Scalen eine ſolche Ausdehnung und Eintheilung zu geben, daß je zwei gleichbenannte Punkte derſelben zwei beſtimmten Temperaturen entſprechen. Gewöhnlich bedient man ſich, wie erwähnt, bei Graduirung der Scala der Temperaturen des ge-

frierenden und des siedenden Wassers, und bezeichnet die entsprechenden *festen Punkte*, bis zu welchen die Quecksilbersäule in der Glasröhre bei dem einen oder andern Wärmezustande reicht, durch *Frostpunkt* und *Siedepunkt*. Bei Ausmittelung dieser Punkte bringt man das Thermometer erst in schmelzendes Eis und dann in sich ununterbrochen aus kochendem Wasser bildenden und nach oben abströmenden Wasserdampf. Der Siedepunkt hängt übrigens auch noch von der Stärke des Luftdruckes oder vom Barometerstande ab, weshalb denn auch bei seiner Bestimmung noch auf diesen mit Rücksicht zu nehmen ist. Man ist übereingekommen, den Siedepunkt bei dem Barometerstande von 28 Pariser Zoll = 336 Linien, oder bei dem von 0,76 Meter = 336,9 Linien zu bestimmen, bezw. nach einer weiter unten zu gebenden Regel auf diesen Barometerstand zu reduciren.

Den Abstand (Fundamentalabstand) zwischen dem Frost- und Siedepunkte theilt man in eine gewisse Anzahl gleicher Theile, und durch Antragen dieser Theile unterhalb des Frost- und oberhalb des Siedepunktes verlängert man noch die Scala so viel wie möglich.

Die *Centesimaleintheilung*, bei welcher der Fundamentalabstand in hundert Theile oder *Grade* getheilt wird, ist jedenfalls die einfachste und soll im Folgenden immer zu Grunde gelegt werden, doch bedient man sich sehr oft noch der *Réaumur'schen* Eintheilung in 80 Grade, und in England der *Fahrenheit'schen* Eintheilung in 180 Grade oder vielmehr in 212 Grade, bei welcher letzteren übrigens der Nullpunkt noch um 32 unterhalb des Gefrierpunktes angesetzt wird, so daß dem Siedepunkte bei diesem Thermometer eine Temperatur von $180 + 32 = 212^0$ entspricht.

Specielle Anleitung zur Anfertigung von Thermometern geben die größeren Werke über Physik, z. B. Müller's Lehrbuch der Physik und Meteorologie, Band II, sowie Wüllner's Lehrbuch der Experimentalphysik.

Tabellen zur Verwandlung der *Centesimal-*, *Réaumur'schen* und *Fahrenheit'schen* Grade unter einander enthält der „Ingenieur". Hier folgen nur die dazu nöthigen Formeln. t_1 Centesimalgrade entsprechen $\frac{4}{5} t_1$ *Réaumur'schen* oder $\frac{9}{5} t_1 + 32^0$ *Fahrenheit'schen* Graden. Dagegen t_2 *Réaumur'sche* Grade geben $\frac{5}{4} t_2$ *Centesimal-* oder $\frac{9}{4} t_2 + 32^0$ *Fahrenheit'sche* Grade. Endlich sind t_3 *Fahrenheit'sche* Grade gleich $\frac{5}{9}$ $(t_3 - 32^0)$ *Centesimal-* gleich $\frac{4}{9}$ $(t_3 - 32^0)$ *Réaumur'schen* Graden.

Zur Unterscheidung der oberhalb des Gefrierpunktes gelegenen Scalentheilen von den unterhalb desselben angebrachten bezeichnet man die ersteren als positive, die letzteren als negative Grade. Es ist selbstverständlich, daß von einer negativen Wärme nicht die Rede sein kann, und daß der Nullpunkt der Scala keineswegs den Zustand der Körper bezeichnet, in welchem in denselben gar keine Wärme vorhanden ist. Ein solcher Zustand, welcher dem *absoluten Nullpunkte* der Temperatur entspricht, ist uns bei keinem Körper bekannt und wird sich auch wohl in Wirklichkeit niemals darstellen lassen. Daß der im gewöhnlichen Leben gebräuchliche Ausdruck Kälte nicht einen Gegensatz zu Wärme, sondern nur einen geringeren Grad derselben bezeichnet, bedarf hiernach kaum der Erwähnung.

Pyrometer. Das Quecksilber gefriert oder geht in den festen Zustand §. 199.
über, wenn es einer Temperatur von — 40° ausgesetzt ist, und siedet, d. i. nimmt die Dampfform oder einen elastischflüssigen Zustand an, wenn seine Temperatur bis + 400° gestiegen ist. Aus diesem Grunde, und da überdies die Wärmeausdehnungen nahe bei den Wechseln der Aggregatzustände sehr unregelmäßig sind, kann man denn auch durch Quecksilberthermometer nur Temperaturen von — 36° bis 360° mit hinreichender Sicherheit beobachten. Um aber Temperaturen über diese Grenzen hinaus angeben zu können, wendet man in dem einen Falle Weingeistthermometer, in dem andern sogenannte Pyrometer an. Letzterer bedient man sich zumal zur Ausmittelung der Temperatur in Feuerherden, Schmelzöfen u. s. w. Von ihnen ist noch in Folgendem die Rede.

Das einfachste Mittel, hohe Temperaturen zu messen, besteht in der Vergleichung der Längen, welche ein und derselbe Metallstab bei verschiedenen Temperaturen annimmt. Da die Wärmeausdehnungen fester Körper nicht sehr groß sind, so wendet man hierbei besondere Mittel, namentlich ungleicharmige Hebel an, welche die Ausdehnung vergrößert angeben, um den erwünschten Grad von Genauigkeit zu erhalten. Uebrigens bietet die Construction eines brauchbaren Metallpyrometers noch besondere Schwierigkeiten dar, weil es in den meisten Fällen nicht möglich ist, durch diese Instrumente die Wirkungen der Wärme unmittelbar, nämlich im Feuerraume selbst, zu beobachten, und weil sich diese Wirkungen auf alle Theile des Instrumentes, also nicht allein auf den Metallstab, sondern auch auf dessen Lager und auf den Maßstab erstrecken. Alle bis jetzt in Vorschlag und zur Anwendung gekommenen Metallpyrometer sind daher auch mit größeren oder kleineren Unvollkommenheiten behaftet. Eins der vorzüglichsten, wiewohl auch eins der kostbarsten Instrumente dieser Art ist das Pyrometer von Daniell (s. Gehler's physik. Wörterbuch, Artikel „Pyrometer"). Die Idee, welche einem solchen Instrumente zu Grunde liegt, ist folgende. AB, Fig. 426, ist eine hohle Graphitröhre, CD ein darin eingesetzter Platin- oder anderer Metallstab, und E ein diesen bedeckender kurzer Porzellancylinder, welcher ziemlich scharf an die Röhrenwand anschließt. Wenn man nun diesen Apparat in den Feuerraum bringt, so wird das Porzellanstück E in Folge der Ausdehnung der Platinstange ein Stück auswärts geschoben, und wenn man später den Apparat wieder aus dem Feuer genommen und ihn hat abkühlen lassen, so wird die Verschiebung des von der Graphitröhre zurückgehaltenen Porzellancylinders die stattgehabte Ausdehnung der Platinstange und dadurch mittelbar den Hitzegrad anzeigen. Zur genauen Ausmessung

Fig. 426.

dieser Verschiebung dient noch ein Fühlhebelapparat, den man vor und nach dem Einlegen in das Feuer an AD anlegt.

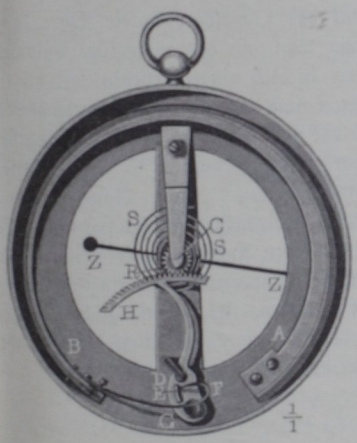
Die Pyrometer von Guyton de Morveau, von Brogniart, Petersen, Neumann u. s. w. haben mehr oder weniger Aehnlichkeit mit dem Daniell'schen Pyrometer. (S. Gehler's physik. Wörterbuch, Band VII.)

Ein bekanntes Hülfsmittel zur Bestimmung hoher Hitzegrade ist auch das Pyrometer von Wedgwood. Man wendet dasselbe wegen seiner Einfachheit noch oft an, wiewohl es ein sehr unvollkommenes Instrument ist. Es werden hierzu kleine Kegel oder Cylinder aus Porzellan- oder Töpferthon verwendet und diese vor dem Gebrauche bis zur angehenden Rothglühhitze getrocknet und dann ausgemessen. Um nun den Hitzegrad in einem Feuerherde zu messen, bringt man einen oder mehrere solcher Thonkörper in denselben und läßt sie darin einige Zeit liegen, damit sie die Temperatur des Raumes, in welchem sie sich befinden, vollkommen annehmen können. Hierbei schwindet ein solcher Körper bedeutend zusammen und bleibt auch dann noch zusammengezogen, wenn er sich wieder abgekühlt hat, und zwar um so mehr, je größer die Hitze ist, welcher er ausgesetzt war. Wenn man den Durchmesser dieses Körpers vor und nach der Erhitzung mißt, so kann man dessen Zusammenziehung berechnen und diese als das Maß der Hitze ansehen. Um aber diese Messung bequem und genau auszuführen, wird ein das eigentliche Pyrometer ausmachender Maßstab angewendet, der im Wesentlichen aus zwei convergent laufenden und auf eine Platte aufgelötheten, mit einer Eintheilung versehenen Metallstäben besteht. Wird nun der Thonkegel zwischen diese Stäbe geschoben, so läßt sich seine Dicke an den Eintheilungen derselben ablesen. Man findet diese Thermometer in der Regel in 240 Theile oder Grade getheilt, setzt Null Grad Wedgwood $= 1077\frac{1}{2}^0$ F.; und jeden Grad W. $= 130^0$ F., also z. B. 20^0 W. $= 1077\frac{1}{2}^0 + 20 . 130^0 = 3677\frac{1}{2}^0$ F. Die Mängel dieses Instrumentes rügt besonders Guyton de Morveau; auch ist nach diesem Null des Wedgwood'schen Instrumentes nicht $1077\frac{1}{2}^0$ F., sondern 510^0 F., und jeder Grad desselben nicht 130^0 F., sondern $61{,}2^0$ F.

§. 200. **Metall-Thermometer.** Die gewöhnlichen Metall-Thermometer oder Pyrometer für mittelhohe Temperaturen bestehen in einer Verbindung von zwei Metallstäben von sehr verschiedenen Wärmeausdehnungen, z. B. von einem Messing- und einem Eisenstabe, oder einem Platin- und einem Gold- oder Silberstreifen u. s. w. Liegen nun diese Stäbchen auf einander und sind sie an einem Ende fest mit einander verbunden, so kann man an den anderen Enden die Differenz der Ausdehnungen beider beobachten und hieraus wieder die entsprechende Temperatur berechnen. Zu diesem Zwecke erhält aber das Ende der einen Stange eine einfache Eintheilung und das andere einen dieser entsprechenden Vernier. Solche zuerst von Borda in Anwendung gebrachte Thermometer fallen jedoch, wenn sie hinreichend genau sein sollen, zu groß aus, um dadurch die Temperatur in kleinen Räumen bestimmen zu können. In neuerer Zeit löthet oder nietet man aber diese Streifen zusammen, so daß sie sich nicht an einander verschieben können, sondern eine Krümmung annehmen oder ihre Krümmung vergrößern, wenn sie in eine höhere Temperatur übergehen.

Das Breguet'sche Thermometer besteht aus drei spiralförmig gewundenen Metallstreifen von Platin, Silber und Gold, wovon das letztere als Bindemittel der beiden ersteren dient. Das sogenannte Quadrantenthermometer, welches in Fig. 427 abgebildet ist, besteht in einer, aus einem äußern Stahl- und einem innern Kupferstreifen zusammengesetzten krummen Feder, welche bei A auf dem taschenuhrförmigen Gehäuse fest sitzt und mit seinem Ende B mittelst einer Feder BF gegen eine Nase E drückt. Die letztere ist an einem ungleicharmigen, um D drehbaren Hebel befindlich, welcher mittelst des gezahnten Bogens H und des kleinen Zahngetriebes R den Zeiger Z bewegt, so daß dessen Spitze auf einem Zifferblatte durch den Ausschlag die Temperatur angiebt. Wenn sich bei Zunahme der Wärme der innere Kupferstreifen mehr streckt als der äußere Stahlstreifen, so öffnet sich die Feder AB, wodurch das Ende B derselben den Arm DE in der Richtung DB anzieht, und es rückt der Zeiger CZ um einen gewissen Bogen weiter, den man auf dem Zifferblatte ablesen kann. Eine Spiralfeder SS bewegt den Zeiger in umgekehrter Richtung, wenn sich die Feder in Folge einer Temperaturerniedrigung wieder schließt.

Fig. 427.

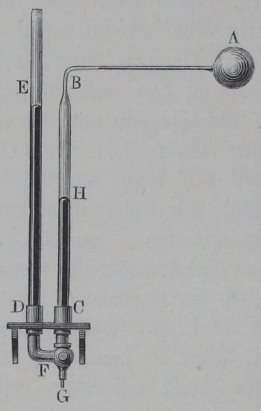


Anmerkung. Holzmann's Metallthermometer weicht im Wesentlichen nicht ab von dem oben beschriebenen Quadrantenthermometer (s. Anfangsgründe der Physik von Scholz, §. 294). Oechsle's Metallthermometer besteht aus einer spiralförmig gewundenen Thermometerfeder, welche aus Stahl- und Messingstreifen zusammengesetzt ist. Es sitzt hier das äußere Ende der Feder am Gehäuse fest, und das innere Ende derselben setzt den Zeiger mittelst einer stehenden Welle in Bewegung (s. Dingler's Journal, Band LX).

Luftpyrometer. Endlich hat man auch Luftpyrometer zur Messung §. 201.
hoher Temperaturen in Anwendung gebracht. Dieselben bestehen der Hauptsache nach aus einer hohlen Platinkugel A und einer engern Röhre AB, Fig. 428 (a. f. S.), aus zwei mit einander communicirenden weiteren Röhren BC und DE, und aus einer messingenen Fassung CFD mit einem Hahn, wodurch nicht allein die Communication dieser Röhren mit einander, sondern auch die mit einem Ausflußröhrchen G nach Belieben hergestellt und auf-

gehoben werden kann. Beim Gebrauche sind A und AB mit Luft und BFE mit Quecksilber angefüllt, und es wird A in den Feuerraum gebracht, dessen Temperatur ermittelt werden soll. Zufolge der Erwärmung der in AB eingeschlossenen Luft dehnt sich dieselbe aus, nimmt nun in der Röhre BC einen Raum BH ein, und drückt das Quecksilber in die Röhre DE. Kennt man nun das anfängliche Volumen V der in AB eingeschlossenen Luft bei 0^0 Wärme und bei dem Barometerstande b und hat man die durch die Erwärmung bewirkte Vergrößerung $BH = V_1$ dieser Luftmenge, sowie ihren Manometerstand $EH = h$ beobachtet, so läßt sich mit Hülfe des bekannten Ausdehnungscoefficienten der Luft die Temperatur t der eingeschlossenen Luft berechnen. Ist die anfängliche Dichtigkeit derselben $= \gamma$, so beträgt das Gewicht dieser Luftmenge:

Fig. 428.



$$V\gamma = \left(\frac{V}{1 + \alpha t} + V_1\right)\frac{b + h}{b}\,\gamma \text{ (s. Thl. I);}$$

es ist sonach

$$\frac{bV}{b + h} = \frac{V}{1 + \alpha t} + V_1,$$

und es folgt daher die gesuchte Temperatur des Heizraumes:

$$t = \frac{1}{\alpha}\,\frac{Vh + V_1(b + h)}{Vb - V_1(b + h)}.$$

Wenn man durch das Mundstück G so viel Quecksilber abläßt, bis die Quecksilbersäulen in BC und DE gleich hoch ausfallen, so kann man $h =$ Null und folglich

$$t = \frac{1}{\alpha}\,\frac{V_1}{V - V_1}$$

setzen.

Wenn man hingegen in G so viel Quecksilber zuleitet, daß das Quecksilber BC bei der Erhitzung von A auf derselben Höhe stehen bleibt, und folglich hierbei die Luft gar keine Ausdehnung erleidet, so ist $V_1 = 0$, und daher

$$t = \frac{1}{\alpha}\,\frac{h}{b}$$

zu setzen.

Bei dem Pyrometer von Pouillet wird das erstere und bei dem von Regnault das zweite Verfahren angewendet. S. Mémoires de l'Acadé-

mie royale des sciences de l'Institut de France, Tome XXI, 1847. Im Auszug: Formules, Tables etc. par Claudel, Paris 1854. Ueber Regnault's Gasthermometer, s. Annales de chimie et physique. Sept. 1861, auch Dingler's Journal, Band 162.

Anmerkung. Um das Instrument gegen die Wärme zu schützen, stellt man es vor einem hölzernen Schirme auf, und um die ausgetretene Luft abzukühlen und auf einer constanten Temperatur zu erhalten, kann man noch die Röhre BC von kochendem Schwefeläther oder Spiritus u. s. w. umspielen lassen.

Um ferner bei hohen Temperaturen keine zu große Spannungen zu erhalten, kann man das Reservoir mit verdünnter Luft anfüllen und zu diesem Zwecke AB mit einer Luftpumpe in Verbindung setzen. Uebrigens ist die Luft in A vor dem Gebrauche durch Chlorcalcium gehörig zu trocknen.

Die Anwendung der gefundenen Formel erfordert noch einige Ergänzungen und Correctionen wegen der Ausdehnung der Gefäßwand, wegen der Veränderlichkeit des Barometerstandes, sowie der Temperatur in BC u. s. w.

Längenausdehnung. Mit wenigen Ausnahmen dehnen sich alle §. 202.
Körper aus, wenn sie in eine höhere Temperatur übergehen, und nehmen auch wieder an Volumen ab, wenn sie an Wärme verlieren. Jedoch ist diese Volumenveränderung bei verschiedenen Körpern sehr verschieden und meist auch nur bei mäßigen Temperaturen von 0 bis 100° der Wärmezu- oder Abnahme proportional. Bei höheren Temperaturen fallen die Ausdehnungen verhältnißmäßig größer aus als bei niedrigen Temperaturen, zumal wenn sich die Körper im festen Zustande befinden. Wir können bei den Wärmeausdehnungen Längen-, Flächen- und Raum- oder Volumenausdehnung unterscheiden, je nachdem wir nur auf die Veränderung der Längendimension, oder auf die Veränderung der Längen- und Breitendimension, oder auf die Veränderung des ganzen Volumens oder aller drei Raumdimensionen Rücksicht nehmen.

Die lineare oder Längenausdehnung kommt vorzüglich nur bei festen Körpern, zumal bei Stäben, Stangen, Balken u. s. w. in Betracht. Lavoisier und Laplace haben die Längenausdehnungen verschiedener Körper unmittelbar beobachtet, Dulong und Petit aber haben erst die Volumenausdehnungen gemessen und hieraus die Längenausdehnungen berechnet. Die Abweichungen in den Resultaten beider Untersuchungen sind unbedeutend. In folgender Tabelle sind die Längenausdehnungen der in der Technik am häufigsten vorkommenden Körper angegeben.

Es ist die Längenzunahme für

die Gegenstände	Wärmezunahme	in gewöhnl. Brüchen	in Decimalbrüchen	Beobachter
Platin	0 bis 100°	1/1167	0,00085655	Borda
„	0 „ 100°	1/1131	0,00088420	Dulong und Petit
„	0 „ 300°	1/363	0,00275482	„ „ „
Glas	0 „ 100°	1/1161	0,00086133	„ „ „
„	0 „ 200°	1/454	0,00184502	„ „ „
„	0 „ 300°	1/329	0,00303252	„ „ „
Stahl, ungehärtet .	0 „ 100°	1/927	0,00107880	Lavoisier u. Laplace
„ gehärtet . .	0 „ 100°	1/807	0,00123956	„ „ „
Gußeisen	0 „ 100°	1/901	0,00111000	Roy
Stabeisen	0 „ 100°	1/846	0,00118210	Dulong und Petit
„	0 „ 300°	1/227	0,00440528	„ „ „
Gold	0 „ 100°	1/682	0,00146606	Lavoisier u. Laplace
Kupfer	0 „ 100°	1/582	0,00171820	Dulong und Petit
„	0 „ 300°	1/177	0,00564972	„ „ „
Messing	0 „ 100°	1/535	0,00186760	Lavoisier u. Laplace
Silber	0 „ 100°	1/524	0,00190974	„ „ „
Blei	0 „ 100°	1/351	0,00284836	„ „ „
Zink	0 „ 100°	1/340	0,00294167	Smeaton

Von den hier angeführten Körpern hat, wie man sieht, Platin und nächstdem das Glas die kleinste, Blei und Zink aber die größte Längenausdehnung; es ist die letztere über dreimal so groß als die erstere. Auch ersieht man aus den Angaben von Dulong und Petit, daß die Ausdehnung der Metalle sowie des Glases bei hohen Wärmegraden verhältnißmäßig stärker zunimmt, als die Wärme.

Ein Glasstab wird hiernach bei 0 bis 100° Wärmezunahme um 0,00086133, bei 100 bis 200° aber um 0,00098369 und bei 200 bis 300° um 0,00118750 länger.

§. 203. **Ausdehnungscoefficienten.** Nehmen wir an, daß die Ausdehnung mit der Wärme gleichmäßig wachse, so können wir sehr leicht aus den oben mitgetheilten Resultaten die Ausdehnungscoefficienten, d. h. die ver-

hältnißmäßigen Längenzunahmen bei jedem Grad Temperaturerhöhung, berechnen. So ist z. B. für Gußeisen der Ausdehnungscoefficient:

$$\alpha = 0{,}00111 : 100 = 0{,}0000111,$$

für Messing hingegen:

$$\alpha = 0{,}0018676 : 100 = 0{,}000018676 \text{ u. s. w.}$$

Bessel und Baeyer fanden für Temperaturen von 3 bis 17° R. bei der Prüfung von Meßstäben

für den Eisenstab . . . . . $\alpha = 0{,}0000148505$,
und für den Zinkstab . . . . $\alpha = 0{,}0000416372$,

dagegen fand später Baeyer bei Temperaturen von 7 bis 23° R.

für den ersten Stab . . . . $\alpha = 0{,}000014165$,
und für den zweiten Stab . . $\alpha = 0{,}0000402342$.

An dem spanischen Basismeßapparat, welchen der Mechanicus Brunner in Paris construirt hat, ist gefunden worden bei Temperaturen von 7 bis $40^3/_4$°

für den Platinstab . . . . . $\alpha = 0{,}0000090167$,
und für den Messingstab . . . $\alpha = 0{,}0000189841$.

Siehe Experiencias hechas con El Aparato de Medir Bases. Madrid 1859.

Ist die Länge eines Stabes bei 0° Temperatur l_0, so ergiebt sich dieselbe bei t_1° Temperatur:

$$l_1 = l_0 + \alpha t_1 . l_0 = (1 + \alpha t_1)\, l_0,$$

und bei t_2° Temperatur:

$$l_2 = (1 + \alpha t_2)\, l_0,$$

daher ist auch das Längenverhältniß eines und desselben Stabes bei den Temperaturen t_1 und t_2:

$$\frac{l_2}{l_1} = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} \text{ und } l_2 = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1}\, l_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wofür, wegen der Kleinheit von αt_1 und αt_2, annähernd

$$l_2 = [1 + \alpha\,(t_2 - t_1)]\, l_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1^a)$$

gesetzt werden kann.

Diese Formel setzt uns in den Stand, die Länge eines Stabes von einer Temperatur t_1 auf eine andere t_2 zu reduciren, oder die Längen l_1 und l_2 eines und desselben Körpers bei verschiedenen Temperaturen mit einander zu vergleichen.

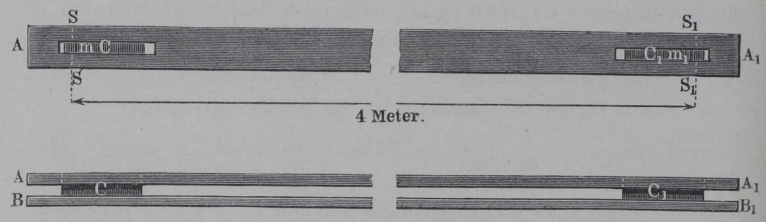
Der Meßstab der spanischen Gradmessung besteht aus einem Platinstabe AA, Fig. 429 (a. f. S.), und einem Messingstabe BB; beide reichlich

4 m lang, 21 mm breit und 5 mm dick. Die mit dem Messingstabe fest verbundenen Platinansätze C, C_1 greifen zwar in entsprechende Ausschnitte des Platinstabes ein, sind aber darin noch auf eine kleine Länge verschiebbar. Sowohl die Enden von A als auch die gedachten Ansätze C sind mit Eintheilungen versehen, auf welchen mittelst Mikrometer die Abstände zwischen den Nullstrichen S, S_1 des Platinmeßstabes und den Nullstrichen m, m_1 auf den Ansätzen des Messingstabes abgelesen werden können.

Fallen die Striche S und m, sowie S_1 und m_1 bei einer gewissen Temperatur t zusammen, so möge die gemeinschaftliche Länge beider Stäbe $SS_1 = mm_1 = l$ sein.

Wird die Temperatur eine andere, t_1, so geht die Länge SS_1 des Platinstabes AA_1 in $l_1 = l - \alpha_1 (t - t_1) l$, sowie die Länge mm_1 des Messingstabes BB_1 in $l_2 = l - \alpha_2 (t - t_1) l$ über, vorausgesetzt, daß

Fig. 429.



α_1 der Ausdehnungscoefficient des Platins und α_2 der des Messings ist. Durch Subtraction erhält man nun die Verkürzung des Messingstabes im Vergleich zum Platinstabe:

$$a = l_1 - l_2 = (\alpha_2 - \alpha_1)(t - t_1) l.$$

Wenn man die Abstände zwischen m und S, sowie zwischen m_1 und s_1 beobachtet und deren Summe a bestimmt hat, so kann man nun nach dieser Formel den Temperaturunterschied $t - t_1 = \frac{a}{(\alpha_2 - \alpha_1) l}$ berechnen, und es ist schließlich das Längenmaß SS_1 des Platinstabes auf t Grad Wärme reducirt:

$$l_1 = [1 - \alpha_1 (t - t_1)] l = \left(1 - \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} \frac{a}{l}\right) l,$$

sowie die Reduction selbst:

$$l_1 - l = - \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1} a \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

zu setzen. Für $\alpha_1 = 0{,}0000090167$ und $\alpha_2 = 0{,}0000189841$ hat man daher $l_1 - l = 0{,}90463\ a$.

Compensationspendel. Eine vorzügliche Anwendung dieser Lehren §. 204.
gewährt die Construction der sogenannten Compensationspendel, welche aus Körpern von verschiedenen Ausdehnungsverhältnissen so zusammengesetzt sind, daß sie ihre Länge nicht ändern, wenn ihre Temperatur eine andere wird. Da die Schwingungszeit eines Pendels von der Länge desselben abhängt (s. Thl. I), so ist die Anwendung der Compensationspendel bei Uhren von großer Wichtigkeit. Die einfachsten Pendel dieser Art sind mit einer aus zwei Metallstreifen zusammengelötheten Thermometerfeder ABA, Fig. 430, welche an ihren Enden kleine Kugeln trägt, ausgerüstet. Ist der ausdehnsamere Metallstreifen unten, so krümmt sich die Feder nach oben, wenn die Temperatur zunimmt, und da gleichzeitig die Stange CL länger, also die Entfernung der Linse L vom Aufhängepunkte größer wird, so ist es möglich, daß dabei der Schwingungspunkt des Pendels (s. Thl. I)

Fig. 430.

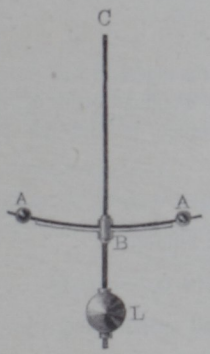
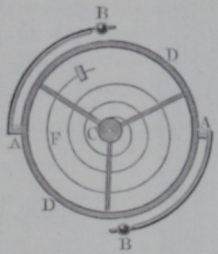


Fig. 431.



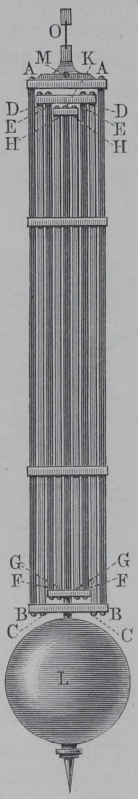
unverändert bleibt. Auch bei den Chronometern oder Taschenuhren wendet man solche Compensationsstreifen an. Da hier die Schwingungszeit von der durch eine Spiralfeder CF, Fig. 431, gebildeten und von einem Schwungrade D umgebenen Unruhe abhängt, so sind die Compensationsstreifen AB auf dem Schwungrade D befestigt. Hierbei sind die ausdehnsameren Streifen außen angebracht, so daß bei einer stattfindenden Erwärmung die Massen B in Folge der stärker werdenden Krümmung der Streifen AB nach innen treten, während der Schwungring D sich ausdehnt. Anstatt eines Schwungringes wird hierbei häufig nur ein Doppelarm oder Balancier angewendet.

Am häufigsten findet man die sogenannten Rostpendel angewendet. Dieselben bestehen aus einer Reihe parallel gestellter Stäbe von verschiedenen Metallen, z. B. von Eisen und Zink, oder Eisen und Messing, so durch

Querarme verbunden, daß die Ausdehnung des einen Stabes durch die Ausdehnung des andern aufgehoben wird.

Fig. 432 stellt ein solches Rostpendel vor, welches aus fünf Eisenstäben AB, AB, EF, EF, KL, und aus vier Messingstäben CD, CD, GH, GH besteht. Damit das Pendel seinen Zweck erfülle, muß die sich nach unten erstreckende Ausdehnung der Eisenstäbe so groß sein wie die nach oben gehende Ausdehnung der Messingstäbe. Setzen wir die Summe der Längen der Eisenstäbe:

Fig. 432.



$$OM + AB + EF + KL = l_1,$$

sowie die Summe der Längen der Messingstäbe:

$$CD + GH = l_2,$$

so haben wir für die ganze Pendellänge:

$$LO = l_0 = l_1 - l_2,$$

und ist nun der Ausdehnungscoefficient des Eisens gleich α_1, und der des Messings gleich α_2, sowie t die Temperaturveränderung, so läßt sich die entsprechende Pendellänge:

$$l = l_1 (1 + \alpha_1 t) - l_2 (1 + \alpha_2 t);$$

also die Längenzunahme desselben:

$$l - l_0 = (\alpha_1 l_1 - \alpha_2 l_2)\, t$$

setzen. Damit diese Null ausfalle, muß sein:

$$\alpha_2 l_2 = \alpha_1 l_1 \text{ oder } \frac{l_2}{l_1} = \frac{\alpha_1}{\alpha_2} \quad \ldots \quad (3)$$

d. i. es muß sich die Messinglänge zur Eisenlänge wie der Ausdehnungscoefficient des Eisens zum Ausdehnungscoefficienten des Messings verhalten. Ist die ganze Länge $l = l_1 - l_2$ gegeben, so hat man hiernach die Eisenlänge:

$$l_1 = \frac{\alpha_2}{\alpha_2 - \alpha_1}\, l$$

und die Messinglänge:

$$l_2 = \frac{\alpha_1}{\alpha_2 - \alpha_1}\, l.$$

Anmerkung. Ueber die Compensationspendel, namentlich auch über Graham's Pendel mit Quecksilbergefäßen wird gehandelt: in Barlow's Treatise on Manufactures and Machinery; ferner in Lamé's Cours de physique u. s. w.

Beispiele 1. Wie lang muß ein eisernes Normalmaß bei 16° Wärme sein, damit es bei 0° genau 2 m lang ist? Es ist hier in

$$l_2 = [1 + \alpha\,(t_2 - t_1)]\,l_1,\ l_1 = 2,\ t_2 - t_1 = 16$$

und $\alpha = 0{,}000011821$ zu setzen, weshalb folgt:

$$l_2 = (1 + 0{,}000011821\,.\,16)\,2 = 2{,}0003783 \text{ m}.$$

2. Wie lang müssen die Eisen- und Messingstäbe eines 1 m langen Rostpendels sein? Führen wir $\alpha_1 = 0{,}000011821$ und $\alpha_2 = 0{,}000018676$ ein, so erhalten wir für die Eisenstablänge:

$$l_1 = \frac{18676\,.\,1}{18676 - 11821} = 2{,}724 \text{ m}$$

und für die Messingstablänge

$$l_2 = \frac{11821\,.\,1}{18676 - 11821} = 1{,}724 \text{ m}.$$

Hiernach kann man jeden der kleineren Messingstäbe 834 mm, jeden der folgenden Eisenstäbe 862 mm, jeden der längeren Messingstäbe 890 mm, die äußeren Eisenstäbe aber 918 mm lang machen, und es bleiben noch $2{,}724 - 0{,}862 - 0{,}918 = 0{,}944$ m für die mittlere Aufhängestange u. s. w. übrig.

Ausdehnungskraft. Mit Hülfe der Elasticitätsmodul E und der Ausdehnungscoefficienten α läßt sich auch die Kraft bestimmen, mit welcher sich Körper bei der Erwärmung ausdehnen und bei der Abkühlung zusammenziehen. Die Kraft, welche eine prismatische Stange von der Länge l und dem Querschnitte F um λ ausdehnt, ist nach Thl. I bestimmt durch die Formel: §. 205.

$$P = \frac{\lambda}{l}\,FE.$$

Nun ist aber $\frac{\lambda}{l} = \alpha t$ zu setzen, daher haben wir dann die Ausdehnungs- oder Zusammenziehungskraft

$$P = \alpha t\,.\,FE \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Da die Elasticitätsmodul der Metalle sehr groß sind, so kann man hiernach durch Erhitzung derselben sehr bedeutende Kräfte hervorbringen, und von dieser Eigenschaft in der Architectur und Technik wichtige Anwendungen machen. So hat z. B. Molard durch eiserne Anker im Conservatoire des arts et métiers zu Paris zwei sich neigende und den Einsturz drohende Mauern senkrecht aufgerichtet, indem er die Anker vor dem Einziehen der Riegel durch Weingeistflammen erhitzen ließ. Beim Beschlagen von hölzernen Geräthschaften und Werkzeugen mit Eisen, zumal beim Auflegen von

eisernen Ringen u. s. w., thut die Wärmekraft ihre nützlichen Dienste, da das im erhitzten Zustande aufgelegte Eisen beim Erkalten in Folge der Zusammenziehung eine feste Verbindung hervorbringt (Schrumpfringe).

Die Ausdehnung eines Körpers durch die Wärme wird verändert, wenn auch noch äußere Kräfte auf denselben wirken. Wird z. B. ein prismatischer Körper, dessen Querschnitt F und Länge l ist, von einer Zugkraft P in der Axenrichtung ergriffen, und zugleich seine Temperatur um t Grad erhöht, so nimmt die Länge desselben um

$$\lambda = \frac{P}{FE} l + \alpha t l = \left(\frac{P}{FE} + \alpha t\right) l \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

zu (s. Thl. I).

Ist die Verlängerung λ bekannt, so bestimmt sich hieraus die Zugkraft P durch die Formel:

$$P = \left(\frac{\lambda}{l} - \alpha t\right) FE \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Ist $\alpha t > \frac{\lambda}{l}$, so fällt natürlich P negativ aus und es geht P in eine Druckkraft über.

Diese Formeln setzen voraus, daß der Elasticitätsmodul E des Körpers durch die Erwärmung nicht verändert wird. Bei großer Temperaturveränderung ist jedoch diese Annahme nicht zulässig, dann wird sowohl der Elasticitätsmodul E, als auch der Tragmodul T und Festigkeitsmodul K ein anderer. Wenn wir daher hier die Tragkraft

$$P = FT,$$

und die Kraft zum Zerreißen

$$P_1 = FK$$

setzen, so haben wir jedenfalls für T und K andere Werthe einzuführen, als die bei einer mittlern Temperatur bestimmten.

Unter der Voraussetzung, daß die Kraft der Wärme genau so auf den Körper wirkt, wie eine äußere Zug- oder Druckkraft P, ist

$$\frac{\lambda}{l} = \frac{T}{E},$$

und daher nach (6) die Tragkraft:

$$P = (T - \alpha t E) F$$

zu setzen.

Hiernach wäre nun die Tragkraft des Körpers gleich Null, bei der Temperatur

$$t = \frac{T}{\alpha E} = \frac{\sigma}{\alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

welches jedoch durch die Erfahrung nicht bestätigt wird. Z. B. müßte hiernach ein schmiedeeiserner Eisenstab, für welchen $\sigma = \frac{T}{E} = {}^1/_{1500}$ (s. Thl. I) und nach §. 202 $\alpha = 0{,}000011821$ ist, schon bei der Temperatur

$$t = \frac{1}{1500 \,.\, 0{,}000011821} = \frac{1}{0{,}01773} = 56{,}4^0$$

bis zur Elasticitätsgrenze ausgedehnt sein.

Ebenso wenig läßt sich die Kraft zum Zerreißen

$$P_1 = (K - \alpha t E)\, F$$

setzen.

Hiernach würde die Cohäsionskraft des Körpers bei der Temperatur

$$t = \frac{K}{\alpha E}$$

Null ausfallen, ein Stab aus Schmiedeeisen z. B., für welchen

$$\frac{K}{E} = \frac{40{,}9}{19700} = 0{,}00207$$

ist, müßte hiernach schon bei der Temperatur

$$t = \frac{0{,}00207}{0{,}000011821} = \frac{207}{1{,}1821} = 175^0$$

zerfallen.

Beispiel. Mit welcher Kraft zieht sich eine bis auf 80^0 erhitzte, runde, 50 mm dicke Eisenstange zusammen, wenn sie bis 20^0 erkaltet? Es ist $\alpha = 0{,}000011821$, $t = 80 - 20 = 60$, $F = \pi \,.\, 25^2 = 1963{,}5$ qmm und $E = 19700$, daher die gesuchte Kraft

$$P = \alpha t \,.\, FE = 0{,}000011821 \,.\, 60 \,.\, 1963{,}5 \,.\, 19700 = 27435 \text{ kg}.$$

§. 206. Ueber die Veränderung der Elasticität und Festigkeit der Metalle bei der Erhöhung ihrer Temperatur sind in der neuern Zeit mehrfache Versuche angestellt worden. Aus den Ausdehnungsversuchen von Wertheim (s. Poggendorff's Annalen der Physik, Ergänzungsband II, 1845) geht hervor, daß die Elasticitätsmodul der Metalle, mit Ausnahme des Eisens, stetig abnehmen, wenn die Temperatur von 15^0 C. bis $+ 200^0$ C. wächst; daß dagegen der Elasticitätsmodul bei dem Schmiedeeisen und Stahl mit der Temperatur von — 15 bis 100^0 zugleich wächst und erst bei höheren Temperaturen abnimmt, so daß er bei 200^0 kleiner als bei 100^0 oder 0^0 Temperatur ausfällt. Nach den Versuchen von Baudrimont (s. Annales de chimie et de physique. Tom. XXX) verhält es sich ebenso mit dem Festigkeitsmodul der Metalle und insbesondere des Eisens. Auch haben die Versuche Wertheim's gezeigt, daß durch das Anlassen die Festigkeitsmodul

der Metalle bedeutend vermindert werden, während sich die Elasticitätsmodul nicht sehr verändern, und daß dagegen die Cohäsion vorher angelassener Metalle bei der Temperaturerhöhung bis 200° nicht bedeutend abnimmt.

Nach Wertheim's Versuchen sind die Elasticitätsmodul (E) von einigen Metallen nachfolgende.

Metalle	Temperatur		
	10 bis 15°	100° C.	200° C.
Schmiedeeisen	20 794	21 877	17 700
Gußstahl	19 561	19 014	17 926
Kupfer	10 519	9 827	7 862
Silber	7 140	7 274	6 374
Blei	1 727	1 630	—

Versuche über die Veränderung der Festigkeit des Eisens (Schmiedeeisens) und Kupfers sind schon früher in Nordamerika angestellt worden. Die Ergebnisse derselben werden mitgetheilt im XIX. und XX. Bande des vom Franklin-Institut herausgegebenen Journales, und sind auch zu finden im I. Bande von Combes' Traité de l'exploitation des mines.

Nach diesen Versuchen ist, wenn man den Festigkeitsmodul des Kupfers bei 0° zur Einheit annimmt, der Festigkeitsmodul desselben bei

0°	16¾°	15°	100°	150°	200°	250°	294°	451°	555½° C.
1,0000	0,9927	0,9825	0,9460	0,9055	0,8487	0,7954	0,7442	0,5056	0,3259

Es hat danach das Kupfer bei 280° von seiner Festigkeit $^1/_4$ und bei 555° von derselben $^2/_3$ verloren.

Ebenso ist hiernach, wenn man den Festigkeitsmodul des Schmiedeeisens bei 15 bis 20° gleich Eins setzt, derselbe bei den Temperaturen:

20°	100°	200°	300°	350°	390°	500°	550°	624°	714° C.
1,000	1,197	1,081	1,040	0,981	0,974	0,760	0,431	0,411	0,346

Es findet also auch diesen Versuchen zufolge bei dem Schmiedeeisen anfangs bei Erhöhung der Temperatur eine Zunahme der Festigkeit statt. Mehreres hierüber in Bourne's Treatise on the Steam Engine, Art. strenght of boilers.

Flächen- und Raumausdehnung. Mit Ausnahme der Krystalle und einiger wenigen Körper dehnen sich alle Körper nach allen Seiten gleichmäßig aus, so daß alle ihre Formen bei verschiedenen Wärmezuständen unter sich ähnlich sind. Nun verhalten sich aber die Inhalte ähnlicher Figuren wie die Quadrate, und die ähnlicher Körper wie die Cuben gleichliegender Seiten; daher ist es auch möglich, die Inhalte eines und desselben Körpers bei verschiedenen Wärmezuständen mit Hülfe ihrer Seitenlängen mit einander zu vergleichen. Geht bei einer Temperaturveränderung die Seite AB eines polygonalen Bleches ACE, Fig. 433, in A_1B_1 über, so wird der Inhalt desselben in dem Verhältniß $\left(\frac{A_1B_1}{AB}\right)^2$ vergrößert, und ändert sich die Seite AB eines Polyeders ACD, Fig. 434, in A_1B_1 um, so ist sein neues Volumen in dem Verhältniß $\left(\frac{A_1B_1}{AB}\right)^3$ größer geworden. Dies vorausgesetzt, lassen sich nun auch leicht aus den Coefficienten der Längenausdehnung §. 207.

Fig. 433.

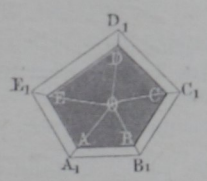
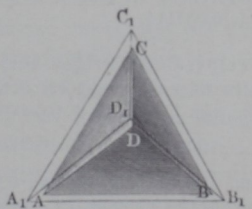


Fig. 434.



die der Flächen- und Volumenausdehnung berechnen. Sind l_1 und l_2 die den Temperaturen t_1 und t_2 entsprechenden Seitenlängen, so hat man für die Flächenräume F_1 und F_2 das Verhältniß:

$$\frac{F_1}{F_2} = \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^2 = \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2}\right)^2 \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (8)$$

sowie für die Körperräume V_1 und V_2:

$$\frac{V_1}{V_2} = \left(\frac{l_1}{l_2}\right)^3 = \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_2}\right)^3 \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (9)$$

Wegen der Kleinheit von αt_1 und αt_2 läßt sich einfacher setzen:

$$\frac{F_1}{F_2} = \frac{1 + 2\alpha t_1}{1 + 2\alpha t_2} = (1 + 2\alpha t_1)(1 - 2\alpha t_2) = 1 + 2\alpha(t_1 - t_2)$$

und

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1 + 3\alpha t_1}{1 + 3\alpha t_2} = (1 + 3\alpha t_1)(1 - 3\alpha t_2) = 1 + 3\alpha(t_1 - t_2);$$

oder:

$$F_2 = [1 + 2\alpha(t_2 - t_1)] F_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8^a)$$

sowie

$$V_2 = [1 + 3\alpha(t_2 - t_1)] V_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9^a)$$

Man ersieht hieraus, daß man den Coefficienten der Flächenausdehnung zweimal und denjenigen der Volumenausdehnung dreimal so groß annehmen kann, als den Coefficienten α der Längenausdehnung.

Die letztere Formel findet vorzüglich noch ihre Anwendung bei der Bestimmung der Dichtigkeit eines Körpers. Ist γ_1 die Dichtigkeit bei der Temperatur t_1, und γ_2 die bei der Temperatur t_2, so hat man das Gewicht des Körpers $G = V_1\gamma_1 = V_2\gamma_2$, daher:

$$\frac{\gamma_2}{\gamma_1} = \frac{V_1}{V_2} = 1 + 3\alpha(t_1 - t_2) = 1 - 3\alpha(t_2 - t_1).$$

Anmerkung. Wird das Gußeisen bis zum Glühen (1000 bis 1200°) erhitzt, so erleidet es eine permanente Ausdehnung, welche bei Wiederholung oder langer Dauer des Glühens bedeutend ausfällt. Nach Erman und Herter (s. Poggendorff's Annalen der Physik, Band 97) ist die permanente Linienausdehnung bei grauem Roheisen 0,0081 bis 0,0097, dagegen bei Spiegeleisen nur 0,001114.

Beispiel. In welchem Verhältnisse verändern sich das Volumen und die Dichtigkeit einer Eisenkugel bei Veränderung ihrer Temperatur von 10 bis 70°? Für Gußeisen ist $3\delta = 3 . 0{,}00001109 = 0{,}00003327$, daher:

$$3\alpha(t_2 - t_1) = 0{,}00003327\ (70 - 10) = 0{,}0019962;$$

es nimmt also das Volumen um 0,2 Procent zu, und die Dichtigkeit eben soviel ab; war letztere anfangs 7,1, so fällt sie bei dieser Temperaturerhöhung nur 7,1 (1 — 0,0019964) = 7,086 aus.

§. 208. **Ausdehnung der Flüssigkeiten.** Die tropfbarflüssigen Körper werden in der Regel durch die Wärme noch stärker ausgedehnt als die festen Körper. Da diese Körper von Gefäßen umschlossen und diese durch Zunahme an Wärme ausgedehnt und weiter werden, so müssen wir bei den Flüssigkeiten die scheinbare Ausdehnung von der wahren oder absoluten Ausdehnung durch Wärme unterscheiden, und es ist jedenfalls die erstere gleich der Differenz zwischen der wahren Ausdehnung der Flüssigkeit und der Ausdehnung des Gefäßes. Ist der Inhalt eines ganz oder bis zu einer Marke zu füllenden Gefäßes bei der Temperatur t_1 gleich V_1, und die Volumenausdehnung des Gefäßes gleich α_1, die der flüssigen Füllung aber gleich α, so hat man für eine Temperatur t_2 das Volumen des Gefäßes:

$$V_2 = \frac{1 + \alpha_1 t_2}{1 + \alpha_1 t_1} V_1;$$

dagegen das Volumen der Flüssigkeit:

$$V = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} V_1,$$

daher die wahre oder absolute Ausdehnung derselben:

$$V - V_1 = \left(\frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} - 1\right) V_1 = \frac{\alpha (t_2 - t_1)}{1 + \alpha t_1} V_1 \quad . \quad . \quad (10)$$

und dagegen die scheinbare Ausdehnung:

$$V - V_2 = \left(\frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} - \frac{1 + \alpha_1 t_2}{1 + \alpha_1 t_1}\right) V_1 = \frac{(\alpha - \alpha_1)(t_2 - t_1)}{(1 + \alpha t_1)(1 + \alpha_1 t_1)} V_1$$

$$= \frac{(\alpha - \alpha_1)(t_2 - t_1)}{(1 + \alpha t_1)(1 + \alpha_1 t_2)} V_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Sind die Ausdehnungen klein, so kann man annähernd

$$V - V_1 = \alpha (t_2 - t_1) V_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10^a)$$

und

$$V - V_2 = (\alpha - \alpha_1)(t_2 - t_1) V_1 \quad . \quad . \quad . \quad (11^a)$$

setzen, also die scheinbare Ausdehnung finden, wenn man die Differenz $(\alpha - \alpha_1)$ der Ausdehnungscoefficienten der Flüssigkeit und des Gefäßes als Ausdehnungscoefficient in die Formeln einsetzt. Die absolute Ausdehnung des Quecksilbers ist von Dulong und Petit durch Vergleichung der Höhen zweier communicirenden Quecksilbersäulen von verschiedenen Temperaturen ermittelt worden, die scheinbare Ausdehnung in Glasröhren dagegen durch sogenannte Gewichtsthermometer, wobei die Temperatur nach der durch Erwärmung ausgetriebenen Quantität Quecksilber bestimmt wird. Hiernach fand sich die absolute Ausdehnung des Quecksilbers bei Erwärmung von

$$0 \text{ bis } 100^0, = \frac{100}{5550} = 0{,}018018,$$

dagegen bei Erwärmung von

$$100 \text{ bis } 200^0, = \frac{100}{5425} = 0{,}018433,$$

und bei Erwärmung von

$$200 \text{ bis } 300^0, = \frac{100}{5300} = 0{,}018868.$$

Die scheinbare Ausdehnung des Quecksilbers aber wurde bei Zunahme der

Wärme von 0 bis 100° zu $\frac{100}{6480} = 0{,}015432$ gefunden, weshalb hiernach die entsprechende Volumenausdehnung der Glasröhre

$$= 0{,}018018 - 0{,}015432 = 0{,}002586$$

wäre, was mit der Angabe in §. 202 gut übereinstimmt, da sich hiernach die Längenausdehnung des Glases zu $^1/_3 \,.\, 0{,}002586 = 0{,}000862$ berechnet, während dort dieselbe zu 0,00086133 angegeben wird. Uebrigens ist nach Regnault und nach Isidor Pierre (s. Recherches sur la dilatation des liquides, Annales de chimie et de physique, tome XV, 1825) die Ausdehnung verschiedener Glasarten sehr verschieden. Namentlich findet der letztere für Glas

$$\alpha = 0{,}000019026 \text{ bis } 0{,}000026025.$$

Mit Hülfe des oben angegebenen Ausdehnungscoefficienten $\alpha = 0{,}00018018$ für Quecksilber läßt sich nun das specifische Gewicht des Quecksilbers für jede Temperatur berechnen, es ist nämlich dasselbe:

$$\varepsilon = \frac{13{,}598}{1 + 0{,}00018018\, t}.$$

Mit Hülfe des absoluten Ausdehnungscoefficienten $\alpha = 0{,}00018018$ des Quecksilbers läßt sich auch ein beobachteter Barometer- oder Manometerstand h von einer Temperatur t auf eine andere Temperatur t_1 reduciren. Es ist der reducirte Barometerstand:

$$h_1 = \frac{\gamma}{\gamma_1} h = \frac{\varepsilon}{\varepsilon_1} h = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t} h = \frac{1 + 0{,}00018018\, t_1}{1 + 0{,}00018018\, t} h$$

$$= \frac{5550 + t_1}{5550 + t} h \quad \ldots\ldots\ldots \quad (12)$$

da sich bei gleichen Drucken die Höhen zweier Flüssigkeitssäulen umgekehrt wie die Dichtigkeiten γ und γ_1 oder specifischen Gewichte ε und ε_1 dieser Flüssigkeitssäulen zu einander verhalten.

Anmerkung. Nach Regnault ist das Volumen des Quecksilbers bei t^0 Wärme:

$$V = (1 + 0{,}000179007\, t + 0{,}0000000252316\, t^2)\, V_0,$$

wenn V_0 dasselbe bei 0° Wärme bezeichnet.

Beispiel. Wenn sich die in einer Glasröhre eingeschlossene Quecksilbersäule aus der Temperatur t in t_1 umändert, so geht ihre Höhe h in

$$h_1 = [1 + (\alpha - 2\alpha_1)(t_1 - t)]\, h$$

über, denn das neue Volumen ist wegen der Ausdehnung des Quecksilbers

$$V_1 = [1 + \alpha (t_1 - t)]\, V = [1 + \alpha (t_1 - t)]\, \pi r^2 h$$

und auch wegen der Ausdehnung des Glases

$$V_1 = [1 + 2\alpha_1 (t_1 - t)]\, \pi r^2 h_1,$$

da der Querschnitt πr^2 in Folge der Flächenausdehnung die Größe

$$[1 + 2\alpha_1 (t_1 - t)]\, \pi r^2$$

annimmt. Nun ist aber

$$\alpha = 0{,}00018018 \quad \text{und} \quad 2\alpha_1 = 2 . 0{,}0000086133 = 0{,}0000172266,$$

daher folgt:

$$h_1 = [1 + (\alpha - 2\alpha_1)(t_1 - t)]\, h = [1 + 0{,}00016295\ (t_1 - t)]\, h.$$

Wäre $t = 10^0$, $t_1 = 50^0$ und $h = 1$ m, so hätte man hiernach:

$$h_1 = (1 + 0{,}00016295 . 40) = 1{,}0065 \text{ m}.$$

Ausdehnung des Wassers. Die übrigen Flüssigkeiten, zumal §. 209.
aber das Wasser, dehnen sich nicht proportional der Wärmezunahme aus, auch sind die Ausdehnungen bei den übrigen Flüssigkeiten größer als beim Quecksilber, insbesondere größer als bei den festen Körpern. Folgende Zusammenstellung führt die Ausdehnungsverhältnisse der in der Technik am häufigsten vorkommenden Flüssigkeiten vor Augen.

Die Ausdehnung ist bei 0 bis 100° Wärmezunahme:
für Alkohol von 0,817 specif. Gewicht $= 1/9 = 0{,}1112$, nach Dalton,
„ Olivenöl und Leinöl $= 10/125 = 0{,}080$, desgl.,
„ Schwefelsäure von 1,85 specif. Gewicht $= 100/1667 = 0{,}060$, desgl.,
„ Schwefeläther $= 1/14 = 0{,}0700$, desgl.,
„ gesättigte Kochsalzauflösung $= 1/20 = 0{,}050$, nach Hallström,
„ Wasser $= 100/2092 = 0{,}04775$, desgl.,
„ Quecksilber $= 10/555 = 0{,}018018$, nach Dulong und Petit.

Am ungleichförmigsten dehnt sich das Wasser aus, dessen Dichtigkeit sogar von 0 bis beinahe 4° Wärme nicht ab-, sondern zunimmt, so daß seine Dichte bei der letzten Temperatur ihren Maximalwerth erreicht. Man hat auf verschiedene Weisen das Ausdehnungsgesetz des Wassers zu ermitteln gesucht, vorzüglich hat man dazu große Wasserthermometer angewendet. Auch hat man den Versuchsresultaten empirische Formeln anzupassen gesucht, und mit Hülfe derselben die hierzu nöthigen Constanten bestimmt. Es ist zu erwarten, daß sich von allen diesen Formeln folgende zwei von Hallström am meisten an die Versuche anschließen.

Ist V_0 das Volumen des Wassers bei 0° und V das bei t Grad, so hat man für Temperaturen von 0° und 30°:

$$V = (1 - 0{,}000057577\, t + 0{,}0000075601\, t^2 - 0{,}00000003509\, t^3)\, V_0,$$

und für solche zwischen 30° und 100°:

$$V = (1 - 0{,}0000094178\, t + 0{,}00000533661\, t^2 - 0{,}0000000104086\, t^3)\, V_0;$$

und es ist hiernach für $t = 3{,}92°$ das Volumen am kleinsten, und zwar $= 9{,}9998887$. Den Beobachtungen zufolge kommt aber das Minimal-

volumen oder die Maximaldichtigkeit des Wassers bei 3,9° Wärme vor. Nach den neuesten Untersuchungen von Kopp ist für Temperaturen zwischen 0° und 25° C.:

$$V = (1 - 0{,}000061045\,t + 0{,}0000077183\,t^2 - 0{,}000000037341\,t^3)\,V_0,$$

und hiernach die größte Dichtigkeit des Wassers bei 4,08° (s. Poggendorff's Annalen, Bd. LXXII).

Gewöhnlich nimmt man an, daß dieser größte Dichtigkeitszustand des Wassers bei 4° eintrete. Wenn man das Volumen des Wassers

bei 4° = 1,00000 setzt, so hat man nach Despretz:

„ 5°	= 1,00001,		
„ 6°	= 1,00003,	bei 40°	= 1,00773,
„ 8°	= 1,00012,	„ 50°	= 1,01205,
„ 10°	= 1,00027,	„ 60°	= 1,01698,
„ 12°	= 1,00047,	„ 70°	= 1,02255,
„ 15°	= 1,00087,	„ 80°	= 1,02885,
„ 20°	= 1,00179,	„ 90°	= 1,03566,
„ 25°	= 1,00293,	„ 100°	= 1,04315.
„ 30°	= 1,00433,		

Anmerkung 1. Nach dem französischen Maß- und Gewichtssysteme ist das Gewicht 1 ccm Wasser bei 4° Temperatur und 0,76 m Barometerstand gleich 1 g, und nach dem alten preußischen Maß- und Gewichtssysteme ist das Gewicht eines Cubikfußes Wasser bei 15° R. Wärme und 28 Paris. Zoll Barometerstand gleich 66 Pfund. Dieses vorausgesetzt, läßt sich das Gewicht des letzteren bei 4° C., da 15° R. = $\frac{5}{4}$.15 = 18¾° C. ist, gleich 1,00153.66 = 66,101 Pfund setzen. Nun ist aber ein preußischer Fuß gleich 31,38535 cm, und hiernach ein Cubikfuß gleich 30915,84 ccm, daher folgt der Werth eines alten preußischen Pfundes:

$$\frac{30915{,}84}{66{,}101} = 467{,}71 \text{ g},$$

sowie umgekehrt der Werth von 1 Gramm gleich 1 : 467,71 = 0,0021381 Pfund, also 1 kg gleich 2,1381 Pfund.

Anmerkung 2. Versuche über die Ausdehnung des Wassers und zum Theil auch anderer Flüssigkeiten sind angestellt worden von Munke, Stampfer, Hallström, Despretz, und in der neuesten Zeit von Kopp, J. Pierre, und es ist hierüber nachzusehen in Gehler's physikalischem Wörterbuche, Bd. I und IV, im Jahrb. des k. k. polytechn. Instituts, Bd. XVI, ferner in Poggendorff's Annalen, Bd. I, IX, XXXIV und LXXII, und in den Annales de chimie et de physique, t. LXX et XV.

§. 210. **Ausdehnung der Luft.** Die Ausdehnung der Luft und anderer Gase durch die Wärme ist viel bedeutender und erfolgt in Hinsicht auf die Angaben der Quecksilberthermometer viel regelmäßiger als die der tropfbaren

Flüssigkeiten. Gay-Lussac fand dieselbe mit Hülfe eines durch eine kurze Quecksilbersäule abgesperrten Lufthermometers bei Zunahme der Temperatur von 0 bis 100°, für die atmosphärische Luft, sowie für verschiedene andere Gase zu $^3/_8 = 0{,}375$. Rudberg fand aber dieses Ausdehnungsverhältniß kleiner, als er bei seiner Untersuchung die durch Chlorcalcium vollkommen getrocknete Luft in einer Thermometerröhre durch Wasserdämpfe bis 100° erhitzte und die Ausdehnung durch die bei erfolgter Abkühlung eingedrungene Quecksilbermenge maß; es ergab sich das Verhältniß nur zu 0,365. In der neuesten Zeit haben ferner Magnus und Regnault die Ausdehnungscoefficienten der Luft u. s. w. durch besondere Methoden mit noch größerer Genauigkeit bestimmt. Beide fanden, unabhängig von einander, dieses Ausdehnungsverhältniß bei völlig trockener atmosphärischer Luft zu $^{11}/_{30} = 0{,}3665$.

Was die übrigen Gase anlangt, so geben nur diejenigen, welche sich durch mäßigen Druck in tropfbare Flüssigkeiten verwandeln lassen, etwas größere Ausdehnungsverhältnisse, namentlich zeichnet sich das schwefligsaure Gas durch das große Verhältniß 0,390 aus. Auch hat sich aus den Versuchen von Regnault ergeben, daß das Ausdehnungsverhältniß der Luft bei hohem Drucke etwas größer ist als bei kleinem und mittlerm; während sich aus den Beobachtungen beim Drucke von 109,72 mm das Ausdehnungsverhältniß 0,365 berechnet, stellt sich dasselbe bei 3655,6 mm zu 0,371 heraus.

Die Anwendung dieser Verhältnisse auf die Reduction der Gasmengen von einer Temperatur zur andern u. s. w. ist bereits in Thl. I gezeigt worden.

Durch Vergleichung der Angaben der Luft- und Quecksilberthermometer unter einander hat sich ergeben, daß beide mit einander nicht ganz übereinstimmen; so fand z. B. Magnus, daß 100°, 200°, 300° nach dem Quecksilberthermometer entsprachen: 100°, 197,5°, 294,5° des Lufthermometers.

Anmerkung. Die neueren Untersuchungen über die Ausdehnung der Gase sind abgehandelt in Poggendorff's Annalen, Bd. L und LII, sowie auch in Regnault's Memoiren ꝛc.

Faßt man ein Quantum atmosphärischer Luft vom Gewichte gleich 1 kg und von der Temperatur 0° ins Auge, so ist das Volumen v desselben, wenn der Druck gleich einer Atmosphäre, also pr. 1 qm $p = 10334$ kg ist, bekanntlich gleich

$$v = \frac{1}{\gamma} = \frac{1}{1{,}29318} = 0{,}77328 \text{ cbm}$$

gegeben. Wie man auch dieses Volumen v in v_1, v_2 ꝛc. verändern möge, immer ändert sich damit gleichzeitig die Spannung p in p_1, p_2 ... derart, daß dem Mariotte'schen Gesetze zufolge (s. Thl. I)

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \cdots pv = C$$

ist, unter C die constante Größe $10334 \,.\, 0{,}7733 = 7991{,}3$ verstanden, vorausgesetzt, daß die Temperatur immer dieselbe (Null) bleibt.

Denkt man sich jetzt dieses Luftquantum bei gleichbleibender Spannung p um t^0 erwärmt, so wird nach dem Vorstehenden das Volumen v in $v' = v\,(1 + 0{,}00366\,t)$ verwandelt, wenn unter $\alpha = 0{,}00366$ der Ausdehnungscoefficient der Luft verstanden wird, und daher ist jetzt:

$$pv' = C\,(1 + 0{,}00366\,t).$$

Auch für diesen neuen Zustand der Luft gilt das Mariotte'sche Gesetz, unter der Bedingung einer constanten Temperatur t, so daß man für jedes Volumen v und die zugehörige Spannung p die Beziehung hat:

$$pv = C\,(1 + \alpha t) = C\alpha\left(\frac{1}{\alpha} + t\right) = 7991{,}3\,.\,0{,}00366\,(273 + t)$$
$$= 29{,}272\,(273 + t).$$

Diese Gleichung läßt sich noch einfacher schreiben, wenn man

$$273 + t = T$$

setzt, dann erhält man

$$pv = 29{,}272\,T.$$

Hierin bedeutet T die sogenannte absolute Temperatur, d. h. die von einem Nullpunkte gerechnete, der um 273^0 der hunderttheiligen Scala unterhalb des Gefrierpunktes gedacht wird, und welcher wohl mit der Bezeichnung des absoluten Nullpunktes belegt wird. Man hat diesen Namen deshalb gewählt, weil irgend ein Gasquantum, welches bei 0^0 C. das Volumen v, also bei t^0 C. dasjenige $v\,(1 + \alpha t) = v\left(1 + \frac{1}{273}\,t\right)$ hat, dieser Gleichung zufolge bei einer Temperatur $t = -273$ ein Volumen gleich Null haben müßte. Da die Formeln unter Benutzung der absoluten Temperatur T einfachere Gestalt annehmen, als mit den Temperaturen t nach Celsius, so soll im Folgenden davon Gebrauch gemacht werden, indem immer, wie dies gebräuchlich ist, die großen Buchstaben T, T_1, T_2 u. s. w. für die absoluten Temperaturen gewählt werden sollen, welche denjenigen t, t_1, t_2 ... der hunderttheiligen Scala zugehören. Die allgemeine Beziehung zwischen beiden Temperaturen ist gegeben durch

$$T = \frac{1}{\alpha} + t = a + t = 273^0 + t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

wenn man den Werth

$$\frac{1}{\alpha} = \frac{1}{0{,}00366} = 273^0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

allgemein mit a bezeichnet.

Die oben für atmosphärische Luft gefundene Formel:

$$pv = 29{,}272\ T = RT \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

gilt allgemein auch für andere Gasarten; nur nimmt für jede derselben die Constante R einen andern Werth an. Da sich nach dem Vorstehenden mit $t = 0$

$$R = pv\alpha = \frac{p\alpha}{\gamma} = \frac{10334\,.\,0{,}00366}{\gamma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

ergiebt, unter γ das specifische Gewicht der atmosphärischen Luft verstanden, so ist ohne Weiteres klar, daß für ein anderes Gas mit dem specifischen Gewichte γ_1 die Constante R_1 zu

$$R_1 = \frac{10334\,.\,0{,}00366}{\gamma_1} = \frac{\gamma}{\gamma_1} R = \frac{R}{\varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

bestimmt ist, wenn $\varepsilon = \frac{\gamma_1}{\gamma}$ die Dichte der betreffenden Gasart im Verhältnisse zu der der atmosphärischen Luft bezeichnet. Dem entsprechend gilt die folgende Tabelle*):

	γ	ε	R
Atmosphärische Luft	1,29318	1,00	29,272
Stickstoff	1,25616	0,97137	30,134
Sauerstoff	1,42980	1,10563	26,475
Wasserstoff	0,08957	0,06926	422,612

Das vorstehende Gesetz, welches als die Vereinigung des Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen zu betrachten ist, hat nur Gültigkeit für Gase, die noch hinreichend weit von dem Zustande ihrer Verflüssigung entfernt sind, und kann daher auf die leicht condensirbaren Gase, wie Kohlensäure, keine Anwendung finden. Letztere sind hinsichtlich ihres Verhaltens den Dämpfen zuzurechnen, von welchen weiter unten specieller gehandelt wird.

Wärmeeinheit. Das Thermometer giebt durch seine Angaben nur §. 211.
das Maß für die Intensität der in einem Körper enthaltenen Wärme, d. h. der demselben eigenthümlichen Schwingungsgeschwindigkeit, nicht aber für die darin enthaltene Wärmemenge, oder den Betrag der vorhandenen Schwingungsarbeit. Es ist zunächst einleuchtend, daß die in einem Körper von einer bestimmten Temperatur enthaltene Wärmemenge

*) S. Zeuner, Grundzüge der mechan. Wärmetheorie, 2. Aufl.

außer von dieser Temperatur auch von der Masse oder dem Gewichte des Körpers abhängen muß. Nimmt man an, daß gleiche Gewichte eines und desselben Körpers bei derselben Temperatur auch gleiche Wärmemengen enthalten, so folgt daraus, daß die in zwei verschieden schweren Körpern von demselben Materiale und derselben Temperatur unter sonst gleichen Umständen enthaltenen Wärmemengen den Gewichten dieser Körper direct proportional sind.

Hiernach ist also z. B. in 2 kg Wasser von etwa 10^0 genau doppelt so viel Wärme enthalten als in 1 kg von 10^0, vorausgesetzt, daß auch alle sonstigen Verhältnisse, z. B. die äußeren Druckkräfte, denen diese Wassermengen ausgesetzt sind, übereinstimmen.

Bestehen dagegen die Körper aus verschiedenen Materialien, so sind die in ihnen enthaltenen Wärmemengen trotz der gleichen Gewichte und Temperatur erfahrungsmäßig verschieden, und man spricht in dieser Hinsicht wohl von dem für verschiedene Körper verschiedenen *Fassungsvermögen für die Wärme* oder der *Wärmecapacität* derselben. Zur Vergleichung verschiedener Wärmemengen hat man zunächst einen bestimmten Wärmebetrag als Einheit festzustellen und es ist gebräuchlich, als solche *Wärmeeinheit* oder *Calorie* diejenige Wärmemenge zu betrachten, welche erforderlich ist, um 1 kg Wasser von 0^0 C. um 1^0 C. zu erwärmen*), wobei vorausgesetzt werden muß, daß das Wasser hierbei unter dem normalen atmosphärischen Drucke steht, da sich im Folgenden zeigen wird, daß der äußere Druck von Einfluß auf die zur Erwärmung der Körper nöthige Wärmemenge ist.

Wenn es nach dem Vorstehenden auch ohne Weiteres klar ist, daß hiernach zur Erwärmung von 10 kg Wasser von 0 bis 1^0 eine Wärmemenge von 10 Calorien erforderlich ist, so läßt sich doch keineswegs von vornherein behaupten, daß diese Wärmemenge auch gerade erforderlich sei, um 1 kg Wasser um 10^0 C. zu erwärmen. Dies ist auch nicht in aller Strenge der Fall, denn die genauen Versuche verschiedener Physiker zeigen, daß der zur Erwärmung von 1 kg Wasser um 1^0 C. nöthige Wärmeaufwand mit wachsender Anfangstemperatur steigt. Die Veränderung ist aber für Wasser innerhalb der in der Praxis vorkommenden Temperaturen so gering, daß man nur bei genauen Rechnungen darauf Rücksicht zu nehmen hat. Wann dies zu geschehen hat, wird später bei Besprechung des Wasserdampfes sich

*) Manche Autoren, z. B. *Maxwell*, legen Wasser der größten Dichte von 4^0, andere solches einer mittlern Temperatur von 15^0 C. zu Grunde, wofür jedoch die erforderlichen Wärmemengen sich nur ganz unerheblich von derjenigen unterscheiden, welche oben als Einheit definirt wurde, und welche im Folgenden immer vorausgesetzt werden soll.

ergeben; für gewöhnlich wird die Wärmemenge zur Erwärmung von 1 kg Wasser um 1° C. meistens für alle Temperaturen als constant angenommen.

Ebenso wenig, wie uns ein Körper bekannt ist, dessen Temperatur diejenige des absoluten Nullpunktes wäre, ebenso wenig kennen wir Körper, welche gar keine Wärme enthielten. Wir sind daher auch nicht im Stande den ganzen Wärmegehalt eines Körpers anzugeben, vielmehr vermögen wir nur die Zu- oder Abnahme der in einem Körper enthaltenen Wärmemenge in Calorien auszudrücken, was übrigens für die praktischen Fälle auch genügt. Wenn man daher von einem bestimmten Wärmeinhalt eines Körpers in einem gewissen Zustande desselben spricht, so ist darunter immer diejenige Wärmemenge zu verstehen, welche dieser Körper in dem betrachteten Zustande mehr enthält als in einem stillschweigend zu Grunde gelegten andern Zustande. Sagt man z. B. es seien in 5 kg Wasser von 10° C. 50 Calorien enthalten, so meint man damit, daß der Wärmegehalt dieses Wassers um 50 Wärmeeinheiten größer ist, als derjenige desselben Wassers von 0° C., daß man also dem letztern Wasser auch 50 Calorien zuführen muß, um es in solches von 10° C. zu verwandeln. In diesem Sinne möge im Folgenden die Angabe des Wärmeinhalts verstanden werden.

Man hat auch unter Umständen andere Wärmemengen als die hier angeführte als Maßeinheiten zu Grunde gelegt. So z. B. legten Lavoisier und Laplace ihren Versuchen als Einheit diejenige Wärmemenge zu Grunde, welche im Stande ist, 1 kg Eis von der Temperatur des Gefrierpunktes in Wasser von derselben Temperatur zu verwandeln. Es ist nämlich, wie sich aus dem Folgenden ergeben wird, zu dieser Zustandsänderung, d. h. zur Verflüssigung des Eises, eine ganz bestimmte Wärmemenge oder Arbeit erforderlich, welche lediglich zur Umwandlung des Aggregatzustandes, d. h. zur Ueberwindung der Molecularanziehungen, nicht aber zur Erhöhung der Temperatur, d. h. zur Steigerung der Schwingungsgeschwindigkeit verwendet wird. Ebenso nimmt man wohl zuweilen als eine Einheit diejenige Wärmemenge an, welche vermögend ist, 1 kg Wasser von der Siedetemperatur (100°) in Dampf von derselben Temperatur zu verwandeln, da auch für die Verdampfung von Flüssigkeiten ein ganz ähnliches Verhalten gilt, wie für das Schmelzen fester Körper. Auch bei dem Verdampfen wird ein ganz bestimmter Wärmeaufwand lediglich zur Aenderung des flüssigen in den luftförmigen Zustand aufgewendet, ohne daß dabei die Temperatur sich ändert.

Specifische Wärme. Wenn man einen beliebigen Körper von bestimmtem Gewichte und von bestimmter Temperatur um 1° C. erwärmt, so ist hierzu eine andere Wärmemenge erforderlich, als wenn man ein gleich großes Gewicht Wasser dieser Temperaturänderung unterwirft, weswegen man, wie schon erwähnt, diesem Körper eine andere Wärmecapacität zuschreibt als dem Wasser. Besser als von der Wärmecapacität, welcher Ausdruck der veralteten Annahme eines Wärmestoffes entsprungen ist, spricht man von der §. 212.

specifischen Wärme eines Körpers, indem man hierunter die Anzahl der Wärmeeinheiten versteht, welche zur Erwärmung von 1 kg dieses Körpers um 1° C. nöthig sind. Man kann diese Zahl auch definiren als das Verhältniß der für die gedachte Erwärmung nöthigen Wärmemenge zu derjenigen, welche zur gleichen Erwärmung einer gleichen Gewichtsmenge Wasser erforderlich ist. In diesem Falle hat die specifische Wärme die Bedeutung einer bloßen Verhältnißzahl, im erstern Falle dagegen diejenige einer bestimmten Wärmemenge in Calorien, der Zahlenwerth selbst stimmt jedoch in beiden Fällen überein.

Zuweilen spricht man auch von der specifischen Wärme der Körper, besonders der gasförmigen, in Bezug auf die Volumeneinheit, und versteht unter dieser Größe, die auch wohl Raumcapacität im Gegensatze zur Gewichtscapacität heißt, die Anzahl von Wärmeeinheiten, welche erfordert werden, um 1 cbm des Körpers um 1° C. zu erhöhen. Offenbar erhält man diese Größe ω zu $\omega = \gamma c$, worin γ das specif. Gewicht des betreffenden Körpers bedeutet und c die specifische Wärme für die Gewichtseinheit vorstellt.

Bezeichnet G das Gewicht eines beliebigen Körpers von der specifischen Wärme c, so sind, damit dessen Temperatur um t^0 erhöht werde, also

$$W = Gct \text{ Wärmeeinheiten} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

erforderlich.

Um die specifische Wärme verschiedener Stoffe auszumitteln, hat man mehrere Methoden, insbesondere die Mischungs-, die Schmelz- und die Abkühlungsmethode in Anwendung gebracht. Bei der Mischungsmethode bringt man den zuvor auf eine bestimmte Temperatur erwärmten Körper, dessen Gewicht G_1 bestimmt wurde, in ein Wasserbad von gleichfalls bekanntem Gewichte G_2 und bestimmter Temperatur. Das Gemisch nimmt nach kurzer Zeit eine gemeinschaftliche Temperatur an, indem die von dem erwärmten Körper abgegebene Wärmemenge von dem Wasser aufgenommen und zur Erhöhung von dessen Temperatur verwendet wird. Ist nun t_1^0 die Temperaturabnahme des Körpers, dessen zu ermittelnde specifische Wärme mit c bezeichnet sei und wird die Temperatur des Wasserbades um t_2^0 erhöht, so hat man:

$$G_1 c t_1 = G_2 t_2,$$

und daher die gesuchte specifische Wärme

$$c = \frac{G_2 t_2}{G_1 t_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Die Schmelzmethode besteht darin, daß man den zu untersuchenden Körper vom Gewichte G_1 und der Temperatur t in Eis von 0° einhüllt und die Menge Wassers G_2 ermittelt, welche durch die Wärmeabgabe des Körpers gebildet

ist, wenn dessen Temperatur ebenfalls 0° geworden ist. Da nun, wie in dem Folgenden noch näher angegeben werden wird, jedes Kilogramm Eis von Null Grad 79 Wärmeeinheiten gebraucht, um in Wasser von Null Grad verwandelt zu werden, so hat man:

$$G_1 ct = 79\, G_2,$$

und daher

$$c = \frac{79\, G_2}{G_1 t} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (20)$$

Was endlich die Abkühlungsmethode anlangt, so umgiebt man hier den erwärmten Körper mit einer Metallhülle, hängt ihn so in ein luftleeres Gefäß, welches mit Wasser von constanter Temperatur umgeben ist und beobachtet die Zeit, innerhalb welcher der Körper um eine gewisse, durch ein eingesetztes Thermometer angezeigte Temperatur sinkt. Sind für zwei Körper von den Gewichten G_1 und G_2 bei gleichen Abkühlungsflächen die Abkühlungszeiten z_1 und z_2 und die specifischen Wärmen c_1 und c_2, so hat man:

$$\frac{z_1}{z_2} = \frac{c_1 G_1}{c_2 G_2}$$

und daher das Verhältniß:

$$\frac{c_2}{c_1} = \frac{G_1 z_2}{G_2 z_1} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (21)$$

Beispiel. Welche Wärmemenge ist nöthig, um einen eisernen Kessel von 2500 kg Gewicht, welcher mit 15000 kg Wasser angefüllt ist, von 10 bis 100° zu erwärmen? Das Wasserquantum erfordert die Wärmemenge

$$W = Gt = 15000\,.\,(100 - 10) = 15000\,.\,90 = 1350000 \text{ Cal.};$$

die Eisenmasse aber nimmt, da die specifische Wärme des Eisens nur 0,11 ist, die Wärmemenge $W_1 = G_1 ct = 2500\,.\,0{,}11\,.\,90 = 24750$ Cal. in Anspruch, beide erfordern also zusammen: $1350000 + 24750 = 1374750$ Cal.

Anmerkung. Mit Hülfe der specifischen Wärme läßt sich auch umgekehrt durch Abkühlung im Wasser die Temperatur eines heißen Körpers ermitteln, indem man die obige Formel der Mischungsmethode in Anwendung bringt, und

$$t_1 = \frac{G_2 t_2}{G_1 c}$$

setzt. Wenn z. B. ein heißer Messingkörper von 15 kg Gewicht in 80 kg Wasser von 10° Wärme gebracht und dadurch die Temperatur des letztern auf 16° gesteigert wird, so hat man die anfängliche Temperatur des Messings, da dessen specifische Wärme gleich 0,0939 ist,

$$t_1 = 16^0 + \frac{G_2 t_2}{G_1 c} = 16^0 + \frac{80\,.\,6^0}{0{,}0939\,.\,15} = 16^0 + \frac{480^0}{1{,}4085} = 357^0$$

zu setzen.

Pouillet fand auf diese Weise die Temperatur des schmelzenden Eisens zu 1500 bis 1600°.

Laplace und Lavoisier haben sich bei der Ausmittelung der specifischen Wärme verschiedener Körper der Schmelzmethode, Dulong und

Petit aber der Abkühlungsmethode, Pouillet, und in der neuesten Zeit auch Regnault, haben sich der, wie es scheint, sicherern Mischungsmethode bedient. In Folgendem sind die auf diese Weise erhaltenen specifischen Wärmen von einigen der für die Technik wichtigsten Körper aufgeführt.

Eisen	0,11379	nach Regnault,		0,1100	nach Dulong u. Petit		
Zink	0,09555	"	"	0,0927	"	"	"
Kupfer	0,09515	"	"	0,0949	"	"	"
Messing	0,09391	"	"		"	"	"
Silber	0,05701	"	"	0,0557	"	"	"
Blei	0,03140	"	"	0,0293	"	"	"
Wismuth	0,03084	"	"	0,0288	"	"	"
Antimon	0,05077	"	"	0,0507	"	"	"
Zinn	0,05623	"	"	0,0514	"	"	"
Platin	0,03243	"	"	0,0314	"	"	"
Gold	0,03244	"	"	0,0298	"	"	"
Schwefel	0,20259	"	"	0,1880	"	"	"
Kohle	0,24111	"	"				
Koaks	0,20307	"	"				
Graphit	0,20187	"	"				
Marmor	0,20989	"	"				
Ungelöschter Kalk	0,2169	nach Lavoisier und Laplace,					
Alkohol	0,700	(von 0,81 specif. Gewicht) nach Dalton,					
Eichenholz	0,570	nach Mayer,					
Glas	0,19768	" Regnault,					
Queckfilber	0,03332	"	"				
Terpentinöl	0,42593	"	"				

Uebrigens ist die specifische Wärme einer und derselben Materie nicht ganz constant, sondern sie wächst, wenn die Dichtigkeit des Körpers abnimmt, und nimmt auch etwas zu, wenn die Temperatur der Körper sehr groß wird und sich dem Siedepunkte sehr nähert. So ist die mittlere specifische Wärme nach Dulong und Petit für

Eisen,	zwischen 0 u. 100°,	= 0,1098,	zwischen 0 u. 300° aber,	= 0,1218,
Queckfilber	"	"	= 0,0330,	"	"	"	= 0,0350,
Zink	"	"	= 0,0927,	"	"	"	= 0,1015,
Kupfer	"	"	= 0,0947,	"	"	"	= 0,1013,
Platin	"	"	= 0,0335,	"	"	"	= 0,0355,
Glas	"	"	= 0,1770,	"	"	"	= 0,190.

Anmerkung. Sehr merkwürdig ist die zuerst von Dulong und Petit aufgefundene und neuerlich durch Regnault mehr begründete Beziehung zwischen der specifischen Wärme und dem Atomgewichte eines und desselben Stoffes. Es ist nämlich das Product aus den Zahlen, wodurch man die specifische Wärme und das Atomgewicht ausdrückt, für die metallischen Elemente nahezu von derselben Größe, wie die folgende Zusammenstellung zeigt.

Körper	Atomgewicht	Spec. Wärme	Atomwärme
Eisen	56	0,1138	6,37
Kupfer	63,4	0,0949	6,02
Silber	108	0,0570	6,16
Platin	197,4	0,0325	6,42
Zinn	118	0,0548	6,46
Zink	65,2	0,0956	6,23
Blei	207	0,0314	6,50

Danach scheint die specifische Wärme der Metalle ihrem Atomgewichte umgekehrt proportional zu sein, welches Gesetz in der Regel dahin ausgesprochen wird, daß die Atomwärme aller einfachen Stoffe gleich groß sei, wenn man unter der Atomwärme das besagte Produkt, d. h. diejenige Wärmemenge versteht, welche erfordert wird, um die dem Atomgewichte entsprechende Menge des Stoffes um 1° C. zu erwärmen.

Die specifische Wärme der Gase wird mit einem Wassercalorimeter bestimmt, durch welches man die in Hinsicht auf Temperatur und Expansivkraft genau untersuchten Gasarten hindurchströmen läßt. Hierbei beobachtet man entweder die in Folge der Abkühlung der Gasart entstandene Temperaturzunahme des übrigens genau gewogenen Kühlwassers, oder man setzt den Versuch so lange fort, bis das Kühlwasser eine constante Temperatur angenommen hat, so daß ebenso viel Wärme nach außen fortgeht, als dem Wasser durch die Gasart zugeführt wird, und beobachtet den Temperaturüberschuß des Wassers über die äußere Umgebung. Strömen nun in gleichen Zeiten gleiche Gasvolumina durch das Calorimeter, so lassen sich die specifischen Wärmen der verschiedenen Gasarten den beobachteten Temperaturdifferenzen proportional setzen. §. 213.

Nach Regnault's Bestimmungen sind die Werthe für die specifische Wärme der Gase folgende:

Namen der Gase und Dämpfe	Specifische Wärme		Dichtigkeit
	nach Gewicht	nach Volumen	
Atmosphärische Luft	0,2375	0,2375	1,0000
Sauerstoff	0,2175	0,2405	1,1056
Stickstoff	0,2440	0,2370	0,9713
Wasserstoff	3,4090	0,2359	0,0692
Kohlensäure (von 10 bis 100°)	0,2164	0,3096	1,5290
Kohlenoxyd	0,2470	0,2389	0,9673
Wasserdampf	0,4750	0,2966	0,6210

Man hat übrigens bei den Gasen und Dämpfen die specifische Wärme bei constantem Drucke und die bei constantem Volumen von einander zu unterscheiden. Der Grund hiervon liegt in der Erwärmung und Abkühlung der Körper, welche dieselben beim Zusammendrücken und Ausdehnen erleiden. Diese Temperaturveränderung tritt bei den Gasen besonders hervor, weil dieselben in sehr verschiedenen Zuständen der Dichtigkeit vorkommen. Hat ein Luftquantum bei unveränderlichem Drucke durch eine kleine Temperaturerhöhung von τ^0 ein größeres Volumen angenommen und wird nun dasselbe durch Zusammendrücken auf das erste Volumen zurückgeführt, so erleidet es einen zweiten kleinen Temperaturzuwachs τ_1^0, ohne daß mehr Wärme hinzugetreten ist, es hat also nun bei demselben Volumen die Luftmasse die Temperaturzunahme $\tau + \tau_1$ erfahren, während sie bei constantem Drucke nur diejenige τ erlitt. Hiernach ist nun auch die specifische Wärme c_p bei constantem Drucke größer, als die specifische Wärme c_v bei constantem Volumen, und zwar ist $c_p \tau = c_v (\tau + \tau_1)$, daher

$$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{\tau + \tau_1}{\tau} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (22)$$

das Verhältniß der specifischen Wärme bei gleichem Drucke zu der bei gleichem Volumen.

Die mit Rücksicht auf das vorstehend angegebene Verhalten angestellten Versuche haben für das Verhältniß $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ für atmosphärische Luft nahezu übereinstimmende Werthe ergeben. So fand Masson $\varkappa = 1{,}419$, Hirn 1,3845, Weisbach 1,4025. Nach den Versuchen über die Schallgeschwindigkeit fanden Moll und van Beek $\varkappa = 1{,}410$, welcher letztere Werth meistentheils den Rechnungen zu Grunde gelegt wird. Demgemäß erhält man mit dem von Regnault für c_p gefundenen Werthe von

$$c_p = 0{,}2375$$

und dem Verhältnisse

$$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}410$$

für die specifische Wärme bei constantem Volumen

$$c_v = 0{,}1684.$$

In welcher Weise die Versuche zur Bestimmung von $\varkappa$ angestellt werden können, wird sich aus den späteren Ermittelungen ergeben.

§. 214. **Schmelzen.** Sehr viele feste Körper, namentlich die Metalle, gehen bei einer gewissen Temperatur, welche man ihren Schmelzpunkt nennt, in den flüssigen Zustand über, während sie umgekehrt durch Abkühlung unter diese Temperatur wieder zum Erstarren gebracht werden. Man beob-

achtet immer, daß während des Schmelzens die zugeführte Wärme keinerlei Temperaturerhöhung hervorruft und muß daher annehmen, daß während des Schmelzens die zugeführte Wärme nicht zur Vergrößerung der Schwingungsgeschwindigkeit, sondern zur Verrichtung der mechanischen Arbeit verwendet wird, welche zur Veränderung des Aggregatzustandes erfordert wird. Man nennt daher die hierzu erforderliche Wärmemenge wohl die latente Wärme, weil sie im Gegensatze zu der durch das Thermometer angezeigten sensibeln Wärme gewissermaßen in dem Körper verborgen enthalten ist. Beim Erstarren der Flüssigkeit kommt diese Wärme wieder zum Vorschein, was man sich so vorzustellen hat, daß die zwischen den einzelnen Atomen anziehend wirkenden Kräfte, welche beim Schmelzen überwunden werden mußten, daher eine gewisse Arbeit oder Wärme erforderten, beim erfolgenden Erstarren genau dieselbe Arbeit wieder ausüben, und daß diese Arbeit in Wärme umgesetzt wird.

Die zum Schmelzen erforderliche, durch die latente Wärme dargestellte Arbeit hat man sich im Allgemeinen aus zwei Ursachen herrührend zu denken. Es müssen nämlich einmal die zwischen den Atomen wirkenden, anziehend zu denkenden Kräfte überwunden werden, und ferner muß bei denjenigen Körpern, welche beim Schmelzen ihr Volumen vergrößern, der äußere Druck bewältigt werden, indem die Körpertheile zu dieser Volumenvergrößerung sich Raum schaffen müssen. Eine solche Volumenvergrößerung beim Schmelzen oder Zusammenziehung beim Erstarren findet, wenn auch meist nur in geringem Maße, bei vielen Metallen, wie Quecksilber, Blei, Silber ꝛc. statt, doch zeigt sich auch bei einzelnen, wie z. B. beim Gußeisen, das entgegengesetzte Verhalten einer Zusammenziehung beim Schmelzen und daher einer Ausdehnung beim Erstarren, wie die einfache Beobachtung lehrt, daß feste Gußeisenstücke auf flüssigem Eisen schwimmen. Ganz besonders deutlich tritt diese Erscheinung beim Gefrieren des Wassers auf, wobei, da das specif. Gewicht des Eises etwa 0,92 beträgt, beim Erstarren eine Volumenvergrößerung im Verhältniß von 92 : 100 eingetreten sein muß, während andererseits beim Schmelzen des Eises eine Zusammenziehung stattfindet. In diesem Falle ist also beim Schmelzen des Eises eine besondere Arbeit zur Ueberwindung des äußern Druckes nicht in Form von Wärme aufzuwenden, im Gegentheil verrichtet dieser Druck eine Arbeit, welche die Verflüssigung des Eises begünstigt. Diese Ansicht ist durch den Versuch Thomson's bestätigt, wonach Eisstücke durch Vergrößerung des auf sie wirkenden Druckes schon bei Temperaturen zum Schmelzen gebracht werden, welche merklich unter dem gewöhnlichen Schmelz- oder Gefrierpunkte des Wassers liegen (0,007° C. für jede Atmosphäre). Dagegen wird man annehmen müssen, daß alle diejenigen Körper, welche sich beim Schmelzen ausdehnen, unter vergrößertem äußerm Drucke ihren Schmelzpunkt erhöhen, weil zur Ueber-

windung des größern Druckes natürlich auch eine größere mechanische Arbeit aufzuwenden ist. Durch Versuche wird sich dies kaum feststellen lassen, da die Volumenvergrößerung beim Schmelzen immer nur sehr gering, und daher die hierbei zur Ueberwindung des äußern Druckes auszuübende Arbeit auch nur entsprechend klein ist. Dagegen ist bei der Verdampfung der Flüssigkeiten, d. h. bei dem Uebergange derselben in den gasförmigen Zustand, womit immer eine außerordentliche Volumenvergrößerung verbunden ist, der Temperaturgrad dieses Verdampfens oder der Siedepunkt der Flüssigkeit wesentlich abhängig von der Größe des äußern Druckes, wie dies weiter unten, wo von den Dämpfen gehandelt wird, näher angeführt werden soll.

In Folgendem sind die Schmelzpunkte (oder Gefrierpunkte) der vorzüglichsten Körper angegeben.

Platin	bei + 2500° C.	Blei	bei + 330° C.
Schmiedeeisen	„ + 1500 bis 1600° C.	Wismuth . . .	„ + 260
Stahl	„ + 1300 „ 1400	Zinn	„ + 230
Gußeisen . . .	„ + 1050 „ 1200	Schwefel . . .	„ + 109
Gold	„ + 1100 „ 1200	Gelbes Wachs	„ + 61
Kupfer	„ + 1100 „ 1200	Phosphor . .	„ + 43
Silber	„ + 1000	Seife	„ + 33
Bronze	„ + 900	Eis	„ + 0
Antimon . . .	„ + 500	Terpentinöl .	„ — 10
Zink	„ + 400	Queckſilber . .	„ — 39

Anmerkung 1. Beim Glühen des Eisens ergeben sich, nach Pouillet, folgende Temperaturen:

Anfangendes Rothglühen	525° C.
Dunkles Rothglühen	700
Anfangendes Kirschrothglühen	800
Kirschrothglühen	900
Helles Kirschrothglühen	1000
Dunkles Orangeglühen	1100
Helles Orangeglühen	1200
Weißglühen	1300
Helles Weißglühen	1400
Blendendes Weißglühen	1500

Anmerkung 2. Durch Legirungen von Metallen kann man sich eine Stufenleiter der Schmelzbarkeit verfertigen und diese zu pyrometrischen Untersuchungen gebrauchen. Niedrige Temperaturen lassen sich durch die Schmelzpunkte der Compositionen von Blei, Zinn und Wismuth bestimmen, zur Ausmittelung hoher Temperaturen bedient man sich aber, nach Prinsep, Sauſſure und Plattner, der Legirungen von Platin und Gold.

Die Legirung	von	1	Thl.	Blei,	1	Thl.	Zinn	u.	4	Thln.	Wismuth	schmilzt bei 94°,
Rose's Metall												
oder Legirung	„	5	„	„	3	„	„	„	8	„	„	„ 100
ebenso auch. . .	„	2	„	„	3	„	„	„	5	„	„	„ 100
ferner.	„	1	„	„	4	„	„	„	5	„	„	„ 118,9
	„	1	„	„	—	„	„	„	1	„	„	„ 141,2
	„	1	„	„	1	„	„	„	—	„	„	„ 241
	„	—	„	„	2	„	„	„	1	„	„	„ 167,7
	„	1	„	„	3	„	„	„	—	„	„	„ 167,7
	„	—	„	„	3	„	„	„	1	„	„	„ 200.

Man sieht, daß diese Compositionen leichter schmelzbar sind, als die einfachen Metalle. Bei den Legirungen aus Platin und Gold ist jedoch das Verhältniß anders; eine solche Legirung ist um so strengflüssiger als Gold, je mehr sie Platin in sich enthält, weshalb man aus dem Mischungsverhältnisse der die Composition bildenden Metalle im Voraus die Schmelzpunkte derselben bestimmen kann (siehe „Merbach, Die Anwendung der erwärmten Gebläseluft im Gebiete der Metallurgie, Leipzig 1840").

Das Meerwasser gefriert wegen seines Salzgehaltes erst bei — 2,5°.

Ueber Schmelzpunkte und über die zur Bildung feuerflüssiger Verbindungen nöthigen Temperaturen handelt Schinz in Dingler's Journal, Bd. 182, Heft 3.

Beim Schmelzen fester Körper, sowie beim Gefrieren oder Festwerden flüssiger Körper treten, wie schon bemerkt, in der Regel Dichtigkeitsveränderungen ein. Z. B. dehnt sich das Wasser beim Gefrieren um $^1/_{13}$ seines Volumens aus, und bildet nun Eis vom specifischen Gewichte 0,92. Die Kraft, mit welcher diese Ausdehnung erfolgt, ist so groß, daß sich durch dieselbe Geschützkugeln zersprengen lassen. Die meisten Metalle, wie Quecksilber, Blei, Zink, Silber u. s. w., ziehen sich beim Festwerden zusammen, manche, wie z. B. Wismuth und Gußeisen, dehnen sich hierbei aus, welches Verhalten das Gußeisen besonders zur Erlangung scharfer Gußgegenstände geeignet macht, insofern das erstarrende Metall vermöge seiner Ausdehnung die Gußformen vollkommen erfüllt.

Für die Technik ist auch das Schwinden der Metalle, oder deren Zusammenziehung nach dem Gusse von Wichtigkeit (siehe Karmarsch's Abhandlung hierüber im XIX. Bande [1837] der Jahrbücher des polytechn. Instituts in Wien). Diese Volumenveränderung hängt jedenfalls von dem Zusammenziehen oder Ausdehnen beim Erstarren und vom Zusammenziehen beim Erkalten zugleich ab; je nachdem die Veränderungen gleich oder entgegengesetzt wirken, fällt das Schwinden größer oder kleiner aus.

Für die Längeneinheit ist das Schwinden

beim Gußeisen $= {}^1/_{95}$ bis $^1/_{98}$,
„ Messing $= {}^1/_{60}$ bis $^1/_{65}$,
„ Glockenmetall (100 Kupfer + 18 Zinn) $= {}^1/_{63}$,
„ Kanonenmetall (100 Kupfer + $12^1/_2$ Zinn) $= {}^1/_{130}$ bis $^1/_{139}$,
„ Zink $= {}^1/_{80}$,
„ Blei $= {}^1/_{92}$,
„ Zinn $= {}^1/_{147}$ und
„ Wismuth $= {}^1/_{965}$.

Bringt man 1 kg Eis von 0^0 mit 1 kg Wasser von 79^0 zusammen, so wird das Eis vollständig geschmolzen und man erhält 2 kg Wasser von 0^0. Man hat daher die latente Wärme des Wassers, welche beim Schmelzen des Eises gebunden wurde, zu 79 Wärmeeinheiten anzunehmen. Die neuesten Versuche von Provostaye und Desains, sowie auch die von Regnault*) geben die latente Wärme des Wassers zu 79,0 W.-E. an; die Angaben über latente Wärme der Metalle sind dagegen sehr unsicher. Hassenfratz giebt sie für Quecksilber zu $86^2/_3$, Irvine für Blei zu 90, Rudberg dagegen 5,858 an u. s. w. Das Binden von Wärme beim Uebergange eines festen Körpers in einen flüssigen kommt außer beim Schmelzen auch beim Auflösen, z. B. des Zuckers im Thee und insbesondere bei Darstellung von sogenannten Kältemischungen vor. So giebt z. B. 1 Thl. Kochsalz mit 5 Thln. Schnee von 0^0 vermischt eine flüssige Salzlösung von $-17{,}7^0$ C. oder den Nullpunkt der Fahrenheit'schen Scala. Eine Mischung von 3 Thln. salzsaurem Kalk und 2 Thln. Schnee geht ferner aus 0^0 in -28^0 über u. s. w.

§. 215. **Mechanisches Wärmeäquivalent.** Bereits in §. 196 wurde angedeutet, daß durch zahlreiche genaue Versuche eine bestimmte Aequivalenz zwischen mechanischer Arbeit und Wärme festgestellt worden sei. Solche Versuche wurden zuerst von Rumford angestellt, welcher die Wärme, die ein stumpfer Bohrer beim Bohren eines Kanonenrohrs erzeugte, dazu benutzte, um Wasser von einer anfänglichen Temperatur von $16{,}7^0$ bis zum Kochen zu erhitzen. Ebenso wies Davy durch den Versuch nach, daß zwei Eisstücke von 0^0 durch gegenseitiges Reiben im luftleeren Raume zum Schmelzen gebracht werden können, wobei die zur Ueberwindung der Reibung aufgewendete mechanische Arbeit in die zum Schmelzen des Eises nothwendige latente Wärme sich verwandelt. Mayer, welcher Wasser durch Schütteln in einem Gefäße erwärmte, sprach zuerst bestimmt die Ansicht aus, daß die durch Arbeitsverrichtung erzeugte Wärmemenge dem Betrage der aufgewendeten mechanischen Arbeit proportional sein müsse, und daß daher die eine Form der Energie durch die andere gemessen werden könne. Auch berechnete Mayer die Größe der einer Wärmeeinheit entsprechenden mechanischen Arbeit aus der Verschiedenheit der specifischen Wärme der Gase c_v bei constantem Volumen und c_p bei constantem Drucke, und wenn der von ihm berechnete Werth eine Abweichung zeigt von den später durch genaue Versuche übereinstimmend gefundenen, so ist der Grund dafür darin zu suchen, daß die der Rechnung zu Grunde zu legenden specifischen Wärmen c_v und c_p zu jener Zeit noch nicht genügend genau festgestellt waren.

*) S. Annal. de chimie et de physique, Sect. III, Tome VIII.

Die umfassendsten Versuche zur Ermittelung des Arbeitsbetrages, welcher einer Wärmeeinheit entspricht, sind von Joule*) angestellt. Diese schönen Versuche, welche in der verschiedensten Weise ausgeführt wurden, führten sämmtlich fast genau zu demselben Resultate.

Ohne auf diese Versuche hier im Besondern einzugehen, indem in dieser Hinsicht auf die Abhandlungen von Joule verwiesen werden muß, sei nur erwähnt, daß zunächst die erwärmende Wirkung ermittelt wurde, welche durch die drehende Bewegung eines Elektromagneten zwischen den Polen eines andern solchen erzielt wird. Ebenso wurde die mit der Verdichtung von Luft verbundene Wärmeentwickelung gemessen und mit der zu dieser Verdichtung aufgewendeten Arbeit verglichen. Dasselbe geschah hinsichtlich der Wärmeentwickelung durch Rühren von Flüssigkeiten, wie Wasser und Quecksilber, sowie durch die Reibung von gußeisernen Scheiben, welche, mit bestimmter Kraft gegen einander gepreßt, in schnelle Umdrehung versetzt wurden. Aus allen diesen Versuchen ergab sich, daß durch eine mechanische Arbeit von 424 Meterkilogrammen eine Wärmeeinheit erzeugt wurde, in welcher Art auch diese Wärme hervorgerufen wurde. Fast genau denselben Werth fand auch Hirn, indem er zwei schwere, pendelnd aufgehängte Blöcke gegen einander stoßen ließ und den Stoßeffect zur Comprimirung eines hohlen Bleicylinders benutzte, welcher zwischen die Stoßflächen eingeschaltet war. Die mit der Zusammendrückung des Bleicylinders verbundene Erwärmung desselben lieferte im Vergleiche mit der durch den Stoß aufgezehrten Arbeit den Werth von 425 mkg als das Aequivalent einer Wärmeeinheit. Da man nun auch zu demselben Werthe durch Rechnung, unter Zugrundelegung des beobachteten Verhältnisses $\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}410$ gelangt, so nimmt man heute allgemein das mechanische Wärmeäquivalent oder genauer das Arbeitsäquivalent der Wärmeeinheit zu 424 mkg an, d. h. man nimmt an, daß eine mechanische Arbeit von 424 mkg immer genau eine Wärmeeinheit hervorzubringen vermag.

Ebenso hat man auch durch Versuche festgestellt, daß umgekehrt bei einer Verrichtung von mechanischer Arbeit stets genau eine Wärmeeinheit verschwindet, wenn 424 mkg Arbeit geleistet werden, so daß hier auch 1 Meterkilogramm mit $^1/_{424}$ Wärmeeinheiten gleichwerthig ist. — Man nennt daher wohl diesen Werth $A = \frac{1}{424}$ das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit und es gilt für das mechanische Wärmeäquivalent die Gleichung:

$$\frac{1}{A} = 424 \text{ mkg} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

*) S. Das mechanische Wärmeäquivalent, gesammelte Abhandlungen von J. P. Joule, übersetzt von J. W. Spengel. Braunschweig 1872.

Bezeichnet man allgemein mit Q eine Wärmemenge und mit L eine mechanische Leistung, so hat man zwischen beiden die Beziehungen:

$$L = \frac{Q}{A} \quad \text{oder} \quad Q = AL \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Unter den zur Ermittelung des Wärmeäquivalents der Arbeitseinheit angestellten Versuchen verdient besonders der von Hirn angestellte erwähnt zu werden. Letzterer ermittelte bei einer großen Dampfmaschine während einer gewissen Zeit nicht nur dynamometrisch die geleistete Arbeit L, sondern auch das in dieser Zeit im Kessel verdampfte Wasser. Da nun, wie aus dem Folgenden ersichtlich werden wird, aus der Spannung des verwendeten Dampfes die von demselben in die Dampfmaschine hinein genommene Wärmemenge Q_1 und aus der Menge des Einspritzwassers, sowie der Temperatur des Condensators die aus der Dampfmaschine herausgeführte Wärme Q_2 bestimmt werden konnte, so fand sich die verschwundene Wärmemenge $Q_1 - Q_2$, welche in die Arbeit L verwandelt worden war. Das Mittel aus verschiedenen Versuchen ergab für $\frac{1}{A}$ den Werth 413, und es dürfte die Abweichung von dem oben angeführten allgemein angenommenen Werthe von 424 genügend durch die Unsicherheit erklärbar sein, mit welcher die Bestimmung der verschiedentlichen Verluste an Wärme sowohl wie an Kraft bei diesen Versuchen verbunden sein mußte.

§. 216. **Erster Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie.** Es wurde schon in §. 197 angegeben, daß die Zuführung einer gewissen Wärmemenge zu irgend einem Körper im Allgemeinen zwei Wirkungen hervorbringt, indem dadurch erstens die innere Arbeit vergrößert und zweitens eine gewisse äußere Arbeit dadurch verrichtet wird, daß bei der erfolgenden Ausdehnung des Körpers der auf demselben lastende äußere Druck in gewissem Betrage überwunden wird. Da nach dem Vorstehenden jeder erzeugten Arbeit L eine gewisse Wärmemenge $Q = AL$ äquivalent ist, so erhält man für irgend einen Körper, welchem die unendlich kleine Wärmemenge ∂Q von außen zugeführt wird, die Beziehung

$$(\mathrm{I}^a) \qquad \partial Q = A(\partial U + \partial L) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

worin ∂U den Zuwachs der innern Arbeit und ∂L die in Folge der stattgehabten Wärmezufuhr verrichtete äußere Arbeit bedeutet.

Was die innere Arbeit anbetrifft, welche nach dem früher Bemerkten als aus zwei Theilen, der kinetischen Energie oder Schwingungsarbeit und der vermöge der Lage der einzelnen Körpertheilchen zu einander vorhandenen potentiellen Energie, zusammengesetzt zu denken ist, so läßt sich darüber Folgendes bemerken.

Denkt man sich irgend einen Körper aus beliebigem Material und von bestimmtem Gewichte, als welches hier und in der Folge immer 1 kg angenommen werden soll, so sind für den jeweiligen Zustand, in welchem dieser Körper sich befindet, hauptsächlich drei Größen maßgebend, nämlich sein Volumen v, seine Temperatur t und der Druck p, welcher auf jede Quadrateinheit seiner Oberfläche senkrecht zu dieser von außen her auf ihn ausgeübt wird, und welchem Drucke der Körper überall eine gleiche und entgegengerichtete Reaction entgegensetzt. Diese drei Größen v, p und t stehen nun aber zu einander in solchem Abhängigkeitsverhältnisse, daß jede einzelne von ihnen vollständig bestimmt ist, wenn die beiden anderen gegeben sind. Am einfachsten erkennt man dies durch die Betrachtung eines gasförmigen Körpers, z. B. der atmosphärischen Luft. Setzt man z. B. 1 kg atmosphärische Luft von einer bestimmten Spannung p, etwa gleich 0,760 m Quecksilbersäule und von einer bestimmten Temperatur t, etwa gleich 0° C. voraus, so ist das Volumen ein ganz bestimmtes, nämlich $v = 0{,}77328$ cbm. Ebenso wird diese Luftmenge, wenn ihr ein anderes Volumen und eine andere Pressung gegeben wird, sich in diesem Zustande nur bei einer ganz bestimmten Temperatur befinden können, welche nach dem Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze leicht ermittelt werden kann. Es ist auch zu erkennen, daß eine bestimmte Abhängigkeit zwischen Volumen, Druck und Temperatur nicht nur bei Luft und anderen Gasen, sondern bei allen uns bekannten Körpern vorhanden ist, wenn uns auch das Gesetz dieser Abhängigkeit nicht bekannt ist. Demgemäß wird man ganz allgemein die Temperatur t eines Körpers in irgend einem Zustande desselben als eine Größe zu betrachten haben, welche nur von dem Volumen v und dem Drucke p in diesem Zustande abhängt, d. h. man kann setzen:

$$t = f(v, p) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Da nun die in einem Körper vorhandene innere Arbeit jedenfalls von seiner Temperatur abhängt, so muß auch diese innere Arbeit U eine Function von v und p sein, d. h. man hat

$$U = F(v, p) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

worin der Charakter der Function F vorläufig noch ganz gleichgültig sein mag.

Es ist daher auch klar, daß die innere Arbeit U sich verändern kann, entweder durch eine Veränderung von v allein, oder durch eine solche von p allein, oder durch beide zugleich, und man hat daher nach der Bezeichnung der Differentialrechnung

$$\partial U = \frac{\partial U}{\partial p}\,\partial p + \frac{\partial U}{\partial v}\,\partial v = X\partial p + Z\partial v \quad . \quad . \quad . \quad (28)$$

wenn man behufs einfacherer Bezeichnung die partiellen Differentialquotienten

$$\frac{\partial U}{\partial p} = X \quad \ldots\ldots\ldots \quad (29)$$

und

$$\frac{\partial U}{\partial v} = Z \quad \ldots\ldots\ldots \quad (30)$$

setzt. Offenbar besteht dann zwischen den letzteren beiden Größen die Beziehung:

$$\frac{\partial X}{\partial v} = \frac{\partial Z}{\partial p} = \frac{\partial U}{\partial v \partial p} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (31)$$

Die äußere Arbeit ∂L, welche in Folge der Ausdehnung des Körpervolumens um ∂v geleistet wird, bestimmt sich ferner zu

$$\partial L = p \partial v \quad \ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

wovon man sich am einfachsten überzeugt, wenn man zunächst einen gasförmigen Körper voraussetzt, welcher ein cylindrisches Volumen vom Querschnitte gleich F haben möge, das durch einen Kolben abgeschlossen sein mag, der von außen einer specifischen Belastung p unterworfen ist. Verschiebt sich bei der Ausdehnung des Gases um ∂v der Kolben um eine gewisse Strecke λ, so daß also $F\lambda = \partial v$ ist, so hat man die hierbei verrichtete äußere Arbeit gleich $\partial L = Fp\lambda = p\partial v$, wie angegeben. Es ist aber leicht zu erkennen, daß diese Gleichung auch für jeden beliebigen andern Körper gilt.

Mit den gefundenen Werthen von ∂U und ∂L geht nunmehr die Gleichung (25) über in

$$(\mathrm{I^b}) \qquad \begin{aligned} \partial Q &= A\,(\partial U + \partial L) = A\,(X\partial p + Z\partial v + p\partial v) \\ &= A\,(X\partial p + Y\partial v) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (33) \end{aligned}$$

wenn man

$$Z + p = Y. \quad \ldots\ldots\ldots \quad (34)$$

setzt. Die Differentiation dieser letztern Gleichung nach p liefert

$$\frac{\partial Z}{\partial p} + 1 = \frac{\partial Y}{\partial p} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (35)$$

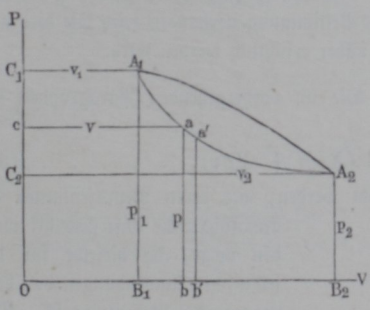
und durch Einführung von $\frac{\partial X}{\partial v}$ für $\frac{\partial Z}{\partial p}$ nach (31) erhält man

$$(\mathrm{I}) \qquad \frac{\partial Y}{\partial p} - \frac{\partial X}{\partial v} = 1,$$

welche Gleichung für alle Körper gilt und in der Regel als die erste Hauptgleichung der mechanischen Wärmetheorie bezeichnet wird. In dieser Gleichung sind X und Y noch unbekannte Functionen von p und v, deren Bestimmung im Folgenden zunächst für Gase geschehen soll.

Ueber die vorstehenden Gleichungen lassen sich noch folgende Bemerkungen machen. In der Gleichung (33) bedeutet ∂Q die unendlich kleine Wärmemenge, welche dem Körper zuzuführen ist, damit in einem gewissen Zustande $v_1 p_1$ desselben, d. h. für welchen sein Volumen die Größe v_1 und sein Druck diejenige p_1 hat, dieses Volumen um ∂v und dieser Druck um ∂p sich verändern. Es möge nun vorausgesetzt werden, daß durch wiederholte derartige unendlich kleine Veränderungen das Volumen v_1 in die Größe v_2 und der Druck p_1 in diejenige p_2 übergeführt werde. Die hierzu erforderliche Wärmemenge Q wird man dann erhalten durch Integration der Gleichung (33) zwischen den Grenzen v_1 und v_2 beziehungsweise p_1 und p_2. Nun erkennt man aber leicht, daß der Klammerausdruck $X\partial p + Y\partial v$ kein vollständiges Differential einer Function von p und v sein kann, denn wäre dies der Fall, so müßte $\frac{\partial X}{\partial v} = \frac{\partial Y}{\partial p}$ sein, was der Gleichung I widerspricht. Daher ist die Gleichung (33) auch nicht integrabel, so lange nur der Anfangszustand $v_1 p_1$ und der Endzustand $v_2 p_2$ des Körpers gegeben sind, mit anderen Worten, die Kenntniß dieser beiden Zustände allein genügt noch nicht zur Bestimmung der Wärmemenge, welche nöthig ist, um den einen Zustand in den andern überzuführen. Hierzu ist vielmehr noch eine Angabe über die Art und Weise nöthig, in welcher diese Ueberführung vor sich geht, und zwar deswegen, weil von dieser Art wesentlich die Größe der geleisteten äußern Arbeit L abhängig ist, während durch den Anfangs- und Endzustand nur die Veränderung der in dem Körper enthaltenen inneren Arbeit festgestellt ist, die während des Uebergangs verrichtete äußere Arbeit dagegen noch jeden beliebigen Werth haben kann.

Fig. 435.



Eine graphische Darstellung wird dieses Verhältniß erläutern. Es mögen hier und in der Folge die Volumina v eines Körpers vom Gewichte gleich einem Kilogramm als Abscissen auf einer Axe OV, Fig. 435, und dazu senkrecht parallel der Axe OP die Drucke p als Ordinaten aufgetragen werden, so daß die Punkte A_1 und A_2 zwei Zustände $v_1 p_1$ und $v_2 p_2$ dieses Körpers vorstellen. Denkt man sich während des Ueberganges des Körpers aus dem Zustande A_1 in denjenigen A_2 die Endpunkte aller Ordinaten durch eine fortlaufende Curve wie $A_1 a A_2$ verbunden, so ist leicht zu erkennen,

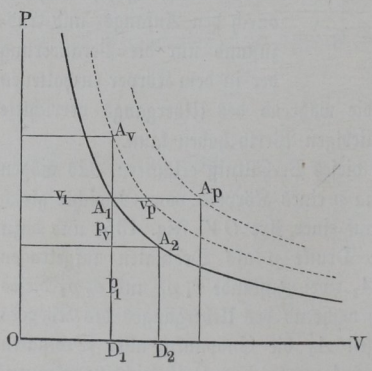
daß die Fläche $B_1 A_1 a A_2 B_2$ zwischen dieser Curve, der Abscissenaxe und den Endordinaten p_1 und p_2 ein Maß giebt für die während des Ueberganges verrichtete äußere Arbeit L. In irgend einem Punkte a nämlich der Curve, welcher den Zustand vp des Körpers darstellt, wird bei einer unendlich kleinen Ausdehnung um $bb' = \partial v$ eine Arbeit $p\partial v$ geleistet, welche durch das unendlich schmale Rechteck $abb'a'$ dargestellt wird, und die Summirung aller solcher zwischen A_1 und A_2 gelegenen Rechtecke ergiebt die Fläche $B_1 A_1 a A_2 B_2$ als das Maß für die während der Zustandsänderung von dem Körper verrichtete äußere Arbeit. Es möge im Folgenden für eine derartige Zustandsänderung eines Körpers, für welche eine Curve wie $A_1 a A_2$ die Veränderung des Druckes angiebt, in Kürze der Ausdruck gebraucht werden, der Körper bewege sich von einem Punkte A_1 nach einem andern A_2 auf dieser Curve $A_1 a A_2$. Nach dieser Betrachtung ist ohne Weiteres ersichtlich, daß die während eines solchen Ueberganges geleistete Arbeit ebenso unendlich viele verschiedene Werthe annehmen kann, als sich zwischen A_1 und A_2 unendlich viele verschiedene Curven angeben lassen, auf denen der Uebergang geschehen soll. Um daher in einem vorliegenden Falle die äußere Arbeit L und damit durch die Gleichung (33) die zu der Zustandsänderung erforderliche Wärmezufuhr Q zu bestimmen, muß zur Feststellung der betreffenden Curve noch eine weitere Bestimmung vorhanden sein, wie dies aus den folgenden Erörterungen noch näher ersichtlich werden wird.

§. 217. **Atmosphärische Luft.** Die im vorhergehenden Paragraphen gefundene erste Gleichung

$$\partial Q = A\,(X\partial p + Y\partial v). \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

soll zunächst auf Gase angewandt werden, als deren Repräsentanten die atmosphärische Luft gewählt werden möge, da dieselbe für die technischen Anwendungen von hervorragender Bedeutung ist. Die für Luft sich ergebenden Beziehungen werden sich leicht auch auf andere Gasarten ausdehnen lassen, wenn man die denselben eigenthümlichen constanten Werthe, wie z. B. die specifischen Gewichte, entsprechend berücksichtigt. Es sei daher wieder 1 kg Luft von einem Volumen v_1, einer Spannung p_1 und einer absoluten Temperatur

Fig. 436.



$$T_1 = 273 + t_1 = a + t_1$$

vorausgesetzt, und der Zustand dieser Luft durch den Punkt A_1 der Fig. 436 versinnlicht. Um die Function X der Gleichung (33) zu bestimmen, wird zunächst eine Aenderung des Zustandes unter Annahme eines gleichbleibenden Volumens v_1 vorausgesetzt, so daß der Körper aus dem Anfangszustande $v_1 p_1$ in A_1 zu dem Endzustande $v_1 p_v$ auf der Ordinate $A_1 A_v$ gelangt. Die Gleichung (33) geht dafür mit $\partial v = 0$ über in

$$\partial Q = AX\partial p \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

Nun folgt aus Gleichung (15) in §. 210

$$pv = RT = R\,(a + t)$$

für ein constantes v durch Differentiation:

$$v\partial p = R\partial t \quad \text{oder} \quad \partial p = \frac{R}{v}\,\partial t,$$

und ferner ist die Wärmemenge ∂Q, welche zur Erwärmung von $G = 1$ kg Luft bei constantem Volumen um ∂t erfordert wird, nach §. 213 bestimmt durch

$$\partial Q = c_v \partial t,$$

wenn c_v die specifische Wärme der Luft bei constantem Volumen bezeichnet. Mit diesen Werthen ∂Q und ∂p geht (36) über in

$$c_v \partial t = AX\,\frac{R}{v}\,\partial t$$

woraus

$$X = \frac{c_v v}{AR} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

folgt.

In gleicher Weise bestimmt sich Y, wenn man unter Annahme eines constanten Druckes, also mit $\partial p = 0$, die Gleichung (33)

$$\partial Q = AY\partial v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

schreibt, und ∂v aus (15) durch

$$p\partial v = R\partial t$$

zu

$$\partial v = \frac{R}{p}\,\partial t$$

entwickelt, sowie nunmehr

$$\partial Q = c_p \partial t$$

setzt.

Mit diesen Werthen erhält man aus (38)

$$c_p \partial t = AY\,\frac{R}{p}\,\partial t,$$

woraus

$$Y = \frac{c_p p}{AR} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (39)$$

folgt. In der Figur ist die Zustandsänderung unter constantem Drucke dadurch dargestellt, daß der Körper sich von A_1 nach A_p auf der horizontalen Geraden bewegt.

Führt man nun die für X und Y gefundenen Werthe in (33) ein, so nimmt diese Gleichung für Luft und überhaupt Gase die Form an:

$$\partial Q = A\left(\frac{c_v v}{AR}\,\partial p + \frac{c_p p}{AR}\,\partial v\right) = \frac{c_v}{R}\,(v\partial p + \varkappa p \partial v). \quad (40)$$

wenn man das Verhältniß der specifischen Wärmen

$$\frac{c_p}{c_v} = \varkappa = 1{,}410$$

einführt (22).

Wenn man ferner aus (37)

$$\frac{\partial X}{\partial v} = \frac{c_v}{AR} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (41)$$

und aus (39)

$$\frac{\partial Y}{\partial p} = \frac{c_p}{AR} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (42)$$

in Gleichung I einführt, so geht diese für Luft in

$$c_p - c_v = AR = c_v\,(\varkappa - 1) = c_p\,\frac{\varkappa - 1}{\varkappa} \quad \ldots \quad (43)$$

über.

Die vorstehend gefundenen Gleichungen gestatten nun in sehr einfacher Art die Veränderungen zu verfolgen, denen die Luft unter bestimmten Bedingungen ausgesetzt ist. Es sollen in dieser Hinsicht nur zwei, für die Anwendung wichtige Voraussetzungen ins Auge gefaßt werden, nämlich erstens diejenige, daß die Temperatur der Luft einen constanten Werth t behält, und zweitens diejenige, daß während der Zustandsänderung der Luft keinerlei Zu- oder Abfuhr von Wärme stattfinde. Die letztere Bedingung würde erfüllt sein, wenn die Luft in einem für die Wärme ganz undurchlässigen Behälter sich befände. Um die erste Bedingung zu erfüllen, kann man sich denken, die betrachtete Luft sei in einem für die Wärme vollkommen durchlässigen Gefäße enthalten, welches äußerlich von einem Körper umhüllt ist, dessen Temperatur t und dessen Masse so bedeutend sein mag, daß die Temperaturveränderungen als gering verschwinden, welche diese Hülle durch Abgabe von Wärme an die eingeschlossene Luftmenge oder durch Aufnahme von Wärme aus dieser Luft etwa erleidet. Es bedarf kaum der Bemerkung, daß die beiden gedachten Bedingungen in Wirklichkeit niemals in aller Strenge, sondern nur annähernd erfüllt werden können.

Isothermische Curve. Setzt man voraus, die Luft werde durch §. 218.
eine Umhüllung auf der constanten Temperatur $T = a + t$ erhalten, so hat man nach (15) einfach

$$pv = RT = Const.$$

als die Gleichung, welche den Zusammenhang zwischen dem Volumen und dem Drucke darstellt. Diese Gleichung gehört bekanntlich einer gleichseitigen Hyperbel an, deren Asymptoten mit den Coordinatenaxen OV und OP zusammenfallen. Zeichnet man daher diese durch den Punkt A_1 gehende gleichseitige Hyperbel A_1A_2, so erhält man für irgend ein Volumen $v_2 = OD_2$ in der zugehörigen Ordinate $D_2A_2 = p_2$ die Spannkraft der Luft, d. h. man kann nach der gewählten Bezeichnung sagen, die Luft bewegt sich bei Annahme einer constanten Temperatur t auf der Hyperbel A_1A_2. Es ist ohne Weiteres klar, daß einer andern Temperatur t_1 auch eine andere Hyperbel zugehört, welche zwischen A_1A_2 und die Axen fällt, wenn $t_1 < t$ ist, wogegen einer höhern Temperatur eine jenseits von A_1A_2 liegende Hyperbel zukommt, wie z. B. die durch A_v und A_p gehenden in der Figur durch Punktirung angedeuteten. Man nennt die Curven, welche die Zustandsänderungen eines Körpers für constante Temperaturen anzeigen, isothermische Linien oder schlechtweg Isothermen; die Isothermen für Luft sind also gleichseitige Hyperbeln.

Um die äußere Arbeit L zu bestimmen, welche die Luft während der Ausdehnung von dem Zustande v_1, p_1 in A_1 bis zu demjenigen v_2, p_2 in A_2 bei constanter Temperatur verrichtet, hat man in dem Ausdrucke

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p \partial v$$

für p aus Gleichung (15) den Werth

$$p = \frac{RT}{v}$$

einzuführen, und erhält damit

$$L = \int_{v_1}^{v_2} RT \frac{\partial v}{v} = RT \; log\; nat \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 ln \frac{v_2}{v_1} = p_2 v_2 ln \frac{v_2}{v_1} \quad (44)$$

welche Formel auch in Thl. I auf anderem Wege gefunden wurde.

Wenn die Luft sich von A_1 bis A_2 ausdehnt, so wird diese Arbeit verrichtet, indem der äußere Druck überwunden wird, wogegen zu einer Zusammendrückung der Luft von A_2 bis A_1 bei constanter Temperatur eine ebenso große Arbeit von außen auf die Luft ausgeübt werden muß. In dem erstern Falle muß eine dieser Arbeit äquivalente Wärmemenge AL verschwinden, während im zweiten Falle diese Wärmemenge erzeugt wird.

Diese mit der Arbeitsleistung L äquivalente Wärmemenge ist nun bei Luft und überhaupt bei Gasen auch gleich derjenigen Q, welche der Luft bei der Ausdehnung zugeführt und bei der Zusammendrückung entzogen werden muß, um die Temperatur constant zu erhalten. Diese Bemerkung gilt indeß nur für Gase, weil bei denselben die innere Arbeit U lediglich von der Temperatur abhängt, daher in Gleichung (25)

$$\partial Q = A\,(\partial U + \partial L)$$

∂U gleich Null gesetzt werden muß, wenn die Temperatur constant bleibt. In §. 197 wurde angegeben, daß die innere Arbeit U eines beliebigen Körpers im Allgemeinen aus zwei Theilen besteht, nämlich aus der Schwingungsarbeit oder der kinetischen Energie W, welche der Körper vermöge seiner Temperatur enthält und aus der potentiellen Energie J, die ihm in Folge der Lage seiner Atome und wegen der Cohäsion derselben innewohnt. Diese letztere Energie muß man bei den Gasen gleich Null setzen, d. h. man muß annehmen, daß bei denselben eine Cohäsion der Atome überhaupt nicht vorhanden ist. Diese Behauptung wurde zuerst von Clausius auf Grund allgemeiner Betrachtungen aufgestellt, welche aus der Gültigkeit des Mariotte und Gay-Lussac'schen Gesetzes folgen, und durch die späteren Versuche Regnault's bestätigt, denen zufolge die specifische Wärme der Gase von dem Drucke und von der Temperatur unabhängig ist. Es hat daher diese Behauptung nur so lange Gültigkeit, wie das Mariotte und Gay-Lussac'sche Gesetz gilt, d. h. so lange die Gase noch hinlänglich von demjenigen Zustande entfernt sind, in welchem sie zu tropfbaren Flüssigkeiten sich verdichten, ein Zustand, welcher bekanntlich in neuerer Zeit auch für diejenigen Gase, Sauerstoff, Wasserstoff, Stickstoff, hergestellt worden ist *), welche man vordem für permanente Gase hielt. Für Dämpfe dagegen hängt die innere Energie nicht allein von der Temperatur ab, bei ihnen ist vielmehr, wie in der Folge gezeigt werden wird, auch eine potentielle Energie vermöge der Cohäsion der Atome in Betracht zu ziehen. Für atmosphärische Luft jedoch darf man in den gewöhnlichen Fällen ihrer Verwendung die Cohäsionskraft der Atome gleich Null annehmen. Daher findet man die Wärmemenge Q, welche der Luft bei der Zustandsänderung auf der Isotherme von $v_1 p_1$ in A_1 bis $v_2 p_2$ in A_2 zuzuführen ist, zu

$$Q = AL = ART ln \frac{v_2}{v_1} = Ap_1 v_1 ln \frac{v_2}{v_1} \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (45)$$

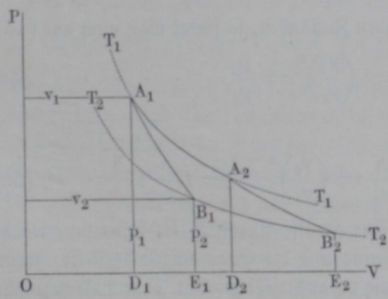
In dieser Formel kann man ebenso wie in (44) für das Verhältniß $\frac{v_2}{v_1}$ auch $\frac{p_1}{p_2}$ setzen.

*) Diese Gase wurden zuerst von Cailletet und von Pictet, welche unabhängig von einander arbeiteten, im Jahre 1877 flüssig gemacht.

Denkt man sich, daß ein beliebiger Körper seinen Zustand so verändert, daß die in ihm enthaltene innere Arbeit U fortwährend dieselbe Größe behält, und denkt man sich ebenfalls wieder das Verhältniß zwischen Volumen und Druck durch eine Curve versinnlicht, so nennt man diese die isodynamische Curve, und aus dem Vorstehenden folgt daher, daß für Luft die isodynamische Curve mit der Isotherme zusammenfällt, während bei den Dämpfen diese beiden Linien verschieden sind.

Adiabatische Curve. Es möge nunmehr angenommen werden, die Luft von der Spannung p_1 und dem Volumen v_1 im Punkte A_1 (Fig. 437) §. 219.

Fig. 437.



verändere ihr Volumen in v_2 und ihre Spannung in p_2 derart, daß während dieser Ausdehnung weder eine Wärmezufuhr noch Abfuhr stattfinde. Für diesen Fall hat man in der Gleichung (40)

$$\partial Q = \frac{c_v}{R}(v\partial p + \varkappa p \partial v)$$

$\partial Q = 0$ zu setzen und erhält daher die Gleichung

$$v\partial p + \varkappa p \partial v = 0$$

oder

$$\frac{\partial p}{p} + \varkappa \frac{\partial v}{v} = 0.$$

Integrirt man diese Gleichung zwischen den Grenzen v_2 und v_1, bezw. p_2 und p_1, so erhält man:

$$ln \frac{p_2}{p_1} + \varkappa ln \frac{v_2}{v_1} = 0$$

oder

$$\frac{p_2}{p_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\varkappa} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (46)$$

wofür man auch schreiben kann

$$p_1 v_1^{\varkappa} = p_2 v_2^{\varkappa} = p v^{\varkappa} = Const \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (47)$$

Die Constante ermittelt sich mit Hülfe der absoluten Temperatur T_1, welche dem Punkte A_1 entspricht, aus

$$p_1 v_1 = R T_1,$$

wenn man

$$p_1 = \frac{RT_1}{v_1}$$

setzt; man erhält dann

$$pv^\varkappa = p_1 v_1^\varkappa = \frac{RT_1}{v_1}\, v_1^\varkappa = RT_1 v_1^{\varkappa-1},$$

so daß man auch für zwei beliebige Zustände entsprechend $v_1 p_1 T_1$ und $v_2 p_2 T_2$ schreiben kann:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_2}{v_1}\right)^{\varkappa-1} = \left(\frac{p_1}{p_2}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \quad \ldots\ldots \quad (48)$$

Bezeichnet man noch mit $\gamma_1 = \frac{1}{v_1}$ und $\gamma_2 = \frac{1}{v_2}$ die specifischen Gewichte der Luft in den entsprechenden Zuständen, so findet man auch aus (46):

$$\left(\frac{v_1}{v_2}\right)^\varkappa = \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right)^\varkappa = \frac{p_2}{p_1} \quad \ldots\ldots \quad (49)$$

sowie auch

$$\frac{T_2}{T_1} = \frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{p_2}{p_1}\,\frac{\gamma_1}{\gamma_2} = \left(\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right)^{\varkappa-1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \quad \ldots \quad (50)$$

Durch die Gleichung (47) ist eine gewisse Curve $A_1 B_1$ bestimmt, welche durch ihre Coordinaten die Volumina und die Spannungen darstellt, wenn die Veränderung des Zustandes, wie vorausgesetzt worden, ohne Wärmezufuhr oder Abfuhr erfolgt. Diese Curve heißt die adiabatische Linie. Man erkennt leicht aus der entwickelten Gleichung, daß auch diese Curve ebenso wie die isothermische sich den beiden Axen asymptotisch nähert, da erst für ein unendlich großes v die Spannung p zu Null wird, und umgekehrt.

Es ist auch leicht zu ersehen, daß die durch den Punkt A_1 gehende adiabatische Linie $A_1 B_1$ sich der V-Axe schneller nähert, als die Isotherme $A_1 A_2$ des Punktes A_1, so daß der Punkt B_1 in einer Isotherme $B_1 B_2$ gelegen ist, welche einer niedern Temperatur T_2 entspricht, als diejenige T_1 des Anfangspunktes A_1 ist. Daß die Temperatur der Luft bei der Ausdehnung auf der adiabatischen Linie nothwendig abnehmen muß, geht auch schon daraus hervor, daß die bei der Ausdehnung verrichtete äußere Arbeit nur auf Kosten des innern Wärmegehalts der Luft ausgeübt werden kann, sowie daß für den entgegengesetzten Fall einer Zusammendrückung der Luft von B_1 nach A_1 die aufgewendete Arbeit zur Vermehrung der innern Arbeit, d. h. zur Erhöhung der Temperatur von T_2 auf T_1 dient.

Die Größe der bei der adiabatischen Zustandsänderung von v_1 auf v_2 in Arbeit verwandelten Wärme erhält man daher ohne Weiteres aus (25)

$$\partial Q = A\,(\partial U + \partial L) = 0$$

durch

$$\partial L = -\partial U = -\frac{c_v}{A}\partial t$$

zu

$$L = \frac{c_v}{A}(T_1 - T_2) = \frac{c_v}{A}(t_1 - t_2) \quad . \quad . \quad . \quad (51)$$

worin T_1 und T_2 die absoluten Temperaturen des Anfangs- und Endzustandes und t_1 und t_2 die zugehörigen Temperaturen nach der hunderttheiligen Scala bedeuten. Aus dieser Gleichung ergiebt sich, daß die verrichtete Arbeit L nur von diesen Temperaturen, nicht aber von dem Volumen oder der Spannung des Anfangs- und Endzustandes abhängt, und hieraus folgt die wichtige Beziehung, daß bei der Bewegung der Luft auf einer Adiabate zwischen zwei bestimmten Isothermen T_1 und T_2 immer die gleiche Arbeit $\frac{c_v}{A}(T_1 - T_2)$ verrichtet wird, auf welcher von den unendlich vielen Adiabaten die Zustandsänderung auch vor sich gehen, d. h. welches auch der Anfangszustand der Luft sein möge. So ist z. B. die Arbeit, welche die Luft verrichtet, wenn ihre Bewegung auf der adiabatischen Linie A_1B_1 zwischen den beiden durch A_1 und B_1 gehenden Isothermen T_1 und T_2 erfolgt, ebenso groß, wie diejenige Arbeit, welche der Zustandsänderung auf irgend einer andern Adiabate A_2B_2 zugehört, vorausgesetzt nur, daß die Endpunkte A_2 und B_2 auf denselben Isothermen T_1 und T_2 gelegen sind, wie A_1 und B_1. Es sind daher in der Figur die beiden Flächenstücke $A_1B_1E_1D_1$ und $A_2B_2E_2D_2$ von gleicher Größe, und zwar stellt jede dieser Flächen die ausgeübte Arbeit dar.

Will man die verrichtete äußere Arbeit L durch die Volumina oder die Spannungen anstatt durch die Temperaturen ausdrücken, so schreibt man nach (51)

$$L = \frac{c_v}{A}(T_1 - T_2) = \frac{c_v T_1}{A}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{c_v p_1 v_1}{AR}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$$

und hieraus folgt mit Berücksichtigung von (48)

$$L = \frac{c_v p_1 v_1}{AR}\left[1 - \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{\varkappa - 1}\right] = \frac{c_v p_1 v_1}{AR}\left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa - 1}{\varkappa}}\right] \quad (52)$$

Man wird sich dieser letzten Gleichung zur Ermittelung der äußern Arbeit bedienen können, wenn entweder das Ausdehnungsverhältniß $\frac{v_1}{v_2}$ oder das Verhältniß der Spannungen $\frac{p_2}{p_1}$ zu Ende und Anfang der Zustandsänderung gegeben ist.

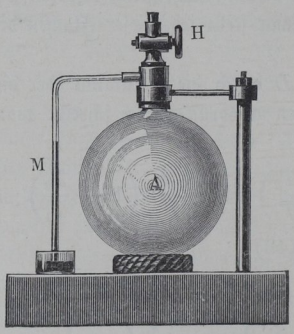
§. 220. **Bestimmung des Verhältnisses $\varkappa$.** Im §. 213 wurde in Betreff der Ermittelung des Verhältnisses $\varkappa = \frac{c_p}{c_v}$ der specifischen Wärmen der Gase auf die folgenden Untersuchungen verwiesen. Diese Bestimmung ist nun mit Hülfe der Formel

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (48)$$

leicht zu erklären.

Was zunächst die Anstellung des Versuchs anbetrifft, durch welchen das Verhältniß $\varkappa$ ermittelt werden soll, so wurde derselbe von Clement und Désormes in folgender Art ausgeführt. In einem großen Ballon A, Fig. 438, wurde die Luft durch Auspumpen verdünnt und die Temperatur t oder $T = 273^0 + t$, sowie die Spannung $p_1 = b - h_1$ durch ein Manometer M festgestellt, in dessen Schenkel die Flüssigkeitssäule durch die atmosphärische Pressung von der Barometerhöhe b um die Höhe h_1 erhoben wurde. Die Temperatur t des Apparates stimmte mit derjenigen der äußern Atmosphäre überein. Durch Oeffnen des weit gebohrten Hahnes H ließ man nunmehr die atmosphärische Luft während einer sehr kurzen Zeit von etwa $^1/_2$ Secunde in den Ballon eintreten, worauf der Hahn verschlossen und gleichzeitig der Manometerstand h' beobachtet wurde. Die mechanische Arbeit, welche die einströmende Luft verrichtet, wird hierbei in Wärme umgesetzt und zu einer Erhöhung der Temperatur im Innern des Ballons von t auf t' oder von T auf T' verwendet. Bei der geringen Dauer des Vorganges kann man annehmen, daß weder Wärme zu- noch abgeführt wurde, die Zusammenpressung der Luft daher auf adiabatischem Wege erfolgte. Nunmehr ließ man den Apparat durch Abkühlung wieder die Temperatur t oder T der äußern Luft annehmen, und beobachtete, nachdem dies geschehen, den Manometerstand h_2, durch welchen die nunmehrige Spannung $b - h_2$ festgestellt war. Die so gefundenen Versuchsresultate reichen dann aus zur Bestimmung von $\varkappa$.

Fig. 438.



Man hat nämlich für den adiabatischen Vorgang während der Lufteinströmung anfangs die Temperatur T und die Spannung $p_1 = b - h_1$ und zu Ende die Spannung $p' = b - h'$ und eine gewisse Temperatur T',

welche zwar nicht beobachtet werden konnte, deren Kenntniß aber auch nicht nöthig ist, wie die folgende Rechnung zeigt. Es ist nämlich nach (48):

$$\frac{T'}{T} = \left(\frac{p'}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} = \left(\frac{b-h'}{b-h_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}}.$$

Für den darauf folgenden Vorgang der Abkühlung des eingeschlossenen Luftquantums von der Temperatur T' auf diejenige T der Atmosphäre hat man anfänglich die Spannung p' und schließlich diejenige p_2, und da das Volumen hierbei constant geblieben ist, gilt die Beziehung:

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'}{p_2} = \frac{b-h'}{b-h_2}.$$

Diese Gleichung in Verbindung mit der obern läßt T' herausfallen und führt zu der Beziehung:

$$\frac{p'}{p_2} = \left(\frac{p'}{p_1}\right)^{\frac{\varkappa-1}{\varkappa}} \text{ oder } \left(\frac{p'}{p_2}\right)^{\varkappa} = \left(\frac{p'}{p_1}\right)^{\varkappa-1}.$$

Hieraus folgt mittelst der Logarithmen:

$$\varkappa\,(log\,p' - log\,p_2) = \varkappa\,(log\,p' - log\,p_1) - log\,p' + log\,p_1,$$

woraus sich

$$\varkappa = \frac{log\,p' - log\,p_1}{log\,p_2 - log\,p_1} = \frac{log\,(b-h') - log\,(b-h_1)}{log\,(b-h_2) - log\,(b-h_1)} \qquad (53)$$

ergiebt.

Sind die Differenzen $h_1 - h'$ und $h_1 - h_2$ nur klein, so kann man annähernd

$$log\,\frac{b-h'}{b-h_1} = log\left(1 + \frac{h_1-h'}{b-h_1}\right) = \frac{h_1-h'}{b-h_1}$$

und

$$log\,\frac{b-h_2}{b-h_1} = log\left(1 + \frac{h_1-h_2}{b-h_1}\right) = \frac{h_1-h_2}{b-h_1}$$

setzen, so daß dann einfach das gesuchte Verhältniß folgt:

$$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = \frac{h_1-h'}{h_1-h_2} \quad \cdots\cdots \quad (53^a)$$

Clement und Déformes haben auf diese Weise

$$\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}348,$$

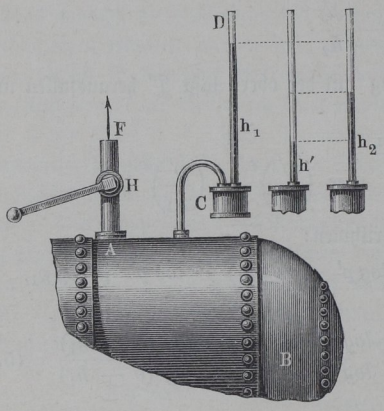
dagegen hat Gay-Lussac

$$\varkappa = 1{,}375$$

gefunden.

Anstatt ein Gefäß A mit verdünnter Luft anzuwenden, deren Temperatur und Spannung durch die einströmende atmosphärische Luft erhöht wird, kann man auch das Gefäß mit comprimirter Luft füllen und durch momentanes Ausströmen der letztern eine Spannungsverminderung und Temperaturerniedrigung hervorrufen, worauf die Spannung wieder steigt, sobald das Gefäß durch Aufnahme von Wärme aus der Atmosphäre im Innern dieselbe Temperatur angenommen hat, welche außen vorherrscht. In dieser Weise hat Weisbach den Versuch angestellt, indem er einen Dampfkessel AB, Fig. 439, mit comprimirter Luft von dem Manometerstande h_1 oder der ganzen Pressung $b + h_1$ füllte. Wurde alsdann mittelst des Hahns A für einige Augenblicke ein Ausströmen durch F bewirkt, so entstand eine Abkühlung und Verdünnung der Luft, so daß der Manometerstand unmittelbar nach dem Schließen des Hahns h' war. Nach etwa zehn Minuten, wenn der Kessel wieder die anfängliche Temperatur der Luft angenommen hatte, wurde der Manometerstand h_2 beobachtet. Für diesen Versuch gilt dieselbe Rechnung wie für die Verwendung verdünnter Luft.

Fig. 439.



Bei einem solchen Versuche, welcher bei einem Barometerstande $b = 0{,}7342$ m Quecksilber angestellt wurde, ergaben sich

$$h_1 = 0{,}7180 \text{ m}, \quad h' = 0{,}5890 \text{ m}, \quad h_2 = 0{,}6250 \text{ m},$$

daher sich

$$\varkappa = \frac{log\,1{,}4522 - log\,1{,}3232}{log\,1{,}4522 - log\,1{,}3592} = \frac{4041}{2875} = 1{,}405$$

bestimmt, wofür Weisbach 1,41 annimmt*). In derselben Weise fand Hirn aus vierzig Versuchen im Mittel $\varkappa = 1{,}3845$, Cazin dagegen 1,41 und Röntgen 1,4053.

Wie schon früher angeführt wurde, pflegt man in der Regel den Werth

$$\varkappa = 1{,}410$$

den Rechnungen zu Grunde zu legen.

*) S. Civilingenieur 1859.

Mit diesem aus Versuchen abgeleiteten Werthe $\varkappa$ und der ebenfalls durch Versuche bestimmten specifischen Wärme c_p der Gase für constanten Druck (s. §. 213) kann man aus der Gleichung (43) des §. 217:

$$AR = c_p \frac{\varkappa - 1}{\varkappa}$$

auch das mechanische Aequivalent der Wärmeeinheit $\frac{1}{A}$ berechnen. Setzt man hierin nämlich $c_p = 0{,}2375$ und $\varkappa = 1{,}410$, sowie nach §. 210 für R den Werth 29,272 ein, so erhält man:

$$\frac{1}{A} = \frac{\varkappa}{\varkappa - 1} \frac{R}{c_p} = \frac{1{,}410}{0{,}410} \frac{29{,}272}{0{,}2375} = 423{,}8.$$

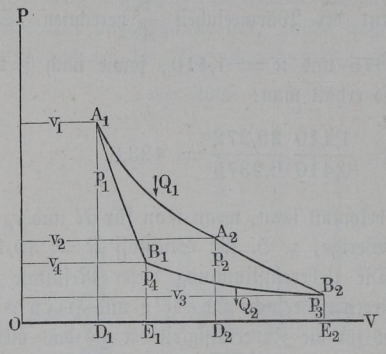
Fast genau denselben Werth bekommt man, wenn man für R und c_p die für ein anderes Gas gültigen Werthe, z. B. für Stickstoff $R = 30{,}134$ und $c_p = 0{,}2440$ einsetzt. Die Uebereinstimmung dieser Resultate der Rechnung mit den durch die directen Versuche Joule's und Hirn's gefundenen Werthen ist ein Beweis für die Zuverlässigkeit der als das mechanische Wärmeäquivalent angenommenen Größe:

$$\frac{1}{A} = 424 \text{ mkg}.$$

Der umkehrbare Kreisprocess für Gase. Zur Erläuterung der §. 221.
Gesetze, nach denen in den Dampf- und Heißluftmaschinen die Umsetzung der Wärme in mechanische Arbeit erfolgt, dient am besten der von Carnot angegebene, unter dem Namen des Kreisprocesses bekannte Vorgang, von welchem man sich folgendermaßen eine Vorstellung macht. Man denkt sich irgend einen Körper M, welcher gewissen Ausdehnungen und Zusammenziehungen derart ausgesetzt ist, daß hierbei der Druck, welchen der Körper vermöge seines Zustandes ausübt, in jedem Augenblicke einen äußern Gegendruck findet, welcher ihm gleich ist, oder genauer, welcher nur um eine unendlich kleine Größe von ihm verschieden ist. Man muß sich nämlich vorstellen, daß während der Ausdehnung des Körpers der von außen wirkende Druck um eine sehr kleine Größe geringer ist als der Körperdruck, um die Bewegung überhaupt zu ermöglichen, wogegen bei der Zusammendrückung der äußere Druck aus demselben Grunde den Körperdruck um eine geringe Größe übertrifft. Es werde im Folgenden als solcher Körper wieder 1 kg Luft in einem cylindrischen Gefäße vorausgesetzt und angenommen, die Luft sei durch einen verschieblichen und dicht schließenden Kolben abgeschlossen, dessen äußere Belastung in jedem Augenblicke nur um unendlich wenig von dem Drucke abweicht, welchen die Luft im Innern des Cylinders gegen ihn ausübt.

Das Volumen des Körpers sei wieder durch $v_1 = OD_1$ und sein Druck durch $p_1 = D_1A_1$ in Fig. 440 dargestellt, so daß nach dem Frühern A_1 den Anfangszustand des Körpers M oder Luftquantums versinnlicht. Man denkt sich nun den Körper isothermisch von A_1 bis A_2 ausgedehnt, indem man annimmt, daß er während dieser Ausdehnung von einem Körper A umhüllt sei, welcher die anfängliche Temperatur T_1 des betrachteten Körpers M hat und einen so bedeutenden Wärmevorrath enthält, daß diese Temperatur durch Wärmeabgabe an M nicht merklich vermindert wird; auch mag man sich die Bewegung beliebig langsam erfolgend vorstellen, um einen steten Wärmeausgleich zu sichern.

Fig. 440.



Nach dem Vorstehenden ist es klar, daß bei dieser Ausdehnung eine äußere Arbeit L_1 geleistet wird, für welche die Fläche $A_1A_2D_2D_1$ ein Maß abgiebt, und welche nach (44) zu

$$L_1 = p_1 v_1 ln \frac{v_2}{v_1} = RT_1 ln \frac{v_2}{v_1} \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (54)$$

sich bestimmt. Hierbei ist eine gewisse Wärmemenge Q_1 von dem Körper A auf denjenigen M übergetreten, und es muß, wenn der letztere Körper ein Gas ist, diese Wärmemenge äquivalent mit der Arbeit L_1 sein, da die innere Wärme der eingeschlossenen Luft im Zustande A_2 wegen der unverändert gebliebenen Temperatur T_1 dieselbe geblieben ist, wie im Anfangszustande A_1, so daß die ganze zugeführte Wärme in Arbeit verwandelt worden ist. Demgemäß bestimmt sich die zugeführte Wärme nach (45) zu

$$Q_1 = Ap_1 v_1 ln \frac{v_2}{v_1} = ART_1 ln \frac{v_2}{v_1} \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad \cdot \quad (55)$$

Nunmehr denkt man sich den Körper A von der Temperatur T_1 entfernt und setzt voraus, daß die Cylinderwand für die Wärme undurchdringlich sei, so daß die weitere Ausdehnung der Luft von dem Volumen $v_2 = OD_2$ auf dasjenige $v_3 = OE_2$ auf der adiabatischen Curve A_2B_2 erfolgt, wobei die Temperatur allmälig abnimmt. In dem Endzustande B_2 sei die absolute Temperatur gleich T_2 geworden, der Druck daselbst werde mit p_3 bezeichnet,

dann ist während dieser Bewegung von A_2 bis B_2 eine durch die Fläche $A_2 B_2 E_2 D_2$ gemessene Arbeit verrichtet, welche nach (51) durch

$$L_\alpha = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (56)$$

ausgedrückt ist.

Nun denkt man sich die Cylinderwand für die Wärme durchlässig und äußerlich mit einem Körper B von der Temperatur T_2 versehen, dessen Wärmevorrath so groß ist, daß die auf ihn von M übergehende Wärmemenge die Temperatur nicht merklich ändert. Wird unter dieser Voraussetzung die Luft M wieder zusammengedrückt, so erfolgt die Zustandsänderung auf der durch B_2 gehenden Isotherme T_2. Es werde vorausgesetzt, daß diese Zusammendrückung bis zu dem Punkte B_1 geschehe, in welchem die Isotherme T_2 die durch A_1 gehende Adiabate trifft, so daß bei einer darauf folgenden Zusammendrückung ohne Wärmezu- oder Abfuhr der Körper schließlich seinen Anfangszustand A_1 gerade wieder erreicht. Der Körper M hat daher eine Reihe von Zustandsänderungen erfahren, vermöge deren er, d. h. der Endpunkt der den Druck messenden Ordinate, das geschlossene Viereck $A_1 A_2 B_2 B_1 A_1$ durchlaufen hat, derart, daß der Körper zu Ende des Vorganges genau wieder in seinen Anfangszustand zurückgekehrt ist. Man nennt einen solchen Vorgang einen Kreisproceß. Während der Zusammendrückung auf dem Wege $B_2 B_1 A_1$ ist von der Luft keine Arbeit geleistet worden, sondern es mußte von außen eine gewisse Arbeit ausgeübt werden, und zwar bestimmt sich diese Arbeit, wenn v_4 das Volumen und p_4 den Druck im Zustande B_1 bezeichnen, wie folgt. Während der isothermischen Bewegung von B_2 nach B_1 mußte eine Arbeit ausgeübt werden, welche nach (44) zu

$$L_2 = p_3 v_3 ln \frac{v_3}{v_4} = R T_2 ln \frac{v_3}{v_4} \cdot \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

sich berechnet, und hierbei trat eine Wärmemenge Q_2 aus dem Versuchskörper M zu der Hülle B über, welche dieser Arbeit äquivalent ist, da die Temperatur T_2 und die innere Wärme constant geblieben sind. Man hat daher diese Wärmemenge:

$$Q_2 = A p_3 v_3 ln \frac{v_3}{v_4} = A R T_2 ln \frac{v_3}{v_4} \cdot \quad . \quad . \quad . \quad (58)$$

Die Arbeit endlich, welche während der adiabatischen Zusammendrückung zwischen B_1 und A_1 aufgewendet werden mußte, ist nach §. 219 gleich der auf dem Wege $A_2 B_2$ von dem Körper verrichteten, nämlich:

$$L_\alpha = \frac{c_v}{A} (T_1 - T_2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (56)$$

Als das Resultat des Vorganges ergiebt sich nun zunächst, daß die von dem Körper während der Ausdehnung geleistete Arbeit $A_1 A_2 B_2 E_2 D_1$ größer ist, als die während der Zusammendrückung auf ihn ausgeübte $B_2 B_1 A_1 D_1 E_2$, und zwar ist der Ueberschuß der ersteren über die letztere durch das Curvenviereck $A_1 A_2 B_2 B_1 A_1$ dargestellt, auf welchem der Körper sich bewegte. Der Mehrbetrag der geleisteten über die aufgewendete Arbeit muß daher als eine durch den Proceß gewonnene Arbeit angesehen werden. Dieselbe bestimmt sich einfach durch die Differenz $L_1 - L_2 = L$, da die beiden den adiabatischen Zustandsänderungen zugehörigen Arbeiten L_α als gleich und entgegengesetzt sich aufheben. Man hat daher nach (54) und (57):

$$L = R\left(T_1 ln \frac{v_2}{v_1} - T_2 ln \frac{v_3}{v_4}\right).$$

Nun ist aber leicht zu erkennen, daß $\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4}$ ist, denn nach (48) ist für die Adiabate $A_1 B_1$ zwischen den beiden Isothermen T_1 und T_2:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_4}{v_1}\right)^{\varkappa - 1},$$

und ebenso ist für die Adiabate $A_2 B_2$ zwischen denselben Isothermen:

$$\frac{T_1}{T_2} = \left(\frac{v_3}{v_2}\right)^{\varkappa - 1}.$$

Hieraus folgt unmittelbar

$$\frac{v_4}{v_1} = \frac{v_3}{v_2},$$

also auch

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{v_3}{v_4} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (59)$$

Hiermit geht der obige Ausdruck für die gewonnene Arbeit über in:

$$L = R\,(T_1 - T_2)\, ln \frac{v_2}{v_1} \quad \ldots\ldots \quad (60)$$

Durch den beschriebenen Vorgang ist außerdem auch eine Veränderung in der Vertheilung der Wärme vor sich gegangen, denn wenn auch der vermittelnde Körper M keiner Veränderung ausgesetzt gewesen ist, so gab doch der umhüllende Körper A von der Temperatur T_1 die Wärmemenge Q_1 ab, und durch Vermittelung des Versuchskörpers wurde wiederum die Wärmemenge Q_2 an den umhüllenden Körper B von der Temperatur T_2 abgeliefert. Zwischen diesen beiden Wärmemengen, für welche in (55) und (58) die Ausdrücke gegeben sind, besteht offenbar wegen (59) die einfache Beziehung

$$\frac{Q_1}{Q_2} = \frac{T_1}{T_2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (61)$$

oder

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (62)$$

Die Differenz der beiden Wärmemengen ist ferner

$$Q_1 - Q_2 = AR\,(T_1 - T_2)\,ln\,\frac{v_2}{v_1} \quad \ldots \quad (63)$$

wie dies auch dem Grundsatze von der Aequivalenz der Wärme mit der Arbeit entspricht, denn wenn die mechanische Arbeit (60) gewonnen ist, so muß die damit äquivalente Wärme (63) verschwunden sein, weshalb man auch hat

$$L = \frac{Q_1 - Q_2}{A} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (64)$$

Man kann die Gleichung (60) für die gewonnene Arbeit L auch noch umformen. Setzt man nämlich für $Rln\,\frac{v_2}{v_1}$ aus (55) den Werth $\frac{Q_1}{AT_1}$ oder aus (58) denjenigen $\frac{Q_2}{AT_2}$ ein, so erhält man auch

$$L = \frac{Q_1}{AT_1}(T_1 - T_2) = \frac{Q_2}{AT_2}(T_1 - T_2) \quad \ldots \quad (65)$$

in welcher Form die Gleichung in der Regel geschrieben wird.

Man kann das Resultat der vorstehenden Untersuchung folgendermaßen in Worte fassen: Wenn bei einem Kreisprocesse wie der beschriebene ist, eine gewisse mechanische Arbeit gewonnen wird, so verschwindet erstens eine mit dieser Arbeit äquivalente Wärmemenge, und gleichzeitig muß von einem wärmern Körper eine bestimmte Wärmemenge zu einem kältern übergeführt werden. Diese an den kältern Körper abgegebene und die von dem wärmern Körper dargebotene Wärme verhalten sich zu einander direct wie die absoluten Temperaturen der Körper und die in Arbeit verwandelte Wärme ist daher proportional der Temperaturdifferenz.

Der hier betrachtete Vorgang führt den Namen eines umkehrbaren Kreisprocesses aus dem Grunde, weil man alle hier angegebenen Zustandsänderungen auch in der umgekehrten Richtung vor sich gehend denken kann. Die Bedingung für die Umkehrbarkeit eines solchen Processes besteht darin, daß der von dem Versuchskörper M ausgeübte Druck in jedem Augenblicke einem Gegendrucke von außen begegnet, welcher ihm gleich, oder richtiger, welcher nur um unendlich wenig von ihm verschieden ist.

Denkt man sich den Körper von seinem Anfangszustande $v_1 p_1$ in A_1 aus sich adiabatisch ausdehnend bis zu B_1, setzt dann die Ausdehnung bei der constant bleibenden Temperatur T_2 weiter fort bis B_2, um ihn sodann zunächst adiabatisch bis A_2 und dann bei der constanten Temperatur T_1 bis A_1 zusammenzudrücken, so ist der Kreislauf in der der vorherigen entgegengesetzten Richtung durchlaufen. Offenbar gelten alle für den in der ersten Richtung vor sich gehenden Proceß entwickelten Formeln auch für diese entgegengesetzte Richtung, wenn man nur berücksichtigt, daß auch alle Arbeiten nunmehr im entgegengesetzten Sinne verrichtet werden. Es ist dann deutlich, daß nunmehr die zur Zusammendrückung auf dem Wege $B_2 A_2 A_1$ von außen auszuübende Arbeit $L_a + L_1$ die von dem Körper während der Ausdehnung auf dem Wege $A_1 B_1 B_2$ verrichtete Arbeit $L_a + L_2$ um eine Größe $L = L_1 - L_2$ übertrifft, die wiederum durch das Viereck $A_1 B_1 B_2 A_2$ gemessen wird. Der Körper M selbst ist nicht verändert, dagegen ist jetzt von dem kältern Körper B die Wärmemenge Q_2 abgegeben und die Wärmemenge Q_1 ist an den wärmern Körper A übergetreten.

Man findet sonach, daß, wenn bei einem solchen Kreisprocesse eine gewisse mechanische Arbeit aufgewendet oder verloren wird, eine dieser Arbeit äquivalente Wärmemenge neu entsteht, und gleichzeitig von einem kältern Körper eine bestimmte Wärmemenge zu einem wärmern übergeführt wird.

§. 222. **Der umkehrbare Kreisprocess für beliebige Körper.** Die im vorhergehenden Paragraphen angestellte, zunächst für Luft oder Gase geltende Untersuchung ergab, daß bei der Erzeugung von Arbeit aus Wärme eine ganz bestimmte, von den beiden Temperaturen T_1 und T_2 abhängige Wärmemenge Q_2 aus dem wärmern Körper von der Temperatur T_1 zu dem kältern Körper von der Temperatur T_2 übergeführt wurde, und daß umgekehrt bei der Erzeugung von Wärme aus Arbeit eine ebenso bestimmte Wärmemenge aus dem Körper von der niedern Temperatur T_2 in denjenigen von der höhern Temperatur überging. Der erstere Fall eines Uebergangs von Wärme von einem wärmern zu einem kältern Körper findet nun in der Natur sehr häufig, namentlich immer durch Leitung und Strahlung statt, sobald zwei verschieden warme Körper auf einander einwirken, ohne daß damit eine Erzeugung von Arbeit aus Wärme verbunden ist. In allen diesen Fällen ist daher auch die von dem kältern Körper empfangene Wärmemenge genau gleich der von dem wärmern abgegebene, während bei einer Erzeugung von Arbeit aus Wärme die von dem kältern Körper aufgenommene Wärmemenge genau um den Betrag der in Arbeit verwandelten Wärmemenge kleiner ist, als

die von dem wärmern Körper abgegebene, wie dies dem Gesetz von der Unzerstörbarkeit der Energie entspricht.

Dagegen beobachtet man in der Natur niemals, daß Wärme von einem kältern Körper von selbst in einen wärmern Körper tritt; wenn dies geschieht, so ist dies immer verbunden mit irgend einem andern Vorgange, durch welchen entweder, wie im vorigen Paragraphen gezeigt wurde, eine gewisse Arbeitsleistung verbraucht wird, oder, was nach dem Vorigen auf dasselbe hinauskommt, bei welchem eine gewisse Wärmemenge gleichzeitig von einem wärmern zu einem kältern Körper übergeführt wird. In dieser Hinsicht hat zuerst Clausius den Grundsatz ausgesprochen:

Es kann nie Wärme von einem kältern in einen wärmern Körper von selbst übergehen, d. h. ohne daß gleichzeitig eine andere damit zusammenhängende Aenderung eintritt.

Unter der hier gedachten „Aenderung" ist, wie oben angegeben, ein gleichzeitiger Uebergang von Wärme in absteigender Richtung von einem wärmern zu einem kältern Körper, oder eine damit gleichbedeutende Arbeitsleistung zu verstehen.

Mit Hülfe dieses Grundsatzes, dessen Richtigkeit in der Regel durch die Bemerkung begründet zu werden pflegt, daß bislang noch keine damit im Widerspruche stehende Thatsache habe angeführt werden können, läßt sich nun zeigen, daß das im vorigen Paragraphen nur für Gase gefundene und durch die Gleichung (62)

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

ausgesprochene Gesetz über das gegenseitige Verhältniß der beiden Wärmemengen ganz allgemeine Gültigkeit haben muß, auch wenn der vermittelnde Körper ein ganz beliebiger ist.

Stellt man sich nämlich anstatt des im vorigen Paragraphen vorausgesetzten Gases irgend einen beliebigen Körper vor, und läßt denselben einen umkehrbaren Kreisproceß zwischen denselben Temperaturen T_1 und T_2 durchlaufen, so werden natürlich die isothermischen und adiabatischen Linien für diesen Körper andere sein, als die in Fig. 440 für Luft angenommenen. Jedenfalls aber wird auch jetzt der Flächeninhalt des von diesen Linien umgrenzten Curvenvierecks ein Maß für die gewonnene oder verbrauchte Arbeit sein. Man kann sich nun vorstellen, mit dem beliebigen Körper werde der Kreisproceß so vorgenommen, daß der Flächeninhalt dieses Vierecks, d. h. die erzeugte oder verbrauchte Arbeit L genau denselben Betrag habe, wie im vorigen Paragraphen für Luft angenommen. Dann ist jedenfalls auch die verschwundene beziehungsweise neu erzeugte Wärmemenge von derselben Größe und gleich AL. Diese Größe muß dann natürlich gleich der Differenz $Q_1 - Q_2$ der beiden Wärmemengen sein, welche der Versuchskörper

einerseits empfangen und andererseits abgegeben hat. Daß aber auch $\mathfrak{Q}_1 = Q_1$ und $\mathfrak{Q}_2 = Q_2$ sein muß, ergiebt sich folgendermaßen. Gesetzt, diese Wärmemengen hätten bei dem beliebigen Körper andere Werthe als diejenigen Q_1 und Q_2 für Gase, es möge etwa $\mathfrak{Q}_1 = Q_1 + q$ und daher $\mathfrak{Q}_2 = Q_2 + q$ vorausgesetzt werden, so denke man sich folgenden Vorgang. Man führe zuerst den Kreisproceß in der directen Richtung mit Luft aus, so wird die Arbeit L gewonnen, und der wärmere Körper verliert die Wärmemenge Q_1, der kältere empfängt diejenige Q_2. Wenn man hierauf den umgekehrten Proceß mit dem beliebigen Körper durchführt, wobei die beim directen Processe gewonnene Arbeit L also gerade wieder verbraucht wird, so wird dem kältern Körper die Wärmemenge $\mathfrak{Q}_2 = Q_2 + q$ entzogen, und dem wärmern diejenige $\mathfrak{Q}_1 = Q_1 + q$ zugeführt. Es hätte sonach der wärmere Körper die Wärmemenge q mehr empfangen als abgegeben, und der kältere ebenso viel mehr abgegeben als empfangen, d. h. es wäre die Wärmemenge q von dem kältern zum wärmern Körper geführt, ohne daß ein Verbrauch von Arbeit oder eine andere Veränderung vorgegangen wäre, denn die beiden Versuchskörper sind in ihre ursprünglichen Zustände zurückgekehrt. Dieser Vorgang, welcher durch hinreichend viele Wiederholungen ohne sonstige gleichzeitige Aenderungen jede beliebige Wärmemenge von dem kältern Körper in den wärmern zu führen gestatten würde, widerspricht dem Clausius'schen Grundsatze, und es folgt daher, daß q nicht größer als Null sein kann. Wollte man annehmen, daß q negativ sei, so würde man zu demselben unmöglichen Resultate gelangen, wenn man den directen Kreisproceß mit dem beliebigen Körper und den umgekehrten Proceß mit einem Gase vornehmen würde.

Aus diesen Betrachtungen folgt nun, daß die im vorigen Paragraphen für den umkehrbaren Kreisproceß der Gase gefundene Beziehung

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

ganz allgemeine Gültigkeit hat, welchen Körper man auch als den vermittelnden wählen möge. Betrachtet man hierbei eine dem Körper zugeführte Wärmemenge als positiv und eine von dem Körper abgegebene Wärmemenge als negativ, so kann man offenbar diese Gleichung auch schreiben

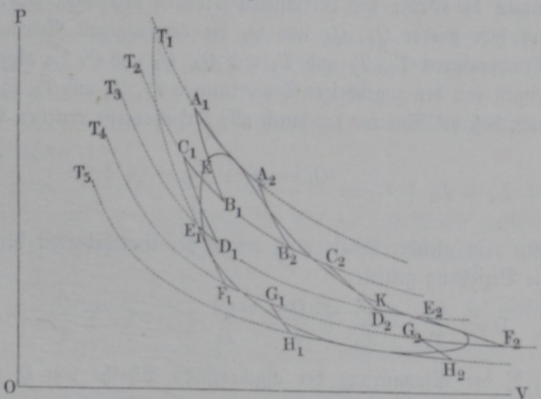
$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_2}{T_2} = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (66)$$

und ebenso geht unter dieser Voraussetzung der Ausdruck (64) für die zugehörige Arbeit über in

$$L = \frac{Q_1 + Q_2}{A} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (67)$$

Zweiter Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie. Die §. 223.
vorstehend für einen einfachen umkehrbaren Kreisproceß eines beliebigen Körpers gefundenen Formeln (66) und (67) gelten auch für eine Vereinigung beliebig vieler solcher Processe, oder für einen zusammengesetzten Kreisproceß. Denkt man sich wieder einen beliebigen Körper, dessen Volumen und Druck durch die Coordinaten des Punktes A_1, Fig. 441, dargestellt sein mögen, und dessen absolute Temperatur T_1 sein soll. Setzt man voraus,

Fig. 441.



dieser Körper erleide nach einander solche Zustandsänderungen, daß der Punkt A_1 auf dem Curvenvierecke $A_1A_2B_2B_1$ sich bewege, dessen Seiten A_1A_2 und B_2B_1 die isothermischen Linien der Temperaturen T_1 und T_2 sind, während A_2B_2 und A_1B_1 adiabatische Curven zwischen jenen darstellen, so hat der Körper nach dem Vorangegangenen einen einfachen umkehrbaren Kreisproceß zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 vollführt, nach dessen Beendigung er genau wieder in seinem anfänglichen Zustande sich befindet, so daß die innere Wärme U sich nicht geändert hat. Hat der Körper nun während der Ausdehnung auf der Linie A_1A_2 aus einem Wärmereservoir von der Temperatur T_1 die Wärmemenge Q_1 empfangen, und bei der Zusammendrückung auf B_2B_1 an ein anderes Wärmereservoir von der geringeren Temperatur T_2 die Wärmemenge Q_1' abgegeben, so gelten für diesen Proceß die Gleichungen:

$$L_1 = \frac{Q_1 + Q_1'}{A}$$

und

$$\frac{Q_1}{T_1} + \frac{Q_1'}{T_2} = 0,$$

wenn hier und in der Folge immer eine von dem Körper aufgenommene Wärmemenge als positiv, daher eine abgegebene Wärmemenge (Q_1') als negativ aufgefaßt wird. Die gewonnene Arbeit ist wieder durch die Fläche $A_1 A_2 B_2 B_1$ dargestellt.

Genau dieselben Betrachtungen gelten für andere Kreisprocesse, welche der Körper hierauf zwischen den Isothermen T_2 und T_3, zwischen T_3 und T_4, sowie zwischen T_4 und T_5 vollführt, und für welche die Vierecke $C_1 D_2$, $E_1 F_2$, $G_1 H_2$ in ihren Umfängen die Bewegung des Körpers und in ihren Flächenräumen die Größe der verrichteten Arbeiten bezeichnen sollen. Bedeuten auch hier wieder Q_2, Q_3 und Q_4 die empfangenen Wärmemengen von den Temperaturen T_2, T_3 und T_4 und Q_2', Q_3' und Q_4' die abgegebenen Wärmemengen von den zugehörigen Temperaturen T_3, T_4 und T_5, so erkennt man sogleich, daß die Summe der durch alle Kreisprocesse erzielten Arbeiten durch

$$L = L_1 + L_2 + L_3 + \cdots = \frac{Q_1 - Q_1' + Q_2 - Q_2' + \cdots}{A} = \Sigma \frac{Q}{A} \quad (68)$$

gegeben ist. In gleicher Weise muß wegen der Umkehrbarkeit der Kreisprocesse die Beziehung gelten:

$$0 = \frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_1'}{T_2} + \frac{Q_2}{T_2} - \frac{Q_2'}{T_3} + \cdots = \Sigma \frac{Q}{T} \quad . \quad . \quad (69)$$

wenn mit Σ die Summirung der algebraischen Werthe von Q und beziehungsweise von $\frac{Q}{T}$ angedeutet wird.

Es ist auch klar, daß an dem Resultat nichts geändert wird, wenn man den Körper anstatt der einzelnen auf einander folgenden einfachen Kreisprocesse einen einzigen zusammengesetzten durchlaufen läßt, welcher durch den Umfang der geschlossenen Figur $A_1 A_2 B_2 C_2 D_2 E_2 \ldots C_1 B_1 A_1$ dargestellt wird, da es für den Erfolg gleichgültig ist, in welcher Reihenfolge die einzelnen Zustandsänderungen vorgenommen werden, und da bei den Einzelprocessen auf den Wegen $B_1 B_2$, $D_1 D_2$ und $G_1 G_2$ immer je zwei gleiche und entgegengesetzte Bewegungen vorkommen, die sich gegenseitig aufheben. Denkt man sich nun die Differenzen der Temperaturen $T_1, T_2, T_3 \ldots$, zwischen welchen die einzelnen Theile des zusammengesetzten Kreisprocesses vor sich gehen, kleiner und kleiner werdend, so geht das Polygon im Grenzzustande in die in der Figur eingezeichnete Curve über, und man hat hierfür die Temperaturdifferenz durch ∂t und die Wärmezu- oder Abfuhr durch ∂Q auszudrücken. Die beiden Gleichungen für die Summen nehmen daher die Gestalt an

(I^c)
$$\frac{1}{A} \int \partial Q = L \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (70)$$

(II) $$\int \frac{\partial Q}{T} = 0,$$

wobei stillschweigend vorauszusetzen ist, daß die Integration sich auf den vollständigen Kreisproceß zu erstrecken hat, d. h. daß die obere Grenze des Integrals mit der untern übereinstimmen muß.

Die Gleichung (II) wird nach Clausius gemeiniglich als die zweite Hauptgleichung der mechanischen Wärmetheorie bezeichnet. Nach derselben ist also für einen vollständigen umkehrbaren Kreisproceß eines beliebigen Körpers die algebraische Summe des Quotienten gleich Null, welche man erhält, wenn man jede der zu- und abgeführten Wärmemengen dividirt durch die zugehörige Temperatur.

Man kann bemerken, daß die Gleichung (70) im Wesentlichen der ersten Hauptgleichung (I^a)

$$\partial Q = A\,(\partial U + \partial L)$$

entspricht, welche die Aequivalenz der Wärme und Arbeit ausspricht, denn man erhält (70) aus (I^a), sobald man $\partial U = 0$ setzt, wie es für den vollständigen Kreisproceß der Fall ist.

Die zweite Hauptgleichung wird zuweilen auch noch in anderer Form angeführt. Aus dem Umstande nämlich, daß das Integral $\int \frac{\partial Q}{T}$ den Werth Null annimmt, wenn die obere Grenze gleich der untern gewählt wird, geht hervor, daß der Werth $\frac{\partial Q}{T}$ das vollständige Differential einer gewissen Function sein muß. Setzt man hierin für ∂Q seinen Werth nach (I^b) und zwar

$$\partial Q = A\,(X\partial p + Y\partial v),$$

so muß auch

$$A\left(\frac{X}{T}\,\partial p + \frac{Y}{T}\,\partial v\right)$$

ein vollständiges Differential sein. Wenn dies aber der Fall ist, so hat man nach einem bekannten Satze der Differentialrechnung:

$$\frac{\partial\left(\frac{X}{T}\right)}{\partial v} = \frac{\partial\left(\frac{Y}{T}\right)}{\partial p}.$$

Durch Entwickelung dieser Gleichung folgt daher

$$\frac{1}{T}\frac{\partial X}{\partial v} - \frac{X}{T^2}\frac{\partial T}{\partial v} = \frac{1}{T}\frac{\partial Y}{\partial p} - \frac{Y}{T^2}\frac{\partial T}{\partial p}$$

oder

$$T\left(\frac{\partial Y}{\partial p} - \frac{\partial X}{\partial v}\right) = Y\,\frac{\partial T}{\partial p} - X\,\frac{\partial T}{\partial v}$$

und da der Klammerausdruck der linken Seite nach (I) gleich der Einheit ist, so folgt:

$$T = Y\frac{\partial T}{\partial p} - X\frac{\partial T}{\partial v} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (\mathrm{II}^a)$$

§. 224. **Der nicht umkehrbare Kreisprocess.** Bisher wurde immer vorausgesetzt, daß der Kreisproceß, welchem der betrachtete Körper unterworfen wurde, ein umkehrbarer sei, d. h. ein solcher, dessen Wirkung sich vollständig dadurch aufheben läßt, daß man den Körper die nämliche Reihe von Veränderungen unter sonst gleichbleibenden Verhältnissen in der entgegengesetzten Reihenfolge durchmachen läßt. Damit dieses möglich, damit also ein Kreisproceß umkehrbar sei, müssen zwei Bedingungen erfüllt sein.

Zunächst ist, wie schon früher angedeutet, erforderlich, daß der Druck, welchen der betrachtete Körper in irgend welchem Augenblicke nach außen hin zu äußern vermag, stets einem Gegendrucke begegne, welcher ihm gleich ist, oder genauer ausgedrückt, welcher von ihm nur um eine verschwindend kleine Größe abweicht. Eine gewisse, wenn auch außerordentlich kleine, Differenz zwischen den beiden Drucken wird man immer annehmen müssen, wenn überhaupt Bewegung eintreten soll, und es ist deutlich, daß der äußere Gegendruck um diesen kleinen Betrag größer oder kleiner als der von dem Körper ausgeübte Druck anzunehmen ist, je nachdem die betreffende Veränderung des Zustandes eine Zusammendrückung oder Ausdehnung des Körpers bedingt.

Diese Bedingung wird, wenigstens annähernd, erfüllt sein für den Dampf, welcher in dem Cylinder einer Dampfmaschine durch seine Ausdehnung den Dampfkolben vor sich herschiebt, denn wenn man auch nicht annehmen darf, daß der Widerstand der von der Maschine betriebenen Arbeitsmaschinen in jedem Augenblicke genau dem Dampfdrucke auf dem Kolben entspricht, so muß man doch die ausgleichende Wirkung der Schwungmassen darin erkennen, daß sie jederzeit durch ihre lebendige Kraft die Ueberwindung eines größern Arbeitswiderstandes genau in dem erforderlichen Betrage unterstützen, während sie andererseits dem größern Dampfdrucke vermöge ihrer Trägheit einen Widerstand entgegensetzen, welcher zusammen mit dem Arbeitswiderstande gerade gleich dem Dampfdrucke ist.

Dagegen wird ein Vorgang, wie der folgende, das Beispiel eines nicht umkehrbaren Processes sein, wegen der nicht vorhandenen Uebereinstimmung von Körperdruck und Widerstand. Denkt man ein mit verdichteter Luft gefülltes Gefäß A durch Oeffnen eines Hahns mit einem zweiten Ge-

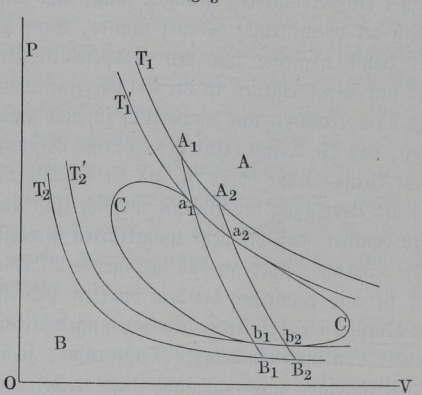
fäße B verbunden, in welchem sich verdünnte oder gewöhnliche atmosphärische Luft befindet, so strömt die verdichtete Luft mit einer von ihrem Ueberdrucke abhängigen Geschwindigkeit von A nach B, indem dieser Ueberdruck hier nicht zur Verrichtung von Arbeit durch Ueberwindung eines Widerstandes verwendet wird, sondern zur Beschleunigung der ausströmenden Luft dient. Die in Folge hiervon in dieser Luft aufgespeicherte mechanische Arbeit wird nachher, wenn die Luft in B wieder zur Ruhe kommt, in Wärme verwandelt, während das Gefäß A bei Erzeugung der Ausströmungsgeschwindigkeit einer Abkühlung unterworfen war. Nachdem die Spannung der Luft in beiden Gefäßen gleich geworden, ist die gesammte in derselben vorhandene Wärme wieder die ursprüngliche geworden, wenn keine Verluste durch Abkühlung ꝛc. eintraten. Eine mechanische Arbeit ist hierbei nicht verrichtet worden. Es ist klar, daß man nunmehr den ursprünglichen Zustand durch Umkehrung des Vorganges nicht wieder herstellen kann, ohne eine gewisse mechanische Arbeit aufzuwenden.

Die zweite Bedingung, welcher ein Kreisproceß genügen muß, um umkehrbar zu sein, besteht darin, daß der vermittelnde Körper immer, wenn er Wärme von außen erhält oder dahin abgiebt, nur mit Körpern in Berührung steht, deren Temperatur mit seiner eigenen in der Art übereinstimmt, daß der Unterschied zwischen den Temperaturen nur unmerklich ist, und zwar hat man sich auch hier zu denken, daß die Temperatur des Wärme abgebenden Körpers immer um eine sehr kleine Größe höher ist, als die des Wärme empfangenden, damit überhaupt der Uebergang der Wärme möglich ist. Nur unter dieser Voraussetzung ist es denkbar, daß bei dem umgekehrten Processe der Körper in derselben Art die Wärme wieder an das betreffende Wärmemagazin abgebe, in welcher er sie aus demselben bei dem directen Processe empfing. Erhält dagegen der Körper die bei seiner Ausdehnung erforderliche Wärme aus einem Reservoir von merklich höherer Temperatur, so ist es nach dem Clausius'schen Grundsatze nicht möglich, daß er bei dem umgekehrten Vorgange diese Wärme an jenes Reservoir zurückgeben kann, welches eine höhere Temperatur hat, als der Körper selbst. Demgemäß ist daher der im vorigen Paragraphen betrachtete, durch Fig. 441 erläuterte Kreisproceß, bei welchem der Körper sich auf der Curve KK bewegt, nur unter der Voraussetzung umkehrbar, daß die den Körper umhüllenden, ihm Wärme liefernden und entziehenden Wärmereservoire in jedem Augenblicke mit dem vermittelnden Körper übereinstimmende Temperaturen haben, welche daher zwischen T_1 und T_5 veränderlich sind. Der Proceß ist dagegen nicht umkehrbar, wenn der Körper, wie dies meist geschehen wird, alle ihm zuzuführende Wärme aus einem Wärmereservoir von der höchsten Temperatur T_1 empfängt und wenn er alle abzugebende Wärme einem Wärmereservoir von der niedrigsten Temperatur T_5 zuführt. In dieser Beziehung werden die

meisten in der Praxis vorkommenden Processe der Bedingung der Umkehrbarkeit nicht, oder nur annähernd genügen.

Man muß bemerken, daß auch die directen Uebergänge von Wärme aus Körpern von höherer in solche von niederer Temperatur stets Vorgänge darstellen, die sich nicht umkehren lassen. Hierhin gehören also alle Wärmezerstreuungen, wie sie durch Leitung und Strahlung veranlaßt werden, und welche für die betreffenden Maschinen als Verluste an nützlicher Wirkung aufgefaßt werden müssen. In gleicher Weise wird die zur Ueberwindung von Reibungswiderständen aufzuwendende mechanische Arbeit immer in Wärme verwandelt, welche wegen der Wärmeleitungsfähigkeit der Körper, an denen sie entsteht, theilweise zerstreut wird, daher bei dem umgekehrten Processe nicht wieder vollständig als mechanische Arbeit zur Wirkung kommt. Hirn hat zuerst darauf aufmerksam gemacht, daß die zur Ueberwindung der Kolbenreibung in Dampfmaschinen aufzuwendende Arbeit nicht verloren geht, sondern durch Umbildung in Wärme dem Dampfe zu gute kommt; hierbei ist natürlich von den Verlusten abzusehen, welchen diese Wärme in Folge der Abkühlung der Cylinderwandung ausgesetzt ist.

Fig. 442.



Es läßt sich nun leicht zeigen, daß ein nicht umkehrbarer Proceß, welcher zwischen zwei bestimmten Temperaturen, einer höchsten T_1 und einer niedrigsten T_2 verläuft, die Wärme niemals so vortheilhaft auszunützen, d. h. in Arbeit zu verwandeln gestattet, als ein zwischen denselben Temperaturen verlaufender umkehrbarer Proceß.

Um dies zu erkennen, seien T_1 und T_2, Fig. 442, die isothermischen Curven des vermittelnden Körpers M, welche den absoluten Temperaturen der beiden Körper A und B entsprechen, mit denen der Körper M bei Vollführung eines Kreisprocesses in Berührung kommt. Es sei ferner durch die Curve CC die Art der Zustandsänderung des Körpers für einen zu vollführenden Kreisproceß dargestellt, derart, daß wie bisher für jeden Punkt dieser Curve die verticale Ordinate den äußern Druck darstellt, während das Volumen durch die horizontale Ordinate gemessen wird. Denkt man sich durch irgend zwei sehr nahe neben einander liegende Punkte a_1 und a_2 dieser

Curve die beiden adiabatischen Linien A_1B_1 und A_2B_2 gelegt und seien die Temperaturen, welche den durch die Curvenelemente a_1a_2 und b_1b_2 gehenden Isothermen entsprechen, beziehungsweise mit T_1' und T_2' bezeichnet, so gilt für den durch das Flächenelement $a_1a_2b_2b_1$ dargestellten elementaren Kreisproceß nach dem Vorstehenden die Bedingung

$$\frac{Q_1}{T_1'} = \frac{Q_2'}{T_2'} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (62)$$

wenn Q_1 die zugeführte und Q_2' die abgeführte Wärme dem absoluten Werthe nach bedeutet. Hierbei ist es gleichgültig, ob die Wärme Q_1 aus einem Körper von der Temperatur T_1' oder der höhern T_1 herrührt, und ob die Wärme Q_2' an einen andern Körper von der Temperatur T_2' oder der niedern T_2 abgeführt wird. Um dies einzusehen, braucht man sich ja nur zu denken, der Uebergang von A nach M und von M nach B geschehe nicht direct, sondern durch Zwischenkörper a und b, welche die Temperaturen T_1' und T_2' haben. In diesem Falle ist der betrachtete Kreisproceß $a_1a_2b_2b_1$ als ein zwischen den Temperaturen T_1' und T_2' umkehrbar verlaufender aufzufassen. Die durch den Flächenstreifen $a_1a_2b_2b_1$ dargestellte Arbeit bestimmt sich wieder zu

$$L' = \frac{Q_1 - Q_2'}{A}$$

oder, da aus der vorhergehenden Gleichung

$$Q_2' = Q_1 \frac{T_2'}{T_1'}$$

folgt, zu

$$L' = \frac{Q_1}{A}\left(1 - \frac{T_2'}{T_1'}\right) = \frac{Q_1}{A}\frac{T_1' - T_2'}{T_1'}. \quad \ldots \quad (65)$$

Würde man dagegen dieselbe Wärmemenge Q_1 für einen zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 verlaufenden umkehrbaren Kreisproceß verwendet haben, so erhielte man die abgeführte Wärmemenge durch die Gleichung

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2} \quad \text{zu} \quad Q_2 = Q_1 \frac{T_2}{T_1},$$

dieselbe ist also kleiner als $Q_2' = Q_1 \frac{T_2'}{T_1'}$, und sonach ist die erzeugte Arbeit

$$L = \frac{Q_1 - Q_2}{A} = \frac{Q_1}{A}\left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{Q_1}{A}\frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

größer als L'. Dieselbe Betrachtung läßt sich natürlich für jedes andere durch zwei nahe benachbarte Adiabaten herausgeschnittene Element der Fläche Ca_1Cb_1 anstellen, daher die ganze durch den betrachteten Proceß

erreichte Arbeit kleiner ist, als diejenige, welche durch dieselbe Wärmemenge Q_1 zwischen denselben Temperaturen T_1 und T_2 auf umkehrbarem Wege erzielt werden kann.

Nennt man das Verhältniß

$$\frac{Q_1 - Q_2}{Q_1} = \eta \quad \ldots \ldots \ldots \quad (71)$$

zwischen der in nützliche Arbeit verwandelten Wärme zu der aufgewendeten den Verwandlungswerth, so kann man die gefundene Beziehung auch so aussprechen:

Der Verwandlungswerth eines zwischen zwei bestimmten Temperaturen verlaufenden umkehrbaren Processes ist größer, als der irgend eines andern zwischen denselben Temperaturen vor sich gehenden nicht umkehrbaren.

Es ist auch aus dem Vorstehenden klar, daß die Gleichung (II):

$$\int \frac{\partial Q}{T} = 0$$

für den nicht umkehrbaren Proceß keine Gültigkeit haben kann, denn da

$$\frac{Q_1}{T_1'} - \frac{Q_2'}{T_2'} = 0$$

ist, so muß

$$\frac{Q_1}{T_1} - \frac{Q_2'}{T_2} < 0$$

sein, weil offenbar

$$\frac{Q_1}{T_1} < \frac{Q_1}{T_1'} \quad \text{und} \quad \frac{Q_2'}{T_2} > \frac{Q_2'}{T_2'}$$

ist. Wenn man daher wieder die dem Körper M zugeführten Wärmemengen als positive und die abgeführten als negative in Rechnung stellt, so hat man für den nicht umkehrbaren Kreisproceß:

$$\int \frac{\partial Q}{T} < 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (72)$$

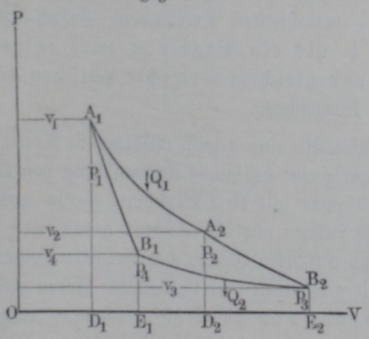
§. 225. **Der Carnot'sche Kreisprocess ein Verwandlungspaar.** In den vorstehenden Paragraphen ist die Art der Umwandlung von Wärme in Arbeit und umgekehrt, wie sie als eine Folge des Carnot'schen Processes erscheint, im Wesentlichen so dargestellt, wie dies in fast allen bisher bekannt gewordenen Schriften über die mechanische Wärmetheorie geschieht. Dabei spricht man immer nach dem Vorgange von Carnot und Clausius

von einer Ueberführung oder einem Uebergange von Wärme aus einem wärmern in einen kältern Körper bezw. umgekehrt und man muß, um den zweiten Hauptsatz, oder vielmehr die allgemeine Geltung der Gleichung:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

für alle Körper zu erweisen, den in §. 222 angeführten Grundsatz von Clausius als richtig annehmen. Dieser Grundsatz kann indessen ganz entbehrt werden, wenn man die allerdings fast allgemein gewordene Auffassung aufgiebt, wonach bei dem Carnot'schen Processe die Wärme einem Uebergange zwischen den beiden Körpern von den Temperaturen T_1 und T_2 ausgesetzt sein soll. Ein solcher Uebergang findet bei diesem Processe gar nicht statt, wie sich leicht durch eine genauere Betrachtung desselben ergiebt. Die ganze Wärmemenge Q_1 nämlich, welche von dem wärmern Körper A an den vermittelnden Körper M abgegeben wird, während derselbe sich auf der isothermischen Curve, Fig. 443, von A_1 bis A_2 ausdehnt, wird in ihrem ganzen Betrage in die Arbeit L_1 verwandelt. Das vermittelnde Gas M behält von dieser Wärmemenge Q_1 nichts zurück, sein gesammter Gehalt an innerer Wärme hat am Ende der Ausdehnung in A_2 wegen der constant gebliebenen Temperatur genau denselben Werth wie beim Beginn der Expansion in A_1. Wenn aber der vermittelnde Körper von dieser Wärmemenge Q_1 nichts zurückbehalten hat, so kann er davon doch auch nichts an den kältern Körper B abgeben oder überführen. Allerdings empfängt dieser letztere bei der nachherigen Zusammendrückung von B_2 nach B_1 eine gewisse Wärmemenge Q_2 aus dem vermittelnden Körper M, aber es leuchtet ein, daß diese Wärmemenge ganz neu aus der äußern Arbeit L_2 entsteht, die zur Zusammendrückung aufgewendet werden muß. Aus der vorher von A abgegebenen Wärme Q_1 ist dieser Wärmebetrag Q_2 also nicht entnommen, was doch vorauszusetzen wäre, wenn man den betreffenden Vorgang einen Uebergang oder eine Wärmeüberführung nennen will. Man hat es hiernach bei dem Carnot'schen Processe überhaupt gar nicht mit Wärmeübergängen zwischen verschieden warmen Körpern, sondern nur mit Wärme- oder Energieumwand-

Fig. 443.



lungen zu thun, und zwar setzt sich ein solcher Proceß, wie aus dem Ganzen ohne Weiteres folgt, immer aus zwei entgegengesetzten Verwandlungen, nämlich zuerst einer solchen von Wärme in Arbeit und darauf einer zweiten von Arbeit in Wärme zusammen. Die erstere Verwandlung von Wärme in Arbeit findet bei der Ausdehnung und die zweite von Arbeit in Wärme findet bei der Zusammendrückung statt, und diese beiden entgegengesetzten Verwandlungen sind bei dem Carnot'schen Processe deswegen absolut nöthig, weil dieser Proceß seinem innern Wesen nach immer aus einer Ausdehnung und einer Zusammendrückung sich zusammensetzen muß, da der vermittelnde Körper schließlich in seinen Anfangszustand zurückkehrt.

Bezeichnet man den Quotienten $\frac{Q}{T}$ aus einer beliebigen Wärmemenge Q dividirt durch die ihr zugehörige absolute Temperatur T als das „Wärmegewicht“ (s. d. f. §. 226), so kann man hiernach den Carnot'schen zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 verlaufenden Kreisproceß einfach als ein „Verwandlungspaar“, d. h. als ein Paar von zwei entgegengesetzten Verwandlungen von gleichem Gewichte zwischen diesen Temperaturen T_1 und T_2 kennzeichnen.

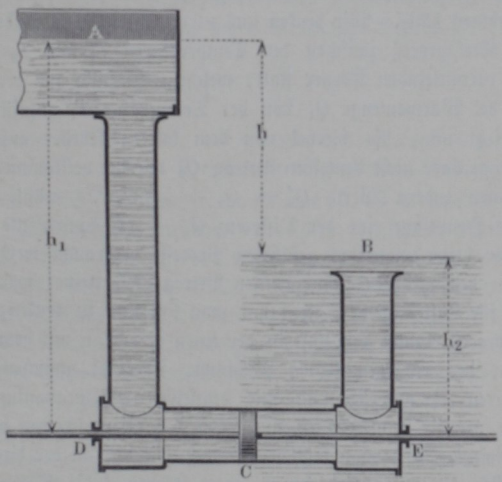
Immer, wenn bei diesem Processe eine gewisse Wärme in Arbeit verwandelt wird, muß auch gleichzeitig eine bestimmte Verwandlung von Arbeit in Wärme vor sich gehen, und zwar gilt diese Beziehung ebenso wohl für den directen Kreisproceß, durch welchen nützliche Arbeit gewonnen wird, wie auch für den entgegengesetzt geführten Gang, bei welchem mechanische Arbeit verbraucht wird. Die gewonnene oder verbrauchte Arbeit erscheint dabei stets als die Resultirende von zwei gleich schweren entgegengesetzten Verwandlungen und niemals als das Resultat von nur einer einzigen Verwandlung. Man kann hier in gewissem Sinne das Beispiel eines Drehungspaares zum Vergleiche anführen, bei welchem eine geradlinigte Bewegung als das Resultat von zwei entgegengesetzten gleichgroßen Drehungen, niemals aber als dasjenige einer einzigen Drehung erscheint.

Man hat auch öfter die Verwandlung der Wärme in Arbeit mit der Ausnützung des Wassers in hydraulischen Motoren verglichen, indem man die Temperaturen gewissermaßen als Gefällhöhen betrachtete, ein Vergleich, welcher geeignet ist, den Vorgang bei dem Carnot'schen Kreisprocesse ganz besonders klar zu machen und welcher daher hier noch angeführt werden möge.

Man denke sich ein bestimmtes Wassergewicht G von dem Wasserspiegel A, Fig. 444, bis zu dem um h Meter tiefer gelegenen Wasserspiegel in B niederfallen, so wird dasselbe eine mechanische Arbeit von Gh Meterkilogramm

verrichten und in einer hydraulischen Maschine zur Aeußerung bringen können. Als eine solche Maschine sei etwa eine Wassersäulenmaschine in C gedacht, deren Aufstellungsort um die Höhe h_1 unter A und um $h_2 = h_1 - h$ unter B vorausgesetzt werden mag. Das Wassergewicht G wird beim Niederfallen von A bis C offenbar eine mechanische Arbeit gleich Gh_1 verrichten, indem der Kolben in der Richtung von D nach E fortgeschoben wird; aber gleichzeitig ist eine ebenso große Wassermenge von C auf die Höhe h_2 bis zum Wasserspiegel in B zu erheben, wozu eine Arbeit Gh_2

Fig. 444.



aufgewendet werden muß. Als erzeugte Nutzleistung wird daher auf die Wassersäulenmaschine in C nur die Arbeit $G(h_1 - h_2) = Gh$ übertragen, und es entspricht dieser Vorgang demjenigen der Arbeitserzeugung $L = \frac{Q_1}{T_1}(T_1 - T_2)$ bei dem direct geführten Carnot'schen Kreisprocesse.

Denkt man sich jetzt den Vorgang umgekehrt, so daß der Kolben C von E nach D geschoben wird, so wirkt die Vorrichtung als eine Pumpe, und wenn ein Wasserquantum G von dem Niveau B bis zu C herabsinkt, so muß nothwendig eine gleiche Wassermenge von C bis zum obern Wasserspiegel A erhoben werden, so daß jetzt eine mechanische Arbeit von derselben Größe $G(h_1 - h_2)$ aufgebraucht wird. Offenbar stimmt dieser Vorgang mit dem in umgekehrter Richtung geführten Carnot'schen Kreisprocesse überein.

Es wurde in §. 221 bewiesen, daß für Luft oder ein vollkommenes Gas als Vermittelungskörper die beiden betreffenden Wärmemengen Q_1 und Q_2 in der Beziehung

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

zu einander stehen. Es ist nun nach unserer Definition des Carnot'schen Processes als eines Verwandlungspaares leicht, zu zeigen, daß diese Gleichung auch für jeden beliebigen andern vermittelnden Körper gelten muß, ohne daß man dazu besondere Axiome, wie dasjenige des Clausius'schen Grundsatzes ist, anzunehmen hätte. Wir denken uns zu dem Zwecke, es fände ein Carnot'scher Kreisproceß zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 mit einem beliebigen vermittelnden Körper statt, welchem ebenfalls aus dem wärmern Magazin die Wärmemenge Q_1 von der Temperatur T_1 zugeführt werden soll. Gesetzt nun, die hierbei von dem kältern Körper aufgenommene Wärmemenge habe nicht denselben Betrag Q_2 wie bei vollkommenen Gasen, sondern einen andern Werth $Q_2' = Q_2 + \Delta Q$. Es müßte dann nach dem ersten Hauptsatze eine der Differenz $Q_1 - Q_2'$ äquivalente Arbeit geleistet, oder beim umgekehrt geführten Processe verbraucht werden, welche Arbeit um den mit ΔQ äquivalenten Betrag ΔL kleiner wäre, als der Werth L für Luft angiebt. Jetzt hat man sich nur zu denken, es werde der Kreisproceß einmal mit Luft in der einen und dann mit dem beliebigen Körper in der entgegengesetzten Richtung, jedesmal zwischen denselben Temperaturen T_1 und T_2 und mit demselben Wärmequantum Q_1 vorgenommen, um die Unmöglichkeit einzusehen, daß Q_2' verschieden von Q_2 sein könne. Gesetzt z. B., man läßt den Proceß mit Luft in der directen Richtung vor sich gehen, so giebt der wärmere Körper A die Wärmemenge Q_1 ab, der kältere Körper B erhält die Wärmemenge Q_2 und eine Arbeit $L = \frac{1}{A}(Q_2 - Q_1)$ wird erzeugt. Bei dem darauf mit dem beliebigen Körper vorgenommenen umgekehrt geführten Processe empfängt das wärmere Magazin wiederum die Wärme Q_1, das kältere giebt diejenige $Q_2' = Q_2 + \Delta Q$ ab und es wird eine Arbeit $L' = \frac{1}{A}(Q_1 - Q_2') = L - \Delta L$ hierzu verbraucht. Als das Resultat beider Vorgänge finden wir daher, daß in dem wärmern Körper A keine Aenderung vorgekommen ist, da er dieselbe Wärme Q_1 zuletzt wieder erhielt, die er zuerst abgab. Der kältere Körper B dagegen hat die Wärmemenge $Q_2' - Q_2 = \Delta Q$ verloren, und es ist eine mit dieser Wärmemenge äquivalente Arbeit $L - L' = \Delta L$ erzeugt worden. Hieraus würde also zu schließen sein, daß in Folge dieses zweimaligen Carnot'schen Processes ein gewisser Gewinn an Arbeit ΔL als das Resultat von nur

einer einzigen Umwandlung der Wärmemenge ΔL erschiene, was nach der oben gegebenen Erklärung des Carnot'schen Processes ebenso unmöglich ist, wie es nicht möglich ist, einen Kreisproceß durch nur eine Ausdehnung oder durch nur eine Zusammendrückung hervorzurufen. Man würde ja durch die gewonnene Arbeit ΔL die Luft isothermisch noch weiter zusammendrücken können, wodurch dem kältern Wärmemagazin auch die Wärme ΔQ zurückgegeben würde, und hätte auf diese Weise ohne Aufwendung von Arbeit und ohne Aufwendung von Wärme Luft isothermisch zusammengedrückt, was mit dem Gesetz von der Erhaltung der Kraft unvereinbar wäre. Hierin dürfte ein vollgültiger Beweis dafür enthalten sein, daß die mehrerwähnte Beziehung:

$$\frac{Q_1}{T_1} = \frac{Q_2}{T_2}$$

ganz allgemeine Gültigkeit hat, mit welchem Körper als dem vermittelnden man auch den Carnot'schen Kreisproceß vorgenommen denkt.

Zu diesem Beweise des zweiten Hauptsatzes ist der in §. 222 angegebene Clausius'sche Grundsatz, welcher von einem eventuellen Uebergange der Wärme aus einem kältern in einen wärmern Körper handelt, deswegen gar nicht erforderlich, weil bei dem Carnot'schen Kreisprocesse Wärmeübergänge in der That überhaupt nicht vorkommen, wenn man nicht etwa mit dem Begriffe des Ueberganges stillschweigend denjenigen einer zweimaligen entgegengesetzten Umwandlung verbinden will. Man wird vielmehr, entgegen jenem Grundsatze, annehmen müssen, daß ein Uebergang von Wärme immer und unter allen Umständen nur in absteigender Richtung von wärmeren Körpern zu kälteren stattfinden kann, ebenso wie lebendige Kraft oder kinetische Energie immer nur von schneller bewegten Körpern an langsamer bewegte, niemals umgekehrt, übertragen werden kann.

Man hat daher in der Theorie der Wärme die beiden Vorgänge der Verwandlung und des Ueberganges streng aus einander zu halten, und es wird, wenn man diese Trennung festhält, der Unterschied zwischen den sogenannten umkehrbaren und den nicht umkehrbaren Processen ganz überflüssig. Ein umkehrbarer Proceß, wie der von Carnot angegebene, ist überhaupt nur in der Vorstellung beruhend, die Natur und die Technik zeigen uns nirgend das wirkliche Beispiel eines solchen, ebenso wie wir nirgendwo einen Zustand vollkommen reibungsloser Bewegung finden. Alle hier in Betracht kommenden Vorgänge der Wärmetechnik setzen sich aus Verwandlungen und Uebergängen zusammen, von welchen, wie gezeigt wurde, die ersteren nach entgegengesetzten Richtungen vorgenommen werden können, also umkehrbar sind, während die Uebergänge nur in absteigender Richtung, niemals in der entgegengesetzten auftreten können. Eine solche Unterscheidung bei der Be-

urtheilung der verschiedenen Vorgänge ist für die praktische Wärmelehre von hervorragender Bedeutung. Diese Beurtheilung wird ganz besonders durch graphische Darstellungen veranschaulicht und erleichtert, indem diese letzteren in scharfer, nicht mißzuverstehender Weise den Unterschied zwischen Verwandlungen und Uebergängen zum Ausdruck bringen, wie dies im Folgenden gezeigt werden soll.

§. 226. **Wärmegewicht.** Zur Erläuterung der vorstehenden Sätze aus der Wärmelehre hat Zeuner den oben entwickelten Formeln (65) und (66), wie folgt, eine Deutung gegeben, welche sich an bekannte Fälle der Dynamik anschließt. Die mechanische Arbeit L, welche durch die Zuführung einer Wärmemenge Q_1 bei einem Carnot'schen Kreisprocesse zwischen den absoluten Temperaturen T_1 und T_2 gewonnen wird, drückt sich nach (65):

$$L = \frac{Q_1}{A_1 T_1} (T_1 - T_2)$$

durch das Product der beiden Größen $\frac{Q_1}{A T_1}$ und $(T_1 - T_2)$ aus. Da nun auch die mechanische Arbeit, welche eine bestimmte Masse beim Niedersinken von einer gewissen Höhe verrichten kann, ebenfalls durch das Product aus dem Gewichte in die Fallhöhe dargestellt ist, so vergleicht Zeuner die Größe $\frac{Q_1}{A T_1}$ mit einem gewissen Gewichte:

$$G = \frac{Q_1}{A T_1} \quad \cdots\cdots\cdots \quad (73)$$

dem von ihm sogenannten Wärmegewichte, und die Differenz $T_1 - T_2$ mit einer bestimmten Fallhöhe, dem sogenannten Wärmegefälle.

Hiernach hat man sich die absoluten Temperaturen als verticale Höhen über einer horizontalen Grundebene zu denken, welche letztere dem absoluten Nullpunkte der Temperatur entspricht. Für jede Temperatur T giebt es dann eine horizontale Ebene, deren Abstand von der Grundebene der Temperatur T proportional ist, und eine bestimmte Wärmemenge Q von dieser Temperatur T entspricht dann einem bestimmten Gewichte $G = \frac{Q}{AT}$, welches in diesem Niveau T zur Verfügung steht. Hat man daher in der Niveauebene T_1 eine Wärmemenge Q_1, welche bei einem umkehrbaren, zwischen den Temperaturen T_1 und T_2 verlaufenden Kreisprocesse dem vermittelnden Körper zugeführt wird, so ist die geleistete Arbeit gerade so groß, als wenn dieses Gewicht $G = \frac{Q_1}{A T_1}$ aus der Ebene T_1 in die niedriger gelegene Ebene T_2 Arbeit verrichtend niedersinkt, derartig, daß dieses Ge-

wicht mit einer unmerklich kleinen Geschwindigkeit in der untern Ebene ankommt. Wie dann andererseits zum Heben dieses Gewichtes G aus der niedern Ebene T_2 in die höher gelegene T_1 eine mechanische Arbeit

$$G\,(T_2 - T_1) = \frac{Q_1}{A\,T_1}\,(T_1 - T_2)$$

aufgewendet werden muß, so kann Wärme von der geringern Temperatur in solche von höherer Temperatur nur durch Aufwendung von mechanischer Arbeit umgewandelt werden. Die Leistungen L_1 und L_2, welche das Gewicht G beim Niedersinken bis zur Grundebene verrichten kann, wenn es sich entweder in der Ebene T_1 oder T_2 befindet, sind verschieden, und verhalten sich wie die Höhen der Ebenen über der Grundebene, gerade wie dies mit den Wärmemengen Q_1 und Q_2 auch der Fall ist, d. h. es ist:

$$\frac{L_1}{T_1} = \frac{L_2}{T_2} = \frac{Q_1}{A\,T_1} = \frac{Q_2}{A\,T_2} = G.$$

Man kann daher mit Rücksicht hierauf den zweiten Hauptsatz auch dahin aussprechen, daß beim Carnot'schen Kreisprocesse die Wärmegewichte in beiden Ebenen gleich groß sind, oder daß die algebraische Summe der Wärmegewichte gleich Null ist, wenn man dem aus einer Ebene abgehenden Gewichte das positive und dem in eine Ebene eintretenden das negative Zeichen beigelegt denkt.

Es ist leicht ersichtlich, daß dieselbe Betrachtung auch für einen Kreisproceß gilt, der nach Art des in Fig. 441 dargestellten aus mehreren einfachen zusammengesetzt ist, welche zwischen verschiedenen Temperaturen T_1 und T_2, T_2 und T_3, T_3 und T_4... verlaufen. Auch hier muß entsprechend den Gleichungen (68) und (69) die verrichtete Arbeit gleich der algebraischen Summe der Leistungen aller Gewichte und die algebraische Summe aller Wärmegewichte gleich Null sein.

Wenn ein Gewicht G bei seinem Niedersinken aus einer Ebene T_1 in eine tiefer gelegene T_2 keine oder nicht so viel Arbeit verrichtet, als der Fallhöhe entspricht, so wird die nicht zur Ueberwindung von Widerständen verbrauchte Arbeit zur Beschleunigung des Gewichtes G verwendet, welches in Folge dessen mit einer gewissen Geschwindigkeit v die untere Ebene T_2 erreicht, vermöge deren es das Arbeitsvermögen $G\,\frac{v^2}{2\,g}$ besitzt. Die ganze Leistungsfähigkeit des Gewichtes G bei seiner Ankunft in dem Niveau T_2, welche dasselbe zu äußern vermöchte, wenn es bis zur Grundebene fiele, beziffert sich daher auf $G\,T_2 + G\,\frac{v^2}{2\,g} = L_2'$, und dieser Leistung entspricht sonach ein Gewicht G' in der Ebene T_2, welches aus

$$G' T_2 = G \left(T_2 + \frac{v^2}{2g} \right)$$

zu

$$G' = G \left(1 + \frac{v^2}{2g} \frac{1}{T_2} \right)$$

folgt. Man ersieht leicht, daß dieser Vorgang dem nicht umkehrbaren Kreisprocesse entspricht, bei welchem der Körperdruck größer ist als der äußere Gegendruck, oder, was wesentlich dasselbe ist, bei welchem die dem vermittelnden Körper zugeführte Wärmemenge aus einem Wärmereservoir stammt, dessen Temperatur diejenige des Körpers übertrifft. In diesem Falle ist das Wärmegewicht G' in der Ebene T_2 größer als dasjenige G in der Ebene T_1, d. h. die algebraische Summe der Wärmegewichte ist negativ, wie es durch die Gleichung (72) für den nicht umkehrbaren Kreisproceß ausgedrückt ist.

Es erscheint unnöthig, die Uebereinstimmung noch weiter auszuführen, welche zwischen der Arbeitsleistung eines fallenden Gewichtes und derjenigen der Wärme stattfindet. Es möge hier nur ein Punkt von besonderm Interesse hervorgehoben werden. Der Umstand, daß in allen Dampfmaschinen die erzeugte mechanische Arbeit nur einen sehr geringen Procentsatz, im Mittel 5 bis 7, höchstens 10 Proc., derjenigen Arbeit beträgt, welche der durch die verbrannten Kohlen erzeugbaren Wärmemenge äquivalent ist, hat die Veranlassung gegeben, daß so gewichtige Stimmen, wie die Redtenbacher's, die Dampfmaschinen höchst unvollkommene Maschinen genannt haben. Zeuner*) gebührt das Verdienst, darauf aufmerksam gemacht zu haben, daß dieser geringe Effect nur zum kleinsten Theile der Unvollkommenheit des Princips oder der Wirkungsweise dieser Maschinen zuzuschreiben ist, vielmehr der Hauptsache nach in den natürlichen Verhältnissen seinen Grund hat, welche es von vornherein unmöglich machen, überhaupt jemals eine Nutzleistung zu erzielen, welche derjenigen auch nur entfernt sich nähert, die der durch das Brennmaterial zu entwickelnden Wärmemenge äquivalent ist. Diese letztere absolute Leistung als Maßstab für die Güte der calorischen oder Dampfmaschine anzunehmen, hieße nach Zeuner so viel, als wenn man bei der Beurtheilung der Güte eines Wasserrades anstatt des zwischen Ober- und Unterwasserspiegel vorhandenen Gefälles dasjenige zwischen der Quelle und dem Meeresspiegel des betreffenden Wasserlaufes zu Grunde legen wollte. Obschon dieser letztere Vergleich zu Einwendungen**) Veranlassung gegeben hat, so ist doch die erwähnte, von Zeuner ausgesprochene Behauptung nach geringfügiger Aenderung vollkommen zutreffend, wie sich aus dem Folgenden

*) Zeuner, Die mechanische Wärmetheorie, 2. Aufl.
**) Siehe v. Reiche, Der Dampfmaschinenconstructeur.

ergeben wird. Man kann nämlich, wenn man dem von Zeuner eingeführten „Wärmegewichte“ eine etwas andere, sich an das eigentliche Wesen der Wärme näher anschließende Bedeutung beilegen will, die vorstehend entwickelten Resultate der mechanischen Wärmetheorie in sehr anschaulicher Art durch eine graphische Darstellung versinnlichen, welche auch, wenn in geeignetem Maßstabe ausgeführt, directes Abgreifen von Zahlenresultaten zum Ersatz der Rechnung ermöglichen würde. Diese Darstellung möge hier folgen.

Graphische Darstellung. Es sei im Folgenden eine bestimmte §. 227.
Wärmemenge und zwar der Einfachheit wegen gerade eine Calorie oder Wärmeeinheit vorausgesetzt und angenommen, diese Wärmemenge bilde den ganzen in einem gewissen Körper vorhandenen Wärmegehalt. In Hinsicht dieses Körpers möge ferner die Annahme gemacht werden, daß seine specifische Wärme für alle Temperaturen einen constanten Werth haben soll und es werde, gleichfalls der Einfachheit wegen, diese specifische Wärme gleich der Einheit, also gleich der des Wassers bei 0^0 C. angenommen. Ob es in der Natur wirklich einen solchen Körper giebt oder nicht, ist für die hier folgende Betrachtung gleichgültig, jedenfalls kann man sich einen solchen ideellen Körper vorstellen. Wenn das Gewicht desselben allgemein mit G bezeichnet wird und seine absolute Temperatur T ist, so hat man nach den gemachten Voraussetzungen die ganze in ihm enthaltene Wärmemenge

$$G\,T = 1 \text{ W.-E.},$$

woraus

$$G = \frac{1}{T} \text{ kg}$$

folgt. Wir bezeichnen nun kurz dieses Gewicht G als das Wärmegewicht einer Wärmeeinheit bei der absoluten Temperatur T, so daß allgemein das Wärmegewicht einer beliebigen Wärmemenge Q bei der ebenfalls beliebigen Temperatur T durch $G = \frac{Q}{T}$ ausgedrückt ist, und man darunter also dasjenige Gewicht des vorausgesetzten ideellen Materials zu verstehen hat, in welchem bei der Temperatur T gerade die Wärmemenge Q enthalten ist, oder, welches durch die Wärmemenge Q vom absoluten Nullpunkte gerade bis zur Temperatur T erwärmt werden könnte.

Ebenso möge jetzt die Temperatur T eines Körpers durch eine gewisse Höhe in folgender Art ausgedrückt werden. Man hat sich nach dem Vorangegangenen die Wärme als eine Art der Bewegung vorzustellen, und wenn man auch über die besondere Natur dieser Bewegung nichts Näheres weiß, so wird man doch anzunehmen haben, daß nach den allgemeinen Gesetzen der Dynamik die vermöge dieser Bewegung in einem Massentheilchen enthaltene

Energie oder lebendige Kraft von der Geschwindigkeit dieser Bewegung abhängt und zwar etwa mit dem Quadrate dieser Geschwindigkeit proportional ist. Die Höhe der Temperatur giebt daher den Grad der Schwingungsgeschwindigkeit, oder der vermöge derselben in einem Massentheilchen enthaltenen lebendigen Kraft desselben an, und es erscheint daher gerechtfertigt, die Temperaturen durch die diesen Geschwindigkeiten zugehörigen Geschwindigkeitshöhen zu messen. Man hätte sich danach die einer Temperatur zugehörige Höhe als diejenige zu denken, auf welche ein Massentheilchen von dieser Temperatur sich vermöge seiner Schwingungsgeschwindigkeit würde erheben können, oder auch, von welcher es herunterfallen müßte, um die dieser Temperatur entsprechende Schwingungsgeschwindigkeit anzunehmen. Hiernach und aus der Größe des mechanischen Wärmeäquivalents $\frac{1}{A} = 424$ mkg folgt denn auch, daß unter den gemachten Voraussetzungen die jedem Temperaturgrade entsprechende Höhe gleich 424 m zu setzen ist, denn die zu Grunde gelegte Wärmemenge von 1 Calorie vermag natürlich von dem Körper, dessen specifische Wärme gleich Eins gesetzt wurde, gerade 1 kg um 1^0 zu erwärmen.

Man denkt sich nun zur Veranschaulichung ein rechtwinkeliges Coordinatensystem OTG, Fig. 445, auf dessen horizontaler Axe die Wärmegewichte G und auf dessen verticaler Axe die Temperaturen oder Höhen T aufgetragen werden. Bestimmt man dann für irgend eine Temperatur $T_1 = OB_1$ das zugehörige Wärmegewicht $G_1 = \frac{1}{T_1}$ und trägt dasselbe horizontal gleich OC_1 auf, so bestimmen diese Coordinaten einen Punkt A_1 von solcher Lage, daß die Rechteckfläche $OB_1A_1C_1$ das Maß für die mechanische Arbeit einer Calorie darstellt, denn diese Fläche ist durch $OC_1 . OB_1 = G_1 . T_1 . 424 = 424$ mkg ausgedrückt, da die Einheiten der verticalen Axe, wie erwähnt, gleich 424 m anzunehmen sind. Stellt man sich dieselbe Construction für alle möglichen Temperaturen T ausgeführt vor, so erhält man für die Lage des Punktes A eine gleichseitige Hyperbel, deren Asymptoten in die Axen OT und OG fallen und deren Gleichung

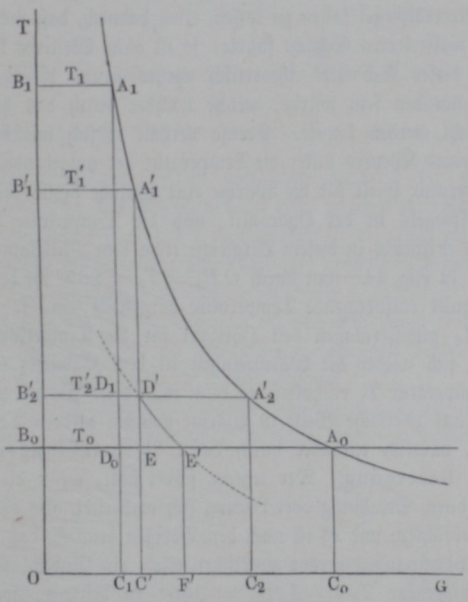
$$T . G = 1$$

ist. Für irgend einen Punkt wie A_2' dieser Curve hat das Rechteck $A_2'O$ dieselbe Größe wie A_1O, d. h. es stellt eine mechanische Arbeit von 424 mkg vor. Hieraus ersieht man, daß, wie es auch dem Grundsatz von der Erhaltung der Kraft entspricht, die durch die vorhandene Wärmemenge repräsentirte ganze Energie unabhängig von der Temperatur ist, und daß es in Hinsicht dieser Energie gleichgültig ist, ob diese Wärmemenge z. B. in 1 kg von 1^0 oder in $^1/_{1000}$ kg von 1000^0 enthalten ist. Wäre es möglich, diese

ganze vorhandene Energie in nützliche Arbeit zu verwandeln, so würde es daher auch ganz gleichgültig sein, ob man die Wärme dazu verwendet, die Körper auf hohe oder auf niedrige Temperaturen zu erwärmen.

Damit eine solche Gewinnung des vollständigen Energiebetrages ausführbar wäre, müßte es nun aber möglich sein, die Körper bis auf den absoluten Nullpunkt der Temperatur abzukühlen, was natürlich undenkbar ist. Es ist überhaupt nicht ausführbar, bei irgend einer Maschine oder sonstigen Vorrichtung den wirkenden Körper ohne künstliche

Fig. 445.



Vorrichtungen unter den Temperaturgrad der umgebenden Atmosphäre abzukühlen. Setzt man z. B. eine mittlere Jahrestemperatur an der Erdoberfläche von 12° C., also eine absolute Temperatur von 285° voraus, so ist diese die geringste Temperatur T_2, bis zu welcher höchstens eine Abkühlung des vermittelnden Körpers vorzunehmen ist. Es wäre ja allerdings wohl möglich, die Temperatur durch künstliche Wärmeentziehung, wie dies bei den Eismaschinen geschieht, noch weiter zu ermäßigen, aber es ist ohne Weiteres klar, daß dies nur durch einen entsprechenden Arbeitsaufwand erreichbar sein würde. Es muß nämlich, damit ein Körper

kälter gemacht werden soll als seine Umgebung, Wärme ihm entzogen, d. h. in Arbeit verwandelt werden, und hierzu ist nach der oben gegebenen Erklärung des Carnot'schen Processes eine gleich schwere entgegengesetzte Verwandlung von mechanischer Arbeit in Wärme erforderlich. Den vermittelnden Körper eines Kreisprocesses noch unter die Temperatur der Umgebung abkühlen wollen, hieße ungefähr so viel, als wenn man die Leistungsfähigkeit niedersinkender Körper, z. B. des Wassers von Flüssen, dadurch vergrößern wollte, daß man sie nicht bloß bis zur Erdoberfläche, sondern noch weiter nach dem Mittelpunkte der Erde hin ins Erdinnere wollte fallen lassen. Wäre es z. B. möglich, das Wasser eines Flusses noch unter den Meeresspiegel fallen zu lassen, etwa dadurch, daß man es in einen eingesetzten wasserleeren Schacht führte, so ist ohne Weiteres klar, daß zur Entleerung dieses Schachtes theoretisch vorher genau dieselbe mechanische Arbeit aufzuwenden sein würde, welche nachher durch das höhere Gefälle wieder erreicht werden könnte. Ebenso verhält es sich mit der künstlichen Abkühlung eines Körpers unter die Temperatur der umgebenden Atmosphäre. Diese Temperatur spielt für die Wärme eine ähnliche Rolle, wie das Niveau des Meeresspiegels in der Hydraulik, und die Temperatur des absoluten Nullpunktes entspricht in diesem Vergleiche etwa dem Mittelpunkte der Erde.

Es möge in Fig. 445 nun durch $OB_0 = T_0 = 285^0$ die der Atmosphäre im Durchschnitt entsprechende Temperatur dargestellt sein, so daß also die Ebene $B_0 A_0$ gewissermaßen den Horizont für die Temperaturen vorstellt. Denkt man sich wieder die Wärmeeinheit in dem Gewichte $G_1 = B_1 A_1$ von der Temperatur T_1 enthalten, so kann man diese Wärme von der Temperatur T_1 auf zweifache Weise in Wärme von der niedern Temperatur T_0 verwandeln, nämlich entweder durch einen Verwandlungsproceß oder durch einen Uebergang. Der letztere findet statt, wenn die Wärme von selbst, etwa durch Strahlung oder Leitung sich verbreitet, also ohne dabei eine Arbeit zu verrichten, und es ist nach dem Vorigen deutlich, daß die in $B_1 A_1$ enthaltene Wärmeeinheit gerade ausreichen wird, ein Gewicht $G_0 = B_0 A_0$ auf die Temperatur $T_0 = A_0 B_0 = 285^0$ zu bringen, welches in der Figur durch die der Ordinate T_0 zugehörige Abscisse $B_0 A_0$ der Hyperbel gemessen wird. Man kann sich gewissermaßen vorstellen, die Wärme verbreite sich bei dem Uebergange abwärts in dem Raume zwischen OT und der Hyperbel in horizontalen Schichten. Offenbar ist das Rechteck OA_0 gleich demjenigen OA_1, und man ersieht hieraus, daß bei diesem von selbst erfolgenden Wärmeübergange die ganze vorhandene Energie dieselbe Größe beibehält, und daß mechanische Arbeit nicht geleistet worden ist. Nach dem vorstehend Gesagten läßt sich die in dem Gewichte $G_0 = B_0 A_0$ enthaltene Wärme von der Temperatur T_0 überhaupt nicht mehr in nützliche Arbeit verwandeln und ist also für unsere Zwecke als verloren anzusehen.

Die zweite Art der Verwandlung der Wärme von der Temperatur T_1 in solche von derjenigen T_0 kann mit Hülfe eines vermittelnden Körpers durch einen umkehrbaren Proceß geschehen. Hierbei verschwindet ein gewisser Theil der Wärme, welcher in Arbeit umgesetzt wird. Nimmt man an, daß dieser Proceß zwischen den Temperaturen $T_1 = OB_1$ und $T_0 = OB_0$ stattfinde, setzt man also voraus, daß dem vermittelnden Körper aus einem Wärmereservoir von der Temperatur T_1 eine Wärmemenge $Q_1 = 1$ Calorie zugeführt werde, so wird hierbei dem Wärmereservoir von der Temperatur T_0 eine Wärmemenge Q_0 mitgetheilt, welche nach §. 222 durch

$$\frac{Q_2}{T_0} = \frac{Q_1}{T_1} = \frac{1}{T_1}$$

gegeben ist. Diese Wärmemenge $Q_0 = T_0 \frac{1}{T_1}$ ist offenbar im Stande, gerade ein Wärmegewicht von der Größe $\frac{1}{T_1} = G_1 = B_1 A_1$ auf die Temperatur T_0 zu bringen. Zieht man daher durch A_1 eine Verticallinie $A_1 C_1$, so stellt $B_0 D_0$ das Wärmegewicht vor, welches der aus Arbeit entstandenen Wärmemenge Q_0 von der Temperatur $T_0 = OB_0$ entspricht. Da diese Wärme, welche aus den angegebenen Gründen niemals in Arbeit verwandelt werden kann, einer Leistung entspricht, welche durch das Rechteck $OB_0 D_0 C_1$ gemessen wird, so folgt, daß die Differenz der beiden Rechtecke OA_1 und OD_0, d. h. also das Rechteck $B_0 A_1$ die Größe der gewonnenen Arbeit L darstellt. Diese Arbeit ist übrigens auch durch das Rechteck $C_1 D_0 A_0 C_0$ ausgedrückt. Von der mit der aufgewendeten Wärme äquivalenten Arbeit ist daher im günstigsten Falle, d. h. wenn keinerlei Verluste auftreten würden, nur der Theil

$$\frac{B_0 B_1}{OB_1} = \frac{C_0 C_1}{C_0 O} = \frac{T_1 - T_0}{T_1}$$

wirklich nutzbar zu machen. Man erkennt auch aus der Figur, daß dieser ausnutzbare Theil der Leistung um so größer ausfällt, je kleiner das Wärmegewicht OC_1, d. h. je größer die Temperatur T_1 der zugeführten Wärme ist. Hiernach würde es also vortheilhaft erscheinen, die Temperatur T_1 der einer Maschine zugeführten Wärme so hoch als möglich zu wählen, wenn nicht andere Verhältnisse hier gleichfalls zu berücksichtigen wären. Zunächst ist bei der für Maschinen doch allein in Betracht kommenden Erzeugung der Wärme durch Verbrennung von Brennmaterialien die erreichbare Temperatur immer nur von bestimmter Größe; dieselbe ist aber immer noch viel höher als diejenige, welche man dem vermittelnden Körper, z. B. dem Dampfe in den Dampfmaschinen, mit Rücksicht auf die Dauer und Festigkeit der zu den Maschinentheilen verwendbaren

Materialien geben kann. Demzufolge ist der Vorgang, welcher z. B. bei den Dampfmaschinen und ihren Kesseln stattfindet, immer mit Uebergängen von Wärme verbunden, indem die dem Dampfe zuzuführende Wärmemenge den Feuergasen, also einem Körper von viel höherer Temperatur als die des Dampfes selbst ist, entnommen wird. Ebenso wird der vermittelnde Körper oder Dampf seine Temperatur niemals bis zu derjenigen T_0 der Atmosphäre erniedrigen können, sondern er wird die Maschine mit einer höhern Temperatur verlassen, welche, wie sich aus dem Nachfolgenden ergeben wird, für Maschinen ohne Condensation zu mindestens 100^0 C. oder $T_2 = 373^0$ und für Maschinen mit Condensation zu etwa 40^0 C. oder $T_2 = 313^0$ sich beziffert. In Folge dessen findet wiederum ein Wärmeübergang aus dem abgehenden Dampfe in die Atmosphäre statt. Auch von diesen Verhältnissen giebt die Fig. 445 ein deutliches Bild.

Gesetzt nämlich, der vermittelnde Körper (Dampf) habe die höchste Temperatur $T_1' = OB_1'$ und empfange die Wärme aus einem Wärmemagazin (Feuerung) von der höhern Temperatur $T_1 = OB_1$. Alsdann wird einer Calorie, welcher für die Temperatur $OB_1 = T_1$ das Wärmegewicht $G_1 = B_1A_1$ entspricht, bei der Temperatur $T_1' = OB_1'$ das Wärmegewicht $G_1' = B_1'A_1'$ zukommen. Nimmt man nun an, daß der Körper zwischen dieser Temperatur T_1' und einer andern $T_2' = OB_2'$ einen Kreisproceß durchmacht, welcher für diese Temperaturen umkehrbar ist, so hat man für jede dem Körper mitgetheilte Wärmeeinheit das Wärmegewicht $B_1'A_1'$ als $B_2'D'$ auf der Horizontalen durch B_2' abzutragen und erhält dann in dem Rechtecke $D'A_2'C_2C'$ das Maß für die geleistete Arbeit, wogegen das Rechteck $OB_2'D'C'$ diejenige Energie vorstellt, welche in dem Körper vermöge seiner Temperatur T_2' noch verbleibt. Denkt man noch durch D' die gleichseitige Hyperbel $D'E'$ gelegt, so erhält man in den Abschnitten auf der Horizontalen A_0B_0, welche der Temperatur der Atmosphäre entspricht, ein Urtheil über die einzelnen Energieverluste des Processes. Es ist nämlich daraus zu erkennen, daß von der ganzen in einer Wärmeeinheit enthaltenen und mit A_0B_0 proportionalen Energie nur der durch A_0E' dargestellte Theil in Arbeit verwandelt wird, während der mit B_0D_0 proportionale Betrag wegen der Temperatur T_0 der Atmosphäre *überhaupt niemals in Arbeit verwandelt werden kann*. Von den beiden durch D_0E und EE' repräsentirten Verlusten entspringt der erstere aus der Differenz zwischen den Temperaturen T_1 und T_1' und der letztere aus dem Unterschiede zwischen T_2' und T_0. Der Verwandlungscoefficient ist in dem betrachteten Falle durch

$$\eta' = \frac{A_0E'}{A_0B_0} = \frac{A_2'D'}{A_2'B_2'} = \frac{B_1'B_2'}{B_1'O} = \frac{T_1' - T_2'}{T_1'} = 1 - \frac{T_2'}{T_1'}$$

und dagegen für einen zwischen den Temperaturen T_1 und T_0 verlaufenden *Carnot*'schen Proceß durch

$$\eta = \frac{A_0 D_0}{A_0 B_0} = \frac{B_1 B_0}{B_1 O} = \frac{T_1 - T_0}{T_1} = 1 - \frac{T_0}{T_1} \cdot \quad \cdot \quad (74)$$

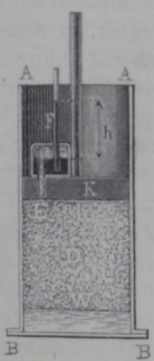
gegeben.

Es geht hieraus hervor, daß mit jedem Uebergange von Wärme eine Vergrößerung des Wärmegewichtes und hierdurch auch eine Vergrößerung desjenigen Wärmebetrages verbunden ist, welcher überhaupt nicht in nützliche Arbeit umwandelbar ist. Dies entspricht dem in §. 224 gefundenen Gesetze, wonach von allen zwischen zwei bestimmten Temperaturen verlaufenden Processen dem Carnot'schen, d. h. dem ohne Uebergänge erfolgenden, der größte Wirkungsgrad zukommt.

Nunmehr ist es leicht, die oben berührte Frage nach dem möglichen Wirkungsgrade unserer Dampfmaschinen zu entscheiden. Wollte man dabei die ganze in der angewandten Wärme enthaltene Energie wirklich nutzbar machen, so würde es nöthig sein, den Dampf nicht nur bis zur Temperatur der Atmosphäre, sondern bis zu derjenigen des absoluten Nullpunktes abzukühlen, und man könnte den von Zeuner angegebenen Vergleich mit dem Wasserlaufe gelten lassen, nur müßte man dann die äußersten Grenzen entsprechend weiter stecken, indem man anstatt des Meeresspiegels den Mittelpunkt der Erde und anstatt der Quelle die Wolkenhöhen einführte, aus denen die atmosphärischen Niederschläge herabfallen.

Wasserdampf. Stellt man über einer Flüssigkeit, als welche hier Wasser (W) in dem cylindrischen Gefäße AB, Fig. 446, vorausgesetzt werden soll, einen luftleeren Raum her, etwa indem man einen zuerst auf der Oberfläche des Wassers ruhenden und dicht an das Gefäß schließenden Kolben K emporzieht, so verwandelt sich ein Theil des Wassers in Dampf (D). Die Menge dieses entstehenden Dampfes steht im geraden Verhältniß mit dem ihm dargebotenen Raume oder mit der Bewegung des Kolbens. Wenn hierbei die Temperatur des Wassers, mit welcher diejenige des Dampfes übereinstimmt, einen constanten Werth t behält, so ist dies auch hinsichtlich der Spannkraft p des Dampfes der Fall, welche etwa durch die Standhöhe h eines Manometers EF angegeben werden kann. Die Spannung p ist demnach von dem Volumen v der gebildeten Dampfmenge ganz unabhängig und hängt nur von der Temperatur t derselben ab, derart, daß jeder Temperatur t immer eine ganz bestimmte Spannung p zukommt, so oft man auch den Versuch wiederholt. §. 228.

Fig. 446.



Diese Beziehung gilt indeß nur so lange als noch Wasser in dem Gefäße vorhanden ist, doch ändert sich der Vorgang wesentlich, sobald der letzte Wassertropfen verdampft ist. Von diesem Augenblicke an ist eine fernere Vergrößerung des Volumens bei gleichbleibender Temperatur mit einer Spannungsverminderung verbunden, ähnlich wie dies bei der Luft nach dem Mariotte'schen Gesetze der Fall ist, wenn auch dieses Gesetz für Dampf nur annähernde Gültigkeit behält. Ebenso wird bei darauf erfolgender Verkleinerung des Volumens die Dampfspannung wieder vergrößert bis zu dem Kolbenstande, in welchem bei der Vergrößerung des Volumens das ganze Wasser verschwunden war. Von nun an bleibt bei einer weitern Verminderung des Raumes die Spannung wieder constant und es verdichtet sich in dem Maße, wie der Kolben niedergeht, der Dampf zu flüssigem Wasser, bis schließlich der Dampf gänzlich verschwunden ist und der Kolben wieder die Oberfläche des entstandenen Condensationswassers berührt.

Eine Wiederholung dieses Versuchs bei einer höhern oder geringern Temperatur zeigt im Wesentlichen dieselben Erscheinungen, nur stellt sich bei höherer Temperatur eine höhere Dampfspannung ein, auch ist dabei die Dichte des gebildeten Dampfes eine größere, was daran zu erkennen ist, daß der Kolbenstand, in welchem das Wasser vollständig verdampft ist, um so eher erreicht wird, je höher die Temperatur ist und umgekehrt. Man kann dieses Verhalten auch dadurch erkennen, daß man in irgend einer Kolbenstellung, bei welcher bei der herrschenden Temperatur noch nicht alles Wasser verdampft ist, dem Wasser unter Festhaltung des Kolbens noch Wärme zuführt. Man bemerkt dann ein stetiges Steigen der Temperatur und der Spannung, sowie die fortwährende Verdampfung neuen Wassers, bis das letzte Wassertheilchen verdampft ist. Es vergrößerte sich also hierbei mit der Temperatur die Dichte des Dampfes. Von dem Zustande an, in welchem das vorhandene Wasser gänzlich verdampft ist, kann durch eine weitere Erwärmung des Dampfes dessen Dichtigkeit nicht weiter durch Bildung neuen Dampfes vergrößert werden. Aus diesem Grunde wird zwar mit der Temperatur die Spannung noch vergrößert, aber in viel geringerm Grade als dies geschah, so lange noch Wasser vorhanden war, aus welchem sich stets neue Dämpfe bilden konnten. Die Spannungsvergrößerung geht jetzt vielmehr nach einem Gesetze vor sich, welches sich dem Gay-Lussac'schen nähert. Wird die Temperatur wieder verringert, so nimmt zunächst auch wieder die Spannung nach demselben Gesetze ab, während die Dichtigkeit des Dampfes dieselbe bleibt. Ist die Temperaturerniedrigung bis zu demjenigen Punkte vor sich gegangen, bei welchem bei der vorherigen Erwärmung der letzte Tropfen Wasser verdampft war, so beginnt nunmehr mit weitergehender Abkühlung eine theilweise Verdichtung des Dampfes zu flüssigem Wasser und gleichzeitig sinkt mit abnehmender Temperatur die Spannung

sehr viel schneller, als vor der Erreichung des gedachten Punktes der beginnenden Condensation. Eine gänzliche Verdichtung des gebildeten Dampfes durch Abkühlung ist indessen nicht möglich, wenigstens kann man selbst bei einer Temperatur von 20° unter dem Gefrierpunkte noch die Spannkraft des dabei vorhandenen Dampfes messen. Man muß daher annehmen, daß sich Dämpfe bei jeder Temperatur bilden.

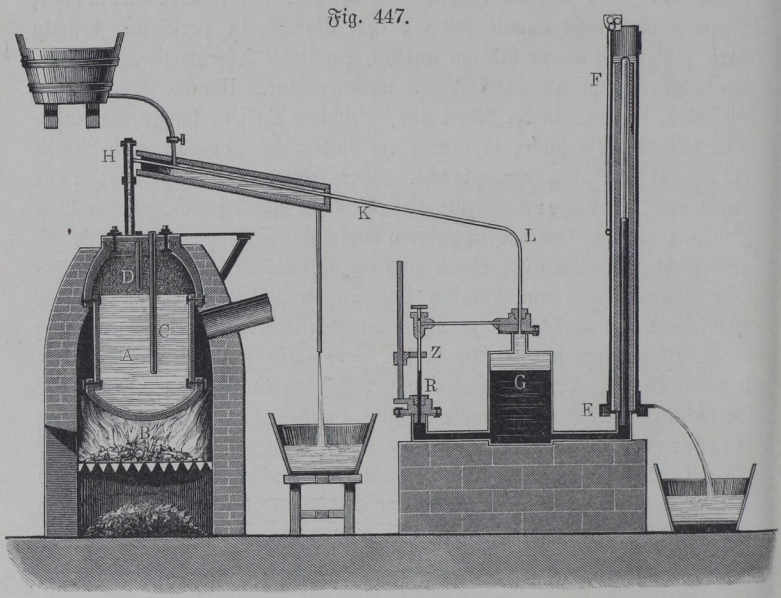
Es folgt aus dem Vorstehenden, daß die Dämpfe, denn was hier vom Wasser gesagt wurde, gilt allgemein auch von anderen Flüssigkeiten, in zwei wesentlich von einander verschiedenen Zuständen vorkommen. Im ersten Zustande, welcher vorstehend dadurch gekennzeichnet war, daß der Dampf noch in Verbindung mit Wasser war, entspricht jeder Temperatur des Dampfes eine ganz bestimmte Spannung, welche genau gleich dem auf der Flüssigkeit lastenden Drucke ist (in der Figur gleich dem Drucke des Kolbens). Unter der Voraussetzung eines unveränderlichen Druckes ist es nicht möglich, die Dichte oder die Temperatur durch Zufuhr von Wärme zu erhöhen, die letztere dient vielmehr nur zur Bildung immer neuen Dampfes, wie andererseits durch Abführung von Wärme bei constanter Spannung wohl eine Volumenverminderung durch Condensation, aber weder eine Veränderung der Temperatur noch der Dichte veranlaßt werden kann. Ebenso wenig ist es möglich, bei gleichbleibender Temperatur durch eine Vergrößerung des Volumens die Spannung oder Dichte zu verringern, noch durch Zusammendrücken eine größere Spannung oder größere Dichte zu erzeugen, da sich in diesem Falle der Dampf condensirt und gänzlich zu Wasser verwandeln läßt.

Da es also nicht möglich ist, solchen mit Wasser in Berührung befindlichen Dampf von bestimmter constanter Temperatur durch Volumenverminderung zu verdichten oder höher zu spannen, so sagt man, dieser Dampf befinde sich im Maximum seiner Dichte und seiner Spannung, und nennt ihn meist schlechtweg gesättigten Dampf der ihm eigenen Temperatur. Wenn nach dem Vorstehenden der Dampf immer gesättigt auftritt, so lange er mit dem Wasser in Berührung ist, also beispielsweise der Dampf in den Dampfkesseln immer gesättigt ist, so ist doch dadurch selbstredend nicht ausgeschlossen, daß Dampf auch gesättigt sein könne, ohne mit Wasser in Berührung zu sein. Der Dampf ist allgemein dann gesättigt, wenn er diejenige Dichte und Spannung hat, welche er bei seiner Temperatur höchstens haben kann, d. h. welche Dampf von seiner Temperatur haben würde, der mit Flüssigkeit in Verbindung steht.

Die gesättigten Dämpfe sind also dadurch gekennzeichnet, daß jeder bestimmten Temperatur t auch eine ganz bestimmte Spannung p und ganz bestimmte Dichtigkeit γ entspricht, mit anderen Worten, die Spannung sowohl wie die Dichte ist jede nur eine Function der Temperatur und unabhängig von dem Volumen. Es ist allgemein

C und D hinein, wovon der eine bis unter das Wasser, der andere aber nur bis in den Dampfraum reichte. In beide kamen Quecksilberthermometer zu stehen, die oben gekrümmt und horizontal fortgeführt, und an dieser Stelle durch einen Wasserstrom auf einer constanten Temperatur erhalten wurden. Zum Messen der Expansivkraft des Dampfes diente das Lufthermometer EF, welches von einer Wassersäule mit ununterbrochenem Zu- und Abfluß umgeben wurde, um eine constante Temperatur zu erzeugen. Das eiserne Gefäß G dieses Manometers war zum großen Theil mit Quecksilber angefüllt, der obere Raum desselben, sowie die Communicationsröhre KL, wurde

Fig. 447.



mit Wasser angefüllt, und letztere wurde zur Erzielung einer unveränderlichen Temperatur mit fließendem Wasser äußerlich bespült. Um den Stand des Quecksilbers im Gefäße G zu finden, diente die Glasröhre R mit dem Zeiger Z. Die Versuche wurden auf folgende Weise geleitet. Zuerst ließ man bei geöffneter Röhre H und geöffnetem Sicherheitsventile das Wasser 15 bis 20 Minuten lang kochen, um alle Luft aus A zu treiben, dann schloß man beide und erzeugte durch fortgesetzte Feuerung eine höhere Temperatur. Nun beobachtete man, wenn die Thermometer- und Manometerstände ihr Maximum erreichten, indem der eine Beobachter die ersteren, und der andere Beobachter die letzteren ablas. Auf diese Weise wurden 30 Beob-

achtungen bei 123 bis 224,15° Temperatur, oder 2,14 bis 23,994 Atmosphären Spannung angestellt.

Da sich die Anwendung des Luftmanometers EF auf das Mariotte'sche Gesetz gründet, so hielten es die französischen Akademiker für nöthig, den eben beschriebenen Versuchen noch besondere, die Richtigkeit des Mariotte'schen Gesetzes bei sehr hohen Spannungen prüfende Untersuchungen vorauszuschicken. Hierzu bedienten sie sich desselben Apparates, nur brachten sie auf der Seite bei R eine verticale und oben offene, aus 13 Stücken zusammengesetzte Glas- oder Barometerröhre von 26 m Länge und 5 mm Weite an und setzten bei L eine Druckpumpe auf. Durch diese wurde ein Druck erzeugt, der durch das Wasser auf das Quecksilber in G überging und dieses in das Manometer EF, sowie in das Barometer bei R trieb. Durch Vergleichung der Höhe der übrigbleibenden Luftsäule mit der Höhe der Quecksilbersäule in der langen Röhre konnte nun die Richtigkeit des Mariotte'schen Gesetzes geprüft werden.

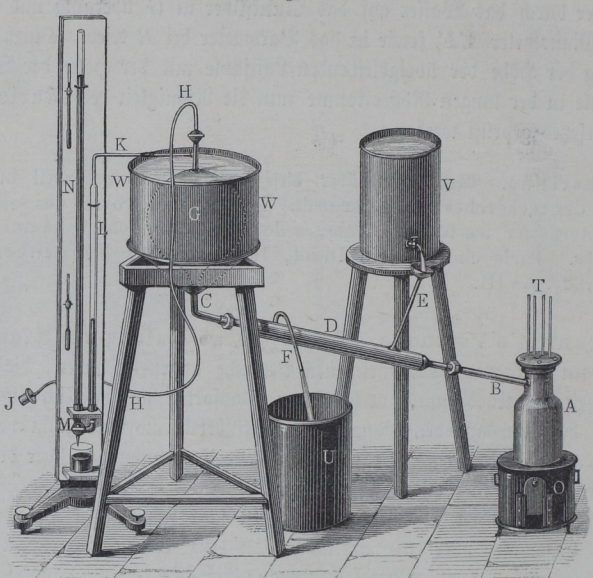
Anmerkung. Ausführlich über diese Versuche wird gehandelt in dem Exposé des recherches faites par ordre de l'Académie royale des sciences pour déterminer les forces élastiques de la vapeur d'eau à hautes températures. Paris chez Firmin Didot, 1830. S. auch Poggendorff's Annalen, Bd. XVIII.

Regnault's Versuche. Da zur Zeit, wo Dulong und Arago die im vorigen Paragraphen beschriebenen Versuche angestellt haben, die Verschiedenheit der Ausdehnung verschiedener Glassorten und folglich auch der Einfluß derselben auf den Gang der Quecksilberthermometer nicht bekannt war, so hielt es Regnault für nöthig, neue Untersuchungen über die Expansivkraft der Wasserdämpfe anzustellen. §. 231.

Das im Folgenden beschriebene Verfahren läßt sich sowohl zur Bestimmung des Dampfes über 100° als auch unter 100° Wärme anwenden. Der hierzu angewendete Apparat hat folgende aus Fig. 448 (a. f. S.) zu ersehende Einrichtung. Das hermetisch verschlossene Kupfergefäß A ist zum dritten Theil mit Wasser angefüllt und enthält noch vier Thermometer T, wovon zwei bis nahe unter und zwei nahe über die Oberfläche des eingeschlossenen Wassers in das Gefäß eingesenkt sind. Von diesem Gefäße führt eine Röhre BC nach einem Glasballon G von 24 Liter Fassungsraum. Dieser Glasballon steht durch ein Bleirohr HHJ mit einer Luftpumpe in Verbindung, wodurch die in demselben eingeschlossene Luft nach Belieben verdünnt oder verdichtet werden kann, und ein anderes Rohr K führt aus demselben nach einem offenen Manometer LMN (s. Thl. I), welches durch den Stand seiner Quecksilberfüllung die Expansivkraft der Luft in G anzeigt. Uebrigens ist zur Erhaltung einer constanten Temperatur nicht allein der

Ballon G in ein Wasserbad WW gesetzt, sondern auch die Röhre BC von einem Mantel D umgeben, in welchem Wasser von einer constanten Temperatur circulirt. Das letztere wird diesem Mantel aus einem Gefäße V durch die Röhre E zugeführt und aus demselben mittelst der Röhre F abgeleitet und von dem Gefäße U aufgenommen. Wenn man nun das Gefäß A durch den Ofen O erhitzt, so verwandelt sich ein Theil von dem in ihm eingeschlossenen Wasser in Dampf und es setzt sich nun die Expansivkraft des letztern mit der Pressung der Luft in G und BC ins Gleichgewicht. Zuletzt beobachtet man sowohl den constant gewordenen Stand des Manometers

Fig. 448.



LMN als auch diejenigen der Thermometer T. Nun giebt man der Luft in G durch die Luftpumpe eine höhere Pressung und bringt ebenso das Gefäß in eine stärkere Erhitzung, und beobachtet den Stand des Manometers, sowie die entsprechende Temperatur des Dampfes von Neuem. Fährt man auf diese Weise fort, so erhält man zuletzt eine ganze Reihe von Manometerständen und entsprechenden Temperaturen des Dampfes (s. Mémoires de l'Institut de France, t. 21, 1847 et t. 26, 1862).

Etwas einfacher ist der Versuchsapparat, wodurch Regnault die Expansivkraft des Dampfes unterhalb des Siedepunktes ermittelt hat. Hier wird ein mit ausgekochtem Wasser ausgefülltes Glaskügelchen in einen luft-

leeren und ganz ausgetrockneten Glasballon gebracht, welcher oben durch eine Knieröhre einerseits mit einer Luftpumpe, sowie andererseits mit dem obern Ende einer Barometerröhre communicirt und von einem mit Wasser angefüllten und einer durchsichtigen Glaswand versehenen Blechgefäße umhüllt ist. Ein in das Wasser eingetauchtes Thermometer giebt die Temperatur desselben an. Der zu den Versuchen dienende Dampf wird aus dem Wasser des Glaskügelchens erhalten, indem man dasselbe durch Erhitzung des Apparates zersprengt.

Zum Theil eigenthümlich ist der Apparat, welchen Magnus zu demselben Zwecke angewendet hat.

§. 232. Die Ergebnisse der Versuche von Arago, Dulong u. s. w. über die Expansivkraft der Wasserdämpfe enthält die auf S. 762 folgende Tabelle:

Von den Ergebnissen der Versuche Regnault's giebt die Tabelle auf Seite 763 die Spannungen des Dampfes von 1 bis 4,42 Atmosphären.

Vergleicht man die einander ungefähr entsprechenden Werthe aus beiden Tabellen mit einander, so wird man allerdings eine sehr zufriedenstellende Uebereinstimmung finden. Z. B. giebt die erste Tabelle für die mittlere Temperatur von 138° die Dampfspannung 3,35 Atmosphären, die zweite aber für die mittlere Temperatur von 138,5° dieselbe = 3,37 Atmosphären. Man ersieht auch aus diesen Tabellen, daß die Angaben der beiden Thermometer, wovon das eine in dem Wasser und das andere in dem Dampfe stand, nur wenig von einander abweichen.

Anmerkung. Regnault hat auch noch eine Reihe von Versuchen über die Elasticität des Dampfes von — 32 bis 100° Temperatur ausgeführt. Auch ist von Magnus eine Versuchsreihe über die Spannkraft des Wasserdampfes von Temperaturen — 20° bis + 10° angestellt worden (s. Poggendorff's Annalen, Bd. 61). In Band 26 der §. 231 citirten Memoiren handelt Regnault von seinen Versuchen über die Expansivkraft verschiedener Dämpfe.

Nummer der Beobachtungen	Temperatur nach dem längern Thermometer	Temperatur nach dem kürzern Thermometer	Elasticität des Dampfes gemessen durch die Höhe einer Quecksilbersäule	Elasticität des Dampfes ausgedrückt in Atmosphären
	Grad	Grad	Meter	Atmosphären
1	122,97	123,70	1,6292	2,14
2	132,58	132,82	2,1767	2,87
3	132,64	133,30	2,1816	2,88
4	137,70	138,30	2,5386	3,35
5	149,54	149,70	3,4759	4,58
6	151,87	151,90	3,6868	4,86
7	153,64	153,75	3,8810	5,12
8	163,00	163,40	4,9384	6,51
9	168,40	168,50	5,6054	7,39
10	169,57	169,40	5,7737	7,61
11	171,88	172,34	6,1510	8,11
12	180,71	180,70	7,5001	9,89
13	183,70	183,70	8,0352	10,60
14	186,80	187,10	8,6995	11,48
15	188,30	188,50	8,8400	11,66
16	193,70	193,70	9,9989	13,19
17	198,55	198,50	11,0190	14,53
18	202,00	201,75	11,8620	15,67
19	203,40	204,17	12,2903	16,21
20	206,17	206,10	12,9872	17,13
21	206,40	206,80	13,0610	17,23
22	207,00	207,40	13,1276	17,30
23	208,45	208,90	13,6843	18,05
24	209,10	209,13	13,7690	18,16
25	210,47	210,50	14,0634	18,55
26	215,07	215,30	15,4995	20,44
27	217,23	217,50	16,1528	21,31
28	218,30	218,40	16,3816	21,60
29	220,40	220,80	17,1826	21,66
30	223,88	224,15	18,1894	23,99

Nummer der Beobachtungen	Temperatur		Expansivkraft	
	des Wassers in Cent.-Graden	des Dampfes in Cent.-Graden	in Metern	in Atmosphären
1	99,83	99,82	0,75161	0,99
2	100,00	100,00	0,76000	1,00
3	100,71	100,71	0,77603	1,02
4	105,10	105,06	0,90460	1,19
5	111,78	111,70	1,13147	1,49
6	116,04	116,04	1,30237	1,71
7	121,16	121,13	1,53027	2,01
8	122,70	122,53	1,60125	2,11
9	123,94	123,91	1,67041	2,20
10	128,40	128,47	1,91512	2,52
11	128,54	128,47	1,92520	2,53
12	128,66	128,57	1,93114	2,54
13	130,12	130,18	2,01251	2,65
14	131,38	131,30	2,09469	2,75
15	131,51	131,63	2,09828	2,76
16	133,20	133,28	2,20908	2,91
17	135,70	135,65	2,37303	3,04
18	135,83	136,00	2,38681	3,14
19	137,75	137,52	2,51479	3,31
20	138,86	138,24	2,56173	3,37
21	140,90	141,01	2,75617	3,63
22	141,57	141,54	2,79968	3,68
23	143,85	143,83	2,99279	3,94
24	144,12	144,17	3,01008	3,96
25	145,70	145,64	3,14941	4,14
26	147,50	147,50	3,30695	4,35
27	148,20	148,30	3,36135	4,42

Elasticitätsformeln. Es ist bis jetzt nicht gelungen, ein allgemein §. 233.
gültiges Gesetz zwischen der Spannkraft p und der Temperatur t festzustellen, und man muß sich daher damit begnügen, die eine dieser Größen aus der andern mit Hülfe empirischer Formeln zu bestimmen, welche sich den Ver-

suchsresultaten möglichst anschließen. Zur Aufstellung solcher Formeln kann man sich eines graphischen Verfahrens etwa in der Art bedienen, daß man die verschiedenen Temperaturen und die dafür beobachteten Spannungen als zugehörige Coordinaten eines rechtwinkeligen Axensystems aufträgt und nun prüft, ob die so erhaltene krumme Linie sich mit genügender Schärfe durch eine Curve von bekanntem geometrischem Charakter ersetzen läßt. Hat man sich für eine derartige Curve entschieden, so handelt es sich nur darum, die in der Gleichung derselben außer p und t auftretenden constanten Zahlen mit Rücksicht auf die Versuchsresultate festzustellen, wobei man mit Vortheil die Methode der kleinsten Quadrate in Anwendung bringt. Die in dieser Weise für die gedachte Curve festgestellte Gleichung zwischen p und t giebt dann einen analytischen Ausdruck für die Beziehung zwischen der Spannkraft und Temperatur des gesättigten Wasserdampfes. In solcher Art hat man eine große Anzahl sehr verschiedener Formeln aufgestellt, welche mehr oder minder große Bequemlichkeit beim Gebrauche und mehr oder minder große Annäherung an die Versuchsresultate gewähren. Fast alle diese Formeln sind mit genügender Zuverlässigkeit nur innerhalb gewisser Temperaturgrenzen brauchbar, und man hat in der Regel den constanten Größen verschieden große Werthe beizulegen, wenn man die Formeln für verschiedene Zwischenräume der Temperaturen bezw. Spannungen verwenden will.

Von allen diesen Formeln verdient die von Regnault aufgestellte aus dem Grunde die meiste Berücksichtigung, weil die von Regnault ausgeführten Versuche, auf denen sie beruht, mit der größten Genauigkeit angestellt wurden. Die von Regnault zwischen p und t aufgestellte Gleichung hat die Form:

$$log\, p = a + b\alpha^{\tau} + c\beta^{\tau} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (75)$$

in welcher a, b, c, α und β fünf constante Größen sind, welche aus fünf Versuchsresultaten abgeleitet wurden. Ferner bedeutet τ die Differenz $t - t_0$, worin t die zu p gehörige Temperatur des Dampfes und t_0 die niedrigste unter den fünf Temperaturen vorstellt, für welche versuchsweise die Spannung beobachtet wurde. Für diese constanten Zahlen hat man nach Regnault verschiedene Werthe einzuführen, je nachdem die Temperatur t zwischen 0 und 100^0 oder zwischen 100 und 200^0 gelegen ist. Diese Werthe sind bestimmt durch folgende kleine Tabelle:

	a	$\log(b\alpha^\tau)$	$\log(c\beta^\tau)$
t zwischen 0 und 100^0			
$\log p = a - b\alpha^\tau + c\beta^\tau$ . .	4,7393707	+ 0,6117408	− 1,8680093
		− 0,003274463 t	+ 0,006864937 t
t zwischen 100 und 200^0			
$\log p = a - b\alpha^\tau - c\beta^\tau$.	6,2640348	+ 0,6593123	+ 0,0207601
		− 0,001656138 t	− 0,005950708 t

Man findet hiernach beispielsweise die zu einer Temperatur von $t = 120^0$ C. gehörige Spannung p aus

$$\log(b\alpha^\tau) = + 0{,}6593123 - 0{,}001656138 \,.\, 120 = 0{,}4605757,$$

also:

$$b\alpha^\tau = 2{,}8878572;$$

$$\log(c\beta^\tau) = + 0{,}0207601 - 0{,}005950708 \,.\, 120 = 0{,}3066751 - 1,$$

also:

$$c\beta^\tau = 0{,}2026166;$$

und daher:

$$\log p = 6{,}2640348 - 2{,}8878572 - 0{,}2026166 = 3{,}1735610,$$

oder:

$$p = 1491{,}3 \text{ mm Quecksilbersäule} = \frac{1491{,}3}{760} = 1{,}962 \text{ Atmosphäre.}$$

Nach diesen Formeln ist die auf S. 768 folgende Tabelle berechnet, welche für die Temperaturen von − 32 bis 230^0 C. die Spannungen in Millimetern Quecksilbersäule angiebt. Eine andere Tabelle, nach steigenden Werthen der Dampfspannungen, ist in einem folgenden Paragraphen enthalten.

Von den vielen sonst noch aufgestellten Elasticitätsformeln für gesättigten Wasserdampf seien hier nur noch folgende angeführt:

Für den praktischen Gebrauch ist die zuerst von Young eingeführte Formel

$$p = (a + b\,t)^n$$

am bequemsten, worin a, b und n Erfahrungszahlen sind, welche für niedere, mittlere und hohe Temperaturen verschiedene Werthe haben.

Demgemäß hat man für hohe Temperaturen, namentlich aber für Spannungen über 4 Atmosphären nach Dulong und Arago:

$$p = (0{,}2847 + 0{,}007153\,t)^5 \text{ Atm.}$$

und umgekehrt:

$$t = 139{,}8\,\sqrt[5]{p} - 39{,}80^0.$$

Für Spannungen von 1 bis 4 Atmosphären giebt Mellet, der französische Uebersetzer der Tredgold'schen Dampfmaschinenlehre:

$$p = \left(\frac{75 + t}{175}\right)^6 \text{ Atmosphären}$$

und

$$t = 175 \sqrt[6]{p} - 75^0.$$

Pambour (s. dessen Théorie des machines à vapeur) nimmt für Spannungen von 1 bis 4 Atmosphären

$$p = \left(\frac{72{,}67 + t}{171{,}72}\right)^6 \text{ kg pr. Quadratcentimeter}$$

oder:

$$p = \left(\frac{72{,}67 + t}{172{,}67}\right)^6 \text{ Atmosphären}$$

und daher:

$$t = 172{,}67 \sqrt[6]{p} - 72{,}67^0$$

an. Der Artizan-Club in England theilt in der von ihm besorgten Dampfmaschinenlehre folgende Formeln mit:

Für Temperaturen über 100^0:

$$p = \left(\frac{85 + t}{185}\right)^{6{,}42} \text{ Atmosphären}$$

und

$$t = 185\, p^{0{,}15576} - 85^0,$$

sowie für Temperaturen unter 100^0:

$$p = \left(\frac{115 + t}{215}\right)^{7{,}71507}$$

und

$$t = 215\, p^{0{,}12962} - 115^0.$$

Eine ziemlich einfache Exponentialformel gab zuerst Roche*), sie hat die Form:

$$p = a\, b^{\frac{t}{m+nt}}.$$

Wenn auch, wie Regnault nachweist, diese Formel nicht das allgemeine Gesetz für die Spannkraft der Dämpfe ausdrücken kann, so gewährt sie doch, den Rechnungen von August, Magnus u. A. zufolge, innerhalb der Beobachtungsgrenzen und bei den gewöhnlich vorkommenden Temperaturen hinreichend genaue Werthe.

Nach Magnus hat man

$$p = 4{,}525 \,.\, 10^{\frac{7{,}4475\, t}{234{,}69 + t}} \text{ mm} = 0{,}005954 \,.\, 10^{\frac{7{,}4475\, t}{234{,}69 + t}} \text{ Atmosphären}$$

oder:

*) S. Poggendorff's Annalen, Bd. 18 und 27.

$$log\ p = \frac{5{,}2223\ (t - 100)}{234{,}69 + t}$$

und

$$t = \frac{234{,}69\ log\ p + 522{,}23}{5{,}2223 - log\ p}.$$

Holtzmann giebt an:

$$p = 4{,}529\,.\,10^{\frac{7{,}2804\,t}{236{,}22 + t}}\ \text{mm}$$

und die Formel von August:

$$p = \left(\frac{6415\ (1028{,}4 + t)}{1\,000\,000\,000}\right)^{\frac{100 - t}{100 + \frac{3}{5}t}}\ \text{Atmosphären}$$

gewährt ebenfalls eine große Schärfe.

Für Dämpfe von — 32 bis 0° giebt Regnault die Formel:

$$log\ p = a + b\,a^{\tau},$$

worin

$a = -0{,}08038$, $log\ b = 0{,}6024724 - 1$, $log\ a = 0{,}0333980$ und $\tau = 32 + t$

zu setzen ist, unter t die (negative) Temperatur verstanden. Anstatt der oben für Dämpfe von 100 bis 200° gegebenen Formel von Regnault kann man mit genügender Genauigkeit auch

$$log\ p = 5{,}4233177 + 5{,}4642763\,.\,0{,}993645^{t}$$

setzen.

Die Annahme von Dalton, daß die Expansivkraft des gesättigten Wasserdampfes nach einer geometrischen Progression wächst, während die Temperatur desselben nach einer arithmetischen Reihe zunimmt, führt nur auf eine angenäherte Elasticitätsformel. Hiernach ist die Expansivkraft des Dampfes $p = a^{t-100}$ Atmosphären zu setzen, wobei a eine durch Versuche zu bestimmende Constante bezeichnet. Den Versuchen zufolge ist aber für $t = 144°$ C. die Expansivkraft $p = 4$ Atmosphären, daher folgt auch $4 = a^{44}$, und umgekehrt,

$$a = \sqrt[44]{4} = 1{,}0320,$$

und

$$p = (1{,}032)^{t-100}\ \text{Atmosphären},$$

sowie

$$t - 100 = \frac{log\ p}{log\ 1{,}032},$$

d. i.

$$t = 100 + 73{,}10\ log\ p°\ \text{C}.$$

Nach dieser letzten Formel hat man z. B. für

	$p = 2$	Atmosphären,	$t = 122{,}0°$,
sowie für	$p = 3$	„	$t = 134{,}9°$,
für	$p = 4$	„	$t = 144{,}0°$,
ferner für	$p = 5$	„	$t = 151{,}1°$
und für	$p = 6$	„	$t = 156{,}7°$,

während nach den Versuchen für $p = 2$, $t = 120{,}6^0$; für $p = 3$, $t = 133{,}9^0$; für $p = 4$, $t = 144{,}0^0$; für $p = 5$, $t = 152{,}2^0$ und für $p = 6$, $t = 159{,}2^0$ ist.

Man ersieht aus dieser Zusammenstellung, daß für die mäßigen Dampfspannungen von 1 bis 5 Atmosphären die einfache Formel $p = (1{,}032)^{t-100}$ Atmosphären noch eine leidliche Uebereinstimmung mit der Erfahrung gewährt.

Tabelle.

Die Expansivkräfte des Wasserdampfes für Temperaturen von — 32° bis + 230°, nach Regnault.

Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären	Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären
— 32°	0,0320	0,0004	— 9°	0,2267	0,0030
31	0,0352	0,0005	8	0,2455	0,0032
30	0,0386	0,0005	7	0,2658	0,0035
29	0,0424	0,0006	6	0,2876	0,0038
28	0,0464	0,0006	5	0,3113	0,0041
27	0,0508	0,0007	4	0,3368	0,0044
26	0,0555	0,0007	3	0,3644	0,0048
25	0,0605	0,0008	2	0,3941	0,0052
24	0,0660	0,0009	1	0,4263	0,0056
23	0,0719	0,0009	0	0,4600	0,0061
22	0,0783	0,0010	+ 1	0,4940	0,0065
21	0,0853	0,0011	2	0,5302	0,0070
20	0,0927	0,0012	3	0,5687	0,0075
19	0,1008	0,0013	4	0,6097	0,0080
18	0,1095	0,0014	5	0,6534	0,0086
17	0,1189	0,0015	6	0,6998	0,0092
16	0,1290	0,0017	7	0,7492	0,0199
15	0,1400	0,0018	8	0,8017	0,0107
14	0,1518	0,0020	9	0,8574	0,011
13	0,1646	0,0022	10	0,9165	0,012
12	0,1783	0,0024	11	0,9792	0,013
11	0,1933	0,0025	12	1,0457	0,014
10	0,2093	0,0027	13	1,1162	0,015

Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären	Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären
+ 14°	1,1908	0,016	+ 47°	7,9093	0,104
15	1,2699	0,017	48	8,3204	0,109
16	1,3536	0,018	49	8,7499	0,115
17	1,4421	0,019	50	9,1982	0,121
18	1,5357	0,020	51	9,6661	0,127
19	1,6346	0,022	52	10,1543	0,134
20	1,7391	0,023	53	10,6636	0,140
21	1,8495	0,024	54	11,1945	0,147
22	1,9659	0,026	55	11,7478	0,155
23	2,0888	0,028	56	12,3244	0,163
24	2,2184	0,029	57	12,9251	0,170
25	2,3550	0,031	58	13,5505	0,178
26	2,4988	0,033	59	14,2015	0,187
27	2,5505	0,034	60	14,8791	0,196
28	2,8101	0,037	61	15,5839	0,205
29	2,9782	0,039	62	16,3170	0,215
30	3,1548	0,042	63	17,0791	0,225
31	3,3406	0,044	64	17,8714	0,235
32	3,5359	0,047	65	18,6945	0,246
33	3,7411	0,049	66	19,5496	0,257
34	3,9565	0,052	67	20,4376	0,267
35	4,1827	0,055	68	21,3596	0,281
36	4,4201	0,058	69	22,3165	0,294
37	4,6691	0,061	70	23,3093	0,306
38	4,9302	0,065	71	24,3393	0,320
39	5,2039	0,068	72	25,4073	0,334
40	5,4906	0,072	73	26,5147	0,349
41	5,7910	0,076	74	27,6624	0,364
42	6,1055	0,080	75	28,8517	0,380
43	6,4346	0,085	76	30,0838	0,396
44	6,7790	0,089	77	31,3600	0,414
45	7,1391	0,094	78	32,6811	0,430
46	7,5158	0,099	79	34,0488	0,448

Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären	Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären
+ 80°	35,4643	0,466	+ 113°	118,861	1,564
81	36,9287	0,486	114	122,847	1,616
82	38,4435	0,506	115	126,941	1,670
83	40,0101	0,526	116	131,147	1,726
84	41,6298	0,548	117	135,466	1,782
85	43,3041	0,570	118	139,902	1,841
86	45,0344	0,593	119	144,455	1,901
87	46,8221	0,616	120	149,128	1,962
88	48,6687	0,640	121	153,925	2,025
89	50,5759	0,665	122	158,847	2,091
90	52,5450	0,691	123	163,896	2,157
91	54,5778	0,719	124	169,076	2,225
92	56,6757	0,746	125	174,388	2,295
93	58,8406	0,774	126	179,835	2,366
94	61,0740	0,804	127	185,420	2,430
95	63,3778	0,834	128	191,147	2,515
96	65,7535	0,865	129	197,015	2,592
97	68,2029	0,897	130	203,028	2,671
98	70,7280	0,931	131	209,194	2,753
99	73,3305	0,965	132	215,503	2,836
100	76,000	1,000	133	221,969	2,921
101	78,7590	1,036	134	228,592	3,008
102	81,6010	1,074	135	235,373	3,097
103	84,5280	1,112	136	242,316	3,188
104	87,5410	1,152	137	249,423	3,282
105	90,6410	1,193	138	256,700	3,378
106	93,8310	1,235	139	264,144	3,476
107	97,1140	1,278	140	271,763	3,576
108	100,4910	1,322	141	279,557	3,678
109	103,965	1,368	142	287,530	3,783
110	107,537	1,415	143	295,686	3,890
111	111,209	1,463	144	304,026	4,000
112	114,983	1,513	145	312,555	4,113

Temperatur	Dampfspannung		Temperatur	Dampfspannung	
	in Centimetern	in Atmosphären		in Centimetern	in Atmosphären
+146°	321,274	4,227	+179°	737,452	9,703
147	330,187	4,344	180	754,639	9,929
148	339,298	4,464	181	772,137	10,150
149	348,609	4,587	182	789,952	10,394
150	358,123	4,712	183	808,084	10,633
151	367,843	4,840	184	826,540	10,876
152	377,774	4,971	185	845,323	11,123
153	387,918	5,104	186	864,435	11,374
154	398,277	5,240	187	883,882	11,630
155	408,856	5,380	188	903,668	11,885
156	419,659	5,522	189	923,795	12,155
157	430,688	5,667	190	944,270	12,425
158	441,945	5,815	191	965,093	12,699
159	453,436	5,966	192	986,271	12,977
160	465,162	6,120	193	1007,804	13,261
161	477,128	6,278	194	1029,701	13,549
162	489,336	6,439	195	1051,963	13,842
163	501,791	6,603	196	1074,595	14,139
164	514,497	6,770	197	1097,500	14,441
165	527,454	6,940	198	1120,982	14,749
166	540,669	7,114	199	1144,746	15,062
167	554,143	7,291	200	1168,896	15,380
168	567,882	7,472	201	1193,437	15,703
169	581,890	7,656	202	1218,369	16,031
170	596,166	7,844	203	1243,700	16,364
171	610,719	8,036	204	1269,430	16,703
172	625,548	8,231	205	1295,566	17,047
173	640,660	8,430	206	1322,112	17,396
174	656,055	8,632	207	1349,075	17,751
175	671,743	8,839	208	1376,453	18,111
176	687,722	9,049	209	1404,252	18,477
177	703,997	9,263	210	1432,480	18,848
178	720,572	9,481	211	1461,132	19,226

Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären	Temperatur	Dampfspannung in Centimetern	Dampfspannung in Atmosphären
+ 212°	1490,222	19,608	+ 222°	1805,864	23,761
213	1519,748	19,997	223	1839,994	24,210
214	1549,717	20,391	224	1874,607	24,666
215	1580,133	20,791	225	1909,704	25,128
216	1610,994	21,197	226	1945,292	25,596
217	1642,315	21,690	227	1981,376	26,071
218	1674,090	22,027	228	2017,961	26,552
219	1706,329	22,452	229	2055,048	27,040
220	1739,036	22,882	230	2092,640	27,535
221	1772,213	23,319			

§. 234. **Wärme des Dampfes.** Wenn man 1 kg Wasser von 0°, welches unter dem Drucke p steht, erhitzt, so steigt die Temperatur stetig bis zu derjenigen t, welche nach dem Vorstehenden dem gesättigten Dampfe von der Spannung p entspricht. Von diesem Augenblicke an findet trotz fortgesetzter Wärmezuführung nach §. 228 eine weitere Temperaturerhöhung so lange nicht mehr statt, bis das ganze Wasser in Dampf von der Temperatur t und Spannung p verwandelt ist. Die während dieser Zeit der Verdampfung zugeführte Wärme wird also dazu verwendet, das Wasser von t^0 in Dampf von derselben Temperatur zu verwandeln, d. h. eine gewisse Arbeit zu verrichten. Man nennt diese Wärme, welche durch das Thermometer nicht angezeigt wird und nach der frühern Auffassung der Wärme als ein Stoff gewissermaßen als in dem Körper *verborgen* angesehen werden mußte, die *latente Wärme* des Wasserdampfes. Man hat also hierunter diejenige Wärmemenge in Calorien zu verstehen, welche 1 kg *Wasser von einer bestimmten Temperatur* t *zugeführt werden muß, um dasselbe in gesättigten Dampf von derselben Temperatur zu verwandeln*. Es sei diese Wärme mit r bezeichnet.

Da auch eine gewisse Wärmemenge q erforderlich gewesen ist, um das Wasser von 0° C. auf die Temperatur t zu erwärmen, bei welcher die Dampfbildung begann, so hat man also dem Wasser von 0° C. eine gesammte Wärmemenge gleich $q + r$ zuzuführen, um dasselbe in gesättigten Dampf von t^0 zu verwandeln, und man nennt diese Wärmemenge, welche mit λ bezeichnet wird, gemeiniglich die *Gesammtwärme des Dampfes*, für welche man sonach die Gleichung hat:

$$\lambda = q + r \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (76)$$

Es ist selbstverständlich, daß hier der Ausdruck Gesammtwärme nicht etwa die ganze überhaupt in dem betreffenden Dampfe enthaltene Wärme bezeichnen kann, da ja einerseits das Wasser von 0° C. schon einen gewissen Wärmeinhalt hat, und andererseits die gedachte latente Wärme nur zum Theil als Energie in dem Dampfe verbleibt, wie aus dem Folgenden sich ergeben wird.

Was zunächst die dem Wasser von 0° C. zuzuführende Wärme q anbetrifft, welche den Namen Flüssigkeitswärme führt, so würde dieselbe, da hier immer 1 kg Wasser vorausgesetzt ist und die specifische Wärme des Wassers von 0° C. $c = 1$ angenommen wird, einfach durch $q = ct = t$ W.-E. gegeben sein, wenn das Wasser für alle Temperaturen zwischen 0° und t° die nämliche specifische Wärme hätte. Dies ist nun aber nicht genau der Fall, vielmehr nimmt die specifische Wärme des Wassers erfahrungsmäßig mit steigender Temperatur etwas zu. Mit Rücksicht hierauf hat man

$$q = \int_0^t c \partial t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (77)$$

zu setzen, worin c mit t veränderlich ist.

Nach Regnault kann man auf Grund genauer Versuche für Wasser die Flüssigkeitswärme durch

$$q = t + 0{,}00002\,t^2 + 0{,}000\,0003\,t^3 \text{ W.-E.} \quad . \quad . \quad (78)$$

setzen, welche Formel im Folgenden zu Grunde gelegt werden soll.

Auch für die Gesammtwärme λ der gesättigten Dämpfe verschiedener Flüssigkeiten hat Regnault Formeln angegeben, es interessirt hier nur diejenige für Wasserdämpfe; für dieselbe ist

$$\lambda = q + r = 606{,}50 + 0{,}305\,t \text{ W.-E.} \quad . \quad . \quad . \quad (79)$$

Aus (78) und (79) folgt nun ohne Weiteres die latente Wärme, oder wie Clausius sie nennt, die Verdampfungswärme r zu

$$r = \lambda - q = 606{,}5 - 0{,}695\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}000\,0003\,t^3 \text{ W.-E.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (80)$$

Die vorstehenden Formeln gelten unter der Voraussetzung, daß das Wasser während der Erwärmung und Verdampfung fortwährend unter dem constanten Drucke p sich befindet. Man kann sich etwa vorstellen, das Kilogramm Wasser befinde sich in einem Cylinder AB, Fig. 449 (a. f. S.), von 1 qm Querschnitt, in welchem es eine Höhe $AC = \sigma = 0{,}001$ m einnehmen wird und auf dem Wasser ruhe ein Kolben, welcher mit p belastet ist. Dann wird bei eintretender Verdampfung dieser Kolben verschoben und es möge $AB = s$ der Raum sein, welchen der Dampf in dem Augen-

blicke einnimmt, in dem das letzte Wassertheilchen gerade verdampft ist. Der Dampf hat alsdann bei seiner Bildung, indem er den Kolben um $CB = s - \sigma = u$ verschoben hat, eine äußere Arbeit verrichtet von

$$L = p\,(s - \sigma) = pu,$$

und es ist hierzu eine Wärmemenge aufgewendet worden

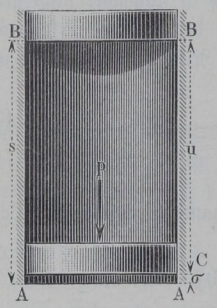
$$AL = Apu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (81)$$

wenn

$$u = s - \sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (82)$$

gesetzt wird, worin offenbar σ das specifische Volumen des Wassers (0,001 cbm) und s das specifische Volumen des Dampfes, d. h. das Volumen von 1 kg gesättigten Dampfes von der Spannung p bedeutet.

Fig. 449.



Diese zur Verrichtung äußerer Arbeit verwendete Wärmemenge Apu ist natürlich verschwunden, so daß von der Gesammtwärme λ des Dampfes nur noch der Betrag

$$J = \lambda - Apu \quad . \quad . \quad . \quad (83)$$

in dem Dampfe verbleibt, wofür Zeuner kurz den Ausdruck Dampfwärme gebraucht. Um diesen Betrag J ist offenbar der Wärmeinhalt des Dampfes von der Spannung p größer als derjenige in 1 kg Wasser bei 0^0 C.

Die zur Verdampfung des Wassers von t^0 erforderliche latente oder Verdampfungswärme r mußte nicht nur die Ueberwindung des äußern Druckes p bewirken, sondern sie diente vornehmlich dazu, den gasförmigen Zustand aus dem flüssigen herzustellen, wozu die zwischen den einzelnen Wassertheilchen wirkenden Anziehungskräfte überwunden werden mußten. Die zu dieser letztern innern Arbeit aufgewendete Wärme ϱ erhält man daher einfach als die Differenz zwischen der Verdampfungswärme r und dem zu äußerer Arbeit verbrauchten Antheile, also zu

$$\varrho = r - Apu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (84)$$

Diese Wärme ϱ ist nicht verschwunden, sondern sie ist in dem Dampfe als eine potentielle, d. h. als eine Energie der Lage der einzelnen Theilchen vorhanden. Zeuner nennt diesen Betrag die innere latente Wärme des Wasserdampfes und bezeichnet demgemäß den zu äußerer Arbeit verbrauchten Theil Apu als äußere latente Wärme. Die innere und äußere latente Wärme zusammen geben daher die Verdampfungswärme $r = \varrho + Apu$. Mit dem Werthe $\varrho = r - Apu$ und demjenigen

$\lambda = q + r$ erhält man auch aus (83) die in dem Dampfe enthaltene Wärme

$$J = q + \varrho \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (85)$$

Es mag hier bemerkt werden, daß eine gewisse äußere Arbeit zwar auch schon bei der Erwärmung des Wassers von 0° C. auf t^0 geleistet werden mußte, indem bei der Ausdehnung des Wassers der darauf lastende Kolben um eine gewisse kleine Größe zurückgeschoben wurde, doch ist diese Ausdehnung im Vergleich mit der bei der Verdampfung sich einstellenden so klein, daß sie vernachlässigt werden darf.

Dichte des Dampfes. Für alle weiteren Rechnungen ist es nun §. 235. zunächst nöthig, die Größe u zu bestimmen, d. h. den Rauminhalt, um welchen das Volumen der Gewichtseinheit Wasser $\sigma = 0{,}001$ cbm sich vergrößert, wenn dieses Wasser in gesättigten Dampf von der Spannung p und Temperatur t verwandelt wird. Mit dieser Größe u ist nicht nur die äußere Arbeit, sondern auch das specifische Volumen $s = u + \sigma$ und damit die Dichtigkeit $\gamma = \frac{1}{s}$ des Dampfes gegeben. Die Bestimmung von u kann mit Hülfe der beiden Hauptgleichungen der mechanischen Wärmetheorie wie folgt geschehen.

Betrachtet man wieder 1 kg Wasser in dem Gefäße AB, Fig. 449, in einem beliebigen Augenblicke, in welchem noch nicht das ganze Wasser, sondern nur die Gewichtsmenge x verdampft ist, also noch $1 - x$ kg Wasser in flüssiger Form vorhanden ist, so ist in diesem Augenblicke das Volumen v des Gemisches aus Wasser und Dampf durch

$$v = (1 - x)\,\sigma + xs = \sigma + x\,(s - \sigma) = \sigma + xu \quad (86)$$

dargestellt, woraus durch Differentiation, da σ und u für die constante Temperatur t constante Werthe haben,

$$\partial v = u\,\partial x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (87)$$

folgt.

Es werde nun dem Gemisch eine unendlich kleine Wärmemenge ∂Q zugeführt, so bildet sich eine neue Dampfmenge ∂x, welche zu ihrer Entstehung die Wärme $r\,\partial x$ erfordert, so daß man hat:

$$\partial Q = r\,\partial x = \frac{r}{u}\,\partial v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (88)$$

Nun hat man aber nach der ersten Hauptgleichung (I^b) auch:

$$\partial Q = A\,(X\,\partial p + Y\,\partial v),$$

worin in dem vorliegenden Falle wegen der constant bleibenden Spannung $\partial p = 0$ zu setzen ist. Folglich ist hier:

$$\partial Q = AY\partial v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (89)$$

welche Gleichung zusammen mit (88)

$$\frac{r}{u} = AY \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (90)$$

liefert.

Die zweite Hauptgleichung (II^a) ferner

$$T = Y\frac{\partial T}{\partial p} + X\frac{\partial T}{\partial v}$$

geht für den vorliegenden Fall über in

$$T = Y\frac{\partial T}{\partial p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (91)$$

weil die Temperatur t und also auch $T = a + t$ von dem Volumen v gar nicht abhängig, daher $\frac{\partial T}{\partial v} = 0$ ist. Die Verbindung von (90) und (91) liefert daher:

$$\frac{r}{u} = AT\frac{\partial p}{\partial T} = AT\frac{\partial p}{\partial t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (92)$$

eine zuerst von Clapeyron aufgestellte, für die Dämpfe sehr wichtige Formel. Aus (92) erhält man ferner auch

$$Ap\,u\,\frac{\partial p}{p\,\partial t} = \frac{r}{T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (93)$$

Um nun die Größe $\frac{\partial p}{p\,\partial t}$ zu bestimmen, kann man eine der im §. 233 angegebenen Gleichungen benutzen, welche die Spannung p des gesättigten Wasserdampfes als Function von seiner Temperatur t feststellen. Wählt man hierzu die Regnault'sche Gleichung (75):

$$log\,p = a + b\alpha^{t-t_0} + c\beta^{t-t_0},$$

worin t_0 eine constante Größe bedeutet, so erhält man durch Differentiiren:

$$\frac{1}{ln\,10}\,\frac{\partial p}{p} = b\,\alpha^{t-t_0}\,ln\,\alpha\,.\,\partial t + c\beta^{t-t_0}\,ln\,\beta\,.\,\partial t$$

oder, wenn man $log\,nat\ 10 = 2{,}30258 = k$ setzt,

$$\frac{\partial p}{p\,\partial t} = kln\alpha\,.\,b\,\alpha^{t-t_0} + kln\beta\,.\,c\,\beta^{t-t_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (94)$$

Setzt man in diese Gleichung die aus der Tabelle in §. 233 für

$$b\,\alpha^{\tau} = b\,\alpha^{t-t_0} \quad \text{und} \quad c\,\beta^{\tau} = c\,\beta^{t-t_0}$$

sich ergebenden Werthe ein, so kann man $\frac{\partial p}{p\,\partial t}$ für jede Temperatur t des

gesättigten Wasserdampfes berechnen und damit aus (93) die zugehörige äußere latente Wärme

$$Apu = \frac{r}{T} \frac{1}{\frac{\partial p}{p \partial t}}$$

finden. Diese Rechnung soll hier nicht weiter durchgeführt werden, dieselbe führt nach Zeuner zu dem Resultate:

$$Apu = 31{,}10 + 0{,}096\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3 \quad (95)$$

Da ferner nach (80) die Verdampfungswärme

$$r = 606{,}50 - 0{,}695\,t - 0{,}00002\,t^2 - 0{,}0000003\,t^3$$

ist, so erhält man nach (84) die innere latente Wärme:

$$\varrho = r - Apu = 575{,}40 - 0{,}791\,t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (96)$$

Zur Bestimmung des specifischen Volumens $s = u + \sigma$ [nach (82)], d. h. des Volumens, welches 1 kg gesättigter Wasserdampf einnimmt, dient die Gleichung (92), aus welcher

$$u = \frac{r}{AT \frac{\partial p}{\partial t}},$$

daher:

$$s = u + \sigma = \frac{r}{AT \frac{\partial p}{\partial t}} + \sigma \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (97)$$

folgt. Da hierin r und $\sigma = 0{,}001$ cbm bekannt sind, und $\frac{\partial p}{\partial t}$ durch Differentiiren von (75) gefunden wird, so kann man das specifische Volumen s für jede Temperatur t berechnen. Aus dem specifischen Volumen s erhält man dann die Dichtigkeit, d. h. das Gewicht von 1 cbm Dampf zu

$$\gamma = \frac{1}{s} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (98)$$

Die folgende, nach steigenden Werthen der Spannung p geordnete Tabelle für gesättigten Wasserdampf enthält außer der Temperatur t die Flüssigkeitswärme q, innere (ϱ) und äußere latente Wärme Apu, die Verdampfungswärme r, die Größe u, das specifische Gewicht γ für verschiedene Spannungen. Man erkennt aus dieser Tabelle, daß von der Verdampfungswärme r nur ein kleiner, etwa zwischen 6 bis 10 Proc. betragender Theil in äußere Arbeit verwandelt wird, und daß dieser Theil mit steigender Spannung langsam zunimmt, während sowohl die innere latente Wärme ϱ wie auch die Verdampfungswärme r abnehmen, wenn die Temperatur sich erhöht.

Die Flüssigkeitswärme q steigt natürlich nahezu in demselben Verhältnisse wie die Temperatur t, so daß in Folge hiervon die Gesammtwärme $\lambda = q + r$ ebenfalls mit steigender Spannung zunimmt. Dieselbe beträgt z. B. für Dampf von 0,1 Atmosphäre

$$\lambda = 46{,}28 + 538{,}85 + 35{,}46 = 620{,}59 \text{ W.-E.}$$

und für Dampf von 10 Atmosphären

$$\gamma = 182{,}72 + 432{,}78 + 46{,}00 = 661{,}50 \text{ W.-E.},$$

so daß das früher von Watt aufgestellte Gesetz keine Gültigkeit hat, wonach die ganze Wärmemenge in einer Gewichtseinheit für alle Spannungen constant (640 Cal.) sein sollte.

Man erkennt ebenfalls aus den Werthen des specifischen Gewichtes γ, daß die von Gay-Lussac gemachte Annahme nicht zutreffend ist, wonach die Dichte des gesättigten Wasserdampfes bei allen Temperaturen immer in demselben Verhältniß zu der Dichte der atmosphärischen Luft von derselben Temperatur und derselben Spannung stehen, nämlich gleich 0,6225 von der Dichte der Luft sein sollte. Vergleicht man nämlich die in der Tabelle enthaltenen specifischen Gewichte mit denjenigen der Luft für gleiche Temperaturen und Spannungen, welche man einfach aus (15) durch

$$\gamma_1 = \frac{1}{v} = \frac{p}{RT}$$

erhält, so findet man beträchtliche Abweichungen von der obigen Regel. Während z. B. für Dampf von 0,1 Atmosphäre das gedachte Verhältniß der Dichte zu $\frac{\gamma}{\gamma_1} = 0{,}621$ gefunden wird, berechnet sich dasselbe für 10 Atmosphären zu $\frac{\gamma}{\gamma_1} = 0{,}676$, so daß also die Dichtigkeit des Dampfes bei einer Steigerung der Spannung schneller sich vergrößert, als dies der Fall sein würde, wenn der Dampf dem Mariotte'schen und Gay-Lussac'schen Gesetze folgte, welche Voraussetzung jener früher angenommenen Regel zu Grunde liegt. Es mag noch angeführt werden, daß die hier aus den Gleichungen der mechanischen Wärmetheorie abgeleiteten Werthe für die Dampfdichten mit den Versuchsresultaten eine gute Uebereinstimmung zeigen, welche von Tate und Fairbairn*) erlangt worden sind.

Bisher hatte man sich zur Bestimmung der Dichtigkeit des gesättigten Wasserdampfes einer von Navier angegebenen empirischen Formel

$$\gamma = \alpha + \beta p \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (99)$$

*) Proceed. of the Royal Soc. 1860, und Civil-Ingenieur 1860.

bedient, in welcher α und β gewisse constante Größen bedeuten, die für verschiedene Dampfspannungen verschiedene Werthe haben. Diese Formel, welche insbesondere in der vordem vielfach den Dampfmaschinen zu Grunde gelegten Theorie Pambour's eine Hauptrolle spielt, führt jedoch nur zu brauchbaren Resultaten zwischen sehr nahe an einander liegenden Grenzen der Dampfspannung. Neuerdings hat Zeuner zur Vermeidung der umständlichen Rechnungen, wie sie oben angeführt worden sind, eine empirische Formel angegeben, welche für alle gewöhnlich vorkommenden Spannungen genauere Werthe ergiebt und deren man sich bedienen kann, um das einer gewissen Spannung p zugehörige specifische Gewicht γ und beziehungsweise das specifische Volumen $s = \frac{1}{\gamma}$ zu ermitteln. Nach Zeuner kann man setzen

$$ps^{1,0646} = 1{,}704 \quad \ldots \ldots \quad (100)$$

wenn p in Atmosphären gegeben ist, woraus

$$\gamma = \frac{1}{s} = 0{,}6061\ p^{0,9393} \quad \ldots \ldots \quad (101)$$

folgt. Die letztere Gleichung (101) liefert für alle Spannungen von 0,5 bis 14 Atmosphären Resultate, welche mit den nach den vorstehenden Rechnungen gefundenen und in der Tabelle unter γ angegebenen fast vollkommen genau übereinstimmen.

Demgemäß kann man annehmen, daß die Gleichung (100) das Gesetz zwischen dem specifischen Volumen und der Spannung bei gesättigtem Wasserdampfe darstellt. Wenn man sich das Volumen, welches 1 kg gesättigter Wasserdampf bei irgend einer Spannung p einnimmt, als Abscisse auf einer Axe und senkrecht dazu die Spannung p als Ordinate abgetragen denkt, so legen die Endpunkte aller Ordinaten eine gewisse Curve fest, welche Zeuner die Curve constanter Dampfmenge nennt; die Gleichung dieser Curve ist nach dem Vorstehenden sehr nahe durch (100) dargestellt. Diese Curve liegt offenbar zwischen der gleichseitigen Hyperbel $pv = C$, welche die isothermische Curve für Gase darstellt und zwischen der adiabatischen Curve $pv^{1,41} = C$ derselben.

Tabelle für gesättigten Wasserdampf nach Zeuner.

Atm.	Grad Celsius	Wärme-Einheiten				Cubikmeter	Kilogramm	$\frac{r}{T}$	τ	Atm.
p	t	q	ϱ	Apu	r	u	γ			p
0,1	46,21	46,282	538,848	35,464	574,312	14,5508	0,0687	1,7992	0,15662	0,1
0,2	60,45	60,589	527,584	36,764	564,348	7,5421	0,1326	1,6924	0,21043	0,2
0,4	76,25	76,499	515,086	38,171	553,257	3,9154	0,2553	1,5841	0,24708	0,4
0,6	86,32	86,662	507,121	39,045	546,166	2,6700	0,3744	1,5200	0,27576	0,6
0,8	93,88	94,304	501,141	39,688	540,829	2,0355	0,4910	1,4741	0,29681	0,8
1,0	100,00	100,500	496,300	40,200	536,500	1,6494	0,6059	1,4383	0,31356	1,0
1,2	105,17	105,740	492,210	40,626	532,836	1,3891	0,7194	1,4090	0,32752	1,2
1,4	109,68	110,316	488,643	40,993	529,636	1,2014	0,8317	1,3840	0,33954	1,4
1,6	113,69	114,389	485,471	41,315	526,786	1,0595	0,9430	1,3623	0,35013	1,6
1,8	117,30	118,059	482,616	41,602	524,218	0,9483	1,0534	1,3431	0,35957	1,8
2,0	120,60	121,417	480,005	41,861	521,866	0,8588	1,1631	1,3259	0,36814	2,0
2,2	123,64	124,513	477,601	42,096	519,697	0,7851	1,2721	1,3102	0,37597	2,2
2,4	126,46	127,386	475,370	42,314	517,684	0,7234	1,3805	1,2959	0,38321	2,4

2,6	129,10	130,079	473,282	42,515	515,797	0,6709	1,4883	1,2828	0,38990	2,6
2,8	131,57	132,599	471,328	42,702	514,030	0,6257	1,5956	1,2705	0,39617	2,8
3,0	133,91	134,989	469,477	42,876	512,353	0,5864	1,7024	1,2591	0,40205	3,0
3,5	139,24	140,438	465,261	43,269	508,530	0,5072	1,9676	1,2336	0,41515	3,5
4,0	144,00	145,310	461,496	43,614	505,110	0,4474	2,2303	1,2113	0,42711	4,0
4,5	148,29	149,708	458,103	43,918	502,021	0,4004	2,4911	1,1916	0,43760	4,5
5,0	152,22	153,741	454,994	44,192	499,186	0,3626	2,7500	1,1740	0,44693	5,0
5,5	155,85	157,471	452,123	44,441	496,564	0,3315	3,0073	1,1579	0,45587	5,5
6,0	159,22	160,938	449,457	44,667	494,124	0,3054	3,2632	1,1432	0,46392	6,0
6,5	162,37	164,181	446,965	44,876	491,841	0,2833	3,5178	1,1297	0,47140	6,5
7,0	165,34	167,243	444,616	45,070	489,686	0,2642	3,7711	1,1171	0,47840	7,0
7,5	168,15	170,142	442,393	45,250	487,643	0,2475	4,0234	1,1054	0,48500	7,5
8,0	170,81	172,888	440,289	45,420	485,709	0,2329	4,2745	1,0944	0,49120	8,0
8,5	173,35	175,514	438,280	45,578	483,858	0,2200	4,5248	1,0840	0,49831	8,5
9,0	175,77	178,017	436,366	45,727	482,093	0,2085	4,7741	1,0743	0,50270	9,0
9,5	178,08	180,408	434,539	45,868	480,407	0,1981	5,0226	1,0650	0,50806	9,5
10	180,31	182,719	432,775	46,001	478,776	0,1887	5,2704	1,0562	0,51297	10
11	184,5	187,065	429,460	46,247	475,707	0,1725	5,7636	1,0398	0,52266	11
12	188,41	191,126	426,368	46,471	472,839	0,1589	6,2543	1,0248	0,53150	12
p	t	q	ϱ	$A p u$	r	u	γ	$\frac{r}{T}$	τ	p

§. 236. **Gemisch von Wasserdampf und Wasser.** Um die Zustandsänderungen zu untersuchen, welchen der gesättigte Wasserdampf durch irgend welche Veränderungen des Volumens, der Temperatur ꝛc. ausgesetzt ist, sei wieder 1 kg einer Mischung vorausgesetzt, welche aus x Kilogramm Dampf von der Spannung p und der Temperatur t und aus $(1 - x)$ Kilogramm Wasser besteht. Das Volumen dieser Mischung drückt sich nach (86) aus durch

$$v = \sigma + xu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (86)$$

worin σ constant gleich 0,001 cbm und u mit der Temperatur t oder Spannung p veränderlich ist. Die Gesammtwärme, d. h. diejenige Wärme, welche dieses Gemisch mehr enthält als 1 kg Wasser von 0^0 C., ist dann zusammengesetzt aus der in $(1 - x)$ Kilogramm Wasser enthaltenen Flüssigkeitswärme $(1 - x)\, q$ und der in x Kilogramm Dampf nach (85) enthaltenen Wärme $xJ = x\,(q + \varrho)$, so daß diese Wärme sich ausdrückt durch

$$AU = (1 - x)\, q + x\,(q + \varrho) = q + x\varrho \quad . \quad . \quad (102)$$

Es werde jetzt angenommen, daß die Temperatur sich um den unendlich kleinen Betrag ∂t ändere, so erhält man die Zunahme der innern Wärme durch Differentiirung von (102) zu

$$A\partial U = \partial q + \partial\,(x\varrho) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (103)$$

in welcher Gleichung sowohl x wie auch ϱ veränderlich sind.

Hat sich bei der gedachten Aenderung das Volumen v um ∂v verändert, so ist durch die Ueberwindung des äußern Druckes p auf dem Wege ∂v nach (32) eine äußere Arbeit $\partial L = p\partial v$ geleistet, und man erhält daher nach der ersten Hauptgleichung (I^a) die Wärmemenge ∂Q, welche zum Behufe der vorausgesetzten Zustandsänderung dem Gemische zugeführt werden muß, zu

$$\partial Q = A\,(\partial U + \partial L) = \partial q + \partial\,(x\varrho) + Ap\partial v \quad . \quad . \quad (104)$$

Um den Werth für das letzte Glied $Ap\partial v$ dieser Gleichung zu bestimmen, hat man (86) zu differentiiren, indem man σ constant, dagegen sowohl x wie u veränderlich annimmt; dadurch erhält man:

$$\partial v = \partial\,(xu),$$

womit (104) übergeht in

$$\partial Q = \partial q + \partial\,(x\varrho) + Ap\partial\,(xu).$$

Wenn man hierin für das letzte Glied den aus der allgemeinen Differentialformel

$$\partial\,(p.xu) = p\partial\,(xu) + xu\partial p$$

sich ergebenden Werth einführt, wird

$$\begin{aligned}\partial Q &= \partial q + \partial\,(x\varrho) + A\partial\,(pxu) - Axu\partial p \\ &= \partial q + \partial\,[x\,(\varrho + Apu)] - Axu\partial p.\end{aligned}$$

Nun ist $\varrho + Apu = r$ nach (84) und $Au\partial p = \frac{r}{T}\partial t$ nach (92), daher hat man auch

$$\partial Q = \partial q + \partial (xr) - \frac{xr}{T}\partial t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (105)$$

Setzt man hierin $\partial q = c\partial t$ und entwickelt $\partial (xr)$, so wird

$$\partial Q = c\partial t + x\partial r + r\partial x - \frac{xr}{T}\partial t,$$

und wenn man noch $x \,.\, c\partial t$ addirt und subtrahirt, wird endlich:

$$\partial Q = (1 - x)\, c\partial t + r\partial x + x\left(c + \frac{\partial r}{\partial t} - \frac{r}{T}\right)\partial t.$$

Setzt man noch der Kürze halber

$$\left(c + \frac{\partial r}{\partial t} - \frac{r}{T}\right) = h \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (106)$$

so wird:

$$\partial Q = (1 - x)\, c\partial t + r\partial x + xh\partial t \quad . \quad . \quad . \quad (107)$$

In der zuletzt gefundenen Gleichung (107), welche ebenso wie diejenige (105) zuerst von Clausius angegeben wurde, bedeutet rechts das erste Glied $(1 - x)\, c\partial t$ die zur Erwärmung von $(1 - x)$ Kilogramm Wasser um ∂t erforderliche Wärmemenge und das zweite Glied $r\partial x$ die latente oder Verdampfungswärme, welche zur Neubildung der Dampfmenge ∂x aufzuwenden ist, während das dritte Glied $xh\partial t$ die dem schon vorhandenen Dampfe zuzuführende Wärmemenge vorstellt. Das dritte Glied $xh\partial t$ ist analog dem ersten Gliede $(1 - x)\, c\partial t$ gebildet, indem x und $(1 - x)$ die Gewichte des Dampfes und beziehungsweise des Wassers und ∂t die Temperaturerhöhung bedeuten. Ebenso wie daher c die specifische Wärme des Wassers bedeutet, kann man sich unter der Größe

$$h = \left(c + \frac{\partial r}{\partial t} - \frac{r}{T}\right)$$

die specifische Wärme des Dampfes vorstellen, d. h. diejenige Wärmemenge, welche man 1 kg des gesättigten Wasserdampfes für eine unendlich kleine Erwärmung um ∂t zuzuführen hat, vorausgesetzt, daß der Dampf nach wie vor gesättigt bleibt.

Die Größe h läßt sich, da durch die Regnault'sche Formel (80) r und daraus auch $\frac{\partial r}{\partial t}$ bekannt ist, berechnen, und man erhält durch diese Rechnung für alle in der Praxis vorkommenden Temperaturen für h einen negativen Werth. Es ist nämlich für

$t =$	0^0	100^0	200^0
$h =$	$-1{,}9166$	$-1{,}1333$	$-0{,}6766.$

Dieses für die Kenntniß des Verhaltens von gesättigtem Wasserdampf äußerst wichtige Ergebniß eines negativen Werthes der specifischen Wärme ist zuerst von Clausius und Rankine gefunden und durch die Versuche von Hirn bestätigt worden. Es geht hieraus die Unhaltbarkeit der frühern, der Pambour'schen Theorie zu Grunde liegenden Annahme hervor, wonach Dampf bei der Expansion in den Dampfmaschinen seine Spannung der Curve constanter Dampfmenge entsprechend ändern sollte. Daß dies nicht der Fall ist, läßt ohne Weiteres die Gleichung (107) erkennen, wenn man darin $x = 1$ setzt, d. h. wenn man reinen oder trockenen Dampf ohne Beimischung von Wasser voraussetzt. Für diesen Fall geht diese Gleichung mit Rücksicht auf den negativen Werth von h über in

$$\partial Q = r\partial x - xh\partial t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (108)$$

Nimmt man nun an, es finde eine Zustandsänderung ohne Wärmezufuhr, also mit $\partial Q = 0$ statt, so wäre

$$r\partial x = xh\partial t \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (109)$$

worin h den absoluten oder positiven Werth bedeutet. Diese Gleichung besagt direct, daß ein negativer Werth von ∂t, d. h. eine Temperaturabnahme, wie sie natürlich mit einer Ausdehnung des Dampfvolumens verbunden ist, auch einen negativen Werth von ∂x, d. h. eine Verminderung der Dampfmenge zur Folge hat. Bei der Ausdehnung des Dampfes ohne Wärmezufuhr schlägt sich daher eine gewisse Dampfmenge nieder, womit ausgesprochen ist, daß der Dampf zwar gesättigt bleibt, aber eine geringere Spannung und Temperatur haben muß, als wenn er in unveränderter Menge vorhanden bliebe, d. h. wenn seine Ausdehnung der Curve constanter Dampfmenge entsprechend vor sich ginge. Damit letzteres der Fall sei, muß vielmehr eine Wärmezufuhr stattfinden, welche aus (108) folgt, wenn man darin $\partial x = 0$ setzt und ∂t negativ annimmt. Es folgt ebenso, daß mit einer Erhöhung der Temperatur, also mit einer Zusammendrückung des Dampfes aus (108) ein negativer Werth von ∂Q folgt, wenn der Dampf nach wie vor gesättigt bleiben soll, d. h. es muß bei der Compression Wärme abgeführt werden, andernfalls geht der Dampf in den überhitzten Zustand über.

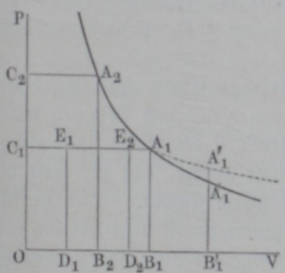
§. 237. **Isothermische und isodynamische Curve des Dampfes.** Denkt man sich eine Wasser- und Dampfmischung von 1 kg Gewicht einer Veränderung unterworfen, vermöge deren die Temperatur einen constanten Werth t behält, so ist nach dem Vorstehenden klar, daß auch die Spannung p so lange einen gleichbleibenden Werth beibehält als noch Wasser vorhanden

ist, um den Dampf als gesättigten bestehen zu lassen. Wenn man daher die verschiedenen Volumina des Gemisches als Abscissen und die zugehörigen Spannungen als Ordinaten aufträgt, so erhält man als die isothermische Linie wegen der unveränderlichen Spannung eine mit der Abscissenaxe parallele Gerade. Jeder Spannung p oder Temperatur t entspricht hier eine besondere Gerade, z. B. $C_1 A_1$, Fig. 450, der Spannung p_1 oder $C_2 A_2$ derjenigen p_2. Alle diese Geraden erstrecken sich aber nur bis zu einer bestimmten Curve $A_1 A_2$, welche offenbar die Curve constanter Dampfspannung ist, deren wahrscheinliche Gleichung oben zu

$$p v^{1,0646} = 1{,}704 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (100)$$

angegeben wurde. Bei einer weitern Vergrößerung des Volumens als dasjenige s ist, welches für die betreffende Temperatur t der Curve constanter Dampfmenge entspricht, hat man es mit überhitztem Dampfe zu thun, d. h. solchem, welcher eine höhere Temperatur hat, als seinem Sättigungsgrade entspricht. Man ersieht dies leicht aus der Figur. Denkt man sich nämlich unter der Voraussetzung, daß die Temperatur den Werth t_1 fortwährend behalte, das Volumen gleich OB_1' geworden, so würde der Dampf für den Fall der vollständigen Sättigung die Spannung $p_1' = B_1' A_1'$ und die Temperatur t_1' haben, welche kleiner ist als t_1. Demgemäß kann man sich vorstellen, der gesättigte Dampf von dem Volumen $OB_1' = s_1'$ sei von der ihm eigenthümlichen Temperatur t_1' auf die höhere t_1 gebracht, womit eine Vergrößerung der Spannung von dem Werthe $B_1' A_1' = p'$ auf denjenigen $B_1' A_1'' = p_1''$ verbunden ist, doch wird diese letztere Spannung den vorherigen Werth $p_1 = B_1 A_1$ des bei der Temperatur t_1 gesättigten Dampfes nicht erreichen, d. h. die isothermische Curve wird in dem, dem überhitzten Dampfe entsprechenden Felde rechts von $A_1 A_2$ einen Verlauf zwischen der Horizontalen des Punktes A_1 und der Curve constanter Dampfmenge zeigen. Diese Curve des überhitzten Dampfes soll uns hier nicht weiter interessiren, es soll vielmehr angenommen werden, daß die Ausdehnung des Gemisches noch innerhalb des für den gesättigten Dampf gültigen Feldes zwischen $A_1 A_2$ und den Axen verbleibe.

Fig. 450.



Die äußere mechanische Arbeit, welche bei einer solchen Ausdehnung von dem Dampfe verrichtet wird, wenn derselbe sich von irgend einem Anfangsvolumen $v_1 = OD_1$ auf dasjenige $v_2 = OD_2$ ausdehnt, ist hier durch das Rechteck $D_1 E_1 E_2 D_2$, also zu

$$L = \int_{v_1}^{v_2} p \partial v = p\,(v_2 - v_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (110)$$

gegeben. Werden unter x_1 und x_2 die zugehörigen Gewichte des Dampfes verstanden, so hat man

$$v_1 = x_1 u + \sigma \quad \text{und} \quad v_2 = x_2 u + \sigma,$$

daher ist auch

$$L = p\,(x_2 - x_1)\,u \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (110^a)$$

Nunmehr bestimmt sich auch die dem Gemische zuzuführende Wärme Q durch Integration der Gleichung (104),

$$\partial Q = \partial q + \partial\,(x\varrho) + Ap\partial v,$$

worin wegen der unveränderlichen Temperatur q, ϱ und p constante Größen sind. Man erhält daher die zuzuführende Wärme mit Rücksicht auf (84):

$$Q = \varrho\,(x_2 - x_1) + Apu\,(x_2 - x_1) = r\,(x_2 - x_1) \quad (111)$$

Diese Wärmemenge hat man natürlich von dem Gemisch abzuführen, wenn umgekehrt unter Aufwendung der Arbeit (110) das Volumen $v_2 = OD_2$ bei constanter Temperatur auf dasjenige $v_1 = OD_1$ zusammengedrückt werden soll.

In §. 218 wurde unter der isodynamischen Curve eines Gases diejenige verstanden, welche die Veränderung von Druck und Volumen unter der Voraussetzung angiebt, daß die innere Arbeit U des Gases einen gleichbleibenden Werth behält und es wurde daselbst gezeigt, daß für Gase die isodynamische Curve mit der isothermischen zusammenfällt. Dies ist für Dämpfe nicht der Fall, weil bei diesen die innere Arbeit nicht lediglich von der Temperatur t, sondern auch von der Menge x des in Dampf verwandelten Wassers abhängt. Man erhält die Bedingungsgleichung für die isodynamische Zustandsänderung für ein Gemisch von Wasser und Dampf, wenn man $\partial U = 0$ setzt, also aus (103) zu:

$$\partial q + \partial\,(x\varrho) = 0,$$

welche Gleichung durch Integration zwischen zwei beliebigen Punkten, für welche die zugehörigen Werthe q_1, x_1, ϱ_1 und q_2, x_2, ϱ_2 sind:

$$q_2 - q_1 + x_2\varrho_2 - x_1\varrho_1 = 0 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (112)$$

ergiebt. Man kann aus dieser Gleichung, wenn für einen gewissen Anfangszustand x_1 und p_1 also auch t_1, q_1 und ϱ_1 gegeben sind, für irgend einen andern Druck p_2, durch welchen gleichzeitig q_2 und ϱ_2 bekannt sind, die specifische Dampfmenge x_2 finden und erhält dann die den beiden Zuständen entsprechenden Volumina nach (86) zu

$$v_1 = (\sigma + x_1 u_1) \quad \text{und} \quad v_2 = (\sigma + x_2 u_2).$$

Es soll hierauf nicht näher eingegangen werden, da die isodynamische Curve für die vorliegenden Zwecke wenig Bedeutung hat, es sei nur bemerkt, daß Zeuner für diese Curve die empirische Gleichung

$$p v^{\nu} = p_1 v_1^{\nu}$$

aufstellt, worin $\nu = 1{,}0456$ zu setzen ist, wenn angenommen wird, daß im Anfangszustande trockener Dampf ohne Wasser vorhanden, also $x = 1$ ist und nun eine Compression vorgenommen wird. Es zeigt nämlich die nähere Rechnung, daß bei isodynamischen Zustandsänderungen bei der Compression Verdichtung und bei der Expansion Verdampfung eintritt, entgegengesetzt dem Verhalten der Mischung bei adiabatischen Zustandsänderungen.

Es mag bemerkt werden, daß man es bei Dampfmaschinen mit nahezu isothermischer Ausdehnung zu thun hat, so lange frischer Dampf aus dem Kessel in den Dampfcylinder geführt wird, d. h. bei der Volldruckwirkung (s. weiter unten), und daß daher hierfür die oben entwickelten Formeln (110) und (111) Gültigkeit haben. Die nach der Absperrung des Dampfes in dem Cylinder erfolgende Expansion des Dampfes hat man öfter als eine adiabatische Zustandsänderung betrachtet und es soll daher im Folgenden eine solche Zustandsänderung besprochen werden, obwohl von vornherein zu bemerken ist, daß der Vorgang in dem Dampfcylinder wegen des Wärmeaustausches zwischen dem Dampfe und der Cylinderwandung wesentliche Abweichungen von einer adiabatischen Zustandsänderung zeigt.

Adiabatische Zustandsänderung des Dampfes. Wenn ein §. 238. Gemisch von Wasser und Dampf im Gewichte gleich 1 kg einer Veränderung durch Ausdehnung oder Zusammendrückung ohne Zu- oder Abfuhr von Wärme ausgesetzt ist, so erhält man die geltenden Beziehungen einfach, indem man die zuzuführende Wärme ∂Q nach (105) gleich Null setzt, durch die Gleichung:

$$0 = \partial q + \partial (xr) - \frac{xr}{T}\,\partial t.$$

Dividirt man diese Gleichung durch die absolute Temperatur T, so ist auch:

$$0 = \frac{\partial q}{T} + \frac{\partial (xr)}{T} - \frac{xr}{T^2}\,\partial t = \frac{\partial q}{T} + \partial\left(\frac{xr}{T}\right) \cdot \quad \cdot \quad (113)$$

Bezeichnet man den Werth des Integrals $\int \frac{\partial q}{T}$ der Kürze wegen mit τ, setzt also allgemein

$$\int_o^t \frac{\partial q}{T} = \tau \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (114)$$

so liefert die obige Differentialgleichung für den Uebergang des Dampfgemisches aus dem Zustande γ_1, p_1, T_1, r_1 und τ_1 in einen andern γ_2, p_2, T_2, r_2 und τ_2 den Ausdruck:

$$\frac{x_1 r_1}{T_1} + \tau_1 = \frac{x_2 r_2}{T_2} + \tau_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (115)$$

Diese Gleichung kann dazu dienen, die Dampfmenge x_2 zu berechnen, welche vorhanden ist, wenn das Gemisch von der Spannung p_1 und der Dampfmenge x_1 adiabatisch in einen Zustand von der Spannung p_2 übergeht, indem durch p_1 auch die Größen T_1, r_1 und τ_1, sowie mit p_2 diejenigen T_2, r_2 und τ_2 gegeben sind und aus der Tabelle in §. 235 entnommen werden können.

Was nämlich die Größe $\tau = \int_0^t \frac{\partial q}{T}$ anbelangt, so kann man, unter c die specifische Wärme des Wassers verstanden, darin nach (77) $\partial q = c \partial t = c \partial T$ setzen, so daß $\tau = \int_0^t \frac{c \partial t}{T}$ wird. Wenn man hierin für c einen constanten Werth, etwa nach Clausius den der Temperatur $t = 100^0$ zugehörigen Werth von 1,013 oder nach Zeuner einen den höheren Temperaturen der gebräuchlichen Dämpfe entsprechenden Mittelwerth von $c = 1{,}0224$ setzt, so geht dieses Integral über in

$$\tau = c \int_0^t \frac{\partial t}{T} = c \, log \, nat \, \frac{a+t}{a+0} = c \, ln \, \frac{T}{a} \quad . \quad . \quad (116)$$

Will man jedoch die Werthe von τ genauer ermitteln, so hat man nach (78)

$$\partial q = (1 + 2 . 0{,}00002 \, t + 3 . 0{,}0000009 \, t^2) \, \partial t$$

in den Ausdruck $\int_0^t \frac{\partial q}{T} = \tau$ zu setzen und das Integral auszurechnen. Dies ausgeführt giebt:

$$\tau = \int_0^t c \frac{\partial t}{T} = \int_a^T c \frac{\partial T}{T}$$

$$= \int_a^T \frac{\partial T}{T} + \int_a^T 0{,}00004 \, (T-a) \frac{\partial T}{T} + \int_a^T 0{,}0000009 \, (T-a)^2 \frac{\partial T}{T}$$

$$= 1{,}0561561 \, ln \frac{T}{a} - 0{,}0004514 \, (T-a)$$

$$+ 0{,}00000045 \, (T^2 - a^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (116^a)$$

Die hiernach sich ergebenden Werthe sind in der aus Zeuner's Wärme-

theorie entnommenen Tabelle §. 235 unter τ aufgeführt, ebenso wie die Quotienten $\frac{r}{T}$ darin enthalten sind.

Hat man mit Hülfe der Tabellenwerthe durch die Gleichung (115) die Größe x_2 bestimmt, so erhält man das Volumen v_2, welches dem Drucke p_2 entspricht, zu

$$v_2 = x_2 u_2 + \sigma,$$

wenn wieder u_2 den der Spannung p_2 entsprechenden, aus der Tabelle zu entnehmenden Werth von u bedeutet und daher ist das Expansionsverhältniß oder das Verhältniß dieses Volumens v_2 zu dem anfänglichen $v_1 = x_1 u_1 + \sigma$ durch

$$\varepsilon = \frac{v_2}{v_1} = \frac{x_2 u_2 + \sigma}{x_1 u_1 + \sigma} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (117)$$

ebenfalls gefunden. Würde man diese Rechnung für hinreichend viele Spannungen p_2 durchführen, so könnte man zu diesen letzteren als Ordinaten die zugehörigen Volumina v_2 als Abscissen auftragen, und würde dadurch die adiabatische Curve erhalten, welche dem zu Anfang vorausgesetzten Gemische von x_1 Kilogramm Dampf und $(1 - x_1)$ Kilogramm Wasser und der Spannung p_1 zugehört.

Bei der Ausdehnung des Gemisches von dem Volumen v_1 auf dasjenige v_2 ist auch, unter der Voraussetzung eines umkehrbaren Processes, d. h. bei gleicher Größe des äußern Druckes mit dem des Dampfes, eine gewisse mechanische Arbeit verrichtet worden, und zwar kann dieselbe nur auf Kosten der in dem Dampfe enthaltenen Wärme verrichtet werden, da eine Zufuhr von Wärme nicht stattfand. Man findet daher diese Arbeit einfach, wenn in der Hauptgleichung (104) $\partial Q = 0$ gesetzt wird. Hierdurch erhält man

$$A \partial L = - A \partial U = - \partial q - \partial (x \varrho),$$

und somit durch Integration zwischen $x_2 q_2 \varrho_2$ und $x_1 q_1 \varrho_1$:

$$A L = q_1 - q_2 + x_1 \varrho_1 - x_2 \varrho_2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (118)$$

welcher Werth leicht ermittelt werden kann, da x_2 durch (115) bestimmt ist.

Die vorstehenden Rechnungen mögen durch ein Beispiel erläutert werden.

Es sei 1 kg einer Dampfmischung von $p_1 = 5$ Atmosphären Spannung vorausgesetzt, welches $x_1 = 0{,}9$ kg Dampf und 0,1 kg Wasser enthalten soll. Es ist zu untersuchen, welches Volumen das Gemisch annimmt und welche Dampfmenge es enthält, wenn die Spannung durch eine adiabatische Ausdehnung bis auf $p_2 = 1$ Atmosphäre herabgeht. Nach der Tabelle in §. 235 hat man für

$$p_1 = 5 \text{ Atm.}: \tau_1 = 0{,}44693, \ \frac{r_1}{T_1} = 1{,}17395, \ u_1 = 0{,}3626,$$

$$q_1 = 153{,}741, \ \varrho_1 = 454{,}994,$$

und für

$$p_2 = 1 \text{ Atm.}: \tau_2 = 0{,}31356, \quad \frac{r_2}{T_2} = 1{,}43834, \quad u_2 = 1{,}6494,$$
$$q_2 = 100{,}50, \quad \varrho_2 = 496{,}30.$$

Daher hat man nach (115):

$$0{,}9 \,.\, 1{,}17395 + 0{,}44693 = x_2 \; 1{,}43834 + 0{,}31356,$$

woraus $x_2 = 0{,}827$ kg folgt. Es hat sich also während der Ausdehnung die Dampfmenge

$$x_1 - x_2 = 0{,}9 - 0{,}827 = 0{,}073 \text{ kg}$$

niedergeschlagen.

Das ursprüngliche Volumen v_1 des Gemisches beträgt:

$$v_1 = x_1 u_1 + \sigma = 0{,}9 \,.\, 0{,}3626 + 0{,}001 = 0{,}3273 \text{ cbm}$$

und das nachherige

$$v_2 = x_2 u_2 + \sigma = 0{,}827 \,.\, 1{,}6494 + 0{,}001 = 1{,}3651 \text{ cbm},$$

daher das Expansionsverhältniß

$$\varepsilon = \frac{1{,}3651}{0{,}3273} = 4{,}17.$$

Die während der Expansion verrichtete Arbeit erhält man zu

$$L = \frac{1}{A}\,(q_1 - q_2 + x_1 \varrho_1 - x_2 \varrho_2)$$
$$= 424\,(153{,}741 - 100{,}50 + 0{,}9 \,.\, 454{,}994 - 0{,}827 \,.\, 496{,}3)$$
$$= 424 \,.\, 52{,}296 = 22173{,}5 \text{ mkg}.$$

Ein Niederschlagen von Wasser bei der Ausdehnung findet, wie schon in §. 236 angeführt wurde, auch statt, wenn dem Dampfe anfänglich kein Wasser beigemengt ist, wie sich zeigt, wenn in (115) $x_1 = 1$ gesetzt wird. Wenn man dagegen in dieser Gleichung $x_1 = 0$ annimmt, d. h. also, wenn man 1 kg Wasser ohne Beimischung von Dampf voraussetzt, welches auch unter dem Drucke p_1 steht und die diesem Dampfdruck zugehörige Temperatur t_1 hat, so findet man, daß bei der Ausdehnung eine gewisse Dampfmenge sich bildet, es findet jetzt also gewissermaßen ein dem vorhin gefundenen entgegengesetztes Verhalten bei der Expansion statt, insofern vorhin ein Niederschlagen sich zeigte, während jetzt eine Verdampfung von Wasser stattfindet.

Um die Größe dieses verdampfenden Wassers zu ermitteln, sei wieder $p_1 = 5$ Atmosphären und $p_2 = 1$ Atmosphäre vorausgesetzt, dann geht die Gleichung (115) mit den oben angeführten Werthen und mit $x_1 = 0$ über in:

$$0{,}44693 = x_2 \; 1{,}43834 + 0{,}31356,$$

woraus $x_2 = 0{,}093$ kg folgt. Das Volumen findet sich hierbei im Anfange zu $v_1 = \sigma = 0{,}001$ cbm und gegen Ende der Expansion zu

$$v_2 = x_2 u_2 + \sigma = 0{,}093 \,.\, 1{,}6494 + 0{,}001 = 0{,}154 \text{ cbm},$$

so daß eine Expansion im Verhältnisse $\varepsilon = \frac{v_2}{v_1} = 154$ stattgefunden hat. Die geleistete Arbeit ist natürlich nur eine geringe und gleich

$$\begin{aligned} L &= 424\ (153{,}741 - 100{,}50 - 0{,}093 \,.\, 496{,}30) \\ &= 424 \,.\, 7{,}08 = 3002 \text{ mkg}. \end{aligned}$$

Aus dem hier gefundenen Verhalten, wonach reiner Dampf bei der Ausdehnung sich niederschlägt, dagegen reines Wasser einer Verdampfung ausgesetzt ist, kann man schließen, daß es eine gewisse Zusammensetzung des Gemisches geben wird, bei welcher die Dampfmenge x_1 vor der Expansion gerade gleich derjenigen x_2 nach der Expansion ist. Man findet diese Mischung ohne Weiteres aus (115), wenn man darin $x_1 = x_2 = x$ setzt. Beispielsweise findet sich dieser Werth von x, welcher wiederum einer Anfangsspannung $p_1 = 5$ Atmosphären und einer Endspannung von 1 Atmosphäre entspricht, durch

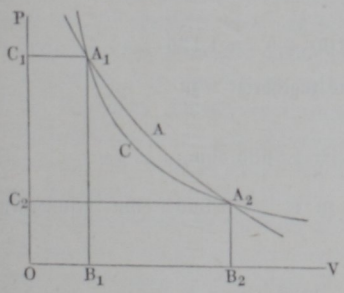
$$x \,.\, 1{,}17395 + 0{,}44693 = x \,.\, 1{,}43834 + 0{,}31356$$

zu

$$x = \frac{0{,}13337}{0{,}26439} = 0{,}504.$$

Wenn also das Gemenge nahezu zur Hälfte aus Wasser und zur Hälfte aus Dampf besteht, so enthält es bei 5 Atmosphären Druck ebenso viel Dampf wie bei 1 Atmosphäre. Wenn man für dieses Gemisch dieselbe Rechnung für verschiedene Werthe der Endspannung p_2 etwa von 4, 3, 2, $1/2$, $1/4$ ... Atmosphäre ausführt, so findet man, daß eine Verdampfung stattfindet, sobald die Endspannung zwischen 5 und 1 Atmosphäre gelegen ist, wogegen ein Niederschlagen eintritt, sobald die Endspannung p_2 kleiner als 1 Atmosphäre wird. Man kann sich diesen Vorgang durch Fig. 451 veranschaulichen. Entspricht darin nämlich der Punkt A_1 dem Anfangszustande $p_1 = 5$ Atmosphären, $x_1 = 0{,}504$ kg des betrachteten Gemisches und A_2 dem Endzustande $p_2 = 1$ Atmosphäre und ebenfalls $x_2 = 0{,}504$ kg, so liegen diese Punkte

Fig. 451.



A_1 und A_2 in einer Curve constanter Dampfmenge, welche durch $A_1 C A_2$ dargestellt sein mag. Die adiabatische Linie $A_1 A A_2$ liegt dann zwischen A_1 und A_2 über dieser Linie constanter Dampfmenge, welche sie in den Punkten A_1 und A_2 durchschneidet.

Obwohl die vorgedachte Ermittelung des einer bestimmten Endspannung p_2 zugehörigen Volumens v_2 nicht schwierig ist, so ist dieselbe doch zeitraubend, und deshalb hat man sich bemüht, die adiabatische Zustandsänderung des Dampfes durch eine einfache Formel darzustellen. Rankine nahm hierfür zuerst die Beziehung an:

$$p v^\mu = p_1 v_1^\mu + p_2 v_2^\mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (119)$$

und setzte

$$\mu = \frac{10}{9} = 1{,}111.$$

Dieselbe Formel ist auch von Grashof und Zeuner zu Grunde gelegt, nur setzt Grashof den Werth $\mu = 1{,}140$, während Zeuner für reinen Wasserdampf ohne Beimischung von Wasser $\mu = 1{,}135$ und allgemein für einen Gehalt von x Kilogramm Wasser in einer Mischung von 1 kg Gewicht, für μ den Werth

$$\mu = 1{,}035 + 0{,}100\, x_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (120)$$

anwendet.

Man kann daher die Gleichung

$$p v^\mu = p_1 v_1^\mu = Const$$

als die Gleichung der adiabatischen Curve einer Dampf- und Wassermischung ansehen und erhält hieraus genügend genaue Werthe. So liefert diese Gleichung z. B. für das oben berechnete Beispiel mit $p_1 = 5$ Atmosphären, $v_1 = 0{,}3273$, $x_1 = 0{,}9$, zunächst

$$\mu = 1{,}035 + 0{,}100 \,.\, 0{,}9 = 1{,}125$$

und daher für $p = 1$ Atmosphäre das zugehörige v zu

$$v = 0{,}3273 \sqrt[1{,}125]{\frac{5}{1}} = 1{,}3685 \text{ cbm},$$

also genügend nahe dem vorstehend zu $v_2 = 1{,}3651$ cbm gefundenen Werthe.

§. 239. **Ueberhitzter Wasserdampf.** Bisher war immer nur von den gesättigten Dämpfen die Rede, d. h. von den Dämpfen im Maximum der Dichte, welche sie bei der ihnen eigenthümlichen Temperatur gemäß der Tabelle in §. 235 höchstens haben können. Wie schon oben bemerkt, sind die

Dämpfe immer gesättigt, sobald sie mit Wasser in Verbindung auftreten, also z. B. in jedem Dampfkessel, doch ist es natürlich nicht ausgeschlossen, daß auch gesättigte Dämpfe ohne Verbindung mit Wasser, als sogenannte trockene Dämpfe auftreten können. In letzterm Falle gehen dieselben in den ungesättigten oder überhitzten Zustand über, sobald man ihnen durch Wärmezuführung eine höhere Temperatur ertheilt als ihrem Sättigungsgrade zukommt. Ein Ueberhitzen der Dämpfe für Dampfmaschinen hat man in neuerer Zeit öfter dadurch vorgenommen, daß man das vom Dampfkessel den Dampf ableitende Rohr, ehe dasselbe mit der Dampfmaschine in Verbindung gebracht wird, durch einen heißen Raum, etwa durch den Rauchcanal der Kesselfeuerung führt, um hierdurch eine Ueberhitzung des Dampfes und damit verbundene Spannungserhöhung zu erzielen. Oft geschieht dies indessen auch nur zu dem Zwecke, den Dampf möglichst trocken nach der Maschine gelangen zu lassen, indem das dem Dampfe fast immer mechanisch beigemengte Wasser auf diese Weise ganz oder theilweise verdampft wird.

Durch die Erhitzung einer vom Wasser abgeschlossenen Menge gesättigten Dampfes von bestimmter Spannung p wird diese letztere natürlich erhöht, etwa zu p', doch ist das Gesetz bislang noch so gut wie unbekannt, nach welchem diese Spannungsvergrößerung von der mitgetheilten Temperaturerhöhung abhängig ist. Früher nahm man allgemein an, daß die überhitzten Dämpfe dem Mariotte- und Gay-Lussac'schen Gesetze folgten, doch haben die neueren Versuche von Regnault u. A. dargethan, daß dieses Gesetz im Allgemeinen für die überhitzten Dämpfe nicht genau gilt und um so weniger zutrifft, je näher die Dämpfe ihrem Sättigungspunkte sich befinden. Je höher die Temperatur wird, desto größer ist die Uebereinstimmung des Verhaltens der Dämpfe mit demjenigen der Gase. Man pflegt wohl anzunehmen, daß bei einer Temperatur, welche die der gesättigten Dämpfe um 20 bis 30° übersteigt, oder auch bei einer Spannung, welche etwa 0,85 von derjenigen des gesättigten Dampfes von der herrschenden Temperatur ist, das Mariotte- und Gay-Lussac'sche Gesetz als hinreichend genau für die überhitzten Dämpfe angenommen werden kann. Dagegen zeigen die Versuche von Tate und Fairbairn, daß bei der Annäherung des Dampfes an den Sättigungspunkt der Ausdehnungscoefficient wesentlich zunimmt und zwei-, drei- bis fünfmal so groß wird als der nahezu constante Ausdehnungscoefficient, welcher einer höhern Ueberhitzung entspricht.

Es mag hier auch das von Hirn ausgesprochene Gesetz angeführt werden, wonach die überhitzten Wasserdämpfe sich so verhalten, daß für sie die isodynamische Curve wie für die Gase eine gleichseitige Hyperbel ist, während die isothermische Curve einen andern Verlauf zeigt. In letzterer Hinsicht würden sich also die überhitzten Dämpfe von den Gasen unterscheiden, für welche letzteren die isothermische Curve mit der isodynami-

schen zusammenfällt. Nach Zeuner wird die isodynamische Curve der überhitzten Dämpfe genauer durch die Gleichung bestimmt:

$$p v^{\nu} = p_1 v_1^{\nu} = Const \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (121)$$

worin im Anfange, so lange der Dampf noch gesättigt ist, $\nu = 1{,}0456$ zu setzen ist und mit steigender Ueberhitzung sehr schnell in den Werth $\nu = 1$ für die gleichseitige Hyperbel übergeht.

§. 240. **Dämpfe überhaupt.** Die Siedetemperatur ist für verschiedene Flüssigkeiten verschieden und zwar hängt die Höhe dieser Temperatur ebenso wie beim Wasser von der Größe des auf der Flüssigkeit lastenden Druckes ab, welcher immer gleich der Spannkraft des sich bildenden Dampfes ist. Nach den darüber angestellten Beobachtungen sind die Siedetemperaturen bei einem Drucke von 1 Atmosphäre gleich 0,760 m Quecksilbersäule von einigen Körpern die folgenden:

Quecksilber	350° C.
Leinöl	316° „
Schwefelsäure	310° „
Schwefel	299° „
Phosphor	290° „
Terpentinöl	273° „
Wasser	100° „
Alkohol (spec. Gew. 0,813). . . .	78,6° C.
Schwefeläther	37,8° „
Salpetrige Säure.	28° C.
Schweflige Säure	— 10° „

Durch Auflösung von Substanzen wird die Siedetemperatur des Wassers ansehnlich erhöht. So siedet z. B. Wasser, das mit Kochsalz gesättigt ist (41,2 Thle. Kochsalz auf 100 Thle. Wasser), nach Legrand bei 108,4°, ferner Wasser mit kohlensaurem Kali gesättigt (205 Thle. kohlensaures Kali auf 100 Thle. Wasser) bei 133°, und Wasser mit Chlorcalcium (325 Thle. Chlorcalcium auf 100 Thle. Wasser) bei 179,5°.

Auch die Gefäßwände haben Einfluß auf den Siedepunkt. So siedet z. B. das Wasser in metallenen Gefäßen etwas früher als in gläsernen.

Nach Dalton sind die Expansivkräfte der Dämpfe aller Flüssigkeiten bei einer gleichen Anzahl von Graden über oder unter dem Siedepunkte gleich groß. Hiernach lassen sich nun auch mittelst der Siedepunkte die Expansivkräfte verschiedener Dämpfe aus denjenigen des Wasserdampfes berechnen. Da z. B. der Alkohol bei 78° siedet, so ist für Alkoholdampf von 113°, also von 113° — 78° = 35°

über dem Siedepunkte die Spannkraft dieselbe wie beim Wasserdampf bei 35° über dem Siedepunkte des Wassers, d. i. wie bei der Temperatur des Wasserdampfes von 135°, nämlich 3 Atmosphären.

Aus den neueren Versuchen von Regnault (s. Poggendorff's Annalen, Bd. 93, 1854) geht allerdings hervor, daß dieses Gesetz nur ungefähr richtig ist. Hiernach sind z. B. für Temperaturen von 0 bis 130° die Expansivkräfte von Alkohol, Schwefeläther, Terpentinöl und Wasserdampf folgende:

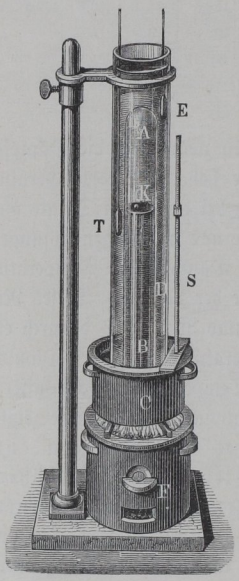
Temperatur	0	10	20	40	60	80	100	110	120	130°
Alkohol . . .	1,273	2,408	4,40	13,41	35,00	81,28	168,5	235,2	320,8	433,1 cm
Schwefeläther .	18,23	28,65	43,48	91,36	173,03	294,72	492,04	624,9	—	— „
Terpentinöl . .	0,210	0,230	0,430	1,120	2,69	6,12	13,49	18,73	25,70	34,70 „
Wasserdampf .	0,460	0,9165	1,7391	5,491	14,879	35,164	76,00	107,54	149,13	203,03 „

Die von Rudberg angestellten Versuche zeigten zwar, daß die Dämpfe, welche sich aus Salzlösungen entwickeln, trotz der höheren Siedetemperatur der letztern dieselbe Temperatur haben, welche sich bei demselben Drucke aus reinem Wasser entwickeln. Hiernach müßten alle aus wässerigen Lösungen unter atmosphärischem Druck sich entwickelnde Dämpfe die Temperatur 100° C. haben, unabhängig von dem Siedepunkte der Lösung. Dieses Resultat wurde jedoch von Regnault, Magnus und Wüllner dadurch erklärt, daß das Thermometer, welches zur Temperaturmessung der Dämpfe diente, sich mit Wasser beschlug und daher die Temperatur dieses Wassers, also 100°, nicht aber die Temperatur der sich entwickelnden Dämpfe zeigte. Vielmehr muß man annehmen, daß die sich aus Salzlösungen entwickelnden Dämpfe die Temperatur der letzteren, also eine höhere Temperatur haben, als die unter gleichem Druck aus reinem Wasser sich bildenden Dämpfe, oder mit anderen Worten, die aus Salzlösungen sich bildenden Dämpfe sind wegen ihrer höheren Temperatur in Hinsicht auf reines Wasser überhitzt. Andererseits ist gesättigter Dampf aus reinem Wasser von etwa 100° C. oder 1 Atmosphäre in Vergleich mit einer Salzlösung von gleicher Temperatur als ein übersättigter anzusehen, welcher folglich an diese Lösung Wasser und somit Wärme abgiebt. Hieraus erklärt sich die schon lange bekannt gewesene Erscheinung, daß man durch Wasserdampf von 100° C. Salzlösungen bis zu ihrem Siedepunkte, also weit über 100° C. erhitzen kann, eine Erscheinung, von welcher unlängst Honigmann zum feuerlosen Heizen von Dampfkesseln durch den in eine Aetznatronlauge geführten entweichenden Dampf der Maschinen eine so schöne Anwendung gemacht hat. Es mag hier bemerkt werden, daß diese Erscheinung keineswegs dem Clausius'schen

Grundsatze widerspricht, wonach Wärme nicht von selbst, d. h. nicht ohne eine gleichzeitige anderweite Aenderung von einem kältern zu einem wärmern Körper übergehen kann, denn man hat hier die anderweite Aenderung in der Vereinigung der in die Lösung eintretenden Dampftheilchen mit den darin befindlichen Salzatomen zu erkennen, durch deren gegenseitige Anziehung die zur Temperaturerhöhung erforderliche mechanische Arbeit erzeugt wird.

Um die Dichtigkeit verschiedener Dämpfe zu bestimmen, kann man entweder das Verfahren von Gay-Lussac oder das von Dumas in Anwendung bringen, auch haben Fairbairn und Tate über die Dichtigkeit des gesättigten und überhitzten Dampfes besondere Versuche angestellt*).

Fig. 452.



Gay-Lussac füllte ein dünnes Glaskügelchen mit Wasser und schmolz den Hals an einer Weingeistflamme zu. Durch genaues Wägen des leeren und des gefüllten Kügelchens ergab sich das Gewicht des Wassers in demselben. Diese Kugel wurde nun in eine, dem Raume nach in gleiche Theile getheilte Glasröhre AB, Fig. 452, gebracht, welche mit Quecksilber gefüllt war und in einem ebenfalls mit Quecksilber angefüllten Gefäße C stand, das durch eine Flamme erwärmt werden konnte. Die Röhre AB wurde noch mit einem Glascylinder DE umgeben und der Zwischenraum zwischen beiden mit Wasser gefüllt. Durch hinreichende Erwärmung von unten zersprengte das Wasser seine Hülle und verwandelte sich in Dampf, und nachdem durch Erhaltung einer constanten Temperatur alles Wasser in Dampf übergeführt war, wurde die Temperatur an einem Thermometer T, sowie das Volumen und die Spannung des Dampfes an einem eingetheilten Stabe S abgelesen.

Auf diesem Wege fand Gay-Lussac, daß 1 Liter Wasserdampf von 100° C. und bei 0,760 m Barometerstand 0,5895 g wog. Nun ist aber nach demselben das Gewicht von 1 Liter atmosphärischer Luft unter denselben Verhältnissen gleich 0,9454 g, daher folgt für diesen Fall das Verhältniß der

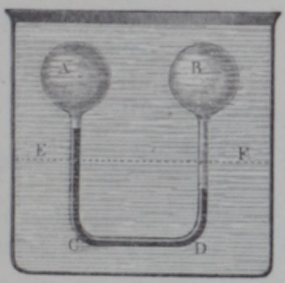
*) Siehe Useful Information for Engineers by William Fairbairn, Sec. Series, London 1860, auch Polytechn. Centralblatt, 1860.

Dichte von Wasserdampf zu derjenigen atmosphärischer Luft von gleicher Temperatur und Spannung zu

$$\frac{5895}{9454} = 0{,}6235 \text{ oder ziemlich genau } {}^{5}/_{8}.$$

Der von Fairbairn und Tate in Anwendung gebrachte Apparat bestand im Wesentlichen aus zwei zur Hälfte mit Quecksilber gefüllten communicirenden Röhren AC, BD, Fig. 453, welche sich oben in die vor dem Versuche luftleer gemachten kugelförmigen Glasgefäße A und B endigten. Wurden nun ungleiche Wassermengen in diese Gefäße gebracht, so füllten sich dieselben mit gesättigtem Wasserdampf, dessen Dichtigkeit durch Temperaturerhöhung des umhüllenden Oelbades so gesteigert werden konnte, daß sich endlich in dem einen Gefäße das ganze vorhandene Wasser in Dampf verwandelte, welcher bei weiterer Erwärmung in den überhitzten Zustand überging. Der Augenblick, in welchem dies geschieht, wird durch das Steigen des Quecksilbers in dem zugehörigen Röhrenschenkel und durch ein Sinken im andern Schenkel der communicirenden Röhren angezeigt und die Niveaudifferenz in beiden Schenkeln giebt den Ueberdruck des gesättigten Wasserdampfes in dem einen über den überhitzten Dampf in dem andern Schenkel an. Durch ein in das eine Gefäß reichendes Thermometer wurde die Temperatur und durch ein mit dem andern Gefäße communicirendes Manometer die Spannkraft des gesättigten Dampfes bestimmt.

Fig. 453.



Das von Dumas in Anwendung gebrachte Verfahren besteht darin, daß man eine hinreichende Menge der zu untersuchenden Flüssigkeit in einen Glasballon, welcher in eine feine Spitze ausgezogen ist, bringt, diesen so lange in einem Bade von Wasser, Oel, Chlorzink u. s. w. erhitzt, bis das Ausströmen des sich aus der Flüssigkeit bildenden Dampfes durch die Spitze des Ballons aufhört, und folglich die Flüssigkeit vollkommen verdampft ist, und daß man zuletzt die Spitze an der Löthrohrflamme zuschmilzt. Aus dem Gewichte G_1 dieses mit dem zu untersuchenden Dampfe angefüllten Ballons läßt sich die Dichtigkeit des Dampfes leicht berechnen, sobald man den Fassungsraum V des Ballons und das Gewicht G desselben, wenn er mit trockener atmosphärischer Luft angefüllt ist, bestimmt hat. Es ist die gesuchte Dichtigkeit des Dampfes, bei der Pressung und Temperatur im Augenblicke, wo die Spitze zugeschmolzen wird:

$$\gamma_1 = \frac{G_1 - G + V\gamma}{V},$$

wobei γ die Dichtigkeit der atmosphärischen Luft bei der Temperatur und dem Barometerstande bezeichnet, wobei die Abwägung erfolgte.

Die Dichtigkeit einiger Dämpfe im Vergleich zu der der Luft nahe über den Siedepunkten der erstern sind folgende:

Atmosphärische Luft	= 1,000,
Wasserdampf	= 0,6235,
Alkoholdampf	= 1,6138,
Schwefeläther dampf	= 2,5860,
Terpentinöldampf	= 3,0130,
Quecksilberdampf	= 6,976.

Uebrigens verhalten sich die Dichtigkeiten der Dämpfe nahe umgekehrt wie ihre latenten Wärmen.

So ist z. B. nach Brix die latente Wärme vom Wasserdampf gleich 540 und vom Alkoholdampf gleich 214, also das Verhältniß dieser latenten Wärmen zu einander gleich $\frac{540}{214} = 2{,}52$; und nach Gay-Lussac die Dichtigkeit des Alkoholdampfes gleich 1,6138 und die des Wasserdampfes gleich 0,6235, und daher das umgekehrte Verhältniß der Dichtigkeiten:

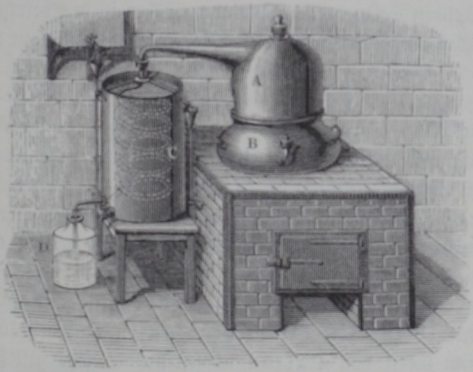
$$\frac{1{,}6138}{0{,}6235} = 2{,}58.$$

§. 241. **Condensation.** Wenn gesättigtem Dampfe von einer bestimmten Temperatur durch Abkühlung Wärme entzogen wird, so schlägt sich von demselben so viel in flüssiger Form nieder, daß die Spannung nur derjenigen gleichkommt, welche gesättigtem Dampfe von der erniedrigten Temperatur nach der Tabelle in §. 233 zukommt. Von diesem Verhalten macht man bei den Dampfmaschinen mit Condensation Gebrauch, indem man den aus dem Cylinder tretenden Dampf durch kaltes Wasser abkühlt, um seine Spannung, welche der Kolbenbewegung hindernd entgegenwirkt, zu erniedrigen. Da bei einer solchen Condensation der Dampf die in ihm vorhandene latente Wärme an das Kühlwasser abgiebt, so würde sich dessen Temperatur gar bald bis auf diejenige der eintretenden Dämpfe erhöhen, wenn man nicht für steten Ersatz des erwärmten Kühlwassers sorgte. Bei der verhältnißmäßig großen latenten Wärme des Wasserdampfes ist daher immer eine vergleichsweise beträchtliche Menge von Kühlwasser erforderlich, so daß von dessen Vorhandensein die Möglichkeit ab-

hängt, von dem Vortheile der Condensation bei Dampfmaschinen Gebrauch zu machen.

Wenn z. B. der aus einer Dampfmaschine abgehende Dampf in einen Condensator geführt wird, in welchen so viel kaltes Wasser eingespritzt wird, daß die Temperatur des Gemisches auf 40° C. ermäßigt wird, so sind über dem Gemisch gesättigte Dämpfe von dieser Temperatur also nach der Tabelle in §. 233 von der Spannung gleich 54,9 mm = 0,072 Atmosphäre vorhanden und man hat daher den Gegendruck auf die Kolbenfläche auf diesen Betrag reducirt, während bei einer Maschine, deren Dampf in die Atmosphäre frei auspufft, der Gegendruck gleich 1 Atmosphäre ist. Ueber die

Fig. 454.



besondere Einrichtung des Condensators, sowie über die Menge des erforderlichen Einspritzwassers wird bei den Dampfmaschinen das Nähere angegeben werden.

Man kann die Condensation anstatt durch Einspritzung von Kühlwasser auch dadurch herbeiführen, daß man die Wandungen des den Dampf enthaltenden Gefäßes von außen abkühlt. Diese Methode, welche immer befolgt werden muß, sobald eine Vermischung des niedergeschlagenen Dampfes mit dem Kühlwasser nicht statthaft ist, findet ihre Anwendung in der Technik zur Destillation verschiedener Flüssigkeiten, sowie bei den Oberflächencondensatoren der Seedampfer, für welche es von Wichtigkeit ist, das niedergeschlagene Condensationswasser in reinem Zustande zu erhalten, um es immer wieder dem Kessel von Neuem als Speisewasser zuzuführen. Von der Anordnung eines einfachen Destillationsapparates giebt Fig. 454 eine Anschauung. Der in der Blase oder Retorte B enthaltenen Flüssigkeit wird durch eine Feuerung Wärme zugeführt, so daß die leichter

flüchtigen Theile der Flüssigkeit verdampfen, während die nicht oder erst bei höherer Temperatur verdampfenden Theile in B zurückbleiben. Die sich bildenden Dämpfe werden von dem Helme A aufgenommen, um durch das schlangenförmig gewundene Rohr C zu treten, welches durch stets sich erneuerndes Kühlwasser auf einer niedrigen Temperatur erhalten wird. In Folge hiervon schlagen sich die Dämpfe in der Kühlschlange C nieder und fließen in den Auffangebehälter D ab. Auf diese Weise destillirt man auch Brunnen- oder Flußwasser, um es von den darin aufgelösten Salzen, wie z. B. kohlensaurem Kalk, Gyps ꝛc. zu befreien.

Wird die Destillation einer andern Flüssigkeit als Wasser, z. B. des Alkohols, vorgenommen, so ist die Spannung im Innern des Apparates natürlich diejenige, welche den gesättigten Dämpfen dieser Flüssigkeit, also des Alkohols, bei der herrschenden Temperatur zukommt, worüber in den betreffenden Lehrbüchern der Physik und in sonstigen Specialwerken die näheren Angaben zu finden sind.

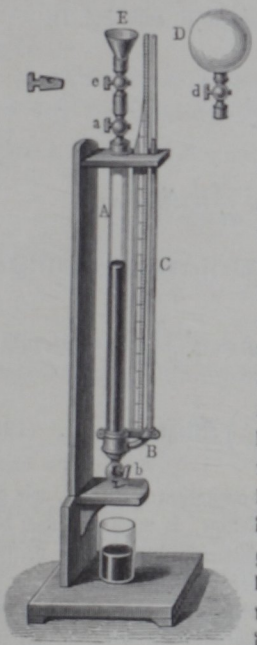
§. 242. **Gas- und Dampfgemenge.** Wenn zwei gasförmige Flüssigkeiten, welche keine chemische Wirkung auf einander ausüben, in einem und demselben Gefäße eingeschlossen werden, so lagern sich dieselben nicht, wie die wasserförmigen Körper, nach ihren specifischen Gewichten über einander, sondern es verbreiten sich beide gleichmäßig über den ganzen Gefäßraum, und es ist hierbei die Expansivkraft des Gasgemenges gleich der Summe der Spannungen, welche jedes einzelne Gas haben würde, wenn es für sich allein den ganzen Raum einnähme.

Außer diesem zuerst von Dalton aufgestellten Gesetze gilt für Dämpfe auch noch folgendes: Wenn in einen mit Gas erfüllten Raum eine Flüssigkeit gebracht wird, so verwandelt sich von derselben so viel in Dampf, als wenn derselbe Raum luftleer wäre.

Man kann sich von der Richtigkeit dieser beiden Gesetze durch folgenden Versuch überzeugen. Die Glasröhre AB, Fig. 455, communicirt unten mit einer engern Glasröhre BC und ist an beiden Enden mit Hähnen a und b versehen. Oeffnet man den Hahn a und verschließt den Hahn b, so kann man den Apparat durch Zugießen von oben mit Quecksilber anfüllen. Ist dies geschehen, so verschließt man a und öffnet b so lange, bis so viel Quecksilber abgeflossen ist, daß über dem in der Röhre AB zurückgebliebenen Quecksilber ein leerer Raum sichtbar wird. Verschließt man nun auch b, so kann man an einer zwischen beiden Röhren befindlichen Scala, wie an einem Heberbarometer, den den Druck der äußern Luft messenden Niveauabstand h_1 zwischen beiden Quecksilbersäulen in AB und CB ablesen. Hierauf schraubt man über dem Hahne a einen mit trockener Luft angefüllten und durch einen Hahn d verschließbaren Ballon D an und öffnet

alle drei Hähne a, b und d, so daß sich die in D eingeschlossene Luft in dem obern Ende der Röhre AB ausbreiten kann. Ist nun auf diese Weise das Quecksilber in AB um eine gewisse Höhe gesunken, so verschließt man b und liest den Niveauabstand h_2 zwischen beiden Quecksilbersäulen in AB und CB von Neuem ab. Die Spannung der in D und A eingeschlossenen Luft ist die Differenz $x = h_1 - h_2$ zwischen dem ersten und dem letzten Niveauabstande.

Fig. 455.



Nachher verschließt man den Hahn a, schraubt statt des Ballons D einen durch einen engen Hahn e verschließbaren Trichter E auf, in welchen man Wasser oder diejenige Flüssigkeit gießt, deren Dämpfe in Untersuchung gezogen werden sollen, und führt nun durch ruckweise Eröffnung des Hahnes e die Flüssigkeit tropfenweise in die Röhre AB. So lange die sich aus dieser Flüssigkeit bildenden Dämpfe das Quecksilber in AB noch tiefer herabdrücken, so lange läßt man auch noch neue Flüssigkeit zutröpfeln; wenn aber dieses Sinken aufhört, so hat sich die Luft vollkommen mit den Dämpfen der eingeführten Flüssigkeit gesättigt. Man gießt nun durch CB so viel Quecksilber zu, bis die Oberfläche des Quecksilbers in AB wieder den vorigen Stand einnimmt, und liest den Niveauabstand h_3 zwischen beiden Quecksilbersäulen zum dritten Male ab. Die Spannung der in A eingeschlossenen und mit gesättigten Dämpfen erfüllten Luft ist wieder die Differenz $y = h_1 - h_3$ zwischen dem ersten und dem letzten Niveauabstande, und folglich auch

$$y = x + (h_2 - h_3),$$

also um $h_2 - h_3$ größer als die Spannung x der trockenen Luft. Da sich endlich ergiebt, daß $h_2 - h_3$ nahe gleich ist der Spannung des gesättigten Dampfes bei der Temperatur während des Versuches, so ist dadurch die angenäherte Richtigkeit des Dalton'schen Gesetzes nachgewiesen.

Feuchte Luft. Die freie Luft enthält gewöhnlich eine kleinere oder §. 243.
größere Menge Wasserdampf, und es bildet die Bestimmung derselben den

Gegenstand der Hygrometrie. Ist die Luft mit Wasserdampf gesättigt, so wird die Dichtigkeit γ aus der Temperatur t und Spannung p derselben wie folgt bestimmt. Mittelst der Temperatur t bestimmt sich zunächst aus der Tabelle in §. 233 die Spannung p_1 des Dampfes in der Luft und hieraus durch Subtraction auch die Spannung $p_2 = p - p_1$ der trockenen Luft. Nun ist aber das Gewicht von 1 cbm des Dampfes (s. auch Thl. I):

$$\gamma_1 = {}^5/_8 \frac{1{,}3\, p_1}{1 + \alpha t},$$

und das von 1 cbm trockener Luft:

$$\gamma_2 = \frac{1{,}3\, p_2}{1 + \alpha t} = \frac{1{,}3\, (p - p_1)}{1 + \alpha t} \text{ Kilogramm},$$

daher folgt das Gewicht 1 cbm der mit Wasserdampf gesättigten Luft:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = \frac{1{,}3}{1 + \alpha t}(p - p_1 + {}^5/_8 p_1) = \frac{1{,}3}{1 + \alpha t}(p - {}^3/_8 p_1),$$

d. i.:

$$\gamma = \frac{1{,}3\, p}{1 + \alpha t}\left(1 - {}^3/_8 \frac{p_1}{p}\right) \text{ Kilogramm} \quad . \quad . \quad (122)$$

wobei man die Spannung p in Atmosphären anzugeben hat. Ist, wie gewöhnlich, die Luft nicht mit Wasserdampf gesättigt, so muß man noch den Feuchtigkeitsgrad der Luft in diese Formel einführen. Man versteht unter demselben das Verhältniß ψ zwischen der wirklichen Dampfmenge in der Luft zu derjenigen Dampfmenge, welche dieselbe im Sättigungszustande enthält. Ist folglich γ_1 die Dichtigkeit des gesättigten Dampfes, so läßt sich die Dichtigkeit des ungesättigten Dampfes gleich $\psi\gamma_1$ setzen, und ist ebenso p_1 die Spannung des Dampfes im ersten Zustande, so hat man, wenn man hierfür das Mariotte'sche Gesetz als gültig betrachtet, demselben zufolge die Spannung des Dampfes im ungesättigten Zustande gleich ψp_1. Dies vorausgesetzt, hat man folglich die Dichtigkeit der feuchten Luft bei dem Feuchtigkeitsgrade ψ und der Spannung p:

$$\gamma = \gamma_1 + \gamma_2 = {}^5/_8 \frac{1{,}3\, \psi p_1}{1 + \alpha t} + \frac{1{,}3\, (p - \psi p_1)}{1 + \alpha t}$$

$$= \frac{1{,}3\, p}{1 + \alpha t}\left(1 - {}^3/_8 \frac{\psi p_1}{p}\right).$$

Da ${}^3/_8 \psi \frac{p_1}{p}$ meist nur ein kleiner Bruch ist, so kann man auch

$$\gamma = \frac{1{,}3\,p}{(1+\alpha t)\left(1+{}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{p}\right)} = \frac{1{,}3\,p}{1+\alpha t+{}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{p}}$$

$$= \frac{1{,}3\,p}{1+\left(\alpha+{}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{pt}\right)t} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (123)$$

setzen.

Im Mittel ist der Feuchtigkeitsgrad der freien Luft $\psi = {}^1/_2$; nehmen wir noch die Temperatur derselben $t = 10^0$ an und setzen hiernach $\frac{p_1}{p} = 0{,}012$, so erhalten wir:

$${}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{pt} = {}^3/_8 \cdot {}^1/_2 \cdot \frac{0{,}012}{10} = 0{,}00023,$$

folglich

$$\alpha + {}^3/_8\,\psi\,\frac{p_1}{pt} = 0{,}00367 + 0{,}00023 = 0{,}0039,$$

wofür wir einfacher 0,004 setzen können, so daß nun die Dichtigkeit der freien Luft im mittlern Feuchtigkeitszustande

$$\gamma = \frac{1{,}3\,p}{1+0{,}004\,t} \text{ Kilogramm} \quad \ldots\ldots \quad (123^a)$$

gesetzt werden kann.

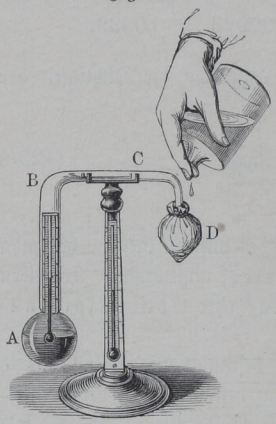
Hygrometer. Um den Feuchtigkeitsgrad der Luft zu messen, hat man verschiedene Hülfsmittel, sogenannte Hygrometer, angewendet. Dieselben sind entweder chemische, oder Absorptions- oder Condensationshygrometer. §. 244.

Läßt man die Luft, deren Feuchtigkeitsgrad bestimmt werden soll, durch ein Rohr strömen, in welchem sich eine Substanz befindet, wozu der Wasserdampf eine große Verwandtschaft hat, wie z. B. Chlorcalcium, so absorbirt dieselbe den in der Luft enthaltenen Wasserdampf, und die Luft tritt völlig getrocknet aus dem Rohre heraus. Wiegt man den absorbirenden Körper vor und nach seiner Verwendung, so giebt die Differenz der gefundenen Gewichte das Gewicht des eingesaugten Wassers an, und dividirt man dasselbe durch das Volumen der durch das Rohr geleiteten Luft, so erhält man dadurch den Wassergehalt pr. Raumeinheit in Gewicht ausgedrückt. Zur Erzeugung des Luftstromes dient ein sogenannter Aspirator, d. i. ein oben verschlossenes Ausflußreservoir. Wenn man das mit Chlorcalciumstücken angefüllte Rohr oben in den vorher mit Wasser angefüllten Aspirator einmünden läßt, so strömt durch das Rohr gerade so viel Luft in den Aspirator als nöthig ist, um den Raum auszufüllen, welchen das abfließende Wasser frei läßt.

Einfacher, jedoch weit weniger genau sind die Absorptionshygrometer, welche sich darauf gründen, daß sich gewisse organische Substanzen in der Nässe ausdehnen und im Trocknen zusammenziehen. Es gehört hierher vorzüglich das Haarhygrometer von Sauſſure. Das hierzu verwendete und vom Fett gereinigte Haar ist an einem Ende befestigt, und mit dem andern Ende um eine mit einem Zeiger und einem kleinen Gegengewichte versehene Leitrolle gelegt; es bewegt sich nun die Rolle sammt dem Zeiger nach der einen oder nach der andern Seite, je nachdem sich das Haar ausdehnt oder zusammenzieht, je nachdem also der Feuchtigkeitsgrad der Luft ein größerer oder kleinerer wird.

Mittelst der Condensationshygrometer bestimmt man den Feuchtigkeitsgrad der Luft dadurch, daß man in derselben einen Körper allmälig erkältet und nun beobachtet, bei welcher Temperatur desselben sich der Dampf aus der Luft als Thau an diesem Körper niederschlägt. Da mit dem Erscheinen des Thaues der Sättigungszustand des Dampfes eingetreten ist, so kann man nun aus der Temperatur des Körpers aus der Tabelle in §. 233 sowohl die entsprechende Expansivkraft, als auch die Dichtigkeit des Wasserdampfes in der Luft bestimmen, und vergleicht man die letztere mit derjenigen, welche der Temperatur der Luft im Sättigungszustande entspricht, so drückt das sich ergebende Verhältniß den Feuchtigkeitsgrad der Luft aus. Wäre z. B. die Temperatur der Luft $t = 20^0$ und dagegen die des Körpers, bei welcher der Niederschlag von Wasser auf demselben erscheint, $t_1 = 5^0$, so hätte man, da der Temperatur $t = 20^0$ die Expansivkraft $p = 1{,}7391$ cm, und der Temperatur $t = 5^0$ die Expansivkraft $p_1 = 0{,}6534$ cm entspricht, den Feuchtigkeitsgrad der Luft:

Fig. 456.



$$\psi = \frac{6534}{17391} = 0{,}376.$$

Bei dem Daniell'schen Hygrometer $ABCD$, Fig. 456, besteht der Körper A, an welchem sich der Dampf aus der Luft niederschlägt, in einer mit glänzendem Gold oder Platin überzogenen Glaskugel A, welche zu zwei Drittel mit Schwefeläther angefüllt ist und die Kugel eines Thermometers enthält, woran die Temperatur im Augenblicke der Thaubildung abzulesen ist. Diese Kugel steht durch eine gebogene Röhre CB mit einer

andern Glaskugel D in Verbindung, und es ist der ganze Apparat luftleer herzustellen. Um nun die erforderliche Erkältung der ersten Kugel hervorzubringen, hat man nur nöthig, auf die zu diesem Zwecke mit einem Musselin- oder Leinwandläppchen umgebene Kugel D Schwefeläther tröpfeln zu lassen. Die Verdampfung dieses Aethers erzeugt dann eine Abkühlung in D, wodurch eine Verminderung der Spannung des Aetherdampfes im ganzen Apparate entsteht und womit nicht allein das Niederschlagen dieses Dampfes in D, sondern auch die Bildung neuer Aetherdämpfe und die Abkühlung des zurückbleibenden Aethers in A verbunden ist.

In der Hauptsache beruht sowohl das Hygrometer von Regnault als auch das Psychrometer von August auf demselben Principe.

§. 245. **Strahlende Wärme.** Die Wärme eines Körpers theilt sich anderen Körpern entweder durch Ausstrahlung oder durch Berührung mit, und man nennt die auf die erste Art mitgetheilte Wärme die strahlende Wärme. Der wesentliche Unterschied zwischen beiden Arten der Wärmeausbreitung besteht darin, daß die strahlende Wärme durch den leeren Raum, durch Luft, Wasser und andere Körper hindurch und in einen dritten Körper übergeht, ohne eine Spur in jenen zurückzulassen, während bei der Mittheilung durch Berührung erst der Zwischenkörper erwärmt und von diesem die Wärme auf einen dritten Körper übertragen wird.

Die Ausstrahlung der Wärme erfolgt nach demselben Gesetze, wie die Ausstrahlung des Lichtes. Namentlich pflanzt sich die Wärme, wie das Licht, in geraden Linien, welche man Wärmestrahlen nennt, fort. Auch steht die strahlende Wärme im umgekehrten Verhältnisse des Quadrates der Entfernung, dergestalt, daß von einer und derselben Wärmequelle der doppelt, dreifach entfernte Körper u. s. w. nur ein Viertel, ein Neuntel der Wärme u. s. w. erhält, welche derselbe Körper in der einfachen Entfernung empfängt. Ferner wächst auch die Intensität der strahlenden Wärme wie der Sinus des Winkels, welchen der Wärmestrahl mit der die Wärme ausstrahlenden Fläche einschließt.

Der Körper A, Fig. 457 (a. f. S.), wird z. B. durch den Wärme ausstrahlenden Ofen DEF viermal so stark erwärmt als der Körper B, welcher doppelt so weit als A vom Ofen entfernt ist, und der Körper B nimmt wieder doppelt so viel strahlende Wärme auf als der in gleicher Entfernung befindliche Körper C, wenn die mittlere Richtung der zu C gelangenden Wärmestrahlen mit der strahlenden Fläche DE einen Winkel COE von 30^0 einschließt, dessen Sinus gleich $1/2$ ist.

Ebenso werden die Wärmestrahlen genau nach demselben Gesetze reflectirt wie die Lichtstrahlen; es ist auch hier der Reflexionswinkel dem Ein-

fallswinkel gleich. Die auf einen Kugelspiegel AMB, Fig. 458, fallenden Wärmestrahlen KP, KQ u. s. w. werden deshalb von demselben in solchen Richtungen PL, QL u. s. w. zurückgeworfen, daß der Reflexionswinkel CPL gleich dem Einfallswinkel CPK, ebenso der Reflexionswinkel CQL gleich dem Einfallswinkel CQK u. s. w. ist, und es concentriren sich deshalb auch sämmtliche der Mitte M des Spiegels nahe einfallenden Wärmestrahlen beinahe in demselben Punkte L.

Endlich finden auch in Ansehung der Brechung oder Ablenkung bei den Wärmestrahlen, wenn dieselben aus einem Körper in einen andern übergehen, nahe dieselben Verhältnisse statt, wie bei den Lichtstrahlen.

Das Vermögen der Körper, die Wärme auszustrahlen, hängt von der Temperatur des Körpers und von der Größe und Beschaffenheit seiner

Fig. 457.

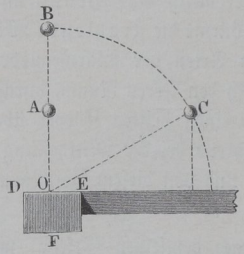
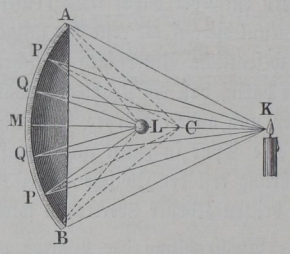


Fig. 458.



Oberfläche ab. Im Allgemeinen strahlen die Oberflächen sehr dichter Körper weniger Wärme aus als die Oberflächen weniger dichter Körper, vorzüglich haben aber rauhe Oberflächen ein größeres Ausstrahlungsvermögen als glatt polirte Oberflächen. Nach den Versuchen von Melloni ist, wenn man das Wärmeausstrahlungsvermögen einer mit Kienruß überzogenen Fläche durch 100 ausdrückt, das einer Bleiweißoberfläche ebenfalls 100, das einer mit schwarzer Tusche überstrichenen Oberfläche aber gleich 85, das einer Gummilackoberfläche gleich 72 und das einer Metallfläche nur 12; übrigens hängt aber auch dieses Vermögen noch etwas von der Dicke der Schicht ab, welche die Oberfläche des Körpers bildet.

Das Wärmeabsorptionsvermögen der Körper oder das Vermögen der Körper, strahlende Wärme in sich aufzunehmen, ist bei verschiedenen Körpern verschieden und verhält sich genau so wie das Ausstrahlungsvermögen; geschwärzte und rauhe Körper nehmen daher auch die Wärme leichter in sich auf als Körper mit glatten oder polirten Oberflächen.

Das Vermögen der Körper, die Wärmestrahlen zurückzuwerfen, oder das sogenannte Reflexionsvermögen, ist das Complement des Ausstrahlungs- oder Absorptionsvermögens; je mehr ein Körper Wärmestrahlen in sich auf-

nimmt, desto weniger wird er natürlich zurückwerfen; aus diesem Grunde werfen die mit Ruß überzogenen Flächen fast gar keine Wärme zurück; während polirte Metallflächen die meiste Wärme reflectiren. Uebrigens werden nicht alle Wärmestrahlen regelmäßig nach dem oben angeführten Gesetze, sondern es wird auch ein Theil unregelmäßig nach allen Seiten hin zurückgeworfen, oder, wie man sagt, es findet in der Nähe der Oberfläche der meisten Körper auch eine Diffusion der Wärmestrahlen statt. Setzt man, nach Leslie, das Reflexionsvermögen des polirten Messings gleich 100, so ist dasselbe für Silber gleich 90, für Stahl gleich 70, für Glas gleich 10, für eine mit Ruß überzogene Fläche aber gleich 0.

Sehr verschieden ist endlich noch das Dimissions- oder Durchstrahlungsvermögen verschiedener Körper. Manche Körper halten die Wärmestrahlen auf und lassen gar keine durch, andere hingegen lassen die Wärmestrahlen durch wie die durchsichtigen Körper die Lichtstrahlen; jene nennt man athermane, diese diathermane Körper. Die Luft ist ein diathermaner Körper, nächstdem ist das Steinsalz ein sehr diathermaner Körper; übrigens sind nicht nur die durchsichtigen, sondern auch manche undurchsichtige Körper, wie z. B. schwarzes Glas, Glimmer u. s. w., diatherman. Auch hängt die Stärke der Durchstrahlung noch von der Art der Wärmequelle ab, und es scheint nur das Steinsalz eine Ausnahme hiervon zu machen. Endlich lassen natürlich dünnere Mittel (Platten) mehr Wärmestrahlen durch als dicke, welche um so mehr Wärme verschlucken, je dicker sie sind.

Anmerkung. Um sich genauer über die letzteren Wärmeverhältnisse, namentlich aber über die Untersuchungen Melloni's zu unterrichten, muß man in den Werken über Physik, z. B. in den Lehrbüchern von Müller, Mousson, Wüllner u. s. w. nachlesen. S. auch „die Wärmemeßkunst" von C. Schinz. Ueber die Forschungen von Provostaye und Desains wird in den Annal. de chim. et de phys. T. XXX, 1850, gehandelt.

Wärmeleitung. Die Ausbreitung der Wärme in einem und demselben Körper, sowie die Mittheilung der Wärme durch Berührung, bezeichnet man mit dem Namen der Wärmeleitung. Die Leichtigkeit oder Schnelligkeit dieser Mittheilungsart der Wärme ist bei verschiedenen Körpern sehr verschieden; manche Körper haben ein großes Wärmeleitungsvermögen und andere ein kleines; in jenen verbreitet sich die Wärme sehr schnell, in diesen aber sehr langsam; man nennt daher auch jene gute Wärmeleiter, diese aber schlechte Wärmeleiter. Gute Wärmeleiter sind die Metalle, jedoch manche mehr, manche weniger; schlechte Wärmeleiter hingegen sind das Holz, Stroh, Bettfedern, Seide, Wolle, Haare, Kohle, Asche u. s. w., überhaupt aber die lockeren Körper. Durch Zertheilung, Pulverisiren u. s. w. §. 246.

werden gute Wärmeleiter in schlechte und letztere in noch schlechtere umgeändert.

Nach Despretz's Beobachtungen an Stäben, welche an einem Ende erhitzt wurden, ist, wenn die durch die Differenz der Temperaturen an den beiden Enden der Stäbe gemessene Leitungsfähigkeit des Goldes gleich 1000 angenommen wird, die von Platin gleich 981, von Silber gleich 973, von Kupfer gleich 898, von Eisen gleich 374, von Zink gleich 363, von Zinn gleich 303 und von Blei gleich 180. Die Leitungsfähigkeit von Marmor setzt man gewöhnlich gleich 23 und die von gebrannten Steinen nur 12, wiewohl mit weniger Sicherheit.

Hiervon weichen die von Wiedemann und Franz gefundenen Resultate bedeutend ab (s. Poggendorff's Annalen der Physik, Bd. 89).

Ist hiernach die Leitungsfähigkeit des Silbers gleich 100, so hat man sie

für Kupfer	73,6	für Stahl	11,6
„ Gold	53,2	„ Blei	8,5
„ Zink	19,0	„ Platin	8,4
„ Zinn	14,5	„ Metall von Rose . .	2,8
„ Eisen	11,9	„ Wismuth	1,8

Die Flüssigkeiten sind zwar schlechte Wärmeleiter, sie nehmen aber die Wärme schnell auf, weil sie durch die hierbei eintretende ungleichmäßige Ausdehnung in Bewegung gerathen und dabei die weniger warmen Theile der Erwärmungsquelle näher geführt werden. Um sich von dem schlechten Wärmeleitungsvermögen der Flüssigkeiten zu überzeugen, entzündet man eine auf die Flüssigkeit gegossene dünne Schicht Schwefeläther und beobachtet den Stand eines wenig unter dieser Schicht in die Flüssigkeit eingehaltenen Thermometers. Nach Despretz, der eine Wassersäule durch wiederholtes Zutreten von heißem Wasser gleichmäßig zu erwärmen suchte, ist das Leitungsvermögen des Wassers nur 9 bis 10, wenn das von Gold gleich 1000 gesetzt wird.

Die Luft und die Gase überhaupt sind jedenfalls schlechte Wärmeleiter, doch läßt sich das Leitungsvermögen derselben durch Thermometer wegen ihrer Strömungen und wegen ihrer größern Wärmestrahlung nicht mit Sicherheit beobachten. Das schlechte Wärmeleitungsvermögen derselben macht sich aber dadurch bemerkbar, daß Körper, welche von allen Seiten mit Luftschichten umgeben sind, sehr langsam erwärmt oder abgekühlt werden.

§. 247. **Abkühlung.** Sehr verschieden ist endlich die Geschwindigkeit, mit welcher heiße Körper ihre Wärme absetzen oder sich abkühlen. Ist ein heißer Körper von einem festen Körper umgeben, so erfolgt die Abkühlung desselben vorzüglich nur durch das Leitungsvermögen des letztern, ist aber die

Umgebung des heißen Körpers eine tropfbare Flüssigkeit, so erfolgt das Abkühlen theils durch Wärmeleitung, theils und vorzüglich durch die innere Bewegung der Flüssigkeit; ist ferner der heiße Körper von einer elastischen Flüssigkeit umgeben, so hängt die Schnelligkeit zugleich auch noch von der Wärmestrahlung ab, und befindet er sich endlich im luftleeren Raume, so ist es nur die Ausstrahlung, welche dem Körper die Wärme entzieht. Im Allgemeinen läßt sich behaupten, daß die Abkühlung von der Temperaturdifferenz und von der Art und Größe der Oberfläche des wärmegebenden Körpers abhängt; es läßt sich annehmen, daß der Wärmeverlust der Oberfläche und, bei mäßigem Temperaturüberschusse, auch diesem proportional sei. Durch die späteren Untersuchungen von Dulong und Petit ist jedoch gezeigt worden, daß das erstere, zuerst von Newton aufgestellte Gesetz allgemein und zumal bei größeren Temperaturdifferenzen nicht gültig ist. Die Gesetze der Abkühlung sind sehr verwickelt; Dulong und Petit haben dieselben für heiße Körper im luftleeren und lufterfüllten Raume zu ermitteln gesucht, indem sie vorher erhitzte große Quecksilberthermometer in einen Kupferballon einhingen, der von außen mit Wasser von einer bestimmten Temperatur umgeben war und nun das Sinken dieser Thermometer beobachteten. Folgende Tabelle enthält die Hauptergebnisse dieser Beobachtungen.

Temperaturüberschuß	Bloße Thermometerkugel			Ueberfilberte Thermometerkugel		Mit Ruß überzogene Thermometerkugel	
	Vollständige Abkühlung	Abkühlung durch Strahlung	Abkühlung durch Berührung	Vollständige Abkühlung	Abkühlung durch Strahlung	Vollständige Abkühlung	Abkühlung durch Strahlung
260°	24,42°	16,32°	8,10°	10,96°	2,86°	32,02°	23,92°
240	21,12	13,71	7,41	9,82	2,41	27,48	20,07
220	17,92	11,31	6,61	8,59	1,98	23,10	16,49
200	15,30	9,38	5,92	7,57	1,65	19,66	13,74
180	13,04	7,85	5,19	6,57	1,38	16,28	11,09
160	10,70	6,20	4,50	5,59	1,09	13,57	9,07
140	8,75	5,02	3,73	4,61	0,88	11,06	7,33
120	6,82	3,71	3,11	3,80	0,69	8,85	5,74
100	5,56	3,03	2,53	3,06	0,53	6,94	4,41
80	4,15	2,22	1,93	2,32	0,39	5,17	3,24
60	2,86	1,53	1,33	1,60	0,27	3,67	2,24
40	1,74	0,95	0,79	0,96	0,17	2,20	1,41
20	0,77	0,43	0,34	0,42	0,08	1,00	0,66
10	0,37	0,22	0,15	0,19	0,04	0,48	0,33

Man ersieht aus dieser Tabelle, welche die in Thermometergraden ausgedrückten Abkühlungen pr. Minute angiebt, daß die Beobachtungen dem oben ausgesprochenen Gesetze von Newton nicht entsprechen, denn die zweite Columne der Tabelle giebt uns für die Differenzen:

$$40,\ 80,\ 120,\ 160,\ 200,\ 240^0$$

zwischen der Temperatur des der Abkühlung ausgesetzten Thermometers, und der der äußern Wasserhülle, die Abkühlung pr. Minute:

$$1{,}74,\ 4{,}15,\ 6{,}82,\ 10{,}70,\ 15{,}30,\ 21{,}12^0,$$

müßte aber nach Newton geben:

$$1{,}74,\ 3{,}48,\ 5{,}22,\ 6{,}96,\ 8{,}70,\ 10{,}44^0.$$

Nur bei kleinen Temperaturüberschüssen von höchstens 40^0 läßt sich annähernd setzen, daß die Abkühlungsgeschwindigkeit dem Temperaturüberschusse proportional sei.

Die Vergleichung der Zahlenwerthe in den verschiedenen Verticalcolumnen der Tabelle a. v. S. unter einander führt deutlich vor Augen, daß bei einer glänzenden Metallfläche die Abkühlung durch Strahlung klein ist gegen die Abkühlung durch Berührung, daß dagegen bei der mit Ruß überzogenen Fläche die Abkühlung durch Strahlung den größten Theil von der ganzen Abkühlung ausmacht. Die in der vierten Columne der Tabelle aufgeführten Werthe der Abkühlung durch Berührung sind durch Subtraction der in der zweiten und dritten Columne, entweder bei lufterfülltem oder bei luftleerem Ballon beobachteten Werthe gefunden worden und gelten natürlich für alle Arten von Oberflächen. Uebrigens hängt die Abkühlungsgeschwindigkeit noch von der Größe der Oberfläche des der Abkühlung ausgesetzten Körpers ab. Die Abkühlung eines Körpers ist sehr gut mit dem Ausflusse des Wassers aus einem Gefäße zu vergleichen; was hier die Druckhöhe ist, ist dort die Temperaturdifferenz, und die Stelle der Ausflußöffnung vertritt dort die Abkühlungsfläche. Sowie man Ausfluß unter constantem und Ausfluß unter abnehmendem Drucke unterscheidet, ebenso hat man Abkühlung bei constanter und Abkühlung bei abnehmender Temperatur zu unterscheiden. Sowie beim Leeren eines prismatischen Ausflußgefäßes die Ausflußzeit dem Volumen direct und der Ausmündung umgekehrt proportional wächst, ebenso verhält sich die Abkühlungszeit direct wie die sich abkühlende Masse und umgekehrt wie ihre Oberfläche. Hiermit stimmen auch die Beobachtungen von Dulong und Petit überein, welchen zufolge die Abkühlungszeiten den Durchmessern der Thermometerkugeln proportional sind.

Nach den Untersuchungen von Dulong und Petit ist die Geschwindigkeit der Abkühlung durch *Ausstrahlung oder im luftleeren Raume*, d. i. die Temperaturverminderung in Graden Celsius während einer Zeiteinheit, bestimmbar durch die Formel

$$v_1 = \mu_1 a^t (a^d - 1) \ldots\ldots (124)$$

in welcher μ_1 und a constante Erfahrungszahlen, t die Temperatur der Umgebung und d den Temperaturüberschuß ausdrücken. Die Constante a hängt nur von der Eintheilung des Thermometers ab; sie ist für die Centesimaleintheilung $= 1{,}0077$ und für die Réaumur'sche Eintheilung $(1{,}0077)^{5/4} = 10096$, μ_1 aber hängt von dem Ausstrahlungsvermögen und von der Größe der Abkühlungsfläche ab. Das von $\mu a^t . a^d = \mu a^{t+d}$ abzuziehende Glied μa^t mißt die rückstrahlende Wärme, herrührend von der Oberfläche des allerdings geschwärzten Kupferballons, und würde ganz wegfallen, wenn die Abkühlung in einem unbegrenzten Raume stattfände. Für die der Berührung der Luft entsprechende Abkühlungsgeschwindigkeit ist hingegen

$$v_2 = np^c d^{1{,}233} = \mu_2 d^{1{,}233} \ldots\ldots (125)$$

zu setzen, und es bezeichnet in $\mu_2 = np^c$, n eine von der Größe der Abkühlungsfläche und von der Natur des Abkühlungsmittels, c eine nur von letzterm abhängige Constante (für Luft $c = 0{,}45$), p aber die Spannkraft dieses Mittels und d, wie vorher, den Temperaturüberschuß. Hiernach ist also für die vollständige Abkühlungsgeschwindigkeit zu setzen:

$$v = v_1 + v_2 = \mu_1 a^t (a^d - 1) + \mu_2 d^{1{,}233} \ldots (126)$$

Die Potenzen $a^d = (1{,}0077)^d$ und $d^{0{,}233}$ lassen sich für die gewöhnlichen Fälle mittelst der folgenden Tabelle bestimmen.

Temperaturüberschuß d Grad	Potenz $1{,}0077^d$	Potenz $d^{0{,}233}$	Temperaturüberschuß d Grad	Potenz $1{,}0077^d$	Potenz $d^{0{,}233}$
10	1,080	1,710	110	2,325	2,990
20	1,165	2,010	120	2,510	3,051
30	1,259	2,209	130	2,711	3,108
40	1,359	2,362	140	2,927	3,163
50	1,467	2,488	150	3,160	3,214
60	1,584	2,596	160	3,412	3,263
70	1,711	2,691	170	3,684	3,309
80	1,847	2,776	180	3,978	3,353
90	1,994	2,853	190	4,295	3,396
100	2,153	2,924	200	4,637	3,437

Wärmeverlust durch Abkühlung. Nach dem in den §§. 245 bis 247 Gesagten verbreitet sich die Wärme von warmen Körpern entweder §. 248.

durch Strahlung oder durch Leitung, und es wurden daselbst auch Angaben gemacht über die Abkühlungsgeschwindigkeit von Thermometerkugeln, d. h. über die Größe der Temperaturermäßigung derselben in der Zeiteinheit, wie sie aus den Versuchen von Dulong und Petit sich ergeben haben. Von großer praktischer Wichtigkeit ist es nun, auch die Wärmemengen zu beurtheilen, welche von warmen Körpern an ihre Umgebung abgegeben werden, da hiervon nicht allein die Wärmeverluste abhängen, sondern diese Frage überhaupt von Bedeutung ist für die Beurtheilung der Transmission der Wärme bei Erhitzungsapparaten und Dampfkesseln. Die vorzüglichsten Arbeiten in dieser Beziehung rühren von Péclet*) her.

Nach demselben setzt sich die von einer gewissen Oberfläche F, welche einer constanten Temperatur ausgesetzt ist, ausgehende Wärmemenge W aus zwei Theilen zusammen, von der eine S der Wärmestrahlung, der andere B der Leitung der Wärme an die berührenden Theilchen der umgebenden Atmosphäre zuzuschreiben ist, so daß man zu setzen hat

$$W = S + B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (127)$$

Für diese beiden Wärmemengen, welche der Kürze wegen als Wärmestrahlung und Wärmeleitung bezeichnet werden mögen, giebt Péclet auf Grund seiner ausgedehnten Versuche empirische Formeln, welche der Hauptsache nach hier angeführt werden sollen.

Hiernach ist die durch Strahlung von der Oberfläche eines Körpers ausgehende Wärme proportional mit der Größe dieser Fläche, dagegen unabhängig von der Form dieses Körpers. Ebenso hängt diese Wärme von der Natur des Körpers, d. h. von der Art seiner Oberfläche und von dem Ueberschusse seiner Temperatur über diejenige der Umgebung, sowie auch von der Temperatur der letztern selbst ab. Wenn diese letztere Temperatur t^0 C. und der erwähnte Ueberschuß d^0 C. beträgt, so erhält man die in einer Stunde ausstrahlende Wärmemenge in Wärmeeinheiten für jeden Quadratmeter Oberfläche durch

$$S = 124{,}72\, K a^t\, (a^d - 1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (128)$$

worin a die constante Zahl 1,0077 und K einen von der Art des ausstrahlenden Körpers abhängigen Coefficienten bedeutet. Die folgende Tabelle enthält eine Zusammenstellung der von Péclet für verschiedene Körper angegebenen Werthe von K:

*) Siehe Péclet, Traité de la chaleur.

Kupfer	0,16	Kohlenpulver	3,42
Polirtes Messing	0,258	Feiner Sand	3,62
Zink	0,24	Oelfarbenanstrich	3,71
Zinn	0,215	Papier	3,77
Schwarzblech, polirt	0,45	Kienruß	4,01
Verbleietes Blech	0,65	Bausteine	3,60
Gewöhnliches Blech	2,77	Gyps	3,60
Verrostetes Blech	3,36	Holz	3,60
Roheisen, neu	3,17	Wollenstoff	3,68
„ verrostet	3,36	Kattun	3,65
Glas	2,91	Seidenstoff	3,71
Gepulverte Kreide	3,32	Wasser	5,31
Sägespäne	3,53	Oel	7,24

Die durch Leitung, d. h. durch die Berührung des Körpers mit der Luft von einem Körper ausgehende Wärmemenge B ist ebenfalls der Oberfläche proportional und von der Differenz d zwischen der Temperatur des Körpers und der umgebenden Luft abhängig, wogegen diese letztere Temperatur ohne Einfluß auf die austretende Wärmemenge ist. Ebenso ist diese letztere unabhängig von der Art des Körpers, dagegen aber abhängig von der Form desselben. Für gleich geformte Körper aus den verschiedensten Materialien ist also die Wärmeleitung pr. Quadratmeter gleich groß, sobald die Temperaturdifferenz d denselben Betrag hat.

Die durch Berührung mit der Luft von dem Körper pr. Stunde abgegebene Wärmemenge ist für jeden Quadratmeter Oberfläche nach Péclet ausgedrückt durch

$$B = 0{,}552\, C d^{1{,}233} \text{ W.-E.} \quad \ldots\ldots \quad (129)$$

Hierin hängt der Werth C nach dem oben Bemerkten nur von der Form, nicht von dem Materiale des sich abkühlenden Körpers ab, und zwar ist für kugelförmige Körper vom Halbmesser gleich r Meter:

$$C = 1{,}778 + \frac{0{,}13}{r} \quad \ldots\ldots \quad (130)$$

für horizontale Kreiscylinder vom Halbmesser r:

$$C = 2{,}058 + \frac{0{,}0382}{r} \quad \ldots\ldots \quad (131)$$

Bei verticalen Cylindern hängt der Werth von C sowohl von dem Halbmesser r als auch von der Höhe h ab und ist ausgedrückt durch die Formel:

$$C = \left(0{,}726 + \frac{0{,}0345}{\sqrt{r}}\right)\left(2{,}43 + \frac{0{,}8758}{\sqrt{h}}\right) \quad \ldots \quad (132)$$

endlich gilt für verticale ebene Flächen von der Höhe h:

$$C = 1{,}764 + \frac{0{,}636}{\sqrt{h}} \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (133)$$

Beispiel. Es möge eine gußeiserne, mit Oelfarbe angestrichene Dampfleitungsröhre von 0,2 m Durchmesser, welche aus einem Dampfkessel Dampf von 5 Atmosphären Spannung, also einer Temperatur gleich 152° abführt, in verticaler Richtung 5 m und horizontal 10 m weit geführt werden. Wie groß wird der stündliche Wärmeverlust dieser Röhre sein, wenn die Temperatur der Räume, durch welche sie geführt ist, 20° C. beträgt.

Man hat hier $t = 20°$, und wenn man die Temperatur des Eisens gleich der des Dampfes annimmt, $d = 152 - 20 = 132°$. Es ist für Oelfarbenanstrich nach der obigen Tabelle $K = 3{,}71$, folglich berechnet sich der stündliche Verlust durch Strahlung für 1 qm zu:

$$S = 124{,}72 \,.\, 3{,}71 \; 1{,}0077^{20} \; (1{,}0077^{132} - 1) = 945{,}3 \text{ W.-E.},$$

folglich für die ganze Oberfläche von

$$(5 + 10) \; 0{,}2 \,.\, 3{,}1416 = 9{,}42 \text{ qm}$$

zu

$$9{,}42 \,.\, 945{,}2 = 8904 \text{ W.-E.}$$

Ferner erleidet das verticale Rohrstück durch Berührung der Luft pr. Quadratmeter einen Verlust von

$$B = 0{,}552\, C \,.\, 132^{1{,}233} = 0{,}552 \left(0{,}726 + \frac{0{,}0345}{\sqrt{0{,}1}}\right)\left(2{,}43 + \frac{0{,}8758}{\sqrt{5}}\right) 132^{1{,}233}$$

$$= 0{,}552 \,.\, 0{,}835 \,.\, 2{,}82 \,.\, 411{,}8 = 535 \text{ W.-E.},$$

also ist der Verlust des 5 m hohen Rohrstückes

$$5 \,.\, 0{,}2 \,.\, 3{,}1416 \,.\, 535{,}2 = 1681 \text{ W.-E.}$$

Endlich folgt der Verlust durch Berührung der Luft mit dem horizontalen Rohre für jeden Quadratmeter zu

$$0{,}552\, C \,.\, 132^{1{,}233} = 0{,}552 \left(2{,}058 + \frac{0{,}0382}{0{,}1}\right) 132^{1{,}233} = 554{,}6 \text{ W.-E.},$$

daher für die Länge von 10 m

$$10 \,.\, 0{,}2 \,.\, 3{,}1415 \,.\, 554{,}6 = 3485 \text{ W.-E.}$$

Der ganze Wärmeverlust des Rohres berechnet sich demgemäß in der Stunde zu

$$8904 + 1681 + 3485 = 14070 \text{ W.-E.},$$

entsprechend etwa 2 kg Kohlen (s. weiter unten).

Dieser Wärmeverlust ist, wie angegeben, unter der Annahme ermittelt, daß die äußere Oberfläche der Röhre die gleiche Temperatur mit dem Dampfe habe. Da die Temperatur der äußern Oberfläche aber geringer ist, so fällt auch der Wärmeverlust kleiner aus, worüber der folgende Paragraph nachzusehen ist.

Péclet zieht den Fall in Betracht, daß ein mit warmem Wasser gefülltes Gefäß von der Oberfläche F in geringem Abstande von einem Mantel umgeben ist, welcher überall geschlossen der Luft eine Circulation nicht gestattet. Es sei die Oberfläche dieses Mantels F_1 und für ihn sei d_1 der Ueberschuß seiner Temperatur über die der Umgebung. Nimmt man hier an, daß der Wärmeverlust der Temperaturdifferenz proportional ist und bezeichnet man mit w den durch

Strahlung und Berührung für 1 qm und 1° C. Temperaturdifferenz stattfindenden Wärmeverlust, so hat man den Verlust der Oberfläche des Gefäßes, dessen Temperatur um d höher als die der Umgebung, also um $d - d_1$ höher als die des Mantels ist, gleich $Fw\,(d - d_1)$, und ebenso folgt der Wärmeverlust des Mantels zu $F_1 w d_1$. Da beide Werthe gleich sein müssen, indem der Mantel offenbar nur so viel Wärme aussenden kann als das Gefäß abgiebt, so erhält man:

$$F(d - d_1) = F_1 d_1 \quad \text{oder} \quad d_1 = d\,\frac{F}{F + F_1},$$

und hiernach wird der Wärmeverlust:

$$W = w F_1 d_1 = w\,\frac{F F_1}{F + F_1}\,d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (134)$$

Wenn die beiden Oberflächen gleich groß wären, so hätte man den Wärmeverlust nur gleich

$$W = V\,\frac{F}{2}\,d,$$

so nur halb so groß, wie ohne Mantel. In gleicher Weise findet man für zwei Mantel von den Oberflächen F_1 und F_2 den Wärmeverlust zu

$$W = w\,\frac{F F_1 F_2}{F F_1 + F F_2 + F_1 F_2}\,d \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (135)$$

für den Fall, daß die Oberflächen als gleich angenommen werden können, wird

$$W = V\,\frac{F}{3}\,d$$

u. s. w.

Hierbei ist aber vorausgesetzt, daß die Mäntel überall vollkommen abgeschlossen sind, weil sonst eine Circulation der Luft eintritt, welche eine schnellere Abkühlung der betreffenden Fläche in Folge der Berührung mit stets neuen Lufttheilchen zur Folge hat, indem dieser Einfluß in der Regel die durch den Mantel verringerte Strahlung überwiegt.

Durchgang der Wärme durch feste Körper. Die im vorhergehenden Paragraphen gemachten Angaben beziehen sich auf den Verlust an Wärme, welchen eine Oberfläche von 1 qm erleidet, wenn diese Fläche eine um d° C. höhere Temperatur hat als die umgebende Luft. Diese Temperaturdifferenz hängt nun aber wesentlich von der Beschaffenheit desjenigen Körpers ab, welchem die ausstrahlende Oberfläche angehört. Da nämlich dieser Körper im Allgemeinen die Umhüllung eines Raumes darstellt, in welchem eine andere Temperatur vorherrscht als außerhalb, wie dies z. B. bei einem Dampfkessel oder Dampfcylinder, sowie bei der oben betrachteten Dampfleitungsröhre der Fall ist, so wird der besagte Temperaturüberschuß d vornehmlich von der mehr oder minder guten Leitungsfähigkeit des Materials, sowie von der Dicke abhängig sein, durch welche die Wärme zu passiren hat, um von der innern Fläche des umhüllenden Körpers nach der äußern zu gelangen. Denkt man sich irgend einen durch eine feste Hülle §. 249.

abgeschlossenen Raum, z. B. einen Dampfcylinder, in welchem der vorhandene Dampf eine Temperatur t_1 haben möge, während die Temperatur der äußern Umgebung nur den kleinern Werth t_2 hat, so wird von dem Dampfe eine gewisse Wärmemenge in die Innenfläche des Mantels eingehen, das Material des Mantels durchziehen und an der äußern Oberfläche durch Strahlung und Berührung in die Luft sich zerstreuen. Selbstverständlich muß in jedem Augenblicke die pr. Zeiteinheit innen eintretende Wärmemenge genau gleich der in derselben Zeit außen abgegebenen Wärmemenge sein, und derselbe Betrag muß auch in der Zeiteinheit das Material der Hülle durchströmen.

Für die Wärmemenge, welche einen plattenförmigen Körper von der Grundfläche gleich 1 qm und der Dicke gleich δ Meter in einer Stunde quer durchströmt, giebt nun Péclet den Ausdruck

$$W = D\,\frac{t_1' - t_2'}{\delta} = \frac{t_1' - t_2'}{\frac{\delta}{D}}\ \text{W.-E.} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (136)$$

worin t_1' und t_2' die verschiedenen Temperaturen der beiden Flächen bedeuten und D einen von dem Material des Körpers abhängigen Wärmeleitungscoefficienten bezeichnet, nämlich diejenige Wärmemenge, welche durch 1 qm Grundfläche eines 1 m dicken Körpers bei einer Temperaturdifferenz $t_1' - t_2' = 1^0$ C. stündlich durchströmt. Wenn der Körper aus zwei verschiedenen über einander gelegten Platten von den Dicken δ_1 und δ_2 und den Wärmeleitungscoefficienten D_1 und D_2 besteht, so findet man die durchgehende Wärme in ähnlicher Art zu

$$W = \frac{t_1' - t_2'}{\frac{\delta_1}{D_1} + \frac{\delta_2}{D_2}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (137)$$

Für verschiedene in der Praxis häufiger vorkommende Körper sind die Werthe D für die durchgehende Wärme in der folgenden, dem Péclet'schen Werke entnommenen Zusammenstellung enthalten.

Tabelle der Wärmemengen D, welche stündlich durch 1 qm Fläche eines 1 m dicken Körpers bei 1^0 C. Temperaturdifferenz gehen.

Silber	74	Blei	14
Kupfer	69	Marmor	2,78—3,48
Eisen	28	Kalkstein . . .	1,70—2,08
Zink	28	Gyps	0,33—0,52
Zinn	22	Gebrannter Thon .	0,51—0,69

Fichtenholz, senkrecht zu den Fasern	0,093	Quarzsand	0,27
Fichtenholz, parallel zu den Fasern	0,170	Ziegelmehl	0,140 — 0,165
Eichenholz, senkrecht zu den Fasern	0,211	Schlämmkreide	0,086
Kork	0,143	Holzasche	0,06
Kautschuk	0,170	Sägespäne	0,065
Glas	0,75 — 0,88	Holzkohlenpulver	0,079
		Baumwolle	0,040
		Streichwolle	0,044
		Leinwand	0,043
		Graues Druckpapier	0,034

Was die Temperatur t_1' und t_2' der beiden Oberflächen des wärmeleitenden Körpers anbetrifft, so können dieselben natürlich nicht übereinstimmen mit den Temperaturen t_1 im Innern und t_2 außerhalb des umschlossenen Raumes, vielmehr muß t_1' kleiner als t_1 und t_2' größer als t_2 sein, weil nur vermöge der Temperaturdifferenzen $t_1 - t_1'$ im Innern und $t_2' - t_2$ außen ein Wärmeübergang möglich ist. Bestimmt man für das betreffende Material nach dem vorigen Paragraphen den Werth $W = S + B$ für den Austritt der Wärme, so kann man die Temperaturen t_1' und t_2' der inneren und äußeren Oberflächen durch Gleichsetzung der eintretenden, durchgehenden und austretenden Wärmemengen finden. Die Anwendung der genauern Dulong'schen Formel (126) würde hier zu großen Weitläufigkeiten führen, nimmt man jedoch für geringere Temperaturdifferenzen die Newton'sche Regel als gültig an, wonach die ein- oder austretende Wärmemenge proportional der Temperaturdifferenz zu setzen ist, so erhält man in dieser Weise für die besagte Wärmemenge die drei Gleichungen:

$$M = W(t_1 - t_1'),$$

$$M = D\,\frac{t_1' - t_2'}{\delta},$$

$$M = W(t_2' - t_2).$$

Aus der ersten und zweiten Gleichung folgt:

$$t_2' = t_1' - W\,\frac{\delta}{D}\,(t_1 - t_1')$$

und mit diesem Werthe geben dann die erste und dritte Gleichung:

$$t_1 - t_1' = t_1' - W\,\frac{\delta}{D}\,(t_1 - t_1') - t_2,$$

woraus man

$$t_1' = \frac{t_1 + t_2 + W\,\frac{\delta}{D}\,t_1}{2 + W\,\frac{\delta}{D}} \quad \cdots\cdots \quad (138)$$

und in gleicher Art

$$t_2' = \frac{t_1 + t_2 + W\frac{\delta}{D}\,t_2}{2 + W\frac{\delta}{D}} \quad \ldots\ldots \quad (138^a)$$

erhält. Hiermit folgt endlich die austretende Wärme

$$M = W\frac{t_1 - t_2}{2 + W\frac{\delta}{D}} \quad \ldots\ldots \quad (139)$$

Für den Fall, daß die Leitungsfähigkeit D des Materials groß und die Dicke δ klein ist, wie dies z. B. für metallene Röhren gilt, ist der Werth $W\frac{\delta}{D}$ nur klein gegen 2, und man kann annähernd

$$M = W\frac{t_1 - t_2}{2} \quad \ldots\ldots \quad (139^a)$$

setzen, also halb so groß wie den Verlust, welchem die äußere Fläche ausgesetzt sein würde, wenn dieselbe eine Temperatur gleich t_1 hätte.

Wenn dagegen für einen schlechten Wärmeleiter D sehr klein und die Dicke δ groß wäre, so würde im Nenner der obigen Formel (139) der Werth $W\frac{\delta}{D}$ gegen 2 vorherrschen, und man hätte dann die austretende Wärmemenge zu

$$M = W\frac{t_1 - t_2}{W\frac{\delta}{D}} = D\frac{t_1 - t_2}{\delta} \quad \ldots \quad (139^b)$$

also unabhängig von der Oberfläche und umgekehrt proportional mit der Dicke δ der Hülle.

Faßt man den für die Praxis besonders wichtigen Fall ins Auge, daß ein metallenes cylindrisches Gefäß, etwa eine Röhre oder ein Dampfcylinder im Innern einen Körper von der höhern Temperatur t_1, etwa Wasserdampf enthält, und daß die metallische Hülle zur Verminderung des Wärmeverlustes äußerlich mit schlechten Wärmeleitern umkleidet ist, so kann man eine näherungsweise Ermittelung des noch übrig bleibenden Wärmeverlustes in der folgenden Art vornehmen.

Es seien r_1 der innere und r_2 der äußere Halbmesser der Hülle, t_1 die Temperatur des Dampfes und der Röhre, t_2 die Temperatur der äußern Luft und t_2' diejenige der äußern Oberfläche der Hülle, welche nach dem Vorstehenden größer als t_2 ist.

Stellt man sich ein cylindrisches Element der Hülle vom Halbmesser r, der Dicke ∂r und der Länge gleich 1 m vor, und wird die Temperaturdifferenz zwischen den beiden um ∂r entfernten Oberflächen dieses Elements gleich ∂t gesetzt, so hat man für die durch dieses Element hindurchgehende Wärme nach (136):

$$M = 2\pi r D \frac{\partial t}{\partial r} \quad \text{oder} \quad D\partial t = \frac{M}{2\pi}\frac{\partial r}{r}.$$

Durch Integration zwischen den Grenzen r_1 und r_2, entsprechend den Temperaturen t_1 und t_2' erhält man

$$D(t_1 - t_2') = \frac{M}{2\pi} ln \frac{r_2}{r_1}.$$

Da nun aber, unter $W = S + B$ den Wärmeverlust pr. Quadratmeter Oberfläche der Hülle für 1^0 Temperaturdifferenz verstanden, die Wärmemenge M auch ausgedrückt ist durch

$$M = 2\pi r_2 W (t_2' - t_2),$$

so erhält man aus den beiden Ausdrücken für M, indem man aus der ersten Gleichung

$$t_2' = t_1 - \frac{M}{2\pi D} ln \frac{r_2}{r_1}$$

in die zweite Gleichung einführt,

$$M = 2\pi r_2 W \frac{t_1 - t_2}{1 + \frac{r_2 W}{D} ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \ldots \quad (140)$$

Diese Wärmemenge geht durch jeden laufenden Meter Röhre, also durch die Oberfläche $2\pi r_2$ Quadratmeter verloren, folglich beziffert sich der Wärmeverlust durch einen Quadratmeter zu

$$M = W \frac{t_1 - t_2}{1 + \frac{r_2 W}{D} ln \frac{r_2}{r_1}} = WD \frac{t_1 - t_2}{D + r_2 W ln \frac{r_2}{r_1}} \quad (141)$$

Dieser Werth geht für einen sehr schlechten Leiter, d. h. wenn man den kleinen Werth von D im Nenner vernachlässigen kann, über in

$$M = D \frac{t_1 - t_2}{r_2 ln \frac{r_2}{r_1}} \quad \ldots \quad (141^a)$$

In diesem Falle, welcher einer Umhüllung mit Baumwolle ꝛc. entspricht, ist der Wärmeverlust unabhängig von W oder der Oberfläche und nimmt ab, wenn die Dicke der Hülle oder der Halbmesser r_2 zunimmt. Dagegen

würde für einen sehr großen Werth von D, also für Metalle, der Ausdruck (141) übergehen in $M = W(t_1 - t_2)$, ein Werth, welcher nur von W, d. h. von der Beschaffenheit der Oberfläche abhängt. Der Wärmeverlust pr. laufenden Meter Rohrlänge wäre in diesem Falle gleich $2\pi r_2 W(t_1 - t_2)$, also proportional mit dem äußern Halbmesser. Man ersieht hieraus, daß durch größere Metalldicken der Röhren der Wärmeverlust in dem Maße zunimmt, in welchem die abkühlende Fläche sich vergrößert.

Mittelst der Formel (140) hat Péclet die folgende Tabelle für den Wärmeverlust von horizontalen gußeisernen Dampfleitungsröhren berechnet, welche mit Hüllen aus baumwollenen Stoffen in verschiedener Dicke umkleidet werden und welche in einem Raume von 15° C. sich befinden, während die Temperatur im Innern zu 100° angenommen ist. Diese Werthe können indessen wegen der Zugrundelegung des Newton'schen Gesetzes nur als angenäherte betrachtet werden und würden namentlich bei höheren Temperaturen des Dampfes schneller wachsen als die Temperatur.

Stündlicher Wärmeverlust in Wärmeeinheiten pr. laufenden Meter eines gußeisernen mit Baumwolle umhüllten Rohres. Innere Temperatur 100° C., Lufttemperatur 15°.

Äußerer Durchmesser des gußeisernen Rohres	Dicke der Umhüllung in Metern							
	0	0,010	0,020	0,030	0,040	0,050	0,100	0,150
0,020	75,9	22,4	16,5	13,9	12,3	11,2	8,7	7,9
0,040	120,2	35,8	25,6	20,9	17,7	15,6	11,5	9,8
0,060	164,3	49,0	33,7	26,7	22,8	20,1	14,1	11,6
0,080	208,6	61,7	41,8	33,3	27,5	24,2	16,4	13,4
0,100	252,6	74,5	50,2	39,1	32,4	28,2	18,7	15,0
0,200	473,5	137,7	90,2	68,2	55,8	47,7	29,3	22,6
0,300	694,8	200,8	130,4	97,6	78,7	66,4	39,6	30,8
0,400	916,2	263,9	169,3	125,8	101,5	85,4	49,9	38,2

§. 250. **Erwärmungskraft.** Die Wärme, welche zur Verwandlung des Wassers in Dampf nöthig ist, wird in der Regel durch Verbrennung von Körpern gewonnen. Die Verbrennung besteht in einer Verbindung

eines Körpers, des Brennstoffes mit Sauerstoff. Als Brennstoff werden vorzüglich kohlenstoffhaltige Körper benutzt, den Sauerstoff aber liefert die atmosphärische Luft, die im gewöhnlichen Zustande 23 Proc. dieses Stoffes enthält. Die Erwärmungskraft oder die Wärmemenge, welche bei der Verbrennung entwickelt wird, ist bei verschiedenen Brennstoffen sehr verschieden, z. B. bei Wasserstoffgas größer als bei Kohlenstoff, und bei diesem größer als bei Holz u. s. w. Es haben Rumford, Lavoisier und Laplace, ferner Despretz und besonders noch Dulong Versuche über die Erwärmungskraft verschiedener Körper angestellt, und hierbei vorzüglich aus der Größe der Erwärmung einer bestimmten Wassermenge, welche durch Verbrennung einer bestimmten Quantität des Brennstoffes erlangt wurde, auf die Erwärmungskraft des letztern geschlossen. Auf diesem Wege hat z. B. Dulong gefunden, daß 1 g Wasserstoffgas bei seiner Verbrennung 34600 g Wasser um einen Grad erwärmt; daß dagegen 1 g Kohlenstoff hierbei nur 7299 und 1 g Kohlenoxydgas nur 2490 g Wasser um einen Grad in der Temperatur erhöht. Nach §. 211 ist folglich die Erwärmungskraft des Wasserstoffgases gleich 34600, die des Kohlenstoffes gleich 7290 und die des Kohlenoxydgases gleich 2490 Wärmeeinheiten.

Was die zur Verbrennung nöthige Sauerstoffmenge anlangt, so läßt sich diese auch direct aus dem Producte der Verbrennung berechnen. Bei der vollkommenen Verbrennung von Kohle ist dieses Product Kohlensäure, und diese besteht aus 27,27 Thln. Kohlenstoff und 72,73 Thln. Sauerstoff; daher erfordert 1 g Kohlenstoff zu seiner Verbrennung $\frac{27,27}{72,73} = 2,67$ g Sauerstoff, oder $\frac{2,67}{0,23} = 11,59$ g atmosphärische Luft, da die atmosphärische Luft aus 23 Gewichtstheilen Sauerstoff und 77 Gewichtstheilen Stickstoff besteht.

Verbrennungswärme. Neuere Versuche über die Verbrennungswärme §. 251.
sind von Andrews (Poggendorff's Annalen Bd. 75), sowie von Favre und Silbermann (Annales de chim. et de phys. Sér. III, Tom. 34) angestellt worden. Das Calorimeter, welches die letzteren Experimentatoren angewendet haben, bestand in der Hauptsache in einer metallenen Verbrennungskammer von circa 5 cm Weite und 10 cm Höhe, welche in ein mit Wasser angefülltes Gefäß eingetaucht war und von welchem drei Röhren nach außen hin abgezweigt waren, wodurch der zur Verbrennung nöthige Sauerstoff und das zu verbrennende Gas zu-, sowie die gasförmigen Verbrennungsproducte abgeführt wurden. Um die Wärme der letztern dem Kühlwasser mitzutheilen, erhielt das dritte oder Ableitungsrohr eine große Länge und wurde schlangenförmig um die Verbrennungskammer herum-

gewunden. Wenn statt eines Gases ein fester oder flüssiger Körper verbrannt werden sollte, so mußte derselbe natürlich schon vor dem Versuche in die Kammer gebracht und die zweite oder Gaszuleitungsröhre geschlossen werden. Um den Gang der Verbrennung von außen beobachten zu können, war mitten im Deckel der Kammer eine durch eine starke Glasplatte verschlossene weitere Röhre, sowie darüber ein geneigter Spiegel angebracht. Ferner war das Kühlgefäß noch mit einem weitern Mantel umgeben und mit diesem in ein noch weiteres, mit Wasser angefülltes Gefäß gesetzt, damit dasselbe so wenig wie möglich Wärme von außen aufnehmen konnte. Um endlich die Wärme im Kühlwasser möglichst auszubreiten, wurde dieses durch Auf- und Niederziehen eines aus zwei Blechringen bestehenden Rührwerks in Bewegung gesetzt.

Aus dem Gewichte G des Kühlwassers und der beobachteten Wärmezunahme t desselben in Folge der Verbrennung ließ sich nun die entsprechende Wärmemenge $W = Gt$ (s. §. 212) berechnen.

Auf diese Weise ergab sich die Wärmemenge bei Verbrennung von 1 kg

Holzkohle	8080	Wärmeeinheiten,
Graphit	7797	„
Kohlenoxydgas . . .	2403	„
Wasserstoffgas . . .	34462	„

u. s. w.

Diesen Versuchen zu Folge ist die Verbrennungswärme oder Heizkraft der Kohle oder des reinen Kohlenstoffes größer als Dulong und Andere gefunden haben. Die gefundene Differenz hat aber nach Favre und Silbermann ihren Grund darin, daß die Kohle gewöhnlich nicht vollständig zu Kohlensäure, sondern auch theilweise zu Kohlenoxydgas verbrennt. Diese Experimentatoren haben nun die Menge des letztern Gases besonders bestimmt und die Wärme, welche die Verbrennung derselben giebt, noch mit zur ganzen Verbrennungswärme addirt.

Während das kohlensaure Gas aus 27,27 Gewichtstheilen Kohlenstoff und 72,73 Gewichtstheilen Sauerstoff besteht, ist das Kohlenoxydgas aus 42,86 Gewichtstheilen Kohlenstoff und 57,14 Gewichtstheilen Sauerstoff zusammengesetzt, und es ist folglich zur Verbrennung eines Grammes Kohle zu Kohlenoxydgas nur $\frac{57{,}14}{42{,}86} = 1{,}333\,\mathrm{g}$ Sauerstoff oder $\frac{1{,}333}{0{,}23} = 5{,}8\,\mathrm{g}$, d. i. nur halb so viel atmosphärische Luft nöthig, wie bei der Verbrennung zu Kohlensäure. Deshalb bildet sich das Kohlenoxydgas nur dann in größerer Menge, wenn es an Luftzug oder an der zur Bildung von Kohlensäure nöthigen Menge von Sauerstoff mangelt.

Da nach den Versuchen von Favre und Silbermann die Verbrennung von 1 kg Kohlenstoff zu Kohlensäure 8080 Wärmeeinheiten, dagegen die von 1 kg Kohlenoxydgas zu Kohlensäure 2403 Wärmeeinheiten giebt, und da das Kohlenoxydgas 42,86 Proc. Kohlenstoff enthält, also 1 kg Kohlenstoff in diesem Gase $\frac{2403}{0{,}4286} = 5607$ Wärmeeinheiten entspricht, so ist folglich die Wärmemenge, welche bei der unvollständigen Verbrennung der Kohle zu Kohlenoxydgas entwickelt wird:

$$8080 - 5607 = 2473 \text{ Wärmeeinheiten,}$$

also circa drei Zehntel von derjenigen Wärmemenge (8080 Wärmeeinheiten), welche aus der vollständigen Verbrennung zu Kohlensäure hervorgeht, da es nämlich für die Gesammtmenge der aus einer Gewichtseinheit Kohlenstoff entstehenden Wärme gleichgültig ist, ob man den Kohlenstoff direct zu Kohlensäure oder vorerst zu Kohlenoxyd und dann dieses zu Kohlensäure verbrennt.

Die Wärmemengen, welche bei Verbrennung von Kohlenwasserstoffverbindungen entwickelt werden, lassen sich mit Hülfe der Wärmemengen ihrer Bestandtheile leicht berechnen. Das Gruben- oder Sumpfgas (schlagende Wetter) besteht dem Gewichte nach aus 25 Proc. Wasserstoff und 75 Proc. Kohlenstoff, giebt folglich bei seiner Verbrennung

$$^1/_4 . 34462 + {}^3/_4 . 8080 = 8615{,}5 + 6060 = 14675{,}5 \text{ Wärmeeinheiten,}$$

dagegen besteht das ölbildende Gas aus $^1/_7$ Wasserstoff und $^6/_7$ Kohlenstoff und liefert folglich bei seiner Verbrennung nur

$$^1/_7 . 34462 + {}^6/_7 . 8080 = 4923 + 6926 = 11849 \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Anmerkung. Ueber die Wärmeentwickelung bei anderen chemischen Verbindungen, sowie über die Wärmequellen überhaupt ist nachzulesen: Müller's Physik, Band 2, sowie Wüllner's Experimentalphysik, Band II.

Brennstoffe. Die Brennstoffe, welche zur Erzeugung von Wasserdämpfen benutzt werden, sind vorzüglich Steinkohlen, Braunkohlen, Torf, Holz und Coaks. Dieselben sind Verbindungen von Kohlenstoff (C), Wasserstoff (H) und Sauerstoff (O), enthalten zuweilen noch etwas Stickstoff (N) und fast durchgängig verschiedene Mengen unorganischer Bestandtheile, welche bei der Verbrennung als Asche zurückbleiben. Außerdem enthalten dieselben noch eine größere oder kleinere Menge freies oder hygroskopisches Wasser, welches bei der Verbrennung die Dampfform annimmt und hierbei eine gewisse Wärmemenge bindet, wodurch die Heizkraft des Brennstoffes herabgezogen wird. Deshalb soll man auch die Brennstoffe vor ihrer Verwendung möglichst trocknen. Frisch gefälltes Holz enthält 35 bis 50 Proc., und ge- §. 252.

hörig lufttrockenes Holz noch 20 bis 25 Proc. Wasser. Da 1 kg Wasser circa 640 Wärmeeinheiten erfordert, um es in Dampf zu verwandeln, und 1 kg ganz trockenes Holz bei seiner Verbrennung 3600 Wärmeeinheiten entwickelt, so wird 1 kg Holz mit 25 Proc. Wasser bei seiner Verbrennung nur $3600 \,.\, 0{,}75 = 2700$ Wärmeeinheiten liefern, und überdies hiervon noch $640 \,.\, 0{,}25 = 160$ Wärmeeinheiten an das Wasser zur Umwandlung desselben in Dampf absetzen, so daß folglich nur

$$2700 - 160 = 2540 \text{ Wärmeeinheiten}$$

nutzbar gemacht werden können.

Das durch die chemische Analyse in den Brennmaterialien gefundene Sauerstoffquantum O ist mit einem Theile $H_1 = \frac{O}{8}$ des Wasserstoffes (H) zu Wasser verbunden, folglich kann auch nur das Wasserstoffquantum

$$H - H_1 = H - \frac{O}{8}$$

zur Verbrennung gelangen, und die Wärmemenge

$$W_1 = 34462 \left(H - \frac{O}{8}\right)$$

entwickeln. Addirt man hierzu die Wärmemenge

$$W_2 = 8080\, C,$$

welche aus der Verbrennung der Kohlenstoffmenge C hervorgeht, so erhält man dadurch die gesammte theoretische Heizkraft eines Brennmaterials:

$$W = W_1 + W_2 = 34462 \left(H - \frac{O}{8}\right) + 8080\, C. \quad . \quad (142)$$

Der Anthracit ist das kohlenstoffreichste Brennmaterial; er besteht im Mittel aus 91 Proc. Kohlenstoff, 3 Proc. Wasserstoff, 3 Proc. Sauerstoff und 3 Proc. Asche, wonach sich die theoretische Brennkraft desselben

$$W = 34462\,(0{,}03 - {}^1/_8 \,.\, 0{,}03) + 8080 \,.\, 0{,}91 = 905 + 7353$$
$$= 8258 \text{ Wärmeeinheiten}$$

ergiebt.

Die Steinkohle besteht im Mittel aus 80 Proc. Kohlenstoff, 5 Proc. Wasserstoff, 10 Proc. Sauerstoff und 5 Proc. Asche, es ist folglich ihre theoretische Heizkraft:

$$W = 34462\,(0{,}05 - {}^1/_8 \,.\, 0{,}1) + 8080 \,.\, 0{,}80 = 1292 + 6464$$
$$= 7756 \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Die Braunkohle enthält dagegen im Mittel nur 60 Proc. Kohlenstoff, 5 Proc. Wasserstoff, 25 Proc. Sauerstoff und 10 Proc. Asche, wonach folglich die theoretische Brennkraft dieses Brennstoffes

$W = 34462\,(0{,}05 - {}^1/_8 . 0{,}25) + 8080 . 0{,}60 = 646 + 4848$
$= 5494$ Wärmeeinheiten ist.

Der Torf enthält im Mittel 52 Proc. Kohlenstoff, 5 Proc. Wasserstoff, 33 Proc. Sauerstoff und 10 Proc. Asche; es ist daher die theoretische Brennkraft desselben:

$W = 34462\,(0{,}05 - {}^1/_8 . 0{,}33) + 8080 . 0{,}52 = 301 + 4202$
$= 4503$ Wärmeeinheiten.

Was ferner das Holz anlangt, so besteht dasselbe durchschnittlich aus 49 Proc. Kohlenstoff, 6 Proc. Wasserstoff, 44 Proc. Sauerstoff und 1 Proc. Asche, so daß die theoretische Brennkraft desselben

$W = 34462\,(0{,}06 - {}^1/_8 . 0{,}44) + 8080 . 0{,}49 = 172 + 3959$
$= 4131$ Wärmeeinheiten

folgt.

Durch die Verkohlung der Brennmaterialien wird nicht allein der Wasserstoff und Sauerstoff aus denselben entfernt, sondern es geht auch ein Theil des Kohlenstoffes verloren, indem sich zugleich Verbindungen von Wasserstoff, Kohlenstoff und Sauerstoff bilden und in Gasform entweichen. Deshalb giebt denn auch 1 kg lufttrockenes Holz mit 20 Proc. hygroskopischem Wasser und 40 Proc. Kohlenstoff nur 0,18 bis 0,25 kg Holzkohle, und ebenso 1 kg Steinkohle nur 0,45 bis 0,6 kg Coaks. Uebrigens sind weder die Holzkohlen noch die Coaks reiner Kohlenstoff, sondern es enthalten dieselben nebst den die Asche gebenden festen Bestandtheilen noch immer etwas Wasserstoff und Sauerstoff, und es ist deshalb ihre theoretische Brennkraft nur 7000 bis 7500 Wärmeeinheiten.

Es ist hiernach die Anwendung von verkohlten Substanzen mit einem großen Wärmeverluste verbunden, und daher nur zu empfehlen, wo es entweder auf die Erzeugung einer sehr intensiven Hitze oder auf die Entfernung gewisser flüchtiger Bestandtheile, z. B. des Schwefels, ankommt.

Die nutzbaren Wärmemengen, welche man bei der Verbrennung der Brennmaterialien auf Feuerherden gewinnt, sind, weil auf denselben nie eine vollständige Verbrennung zu Kohlensäure möglich ist, weil zumal die Verbrennungsproducte eine ansehnliche Wärmemenge mit sich fortnehmen, sowie auch Wärme durch Mittheilung an die Ofenwände und durch Abfälle verloren geht, stets viel kleiner als die im Vorstehenden angegebenen theoretischen Wärmemengen. Es folgt aus vielfachen und namentlich aus den sehr gründlich angestellten Versuchen von Dr. W. Brix (siehe dessen Untersuchung über die Heizkraft der wichtigsten Brennstoffe), daß die nutzbare Verbrennungswärme im Mittel bei den meisten Brennherden nur zwei Drittel von der theoretischen Verbrennungswärme ist.

§. 253. **Verbrennung.** Die zur Verbrennung einer gewissen Menge Brennstoff nöthige Luftmenge, sowie das Quantum des hieraus hervorgehenden und durch den Schornstein abzuleitenden Gasgemenges läßt sich wie folgt ermitteln.

Die Kohlenstoffmenge C des Brennmaterials erfordert zur Bildung von Kohlensäure die Sauerstoffmenge

$$O_1 = {}^8/_3\, C = 2{,}67\, C,$$

und es ist die Menge der gebildeten Kohlensäure:

$$C + O_1 = {}^{11}/_3\, C = 3{,}67\, C.$$

Ferner erfordert das Verbrennen der freien Wasserstoffmenge $H - \frac{O}{8}$ zu Wasser das Sauerstoffquantum:

$$O_2 = 8\left(H - \frac{O}{8}\right) = 8H - O,$$

und giebt das Wasserquantum:

$$9\left(H - \frac{O}{8}\right) = 9H - {}^9/_8\, O.$$

Hiernach ist also der ganze Sauerstoffbedarf:

$$O_1 + O_2 = 2{,}67\, C + 8H - O \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (143)$$

und folglich die erforderliche Gewichtsmenge atmosphärischer Luft:

$$L_g = \frac{2{,}67\, C + 8H - O}{0{,}231} = 11{,}56\, C + 34{,}63\, H - 4{,}33\, O \quad (144)$$

oder in Cubikmeter, wenn wieder C, H und O in Kilogrammen ausgedrückt werden, und vorausgesetzt wird, daß bei einer mittlern Temperatur von 10^0 und 0,76 m Barometerstand, 1 cbm Luft, $\gamma = 1{,}25$ kg wiegt:

$$L_v = {}^4/_5\, L_g = 9{,}25\, C + 27{,}70\, H - 3{,}46\, O \text{ Cubikmeter} \quad (145)$$

Nach dem Obigen ist z. B. für 1 kg Steinkohle, $C = 0{,}80$, $H = 0{,}05$ und $O = 0{,}10$ kg, und daher die hierzu erforderliche Menge atmosphärischer Luft:

$$\begin{aligned} L_v &= 9{,}25\,.\,0{,}8 + 27{,}7\,.\,0{,}05 - 3{,}46\,.\,0{,}01 \\ &= 7{,}400 + 1{,}385 - 0{,}035 = 8{,}75 \text{ cbm.} \end{aligned}$$

Um eine schnelle und vollständige Verbrennung zu erlangen, ist es nöthig, dem Brennherde die doppelte Luftmenge zuzuführen.

Was das durch den Schornstein abzuführende Gasgemenge anlangt, so besteht dasselbe aus dem Stickstoff der zugeführten atmosphärischen Luft, aus dem durch die Verbrennung erhaltenen kohlensauren Gas, sowie aus dem sich hierbei bildenden Wasserdampfe.

Das aus der Zerlegung der atmosphärischen Luft hervorgehende Stickstoffquantum ist dem Gewichte nach:

$$Q_1 = \frac{0{,}769}{0{,}231}(2{,}67\,C + 8\,H - O) = 3{,}329\,.(2{,}67\,C + 8\,H - O)$$
$$= 8{,}88\,C + 26{,}63\,H - 3{,}33\,O \text{ Kilogramm} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (146)$$

oder, da bei 10^0 Wärme und dem mittlern Barometerstande das Gewicht von 1 cbm Stickstoff $= 1{,}25\,.\,0{,}9713 = 1{,}2141$ kg ist,

$$Q_1 = (8{,}88\,C + 26{,}63\,H - 3{,}33\,O) : 1{,}2141$$
$$= 7{,}315\,C + 21{,}93\,H - 2{,}74\,O \text{ Cubikmeter} \quad . \quad (147)$$

Da ferner das Gewicht von 1 cbm Kohlensäuregas

$$\gamma = 1{,}25\,.\,1{,}529 = 1{,}911\ g$$

beträgt, so ist die aus 1 kg Brennstoff hervorgehende Menge dieses Gases:

$$Q_2 = \frac{3{,}67\,C}{1{,}911} = 1{,}919\,C \text{ Cubikmeter} \quad . \quad . \quad . \quad (148)$$

Endlich geht aus dem Wasserstoff H die Wassermenge $9\,H$ hervor, welche, da 1 cbm Wasserdampf, $^5/_8\,.\,1{,}25\ g = 0{,}78125$ kg wiegt, eine Dampfmenge

$$Q_3 = \frac{9\,H}{0{,}78125} = 11{,}52\,H \text{ Cubikmeter} \quad . \quad . \quad . \quad (149)$$

giebt.

Hiernach folgt nun das aus der vollständigen Verbrennung hervorgehende Gasvolumen unter der Annahme, daß nur die zur Verbrennung erforderliche Luftmenge zugeführt werde, zu:

$$Q = Q_1 + Q_2 + Q_3$$
$$= 7{,}315\,C + 21{,}93\,H - 2{,}74\,O + 1{,}919\,C + 11{,}52\,H$$
$$= 9{,}23\,C + 33{,}45\,H - 2{,}74\,O \text{ Cubikmeter} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (150)$$

welcher Werth die aus 1 kg des Brennmaterials entstehende Gasmenge ergiebt, wenn man für C, H und O die in 1 kg enthaltenen Gewichtsmengen Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff einsetzt.

Das Gewicht dieser Gasmenge bestimmt sich als die Summe aus den Gewichten der verbrannten Bestandtheile C, H und O und demjenigen L der zugeführten Verbrennungsluft, so daß man dieses Gewicht zu

$$G = C + H + O + L_g = 12{,}56\,C + 35{,}63\,H - 3{,}33\,O \text{ Kilogr.} \quad (151)$$

und sonach die Dichte des Gasgemenges zu

$$\gamma = \frac{G}{Q} = \frac{12{,}56\,C + 35{,}63\,H - 3{,}33\,O}{9{,}23\,C + 33{,}45\,H - 2{,}74\,O} \quad . \quad . \quad . \quad (152)$$

findet.

Z. B. hat man für 1 kg Steinkohle mit $C = 0{,}80$, $H = 0{,}05$ und $O = 0{,}10$:

$$\gamma = \frac{12{,}56\,.\,0{,}8 + 35{,}63\,.\,0{,}05 - 3{,}33\,.\,0{,}10}{9{,}23\,.\,0{,}8 + 33{,}45\,.\,0{,}05 - 2{,}74\,.\,0{,}10} = \frac{11{,}497}{8{,}782} = 1{,}309.$$

Wenn man indessen, wie dies bei den gewöhnlichen Feuerungen zur Erzielung einer vollständigen Verbrennung erforderlich ist, die doppelte Luftmenge zuführt, so erhält man das Gewicht des abzuführenden Gasgemenges zu

$$G = C + H + O + 2L_g = 24{,}12\,C + 70{,}26\,H - 7{,}66\,O \text{ Kilogr.} \quad (153)$$

und das Volumen zu

$$Q + L_v = 18{,}48\,C + 61{,}15\,H - 6{,}20\,O \text{ Cubikmeter} \quad . \quad . \quad (154)$$

womit nun die Dichtigkeit des Gasgemenges

$$\gamma = \frac{24{,}12\,C + 70{,}26\,H - 7{,}66\,O}{18{,}48\,C + 61{,}15\,H - 6{,}20\,O} \quad . \quad . \quad . \quad (155)$$

folgt. Man erhält z. B. in diesem Falle für Steinkohle

$$\gamma = \frac{24{,}12\,.\,0{,}8 + 70{,}26\,.\,0{,}05 - 7{,}66\,.\,0{,}1}{18{,}48\,.\,0{,}8 + 61{,}15\,.\,0{,}05 - 6{,}20\,.\,0{,}1} = \frac{22{,}043}{17{,}221} = 1{,}280.$$

Diese Werthe von Q und γ beziehen sich auf die mittlere Temperatur von 10^0 C. der zutretenden Luft, da aber die Temperatur der fortströmenden Gase eine höhere ist, welche mit t bezeichnet werde, so hat man das Volumen derselben in dem Verhältnisse

$$\frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha\,10} = \frac{273 + t}{273 + 10} = \frac{T}{283}$$

größer und die Dichte daher in diesem Verhältnisse kleiner anzunehmen.

Gewöhnlich darf man die Temperatur der abziehenden Gase zu $t = 300^0$ C. voraussetzen und erhält in Folge hiervon das Volumen bei dieser Temperatur

$$Q_{300} = \frac{573}{283}\,Q_{10} = 2{,}025\,Q_{10},$$

also über doppelt so groß. So z. B. erhält man nach dem Vorstehenden für Steinkohle bei doppelter Luftzuführung das Volumen der abziehenden Gase zu

$$Q_{300} = 2{,}025\,.\,17{,}221 = 34{,}873 \text{ cbm}$$

und die Dichte zu

$$\gamma = \frac{22{,}043}{34{,}873} = 0{,}632.$$

Die folgende Tabelle enthält die aus der chemischen Zusammensetzung verschiedener Brennstoffe berechnete Heizkraft, sowie die zur Verbrennung erforderliche einfache Luftmenge nebst dem Volumen der sich bildenden Verbrennungsproducte nach Harmann*).

*) S. des Ingenieurs Taschenbuch, herausgegeben von der „Hütte", 1877.

Tabelle für 1 kg Brennstoff.

Brennstoff	Kohlenstoff	Wasserstoff	Wasser	Asche	Heizkraft in W. E.	Einfache Luftmenge von 0° C. u. 0,760 m für 1 kg in Cubikmetern	Entstehendes Gasgemenge reducirt auf 0,760 m Druck und 0° C.	Entstehendes Gasgemenge reducirt auf 0,760 m Druck und 300° C.
Holz, lufttrocken	0,396	—	0,594	0,01	2820	3,466	4,201	8,826
Torf, lufttrocken	0,420	0,014	0,516	0,05	3550	4,044	4,759	9,998
Braunkohle, faserig	0,444	0,009	0,472	0,075	3600	4,123	4,755	9,990
„ erdig	0,504	0,018	0,378	0,10	4450	4,884	5,449	11,448
„ muschelig	0,570	0,028	0,352	0,05	5350	5,724	6,313	13,264
Sinterkohle	0,704	0,031	0,235	0,03	6600	6,977	7,435	15,621
Backkohle	0,766	0,041	0,163	0,03	7500	7,782	8,206	17,241
Sandkohle	0,796	0,041	0,133	0,03	7760	8,045	8,431	17,713
Anthracit	0,877	0,031	0,072	0,02	8110	8,491	8,744	18,371
Coaks	0,920	—	—	0,05	7430	7,441	8,043	16,898
Holzkohle	0,880	0,020	0,080	0,02	7750	8,016	8,429	17,709

§. 254. **Temperatur der Verbrennungsproducte.** Aus dem Gewichte der durch die Verbrennung entstehenden Verbrennungsproducte und der dabei erzeugten Wärmemenge läßt sich nun auch ein Schluß ziehen über die Höhe der Temperatur, welche in der Feuerung höchstens erreicht werden kann. Sieht man nämlich von den Wärmeverlusten ab, welchen die Feuerungsanlage durch die Ausstrahlung und durch die Berührung mit der atmosphärischen Luft ausgesetzt ist, so hat man anzunehmen, daß die erzeugte Wärme dazu dient, den entstehenden Verbrennungsgasen eine gewisse Temperatur zu ertheilen, welche sich dann einfach dadurch bestimmt, daß man das Gewicht jedes einzelnen Gases mit dessen specifischer Wärme c_p für constanten Druck und mit der gesuchten Temperatur t multiplicirt, und die Summe der so erhaltenen Producte gleich der erzeugten Wärmemenge setzt, aus welcher Gleichung sich sodann die Temperatur t berechnet.

Diese Rechnung, welche wegen der Nichtberücksichtigung der gedachten Wärmeverluste unter allen Umständen eine zu hohe Temperatur ergiebt, kann indessen nur in solchen Fällen einen gewissen Anhalt gewähren, in denen die Verbrennungsproducte nicht schon während ihrer Bildung im Feuerherde ihre Wärme theilweise an einen fremden Körper abgeben. Das letztere ist der Fall bei den Dampfkesselfeuerungen, bei denen wegen der Wärmeaufnahme des Kessels in der Feuerung nur eine wesentlich geringere Temperatur auftreten kann, als die gedachte Rechnung ergiebt. Nur für hüttenmännische Feuerungen, bei denen im Feuerraume die Wärme durch Gewölbe zusammengehalten wird und die heißen Gase erst in dem eigentlichen Erhitzungsraume ihre Wärme abzugeben haben, kann die gedachte Rechnung einigermaßen einen Anhalt geben.

Es möge als Beispiel wieder die Verbrennung von 1 kg Steinkohle, bestehend aus 0,80 C, 0,05 H und 0,10 O vorausgesetzt werden, wodurch nach §. 252 eine Wärmemenge von $W = 7756$ W.-E. entwickelt wird. Die aus dem Brennstoffe sich bildenden Gase bestehen nach dem vorigen Paragraphen aus

$$3{,}67\,C = 3{,}67\,.\,0{,}8 = 2{,}93 \text{ kg Kohlensäure}$$

und

$$9\,H = 9\,.\,0{,}05 = 0{,}45 \text{ kg Wasserdampf},$$

während der einfachen Luftmenge nach (146) noch das Gewicht

$$8{,}88\,C + 26{,}63\,H - 3{,}33\,O = 8{,}88\,.\,0{,}8 + 26{,}63\,.\,0{,}05 - 3{,}33\,.\,0{,}1 = 8{,}10 \text{ kg Stickstoff}$$

beigemengt ist. Nimmt man an, daß zur vollständigen Verbrennung die doppelte Luftmenge zugeführt werde, so findet sich in den Verbrennungsproducten die doppelte Menge Stickstoff im Betrage von

$$2\,.\,8{,}10 = 16{,}20 \text{ kg}$$

vor, ebenso wie ein überschüssiges Sauerstoffquantum von

$$\frac{0{,}231}{0{,}769}\,8{,}10 = 2{,}43 \text{ kg}$$

vorhanden ist. Da nun die specifische Wärme c_p für constanten Druck für

Kohlensäure	0,2164
Wasserdampf	0,4750
Stickstoff	0,2440
Sauerstoff	0,2175

ist und das gebildete Wasser zu seiner Verdampfung die latente Wärme $0{,}45 \,.\, 536 = 241$ Wärmeeinheiten erfordert, so erhält man die gesuchte Temperatur t aus der Gleichung:

$$7756 - 241 = t\,(2{,}93\,.\,0{,}2164 + 0{,}45\,.\,0{,}475 + 16{,}2\,.\,0{,}2440 + 2{,}43\,.\,0{,}2175) = 5{,}329\,t,$$

woraus

$$t = \frac{7515}{5{,}329} = 1410^{0}\,\text{C}.$$

folgt.

Durch derartige Rechnungen hat Péclet die folgende Tabelle für die mit verschiedenen Brennstoffen zu erzielenden theoretischen Temperaturen gefunden, welche bei Zuführung der einfachen, sowie der doppelten Luftmenge sich ergeben.

Tabelle der theoretischen Temperaturen der Verbrennungsgase für:

Brennstoff	Einfache Luftmenge	Doppelte Luftmenge
Trockenes Holz	2412° C.	1340° C.
Holz mit 30 Proc. Wasser	2166	1263
Holzkohle mit 7 Proc. Wasser und 7 Proc. Asche	2774	1387
Trockener Torf mit 5 Proc. Asche . .	2484	1405
Torf mit 20 Proc. Wasser	2350	1336
Mittlere Steinkohle	2800	1487
Coaks mit 5 Proc. Asche	2755	1432

Wenn auch aus den vorbemerkten Gründen die Temperatur in der Feuerung der Dampfkessel immer eine wesentlich geringere ist, als die oben in

der dritten Spalte enthaltenen Zahlen angeben, so kann man doch aus den letzteren ein Urtheil über den Wärmeverlust gewinnen, welcher der nützlichen Verwendung dadurch entzogen wird, daß die Verbrennungsgase mit einer gewissen Temperatur durch den Schornstein entweichen. Diese Temperatur kann natürlich niemals geringer sein als diejenige der Dampfkesselwandung ist, sie muß sogar in allen Fällen der Ausführung beträchtlich höher sein, um durch die Esse einen genügend lebhaften Zug zu erzeugen. In der Regel verlassen die abziehenden Gase den Dampfkessel mit einer Temperatur von 250 bis 300° C. Legt man daher für die durch die Verbrennung höchstens erreichbare Temperatur nach der vorstehenden Tabelle etwa den Werth von 1400° zu Grunde, so ersieht man, daß selbst bei nur 250° warmen Schornsteingasen der durch die Esse entführte Wärmeverlust sich auf $\frac{250}{1400} = 0{,}179$ oder gegen 18 Proc. der ganzen zur Verfügung stehenden Wärme berechnet. Es ist klar, daß dieser Verlust unter den günstigsten Verhältnissen, d. h. unter der Annahme einer vollständigen Verbrennung allen Kohlenstoffes unvermeidlich ist, und daß bei einer mangelhaften Verbrennung in Folge der aus dem Schornsteine entweichenden unverbrannten Kohlentheilchen und Kohlenoxydgase der Verlust sich noch viel höher beziffern kann.

Man erkennt aus den Zahlen der angeführten Tabelle, welche in der zweiten Spalte die erreichbaren Temperaturen unter der Voraussetzung der einfachen Luftmenge angiebt, welchen günstigen Effect die in neuerer Zeit mehrfach auch für Dampfkessel in Anwendung gekommene Gasfeuerung verspricht. Bei dieser Feuerung wird unter beschränktem Luftzutritt und hoher Schichtung des Brennstoffes in einem besondern Ofen, dem Gasgenerator, die Kohle nur in Kohlenoxyd verwandelt, welches dann erst in dem eigentlichen Verbrennungsraume unter Zuführung der erforderlichen Verbrennungsluft vollständig zu Kohlensäure verbrannt wird. Hierbei hat man sowohl zu der Vergasung, wie zu der darauf folgenden Verbrennung nur genau die theoretisch erforderliche Menge atmosphärischer Luft hinzuzuführen, so daß in Folge hiervon die Temperaturen entsprechend höhere werden als bei den gewöhnlichen Rostfeuerungen. Dieser letztere Umstand hat den Gasfeuerungen für hüttenmännische Oefen eine viel verbreitete Verwendung verschafft, da sie selbst mit verhältnißmäßig schlechten und sonst werthlosen Brennstoffen wie Kohlenlösche, Grus, Sägemehl u. s. w. die höchsten Temperaturen erreichen lassen. Weniger häufig sind diese Feuerungen bisher bei Dampfkesseln angewendet worden, für welche nur mäßige Temperaturen erforderlich sind. Erst in neuerer Zeit hat man mehrfach versucht, Gasfeuerungen auch für Dampfkessel anzuwenden, mit Rücksicht auf die Ersparniß, welche damit verbunden ist, daß die geringere Menge der ent-

stehenden Verbrennungsgase auch eine entsprechend kleinere Wärmemenge durch die Esse entführt.

Brennstoffmenge. Es läßt sich nun leicht auch der Brennstoffaufwand berechnen, der zur Erzeugung einer gewissen Dampfmenge erforderlich ist. Es wurde oben angegeben, daß die Gesammtwärme eines Kilogramms Dampf von der Spannung p oder der Temperatur t nach (79) durch §. 255.

$$r = 606{,}5 + 0{,}305\,t$$

bestimmt ist, und sonach ist die erforderliche Wärmemenge, um diesen Dampf aus 1 kg Wasser zu erzeugen, dessen Temperatur t_1^0 beträgt, durch

$$W = 606{,}5 + 0{,}305\,t - t_1 \text{ Wärmeeinheiten}$$

ausgedrückt, wenn man die hier zulässige Annahme macht, daß die specifische Wärme des Wassers zwischen 0^0 und t_1^0 constant gleich Eins sei.

Vor Ausführung der Versuche von Regnault berechnete man die Wärmemenge des Dampfes entweder mittelst einer hypothetischen Formel von Watt oder mittelst einer andern von Southern. Nach Watt, Sharp, Clément-Déformes, und zumal nach den neueren Beobachtungen von Pambour ist die Gesammtwärme des Dampfes bei allen Temperaturen eine und dieselbe, nimmt also die latente Wärme ab, wenn die sensible Wärme eine größere wird. Nimmt man an, daß bei der Bildung des Dampfes von 100^0 Temperatur eine Wärmemenge von 540 Cal. gebunden wird, so hat man hiernach die Wärmemenge, welche bei der Verwandlung des Wassers von t_1^0 Temperatur in Dampf von jeder Temperatur nöthig ist, einfach

$$W = 540 + 100 - t_1 = 640 - t_1.$$

Nach Southern, Poncelet u. A. wäre hingegen die latente Wärme des Dampfes constant (540 Cal.), nähme also die Gesammtwärme mit der Temperatur zu, und es wäre daher die Wärmemenge:

$$W = 540 + t - t_1.$$

Nimmt man die Temperatur des Wassers gleich Null an, und setzt man die des Dampfes $t = 100, 125, 150^0$ u. s. w., so läßt sich folgende Vergleichung machen:

Temperatur des Dampfes		50°	75°	100°	125°	150°	175°	200°
Wärmemenge nach	Watt	640	640	640	640	640	640	640
	Southern. . .	590	615	640	665	690	715	740
	Regnault . . .	621,7	629,4	637	644,6	652,2	659,9	667,5

Man ersieht hieraus, daß bei Temperaturen von 100 bis 150°, wie sie bei Dampfmaschinen meist vorkommen, das Watt'sche Gesetz nicht bedeutend von der Regnault'schen Formel abweicht, daß dagegen bei Temperaturen über 120° die Southern'sche Regel schon auf ansehnlichere Abweichungen führt.

Wenn man, nach Regnault, $W = 606{,}5 + 0{,}305\,t - t_1$ setzt, so erhält man das Wärmequantum, welches zur Verwandlung der Wassermenge $Q\gamma$ Kilogramm in Dampf nöthig, d. i.:

$$W = (606{,}5 + 0{,}305\,t - t_1)\,Q\gamma \text{ Calorien} \quad . \quad . \quad (156)$$

Nehmen wir für t und t_1 Mittelwerthe an, setzen wir $t = 125$ und $t_1 = 15^0$, so erhalten wir:

$$W = 630 \text{ Calorien.}$$

Wenden wir mittelgute Steinkohle zur Verbrennung an, und setzen wir voraus, daß $^2/_3$ der dadurch entwickelten Wärme zur Wirkung gelange, so können wir die durch 1 kg Kohle gewonnene Wärmemenge zu

$$^2/_3 . 7500 = 5000 \text{ Calorien}$$

setzen, und da nach der letzten Regel die Wärmemenge, welche 1 kg Wasser von 10° Temperatur zur Verwandlung in Dampf erfordert, 630 Cal. ist, so läßt sich hiernach annähernd als richtig annehmen, daß jedes Kilogramm Kohlenstoff bei seiner Verbrennung $\frac{5000}{630} = 7{,}93$ kg Dampf liefere oder 1 kg Dampf zu seiner Erzeugung 0,126 kg Steinkohle erfordere. Erfahrungsmäßig giebt 1 kg Steinkohle 5 bis 7 kg, 1 kg Coaks $4^2/_3$ bis 5,8 kg, 1 kg Holzkohle 6 kg und 1 kg Holz 2,5 bis 2,7 kg Dampf (s. Guide du chauffeur par Grouvelle et Jaunez).

Für die zur Dampferzeugung dienenden Steinkohlen sind folgende Mittelwerthe in Anwendung zu bringen.

Steinkohlen	Gewicht roher Steinkohle pr. Tonne zu je 4 Scheffel	Wassergehalt in Procenten der rohen Kohle	Unverbrennliche Rückstände in Procenten der rohen Kohle	Effective Verdampfungskraft; Dampfmenge pr. kg roher Kohle
nordamerikanische . . .	180,5 kg	1,39	10,3	8,27 kg
englische	190,8 „	3,37	7,8	7,82 „
preußische	174,6 „	3,00	4,8	8,28 „
sächsische	183,8 „	10,83	25,5	8,20 „

Noch lassen sich folgende Mittelwerthe annehmen.

Name des Brennstoffs	Gewicht des Brennstoffs	Wassergehalt	Dampfproduction in Kilogr. beim angegebenen Wassergehalt	
			von 1 kg	von 1 Klafter
Nadelholz . .	1 Klafter = 3,339 cbm = 1300 kg	15 Proc.	4,0	5200
Laubholz . .	1 „ = 1500 „	15 „	3,7	5550
				von 1000 St.
Torf	1000 Stück = 900 kg	25 „	3,64	3276
Braunkohle .	1 Scheffel = 145 „	30 „	3,95	575

Beispiel. Welchen Steinkohlenaufwand erfordert ein Dampfkessel, welcher in jeder Minute 5 cbm Dampf von 4 Atmosphären Spannung liefert, wenn ihm das Speisewasser mit einer Temperatur von 40° C. zugeführt wird?

Nach der Tabelle in §. 235 ist für Dampf von 4 Atmosphären Spannung die Temperatur $t = 144°$, und das Gewicht von 1 cbm gleich 2,2303 kg. Demgemäß erfordert das Gewicht $5 \cdot 2{,}2303 = 11{,}152$ kg des 40° warmen Speisewassers die Wärme von

$$W = 11{,}152\ (606{,}5 + 0{,}305 \cdot 144 - 40) = 11{,}152 \cdot 610{,}4 = 6807\ \text{W.-E.}$$

Nimmt man an, daß 1 kg Steinkohle effectiv 4500 Wärmeeinheiten liefere, so findet sich die Kohlenmenge in jeder Minute zu

$$\frac{6807}{4500} = 1{,}513\ \text{kg}$$

oder stündlich zu

$$K = 90{,}8\ \text{kg}.$$

Die zur Verbrennung erforderliche theoretische Luftmenge berechnet sich nach §. 253 für Sinterkohle, wie solche meistens für Dampfkessel verwendet wird, zu $1{,}513 \,.\, 6{,}977 = 10{,}556$ cbm, so daß man für die Zuführung des doppelten Luftquantums von 21,112 cbm pr. Minute wird sorgen müssen. Die gebildeten Verbrennungsproducte nehmen nach der Tabelle in §. 253 bei 300° C. ein Volumen ein von $1{,}513 \,.\, 15{,}621 = 23{,}635$ cbm. Rechnet man noch das auf 300° C. reducirte Volumen der überschüssig hinzugeführten 10,556 cbm Luft von 15° mittlerer Temperatur mit $\frac{273 + 300}{273 + 15} \cdot 10{,}556 = 21{,}002$ cbm hinzu, so erhält man das durch den Schornstein abzuführende Gasgemenge für jede Minute zu

$$23{,}635 + 21{,}002 = 44{,}637 \text{ cbm}$$

oder pr. Secunde zu

$$\frac{44{,}637}{60} = 0{,}744 \text{ cbm},$$

wonach die betreffenden Querschnitte des Rauchcanals zu bemessen sind, wie im folgenden Capitel gezeigt wird.

Ueber die Wärme handeln außer dem mehrfach genannten größern Werke von Péclet, Traité de la chaleur, considérée dans ses applications, Paris, 1860, die Lehrbücher der Physik von Müller, Ganot, Wüllner u. A., sowie besonders die Wärmemeßkunst und deren Anwendung von Schinz, Stuttgart, 1858. Die Grundlehren der mechanischen Wärmetheorie finden sich besonders von Clausius in verschiedenen Abhandlungen in Poggendorff's Annalen behandelt, welche auch in einem besondern Werke erschienen sind. Ferner ist hier das im Vorstehenden mehrfach angezogene Werk Zeuner's, Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie, 2. Auflage, 1866, sowie Grashof's Maschinenlehre anzuführen. Auch sind über die mechanische Wärmetheorie die Werke von Auerbach, Rühlmann, Röntgen, Krebs veröffentlicht; eine interessante Behandlung findet der Gegenstand in dem Werke Tyndall's: Die Wärme, betrachtet als eine Art der Bewegung. Die vorzüglichen Arbeiten von Rankine, Thomson u. A. sind meist in wissenschaftlichen Zeitschriften niedergelegt.

In Betreff der Heizkraft der Brennmaterialien ist anzuführen: Untersuchungen über die Heizkraft der wichtigeren Brennstoffe im preußischen Staate von P. W. Brix, Berlin, 1853. A report to the navy departement of the United States on Americal coals etc., Philadelphia 1844, im Auszuge in den Verhandlungen des Ver. z. Beförd. d. Gewsl. in Preußen, 1846. Siehe auch Formules, Tables etc. ou Aide-Mémoire des Ingenieurs etc. par Claudel, Paris 1854. Ferner Untersuchungen über die Heizkraft der Steinkohlen Sachsens von Ernst Hartig, Leipzig 1860, sowie: Des Machines à vapeur par Morin et Treska, Tome I, Production de la vapeur, Paris 1863.

Zweites Capitel.

Die Dampfkessel.

Dampfkessel im Allgemeinen. Dampfkessel sind metallene, überall §. 256.
dicht abgeschlossene Gefäße, die dazu bestimmt sind, aus dem in ihnen enthaltenen Wasser durch die Wirkung einer Feuerung Dämpfe zu entwickeln, welche zum Betriebe von Dampfmaschinen oder auch zu anderen Zwecken verwendet werden sollen. Es ist ersichtlich, daß diese Kessel nicht nur die genügende Festigkeit darbieten müssen, um dem Drucke des im Innern derselben eingeschlossenen Dampfes widerstehen zu können, sondern daß auch ihre Verhältnisse so zu bemessen sind, daß die in bestimmter Zeit geforderte Dampfmenge erzeugt werden kann, und zwar wird man von einem guten Kessel verlangen, daß die Dampferzeugung möglichst vortheilhaft, d. h. mit möglichst geringem Aufwande von Brennmaterial geschehe. Diese Bedingung eines sparsamen Betriebes wird, da die Kosten für das Brennmaterial stetig dauernde sind, in den Vordergrund treten gegen die Rücksicht auf eine möglichst wohlfeile Ausführung des Kessels, da die Kosten für die Anlage nur einmalige sind. Es ist durch eine einfache Rechnung, welche den Brennmaterialpreis, sowie die Zinsen und Amortisationsgebühr der Anlage berücksichtigt, leicht festzustellen, daß eine auch nur geringe Ersparniß an Brennmaterial in den meisten Fällen selbst durch eine beträchtliche Vergrößerung der Anlagekosten nicht zu theuer erkauft wird, und daß ein Sparen an den Kesselanlagen, wenn hierdurch deren Wirkungsgrad verringert wird, fast immer unvortheilhaft ist.

Als Material für die Dampfkessel verwendet man ganz allgemein das Schmiedeisen wegen dessen Festigkeit und Sicherheit gegen Explosionen. Kupferne Kessel, wie sie wohl für geringe Spannungen zu Zwecken des Heizens vorkommen, würden für hohe Dampfspannungen nicht widerstandsfähig genug und auch zu kostspielig sein, und gußeiserne Kessel gewähren wegen ihrer geringen Festigkeit gegen Zerreißen zu wenig Sicherheit. Man ist daher von der Anwendung des Gußeisens zu Dampfkesseln im Allgemeinen zurückgekommen und verwendet dieses Material meistens nur zu untergeordneten Bestandtheilen. Nach den für das deutsche Reich geltenden Bestimmungen darf Gußeisen als Dampfkesselwandung nur für solche Theile verwendet werden, deren lichte Weite bei cylindrischer Gestalt 0,25 m und bei kugelförmiger Gestalt 0,30 m nicht übersteigt. In Amerika dagegen findet das Gußeisen zu

Dampfkesseln eine häufigere Verwendung; insbesondere werden dort die Stirnplatten der Sieder oft aus Gußeisen gefertigt und der viel verbreitete Kessel von Harrison (s. unten) besteht ausschließlich aus Gußeisen. Die Verwendung von Stahlblechen hat man ebenfalls mehrfach versucht, indem man sich davon wegen der geringeren Wandstärken, welche die größere Festigkeit dieses Materials gestattet, besondere Vortheile in Bezug auf die Transmission der Wärme versprach, doch sind Stahlkessel nicht in allgemeine Anwendung gekommen. Die Ursache davon scheint in der Schwierigkeit zu liegen, Stahlbleche von durchaus gleichmäßigem Härtegrade und genügend dampfdichte Nietverbindungen derselben herzustellen.

Die Fähigkeit eines Kessels, in einer gewissen Zeit eine bestimmte Dampfmenge zu liefern, hängt nicht direct von dem Volumen oder dem Gewichte des Kessels, sondern in erster Reihe von seiner feuerberührten oder Heizfläche ab, d. h. von der Größe derjenigen Kesselwandung, welche äußerlich den Verbrennungsgasen ausgesetzt ist und innerlich vom Wasser berührt wird, da vorzugsweise durch diese Wandfläche ein Uebergang der Wärme von den Verbrennungsproducten nach dem Innern des Kessels stattfindet.

Die Aufnahme der Wärme seitens der Kesselwand aus den Feuergasen geschieht theilweise durch Strahlung, theilweise durch Berührung oder Leitung, während die Wärmeabgabe an das Wasser vornehmlich durch Berührung geschieht, und zwar ist diese Wärmeabgabe trotz der geringen Wärmeleitungsfähigkeit des Wassers wegen der eintretenden Circulation eine sehr lebhafte. Viel geringer ist dagegen die Abgabe der Wärme an den Dampf, und daraus erklärt es sich, warum eine geheizte Dampfwandung, d. h. eine innerlich vom Dampfe und äußerlich von den Heizgasen berührte Wandung so leicht dem Erglühen ausgesetzt ist.

Im Allgemeinen soll die vom Feuer berührte Kesselwand im Innern des Kessels stets vom Wasser berührt werden, und die hierüber geltenden Verordnungen der einzelnen Staaten schreiben bestimmte Höhen vor (in Deutschland für stationäre Kessel 0,10 m), um welche der niedrigste Wasserstand mindestens über der höchsten vom Feuer berührten Fläche gelegen sein muß. Nur ausnahmsweise pflegt man die Heizgase auch an solchen Stellen vorbeizuführen, welche innerlich den Dampfraum begrenzen; dies darf aber immer nur geschehen, wenn angenommen werden kann, daß die Verbrennungsproducte daselbst schon hinlänglich abgekühlt sind, um ein Erglühen der Kesselwand nicht befürchten zu lassen. Bekanntlich ist das Glühendwerden einer vom Wasser entblößten Wand in sehr vielen Fällen die Ursache von Kesselexplosionen gewesen, und in wohl allen Fällen ist eine mehr oder minder große Formänderung und Beschädigung der Kesselwand mit einem Erglühen derselben verbunden. Solche Kesseltheile, welche innerlich vom Wasser berührt

sind, werden niemals glühend, vorausgesetzt, daß die Bleche daselbst nicht unganze Stellen (Schiefer) enthalten, deren Beseitigung daher bei der Anfertigung des Kessels von Wichtigkeit ist. Kesseltheile dagegen, deren Berührung mit dem Wasser durch Kesselstein verhindert wird, sind erfahrungsmäßig leicht einem Durchbrennen unterworfen.

Wenn bei einzelnen Kesselconstructionen die abgehenden Feuergase, wie angegeben, an gewissen Theilen der innerlich vom Dampfe berührten Kesselwand vorbeigeführt werden, so hat dies meistens den Zweck, den schon gebildeten Dampf möglichst trocken zu machen dadurch, daß das in ihm enthaltene mechanisch mitgerissene Wasser noch nachträglich verdunstet wird; eine Ueberhitzung des Dampfes kann dagegen hierdurch nicht erzeugt werden, so lange wenigstens nicht, als diese Flächen sich in geringer Entfernung von dem Wasserspiegel des Kessels befinden. Die Wärmetransmission durch eine solche innerlich vom Dampfe berührte Kesselwand ist, wie schon bemerkt, viel geringer als diejenige einer dem Wasser ausgesetzten Fläche, und daher versteht man, wenn man von der Heizfläche eines Kessels spricht, darunter in der Regel nur die Oberfläche derjenigen vom Feuer berührten Kesselwandung, welche innerlich mit Wasser in Berührung steht.

Die Wärmemenge, welche durch 1 qm Heizfläche stündlich dem Dampfe mitgetheilt werden kann, hängt in erster Reihe von der Differenz der Temperaturen innen und außen ab. Die Temperatur im Innern wird natürlich höchstens diejenige des entwickelten Dampfes sein, also der Tabelle des §. 235 gemäß beispielsweise für eine Dampfspannung von 10 Atmosphären höchstens 180,3° und für 4 Atmosphären nicht mehr als 144° betragen. Die durchschnittliche Temperatur wird noch etwas geringer sein, weil das dem Kessel zugeführte Speisewasser immer noch unter 100° warm ist. Die Verbrennungsproducte dagegen haben Temperaturen, welche man etwa zu 1200 bis 1400° in der Feuerung und zu 300° in dem Fuchse annehmen kann, d. h. in dem Kanale, welcher diese Gase vom Kessel nach dem Schornstein führt. Es ist daraus ersichtlich, daß auch die Wirkungsfähigkeit von 1 qm Heizfläche bei demselben Kessel eine sehr verschiedene sein wird, je nachdem diese Fläche in der Nähe der Feuerung mit den heißen Verbrennungsproducten oder in der Gegend des Fuchses mit den schon abgekühlten Rauchgasen in Berührung kommt. Man wird daher bei einem bestimmten Kessel nur von einer durchschnittlichen Verdampfungsfähigkeit pr. Quadratmeter Heizfläche sprechen können.

Es ist auch klar, daß diese Verdampfungsfähigkeit von der mehr oder minder großen Lebhaftigkeit der Befeuerung abhängig ist. Stellt man sich vor, die Beschickung der Feuerung geschähe so mäßig oder, was auf dasselbe hinausläuft, die Heizfläche wäre so groß, daß die etwa 1400° warmen Verbrennungsproducte Gelegenheit haben, so viel Wärme an den Kessel abzu-

geben, um mit nur 300° Temperatur nach dem Schornsteine zu entweichen, so wird dieser Kessel im Allgemeinen eine vortheilhafte Wirkung zeigen, da nach dem weiter unten über Schornsteine Anzuführenden eine noch weiter gehende Abkühlung der Verbrennungsproducte nur in beschränktem Maße angängig ist. Der Kessel wird in diesem Falle mit jedem Quadratmeter Heizfläche eine durchschnittliche Wassermenge etwa gleich W Kilogramm verdampfen. Denkt man jetzt aber den Kessel forcirt, d. h. eine lebhaftere Befeuerung vorgenommen, der zu Folge eine größere Menge Verbrennungsgase entwickelt wird, welche etwa dieselbe Temperatur von 1400° haben mögen, so wird diese größere Gasmenge durch die Heizfläche jetzt nicht bis auf 300° abgekühlt werden können, die Gase werden vielmehr mit einer höhern Temperatur, etwa von 400°, nach dem Schornsteine entweichen. Es ist sofort ersichtlich, daß nunmehr die durchschnittliche Verdampfungsfähigkeit eines Quadratmeters Heizfläche größer als W ausfallen muß, weil die Temperaturdifferenz jetzt durchschnittlich größer ist als vorher, indem die Feuergase ihre Temperatur von 1400° nur bis zu 400°, im vorhergehenden Falle aber bis zu 300° herabsetzen. Diese größere Verdampfungsfähigkeit ist aber durch eine weniger sparsame Wirkung des Kessels erkauft worden, denn die Verbrennungsgase, welche jetzt mit einer Temperatur von 400° aus dem Schornsteine entweichen, entführen dem Kessel jetzt etwa $\frac{4}{14} = 0{,}286$ der ihnen durch die Feuerung mitgetheilten Wärme, während dieser Verlust vorher sich nur auf ungefähr $\frac{3}{14} = 0{,}214$ bezifferte. Die Folge hiervon ist, daß man in dem zweiten Falle mit derselben Wärmemenge, d. h. mit demselben Brennstoffquantum auch nur eine im Verhältniß $\frac{0{,}714}{0{,}786} = \frac{10}{11} = 0{,}91$ kleinere Wassermenge wird verdampfen können als im erstern Falle. Es ergiebt sich hieraus allgemein, daß man durch Forciren eines Dampfkessels zwar die Verdampfung pr. Quadratmeter erhöhen kann, daß damit aber immer ein geringeres Güteverhältniß, d. h. eine Verringerung der mit 1 kg Brennstoff zu verdampfenden Wassermenge verbunden ist. Ein solches Forciren von Dampfkesseln kommt nun nicht bloß dann vor, wenn ein für eine bestimmte Verdampfung eingerichteter Dampfkessel ausnahmsweise eine größere Dampfmenge liefern soll und zu dem Behufe lebhafter befeuert wird, sondern auch in allen den Fällen, wo ein Dampfkessel von vornherein zu klein angeordnet wurde, d. h. wenn er nicht die genügende Heizfläche erhielt, um die Temperatur der Verbrennungsproducte von ihrer anfänglichen Größe in der Feuerung bis auf den für den Schornstein zulässigen Betrag herabzumindern. Solche Kessel sind daher für eine möglichste Ausnutzung der Wärme zu klein und sie vermögen die geforderte Dampfmenge nur durch Forciren,

d. h. durch lebhaftere Befeuerung zu erzielen. Wie groß man erfahrungsmäßig im Allgemeinen den Betrag der Verdampfung pr. Quadratmeter Heizfläche bei Kesseln annehmen darf, wird weiter unten angegeben werden.

Hier möge nur noch angeführt werden, daß die durch die Quadrateinheit Kesselwand hindurchgehende Wärmemenge außer von der Temperaturdifferenz innen und außen auch noch von der Dicke der Wand und dem Leitungsvermögen abhängt, welches dem Material dieser Wand für die Wärme zukommt, indem nach §. 249 die Wärmemenge, welche durch 1 qm Fläche bei der Wanddicke δ und der Temperaturdifferenz $t - t_1$ stündlich hindurchgeht, durch

$$W = D \frac{t - t_1}{\delta}$$

dargestellt ist. Das Wärmeleitungsvermögen D ist hierin für Eisen sehr beträchtlich (28) und daher ist ein lebhafter Wärmedurchgang vorhanden, sobald die Kesselwand in der That nur aus Metall besteht. Wenn aber im Innern des Kessels sich nach einiger Zeit eine mehr oder minder dicke Lage von Schlamm oder Kesselstein abgesondert hat, so muß in Folge der viel geringern Wärmeleitungsfähigkeit dieser Stoffe (gebrannte Erde 0,51 bis 0,69, Gyps 0,33 bis 0,52) die durchgehende Wärmemenge wesentlich kleiner ausfallen. Hieraus erklärt sich die überall beobachtete Thatsache, daß Kessel, in denen sich stärkere Ablagerungen gebildet haben, sehr viel geringere Verdampfungsfähigkeit zeigen und daß, wenn in Folge dessen eine Forcirung des Kessels stattfindet, sogar ein Erglühen einzelner innerlich mit Kesselstein bedeckter Wandungen stattfinden kann. Es ergiebt sich daher für den Betrieb die Nothwendigkeit einer möglichsten Reinhaltung des Kessels von Ablagerungen im Innern und für den Constructeur die Bedingung, dem Kessel eine Einrichtung zu geben, welche solche Reinigung ohne zu große Beschwerden gestattet. Ebenso wie durch Ablagerung von Kesselstein und Schlamm im Innern des Kessels kann auch der Wärmeübergang wesentlich durch Absetzung von Flugasche auf der dem Feuer ausgesetzten Fläche beeinträchtigt werden, weshalb man bei allen Kesselanlagen dafür sorgen muß, daß ein Reinfegen der Feuercanäle von Flugasche leicht vorgenommen werden kann.

Dampf- und Wasserraum. Wenn auch die Verdampfungsfähigkeit §. 257.
von der Größe des Rauminhalts eines Kessels nicht direct abhängig ist, so ist doch dieser Inhalt und insbesondere der mit Wasser gefüllte Theil desselben, der Wasserraum, von großer Bedeutung für den Betrieb des Kessels. Es möge V das Volumen eines Dampfkessels bedeuten, von welchem der Theil V_w mit Wasser und derjenige $V_d = V - V_w$ mit Dampf von der Spannung p und der Temperatur t gefüllt sein soll. Beim ersten Anfeuern dieses Kessels, wenn das Wasser noch die Temperatur t_0 der äußern Atmo-

sphäre hat, ist dem Wasser die zur Erwärmung von t_0 auf t_1 erforderliche Wärmemenge mitgetheilt worden, welche durch

$$Q_w = V_w \gamma c\ (t - t_0)$$

ausgedrückt ist, wenn $\gamma = 1000$ kg das specifische Gewicht des Wassers und c die durchschnittliche specifische Wärme des Wassers zwischen den Temperaturen t_0 und t bedeutet, welche Größe für die hier zu machenden Bemerkungen gleich 1 angenommen werden kann.

Ebenso bestimmt sich die Wärmemenge, welche dem Dampfe V_w mitgetheilt werden muß, um denselben aus Wasser von der Temperatur t_0 zu erzeugen, zu:

$$Q_d = V_d \gamma_1\ (q - q_0 + r) = V_d \gamma_1\ [c\ (t - t_0) + r],$$

wenn γ_1 das specifische Gewicht und r die latente Wärme des Dampfes, sowie q und q_0 die Flüssigkeitswärme für t und t_0^0 bedeuten. Bei dem kleinen Werthe von γ_1 ist die Wärmemenge Q_d immer viel geringer als diejenige Q_w, welche dem Wasser mitgetheilt werden mußte, wie sich am einfachsten an einem bestimmten Beispiele erkennen läßt. Nimmt man Dampf von $p = 4$ Atmosphären an, wofür nach §. 235: $t = 144^0$, $\gamma_1 = 2{,}230$, $r = 505{,}1$ und $q = 145{,}3$ ist, und setzt man eine Temperatur des eingeführten Wassers von 15^0, also etwa $q_0 = 15$ voraus, so hat man, wenn schließlich noch der Dampfraum zu $^1/_3$ und der Wasserraum zu $^2/_3$ des Kesselvolumens angenommen wird:

$$Q_w = \frac{2}{3}\ 1000\,.\,(145{,}3 - 15)\ V = 86\,867\ V;$$

$$Q_d = \frac{1}{3}\ 2{,}230\ (145{,}3 - 15 + 505{,}1)\ V = 472{,}3\ V$$

$$= 0{,}0054\ Q_w = c_a\ \frac{1}{184}\ Q_w.$$

Die dem Wasser zugeführte Wärme ist daher in diesem Falle über 180 mal so groß wie die in dem Dampfe enthaltene und jeder Cubikmeter Wasserraum hat daher mehr als 90 mal so viel Wärme aufgenommen als 1 cbm Dampfraum. Hieraus erklärt sich, warum Dampfkessel mit einem großen Wasserraum beim Anheizen so lange Zeit gebrauchen, bevor sich Dämpfe bilden. Wenn dagegen der Wassergehalt des Kessels kleiner gemacht wird, so fällt auch Q_w entsprechend geringer aus und man wird daher in solchen Kesseln schneller Dämpfe von bestimmter Spannung erlangen können. In Fällen, wo es darauf ankommt, in möglichst kurzer Zeit Dämpfe zu erzeugen, wie z. B. bei den Dampffeuerspritzen, wird man daher den Wasserinhalt des Kessels so klein als möglich zu machen haben.

Die dem Wasser mitgetheilte Wärme Q_w bleibt in demselben aufgespeichert und ist in jedem Augenblicke verfügbar. Hieraus erklärt sich die regulirende Wirkung einer großen Wassermasse bei sehr unregelmäßiger Dampfentnahme aus dem Kessel, wie man leicht in folgender Art erkennt. Denkt man sich, es werde einem Kessel zu einer Zeit eine viel größere Dampfmenge entnommen, als derselbe vermöge seiner feuerberührten Fläche in derselben Zeit neu zu erzeugen vermag, so wird natürlich die Dampfspannung abnehmen. Mit dieser Abnahme der Spannung von dem Werthe p auf p_1 ist auch eine Abnahme der Temperatur von t auf t_1 verbunden, und da das in dem Kessel enthaltene Wasser die Temperatur t hatte, so ist eine Wärmemenge gleich $V_w \gamma\ (q - q_1)$ annähernd gleich $V_w \gamma\ (t - t_1)$ frei geworden, welche dazu verwendet wurde, neue Dämpfe zu bilden. Es möge etwa wieder Dampf von $p = 4$ Atmosphären, also einer Temperatur $t = 144°$ entsprechend $q = 145{,}3$ vorausgesetzt und angenommen werden, die Spannung sei durch übermäßige Dampfentnahme in einer gewissen Zeit auf 3,5 Atmosphären herabgegangen. Es entspricht dieser Spannung nach Tabelle §. 235 eine Temperatur $t_1 = 139{,}24$ und eine Flüssigkeitswärme $q_1 = 140{,}4$, daher hat jedes Kilogramm Wasser von der in ihm aufgespeicherten Wärmemenge $145{,}3 - 140{,}4 = 4{,}9$ Calorien abgegeben und da für 3,5 Atmosphären die latente Wärme $r_1 = 508{,}5$ ist, so konnte jedes Kilogramm Wasser vermöge dieser abgegebenen Wärmemenge eine Dampfmenge $\frac{4{,}9}{508{,}5} = 0{,}0096\,\text{kg}$ neu erzeugen. Während der Zeit, in welcher die Spannung sich von 4 auf 3,5 Atmosphären verringert hat, ist daher außer demjenigen Wasser, welches durch die Feuerung in dieser Zeit verdampft wurde, noch eine Wassermenge vom Volumen $0{,}0096\ V_w$ oder nahezu 1 Proc. der ganzen im Kessel enthaltenen Wassermenge durch die aufgespeicherte Wärme des Wassers verdampft worden. Hieraus erklärt es sich auch, warum ein Dampfkessel mit großem Wassergehalt nach der Eröffnung des Sicherheitsventils oft stundenlang abbläst. Bei der großen Geschwindigkeit des ausblasenden Dampfes würde hierbei der Dampfraum in wenigen Minuten leer sein, wenn nicht fortwährendes Nachverdampfen aus dem heißen Kesselwasser stattfände. Es ist klar, daß diese Wirkung des Kesselwassers wesentlich dazu beitragen muß, die Druckschwankungen im Kessel bei veränderlichem Dampfverbrauche herabzumindern, denn man erkennt, daß die Wassermasse ebenso ein schnelles Emporsteigen der Spannung verhindert, sobald die Dampfentnahme unter die durchschnittliche herabsinkt, welche der von der Feuerung an den Kessel mitgetheilten Wärmemenge entspricht. In diesem Falle wird nämlich die überschüssige Wärme zwar eine gewisse Spannungserhöhung hervorbringen, aber diese Spannungsvergrößerung wird um so geringer ausfallen, je größer die Wassermenge ist, je mehr Wärme die letztere also für sich zu der Tem-

peraturerhöhung gebraucht, welche mit jeder Spannungsvergrößerung verbunden ist. Man kann diese regulirende Wirkung einer großen Wassermasse des Kessels in gewissem Sinne vergleichen mit dem Einflusse einer großen Schwungmasse, welche bei überschüssiger Triebkraft ebenfalls einen beträchtlichen Theil der letztern zu ihrer eigenen Beschleunigung beansprucht, um bei überschüssigem Widerstande die aufgespeicherte Arbeit wieder zur Unterstützung des Betriebes herzugeben. Es folgt daher die Regel, daß man Dampfkessel mit großem Wassergehalt in allen solchen Fällen anwenden soll, in welchen der Dampfverbrauch ein sehr veränderlicher ist. Solche Verhältnisse liegen insbesondere in Brennereien und chemischen Fabriken vor, wo man sogenannten offenen Dampf zum Kochen oder Erwärmen von Flüssigkeiten zeitweise in großen Mengen gebraucht. Auch die großen, mit Stillstandspausen arbeitenden Wasserhaltungsmaschinen, welche oft in der Minute nur wenige Spiele machen, veranlassen eine sehr schwankende Dampfentnahme. Daß man in solchen Fällen eines sehr veränderlichen Dampfverbrauchs eine Regulirung durch einen großen Dampfraum nicht erreichen kann, wie dies irrthümlicher Weise wohl zuweilen angenommen wird, dürfte nach den vorstehenden Bemerkungen sich von selbst ergeben, da jeder Cubikmeter Dampfraum nur eine sehr geringe Wärmemenge in sich enthält.

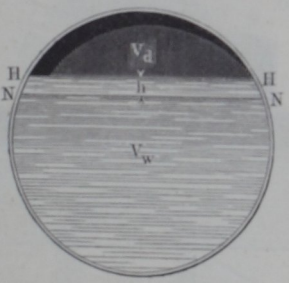
Die vortheilhafte Wirkung eines großen Dampfraumes hat man nicht in einer Regulirung der Spannungen, sondern vielmehr darin zu suchen, daß dadurch eine Trennung des gebildeten Dampfes von dem mechanisch mitgerissenen Wasser befördert wird. Je größer der Dampfraum ist und je entfernter namentlich die Oeffnung des Dampfabführungsrohres von dem Wasserspiegel angebracht wird, desto trockener wird der Dampf sein, welchen der Kessel liefert. Mit Rücksicht hierauf pflegt man denn nicht nur dem Dampfraume eine bestimmte Größe von etwa $^1/_3$ des ganzen Kesselraumes zu geben, sondern man ordnet meist auch einen besondern Dampfdom an, einen kleinen verticalen Cylinder, welcher nicht sowohl den Zweck einer Vergrößerung des Dampfraumes hat, als vielmehr die Gelegenheit bieten soll, den Dampf von einer vom Wasserspiegel möglichst entfernten Stelle entnehmen zu können.

Dem oben angegebenen Vortheile der regulirenden Wirksamkeit eines großen Wasserraumes steht in gewissen Fällen ein nachtheiliger Einfluß desselben gegenüber, welcher zu Wärmeverlusten Veranlassung geben kann. Wenn nämlich ein Kessel nur zeitweise in Gebrauch genommen wird und seine Betriebszeiten durch Stillstandspausen unterbrochen sind, welche so lange andauern, daß der Kessel ganz erkaltet, so geht die bei jedesmaligem Anfeuern in dem Wasser aufzuspeichernde Wärmemenge verloren, so daß es in solchen Fällen nicht gerathen erscheint, dem Kessel einen großen Wassergehalt zu geben. In welcher Weise die Construction der Kessel gewählt werden

kann, um bei einer gewissen Heizfläche einen großen oder kleinen Wasserraum zu erhalten, wird sich in der Folge ergeben.

Ein Umstand kommt bei der Feststellung des Verhältnisses von Dampf- und Wasserraum noch besonders in Betracht, das ist nämlich die Größe des Wasserspiegels, welche bei den Cylinderkesseln von der Höhe dieses Wasserspiegels abhängt. Es möge etwa durch Fig. 459 der Querschnitt durch einen gewöhnlichen cylindrischen Kessel dargestellt sein, in welchem der niedrigste Wasserstand durch die Horizontale NN festgestellt sein soll. Weder die Speisung der Dampfkessel mit frischem Wasser noch die Entnahme des Dampfes kann beim Betriebe mit solcher Regelmäßigkeit vorgenommen werden, daß der Wasserspiegel immer in derselben Höhe verbleibt, es wird derselbe vielmehr in allen Kesseln einem gewissen Schwanken oft um mehrere Centimeter unterworfen sein. Fast immer geschieht die Speisung des Kessels überhaupt nicht ununterbrochen, sondern von Zeit zu Zeit, so daß schon hierdurch ein Schwanken des Wasserspiegels hervorgerufen wird. Nimmt man an, daß für diese Schwankungen eine gewisse Höhe h zwischen dem niedrigsten Wasserspiegel NN und dem höchsten HH zugelassen werden soll, so ist die Wassermenge zwischen diesen Wasserspiegeln durch

Fig. 459.



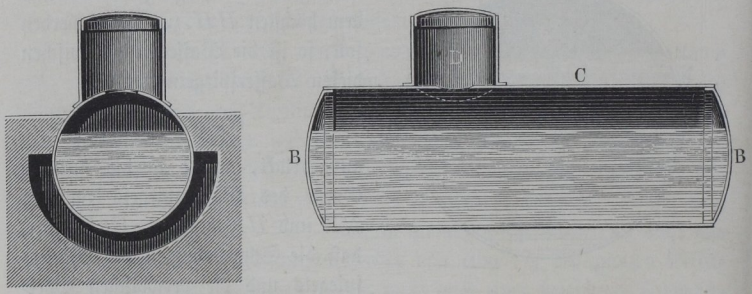
$$W_s = Fh$$

ausgedrückt, wenn F die mittlere Größe des Wasserspiegels zwischen NN und HH bedeutet. Es ist klar, daß die Schwankungen des Wasserspiegels und die periodischen Speisungen um so häufiger erfolgen, je kleiner die Fläche F ist. Aus diesem Grunde pflegt man den Wasserspiegel in Cylinderkesseln in der Regel nur wenig über der Kesselmitte anzuordnen, um in Folge der größern Ausdehnung des Wasserspiegels die Schwankungen desselben nach Möglichkeit einzuschränken. Es ist übrigens klar, daß durch die Einführung des Speisewassers in den Kessel die Dampfspannung etwas vermindert wird, da das Speisewasser immer eine beträchtlich geringere Temperatur hat als im Kessel vorhanden ist. Wenn daher die Entnahme von Dampf aus einem Dampfkessel zeitweise veränderlich ist, so wird man so viel als möglich die Speisung in den Perioden des geringsten Dampfverbrauchs vornehmen, in welchem Falle die von dem neu eintretenden Wasser gebundene Wärme einer übermäßigen Steigerung der Dampfspannung entgegenwirkt, so daß hierdurch auch in gewissem Sinne eine Regulirung möglich ist und zwar in um so höherm Grade,

je größer der sogenannte Speiseraum, d. i. der zwischen dem höchsten und dem niedrigsten Wasserspiegel enthaltene Inhalt des Kessels ist.

§. 258. **Kesselformen.** Was die Form angeht, welche den Dampfkesseln zu geben ist, so ließ man sich bei den ersten Dampfkesseln dabei durch die Rücksicht auf möglichst gute Uebertragung der Wärme von der Kesselwand an das Wasser leiten, und es entstanden mit Rücksicht hierauf die von Watt für seine Dampfmaschinen gebrauchten kofferförmigen Kessel mit einwärts gebogenen Böden und Seitenwandungen. Von dieser Form, welche nur für sehr geringe Dampfspannungen genügende Widerstandsfähigkeit gab, ist man jetzt gänzlich zurückgekommen, indem man in Folge der hohen Spannungen, mit denen heute gearbeitet wird, genöthigt ist, die Rücksicht auf möglichste Widerstandsfähigkeit des Kessels obenan zu stellen. Deswegen kommt bei allen Kesselconstructionen in der Hauptsache die cylindrische Form als diejenige zur Anwendung, welche die größte Widerstandsfähigkeit mit der Eigenschaft leichter Darstellbarkeit vereinigt. Ganz besonders sucht man

Fig. 460.



ebene Wandflächen so viel wie möglich zu vermeiden, weshalb man z. B. die Endflächen oder Böden der Cylinder nach Kugelsegmenten wölbt, wodurch man eine günstigere Beanspruchung derselben auf Zug erlangt. Bei der Verwendung gußeiserner Böden ordnet man dieselben wohl auch so an, daß ihre convexe Wölbung ins Innere der Kessel gerichtet ist, um in Folge des Dampfdrucks vornehmlich eine Beanspruchung derselben auf Druck zu erzielen, gegen welchen dem Gußeisen größere Widerstandsfähigkeit zukommt als gegen Zug. Aus diesem Grunde sind denn auch die geradwandigen Kammerkessel, wie sie früher auf Schiffen fast allgemein angewandt worden, mehr und mehr außer Gebrauch gekommen, und man beschränkt sich mit der Anwendung ebener Kesselwandungen auf die unumgänglich nöthigen Fälle, wie sie z. B. für die Feuerbüchsen der Locomotivkessel vorliegen.

Die einfachste Form zeigt der Cylinder- oder Walzenkessel, Fig. 460, bestehend aus dem einfachen, an den Enden durch gewölbte Böden B geschlossenen Blechcylinder C, welcher bei D mit einem Dampfdome versehen ist, und von dessen Mantelfläche etwa die untere Hälfte den Feuerungsgasen ausgesetzt ist. Bedeutet d den Durchmesser und l die Länge dieses Kessels, so kann man daher die vom Feuer berührte Fläche desselben zu etwa $\frac{\pi d l}{2}$ annehmen. Diese Kesselform bedingt für eine einigermaßen große Heizfläche einen beträchtlichen Raum, was in vielen Fällen als ein Nachtheil angesehen werden muß. Der große Dampfraum dagegen ist ein Vorzug und der bedeutende Wasserraum gleichfalls in solchen Fällen, wo ein andauernder Betrieb mit veränderlichem Dampfverbrauch obwaltet. Da es nicht rathsam ist, den Durchmesser d sehr groß zu nehmen, indem ein großer Durchmesser auch große Blechdicken erfordert (s. weiter unten), und da auch eine übermäßige

Fig. 461.

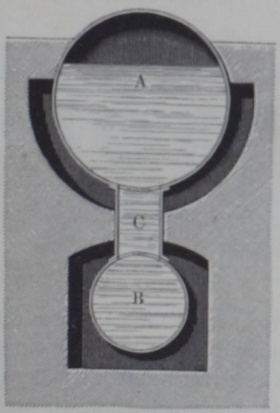
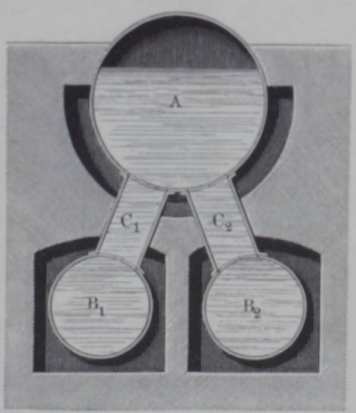


Fig. 462.



Länge mancherlei Uebelstände mit sich führt, so ist die Größe der Heizfläche solcher Kessel eine ziemlich beschränkte. Nimmt man z. B. für d einen Durchmesser von höchstens 1,6 m und eine Länge von 12 m an, so kann man damit eine Heizfläche von etwa $\frac{3{,}14 \,.\, 1{,}6 \,.\, 12}{2} = 30{,}14$ oder rund 30 qm erreichen. Um nun größere Heizflächen zu erlangen, verbindet man mehrere Cylinder mit einander zu einem Kessel und zwar kann dies hauptsächlich in zweifacher Weise geschehen. Man kann mit dem cylindrischen Kessel A, Fig. 461, einen zweiten solchen B durch Verbindungsröhren C vereinigen, und wenn man diesen Unterkessel B ringsum den Heizgasen aussetzt, so gewinnt man nahezu die ganze Oberfläche dieses Unterkessels als Heizfläche.

Anstatt eines solchen Unterkessels, welcher auch wohl als Sieder oder Vorwärmer bezeichnet wird, kann man in ähnlicher Art zwei (Fig. 462, a. v. S.) oder noch mehrere Cylinder B_1, B_2 mit A durch C_1, C_2 vereinigen. Man kann aber andererseits im Innern des Kessels A auch ein cylindrisches Rohr B, Fig. 463, oder zwei solche, B_1, B_2 (Fig. 464), anordnen und indem man diese Röhren als Flammröhren benutzt, durch welche die Heizgase geführt werden, erhält man die ganze Oberfläche dieser Flammröhren gleichfalls als Heizfläche. Man erkennt sogleich, daß die Siederohrkessel, Fig. 461 und Fig. 462, sich durch einen großen Wassergehalt auszeichnen, während in den Flammrohrkesseln, Fig. 463 und Fig. 464, der Wassergehalt um die durch die Röhren verdrängte Wassermenge geringer ausfällt als beim einfachen Cylinderkessel, und es gelten daher für diese beiden Kesselconstructionen die im vorigen Paragraphen über den Einfluß des Wasserraumes gemachten Bemerkungen. Es steht natürlich nichts im Wege, Kessel gleichzeitig mit Flammröhren und

Fig. 463.

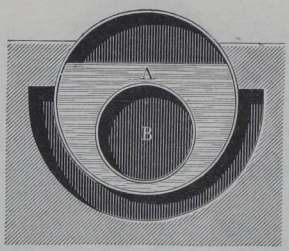
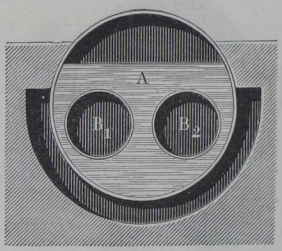


Fig. 464.



Siedern zu versehen. Auch muß bemerkt werden, daß die Flammröhren entweder nur als Feuerzüge oder Canäle zur Durchführung der Heizgase dienen oder auch zur Aufnahme der Feuerung selbst eingerichtet werden können, in welchem letztern Falle sie natürlich die hierzu erforderliche Weite (s. Feuerungen) erhalten müssen.

Die Flammröhren werden durch den Dampf auf Zusammendrücken in Anspruch genommen, während die Sieder wie die Oberkessel gegen Zerreißen widerstehen müssen. Außerdem muß man bemerken, daß die Flammröhren durch den Auftrieb des Wassers nach oben gedrückt werden, welcher Auftrieb in den meisten Fällen das Eigengewicht dieser Röhren übersteigt, wie folgende Rechnung ergiebt. Ist d der Durchmesser eines Flammrohres und δ die Blechstärke, so hat man unter Annahme eines specifischen Gewichts des Schmiedeisens gleich 7,5 für jeden laufenden Meter Flammrohr das Eigengewicht $\pi d \delta \,.\, 7500$ und den Auftrieb $\frac{\pi d^2}{4} \cdot 1000$ kg. Durch Gleichsetzen

beider Werthe erhält man $d = 30\,\delta$ als denjenigen Durchmesser, bei welchem das Feuerrohr wie ein Schwimmer wirkt. Dieser Durchmesser ergiebt sich daher für Bleche von 8 und 10 mm zu $d = 0{,}240$ m bezw. 0,3 m.

Den Flammröhren hat man einen solchen Durchmesser zu geben, daß ihr lichter Querschnitt die zur Durchführung der Heizgase erforderliche Größe hat. Wenn diese Größe mit f bezeichnet wird, so hat man bei Anwendung von einem Flammrohr den Durchmesser d desselben:

$$d = \sqrt{\frac{4f}{\pi}} = 1{,}13\sqrt{f}$$

und den Umfang desselben:

$$\pi d = \pi\sqrt{\frac{4f}{\pi}} = \sqrt{4\pi f} = 3{,}54\sqrt{f};$$

daher ist die durch dieses Rohr dargebotene Heizfläche:

$$H = \pi d l = l\sqrt{4\pi f} = 3{,}54\, l\sqrt{f}.$$

Denkt man sich jedoch dieselbe Querschnittsfläche f durch n Röhren von gleichem Durchmesser erreicht, von welchen jede Röhre den Querschnitt $\frac{f}{n}$, also den Durchmesser:

$$d_1 = \sqrt{\frac{4f}{\pi n}} = 1{,}13\sqrt{\frac{f}{n}}$$

erhält, so ermittelt sich die durch diese n Röhren dargebotene Heizfläche zu

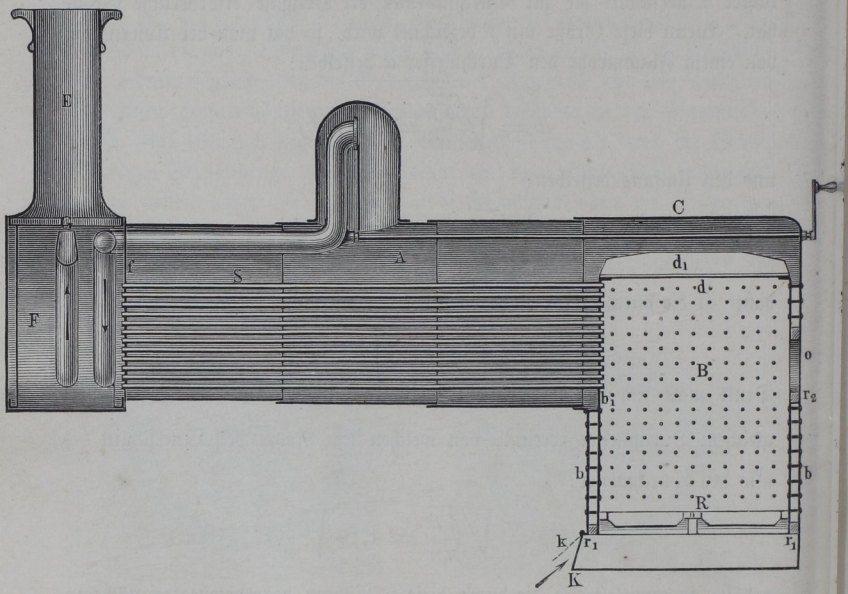
$$H_1 = n\pi d_1 l = l\sqrt{4\pi f n} = H\sqrt{n}.$$

Dadurch also, daß man statt eines Flammrohres eine größere Anzahl n anordnet, welche denselben Durchgangsquerschnitt für die Gase darbieten, erreicht man in diesen Röhren die $\sqrt{n}$fache Heizfläche des einzelnen Rohres. Hierauf beruht die Construction der sogenannten Röhrenkessel, bei welchen das Innere des cylindrischen Kessels durch eine große Anzahl enger Flammröhren durchsetzt wird und als deren Hauptrepräsentat der Locomotivkessel, Fig. 465 (a. f. S.), angesehen werden kann, von welchem in Thl. III, 2, besonders gehandelt wird. Es mag hier nur so viel bemerkt werden, daß die in der Feuerung B erzeugten Verbrennungsproducte hierbei nur einmal mittelst der in großer Anzahl vorhandenen Flammröhren durch den Wasserraum des Kessels hindurchgeführt werden, um durch den Schornstein E zu entweichen.

In dieser Art sind meistens auch die Kessel für transportable Dampfmaschinen oder Locomobilen ausgeführt und es steht natürlich auch nichts im Wege, für stationäre Maschinen Röhrenkessel anzuwenden.

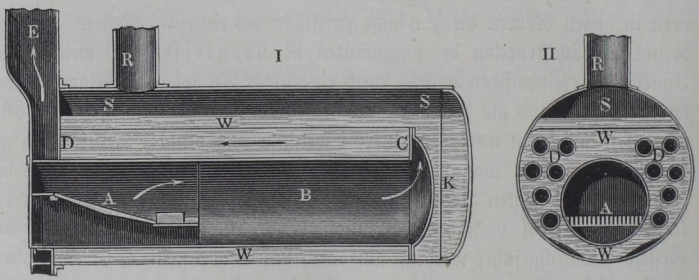
In der That ist in der neuern Zeit eine größere Anzahl verschiedener Kesselconstructionen zur Verwendung gekommen, in denen von solchen Röhrenbündeln Gebrauch gemacht ist, um eine große Heizfläche in einem beschränkten

Fig. 465.



Raume zu beschaffen. Hierbei werden in der Regel außer dem Bündel enger Röhren gleichzeitig weite Flammröhren nach Art der Fig. 463 u. Fig. 464

Fig. 466.



angewendet, derart, daß die Feuergase einen doppelten Weg durch den Kessel nehmen, wie dies z. B. bei dem Locomobilkessel, Fig. 466, der Fall ist, wo

die in der Feuerung A entwickelten Verbrennungsproducte das weite Feuerrohr B durchziehen, um in der Wendekammer C umzukehren und durch eine größere Anzahl enger Flammröhren D nach dem Schornstein E geführt zu werden. Nach denselben Grundsätzen werden auch alle neueren Schiffskessel construirt, worüber in Thl. III, 2, das Nähere angegeben ist. Einige Kessel dieser Gattung für feststehende Dampfmaschinen, welche hier hauptsächlich in Betracht kommen, sollen weiter unten angeführt werden. Zu dem unter Umständen großen Vortheile der Röhrenkessel, in verhältnißmäßig kleinem Raume bedeutende Heizflächen zu ermöglichen, gesellt sich der Nachtheil, an welchem fast alle diese Kessel leiden, daß die Röhren im Innern des Kessels sehr bald mit Schlamm oder Kesselstein bedeckt sind, wovon sie entweder gar nicht oder nur unvollkommen und mit großen Beschwerden gereinigt werden können. Solche Ablagerungen sind natürlich in hohem Grade geeignet, nicht nur die Wirkungsfähigkeit des Kessels, sondern auch dessen Dauer wesentlich zu beeinträchtigen. Es ersieht sich ferner, daß Röhrenkessel einen nur geringen Wasserraum haben, vorausgesetzt, daß sie nicht mit weiten, mit Wasser gefüllten Siedern verbunden sind, und daß dieselben sich daher nicht wohl für sehr veränderlichen Dampfverbrauch eignen. Auch der Dampfraum pflegt bei diesen Kesseln meist nur klein zu sein, und da die Flammröhren ein sehr lebhaftes Sieden des Wassers bewirken, so ist der entnommene Dampf in der Regel sehr feucht, wenn nicht besondere Mittel angewendet werden, den Dampf zu trocknen, d. h. von dem beigemengten Wasser zu befreien. Für einen häufig unterbrochenen Betrieb, für welchen ein schnelles Anheizen wünschenswerth ist, eignen sich dagegen die Röhrenkessel am besten, und für locomobile Dampfmaschinen ist der Röhrenkessel wegen seiner gedrängten Anordnung die einzig brauchbare Construction.

Man hat in der neuern Zeit vielfach Dampfkessel ausgeführt, bei welchen eine große Heizfläche in einem kleinen Raume ebenfalls durch Anwendung enger Röhren erreicht wird, nur sind diese Röhren nicht von den Verbrennungsgasen durchzogene Flammröhren, sondern mit Wasser gefüllte Siederöhren. Diese Kessel bestehen im Wesentlichen aus einer Menge von parallel neben einander liegenden Röhren von 0,1 bis 0,2 m im Durchmesser, welche ganz mit Wasser gefüllt in dem Ofen so gelagert sind, daß sie ringsum von den Feuergasen umspült werden. Solche Kessel, von denen einige der gebräuchlichsten Formen unten angeführt werden sollen, verbinden mit dem Vortheile aller Röhrenkessel, in beschränktem Raume große Heizflächen beschaffen zu können, bei geeigneter Construction noch denjenigen, eine verhältnißmäßig bequeme Reinigung von Kesselstein zuzulassen. Der kleine Durchmesser der von innen gepreßten Röhren macht geringe Wandstärken derselben zulässig und beschränkt wesentlich die Gefahr einer Explosion, weshalb man diese Kessel auch wohl als unexplodirbare oder als Sicherheits-

kessel bezeichnet. Ein besonders wichtiger Umstand ist noch bei diesen Kesseln bemerkenswerth, der nämlich, daß dieselben in der Regel aus einer Anzahl (4 bis 6) einzelner Glieder oder Sectionen von Röhren zusammengesetzt sind, so daß man einzelne Glieder im Falle von Reparaturbedürftigkeiten derselben ausschalten kann, ohne den Betrieb gänzlich zu unterbrechen, und andererseits jederzeit leicht eine Vergrößerung des Kessels durch Hinzufügung von ein oder mehreren neuen Gliedern vornehmen kann.

Auch diese Kessel haben im Allgemeinen einen geringen Wasserraum und Dampfraum, und daher gilt in dieser Hinsicht das vorstehend über die Kessel mit vielen Flammröhren Gesagte.

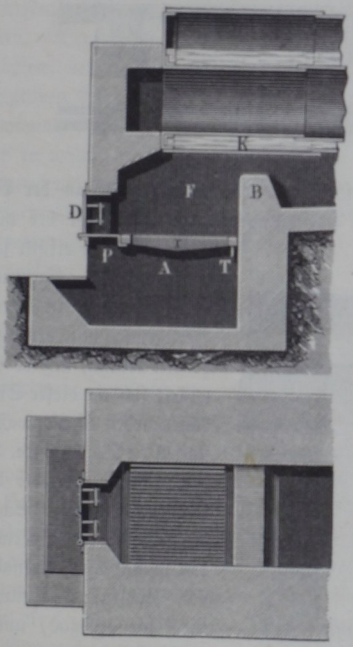
Während die bisher besprochenen Kessel sämmtlich eine ganz oder nahezu horizontale Axenlage haben, so hat man unter Umständen auch verticale Kessel ausgeführt. Eine solche Aufstellung wählt man meist nur in den Fällen, wo es an hinreichender Grundfläche zur Aufstellung liegender Kessel mangelt, oder wo die Aufstellung liegender Kessel für den Betrieb hinderlich sein würde, wie dies z. B. in Walzwerken der Fall sein kann, deren Kessel durch die abziehenden Gase der Puddel- und Schweißöfen geheizt werden und daher in deren Nähe aufgestellt werden müssen.

Es giebt im Allgemeinen eine große Anzahl verschiedener Kesselconstructionen, doch sind im Vorstehenden die wesentlichen Grundsätze angegeben, nach denen die Anordnung getroffen wird. Bevor eine nähere Angabe der hauptsächlichsten Kesselanlagen gegeben werden kann, handelt es sich zunächst um die Besprechung der Feuerungsanlagen.

§. 259. **Die Feuerung.** Die Entwickelung der für den Dampfkessel nöthigen Wärme geschieht durch die Verbrennung des Brennmaterials auf dem Roste innerhalb des Feuerraumes oder der Feuerung. Der Rost ist im Wesentlichen eine mit schlitzförmigen Durchbrechungen oder Spalten versehene horizontale oder geneigte ebene Fläche, auf welcher das Brennmaterial in gewisser Dicke ausgebreitet zur Verbrennung gelangt, indem ihm durch die Spalten von unten atmosphärische Luft zugeführt wird. Der gewöhnliche, ganz oder nahezu horizontale Rost, der sogenannte Planrost, Fig. 467, besteht aus einzelnen Roststäben r, wie solche in Fig. 468 und Fig. 469 (a. S. 854) besonders dargestellt sind, welche, lose neben einander geschoben, vorn auf der Feuerplatte P und hinten auf dem Rostträger T aufruhen. Die Verstärkungen der Roststäbe an den Enden und in der Mitte sichern dabei zwischen den Stäben die richtige Weite der Spalten, durch welche die zur Verbrennung nöthige Luft aus dem darunter befindlichen Aschenfall A zu dem Brennmateriale gelangen kann, das in möglichst gleichförmiger Dicke über die ganze Rostfläche ausgebreitet wird. Der Feuerraum ist ringsum von Mauerwerk umschlossen, welches vorn die Feuerthür D zur Bedienung

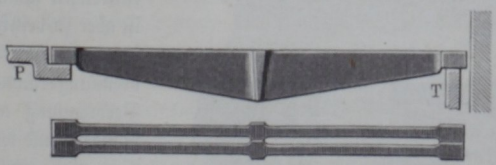
des Feuers aufnimmt und hinten über der Feuerbrücke *B* eine Oeffnung, das Flammloch enthält, durch welche die Verbrennungsgase hindurchtreten, um an dem Kessel entlang geführt zu werden. Wenn, wie in der Figur, der Kessel *K* direct über der Feuerung gelagert ist, so nennt man die letztere eine Unterfeuerung, während bei einer Vorfeuerung, wie solche namentlich bei Flammrohrkesseln gebräuchlich ist, Fig. 470 (a. f. S.), der Verbrennungsraum durch ein aus feuerfestem Material gebildetes Gewölbe *G* überdeckt ist, welches sich an die vordere Stirnwand des Kessels anschließt, um die Verbrennungsproducte in die Flammröhren hinein zu führen.

Fig. 467.



Bei manchen Kesseln mit Flammrohr verlegt man auch die Feuerung in das letztere als Innenfeuerung, Fig. 471 (a. f. S.), indem man unmittelbar hinter dem Roste aus Chamottesteinen die Feuerbrücke *B* aufführt. Bei jeder Feuerung kommt es wesentlich darauf an, eine vollständige Verbrennung des Kohlenstoffs zu Kohlensäure zu erzielen, da eine

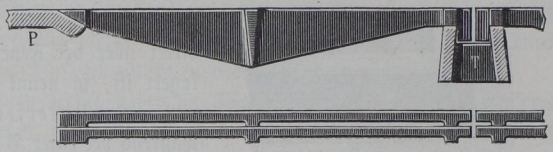
Fig. 468.



unvollständige Verbrennung zu Kohlenoxydgas nach §. 251 mit wesentlichen Wärmeverlusten verbunden ist, insofern 1 kg Kohle in diesem Falle nur etwa 2470 Wärmeeinheiten gegen circa 8000 Calorien bei vollständiger

Verbrennung erzeugt. Zu einer vollständigen Verbrennung gehört aber nicht nur eine hinreichende Menge atmosphärischer Luft, sondern es muß

Fig. 469.



auch die zu dieser Verbrennung erforderliche hohe Temperatur an der Verbrennungsstelle herrschen. Diese Bedingungen werden zunächst bei allen Feuerungen da erfüllt sein, wo das frisch aufgebrachte Brennmaterial in directe Berührung mit dem glühenden kommt, und es entwickelt sich an dieser Stelle daher neben Kohlenwasserstoffen die Kohlensäure. Indem letztere aber bei dem Emportreten eine Schicht Kohle durchdringt, verwandelt sie sich durch Aufnahme von Kohlenstoff theilweise in Kohlenoxydgas, und es muß daher eine große Vergeudung an Wärme stattfinden, wenn dieses Kohlenoxydgas als solches entweichen kann. Letzteres ist aber zu befürchten, wenn in dem eigentlichen Verbrennungsraume F die zur Verbrennung nöthige Luft mangelt, und wenn daselbst nicht eine genügend hohe Temperatur obwaltet. Es wird daher vor allen Dingen darauf ankommen, im Feuerraume F selbst eine möglichst hohe Temperatur zu erhalten, was nur

Fig. 470.

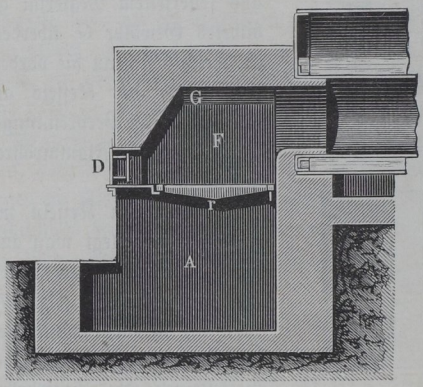
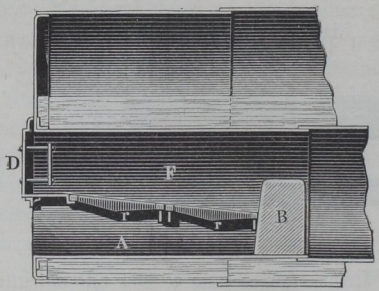


Fig. 471.



dadurch erzielt werden kann, daß dieser Raum von schlechten Wärmeleitern umgeben ist. Von diesem Gesichtspunkte aus muß die Vorfeuerung, Fig. 470, vortheilhafter erscheinen als die Unterfeuerung, Fig. 467, und am unvortheilhaftesten die Innenfeuerung, Fig. 471, weil bei dieser durch die Kesselwände den Feuergasen schon während ihrer Entstehung sehr viel Wärme entzogen wird. Wenn man trotzdem Unterfeuerungen anwendet, so erscheint es dabei geboten, den Rost so weit von dem Kessel entfernt zu halten, daß die aufsteigenden Gase bereits vollständig verbrannt sind, ehe sie gegen die Kesselwandung stoßen. Man sollte diese Entfernung niemals kleiner als etwa 0,6 m wählen. Dies ist bei Unterfeuerungen immer möglich, dagegen bei Innenfeuerungen nicht erreichbar, da sonst das Flammrohr einen viel zu großen Durchmesser annehmen würde. Man pflegt deshalb wohl bei diesen letzteren Feuerungen dem Roste eine beträchtliche Neigung nach hinten zu geben, um den Abstand von dem Scheitel des Rohres thunlichst groß zu erhalten, doch werden dadurch die principiell mit dieser Feuerung verbundenen Nachtheile nur gemildert und nicht gehoben. Wenn die Innenfeuerungen der Locomotiven, trotzdem sie ringsum von der Kesselwand umgeben sind, dennoch gute Resultate geben, so dürfte dies seinen Grund in dem vorzüglichen Zuge dieser Kessel haben, welcher bewirkt, daß schon in geringer Entfernung vom Roste eine vollständige Verbrennung stattgefunden hat.

Wenn dagegen die von dem Roste aufsteigenden, noch nicht vollständig verbrannten, d. h. noch Kohlenoxyd und Kohlenwasserstoff enthaltenden Gase in dem Feuerraume nicht die genügend hohe Temperatur vorfinden, so entweicht das Kohlenoxydgas als solches, während von dem Kohlenwasserstoff nur der leichter verbrennbare Wasserstoff verbrennt, der Kohlenstoff dagegen in Form eines feinen schwarzen Staubes, d. h. als Ruß entweicht. Diese Rußbildung bemerkt man bei der Verbrennung backender, d. h. wasserstoffhaltiger Kohlen jedesmal unmittelbar nach der Beschickung mit frischen Kohlen, während welcher durch das Oeffnen der Feuerthür eine beträchtliche Abkühlung im Feuerraume eingetreten ist. Der Hauptverlust besteht aber keineswegs in den sichtbaren Ruß- oder Kohlentheilchen, welche unverbrannt im Rauche entweichen, sondern ein viel größerer Wärmeverlust folgt aus dem Entweichen des unsichtbaren, nicht zur Verbrennung gekommenen Kohlenoxydgases. Man kann annehmen, daß der Verlust durch Rußtheile auch bei stark backenden Kohlen höchstens auf 2 Proc. sich belaufen kann, wie dies auch aus dem verhältnißmäßig geringen Gehalte an Kohlenwasserstoffen erklärlich ist, denen der Ruß nach dem Vorstehenden seine Entstehung verdankt. Daß übrigens eine vollständige Verbrennung bei ungenügender Temperatur nicht stattfindet, lehren die Analysen der Schornsteingase, welche in solchen Fällen neben Sauerstoff noch Kohlenoxydgas nachweisen.

Damit eine vollständige Verbrennung eintreten könne, genügt es nicht, gerade diejenige Menge atmosphärischer Luft in den Feuerraum zu führen, welche theoretisch zur Verbrennung des Materials erforderlich ist, und welche aus der chemischen Zusammensetzung desselben in der in §. 253 angegebenen Art ermittelt wird. Da nämlich wegen der Verwendung des Brennmaterials in mehr oder minder großen Stücken immer ein beträchtlicher Theil des mit der Luft zugeführten Sauerstoffs sich der Einwirkung auf das Brennmaterial entzieht, so muß man bei allen Rostfeuerungen auf die Zuführung einer Luftmenge rechnen, welche $1^1/_2$- bis 2 mal so groß ist als die theoretische. Hiermit ist natürlich ein Verlust an Wärme verbunden, welcher um so größer ausfällt, je bedeutender der Luftüberschuß ist, weil derselbe in der Feuerung sich erwärmt und bei seinem Entweichen durch den Schornstein eine entsprechende Wärmemenge entführt, doch ist dieser Verlust bei den Rostfeuerungen nicht zu vermeiden und immer noch viel kleiner als derjenige, welcher bei ungenügender Luftzuführung als die Folge einer unvollständigen Verbrennung sich einstellen würde. Da bei der Verbrennung von Gasen eine solche überschüssige Luftzuführung nicht nöthig ist, indem dieselben zu ihrer vollständigen Verbrennung gerade nur die theoretisch erforderliche Luftmenge bedürfen, so liegt hierin ein Vortheil der Gasfeuerungen gegenüber den gewöhnlichen Rostfeuerungen (s. weiter unten).

Um die genügende Luft der Feuerung zuzuführen, hat man die lichten Zwischenräume zwischen den Roststäben, die sogenannte freie Rostfläche im Gegensatze zu der totalen, entsprechend groß zu machen. Würde es sich bloß um die Zuführung der Luft handeln, so wäre man in der Weite dieser Zwischenräume nicht beschränkt, mit Rücksicht aber auf die geringe Größe der Kohlenstückchen darf die Weite nicht so groß sein, um ein Durchfallen von unverbrannten Kohlen, besonders bei mageren nicht backenden Kohlen, befürchten zu lassen. Demgemäß kann man die lichte Weite zwischen zwei Stäben nach v. Reiche etwa zu 8 mm für magere Kohlen anordnen, während man für backende Kohlen diese Zwischenräume zu 15 bis 20 mm annehmen darf.

In gleicher Weise ist die Stärke der einzelnen gußeisernen Roststäbe verschieden nach der Kohlensorte, und zwar kann man für magere Kohlen dieselbe zu 8 bis 10 mm annehmen, während backende Kohlen wegen der energischen Handhabung des Schüreisens Roststäbe von etwa 20 mm Dicke erfordern. Die Länge eines Roststabes nimmt man nicht über 0,8 m für die schwächeren und nicht über 1 m für die stärkeren an. Für die Höhe der Roststäbe giebt v. Reiche bei der Länge l die Größe:

$$h_1 = 25 \text{ mm} + 0{,}1\ l \text{ in der Mitte}$$

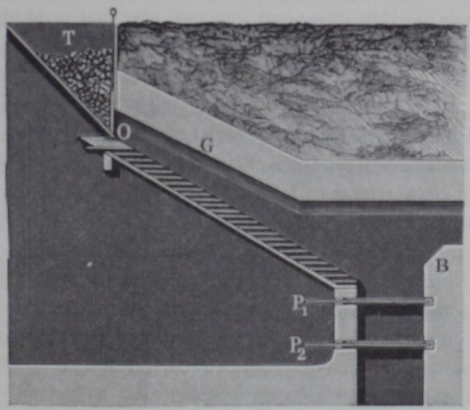
und

$$h_2 = 35 \text{ mm am Ende}$$

als passend an. Eine große Höhe des Querschnitts ist nicht bloß zur Erzielung hinreichender Festigkeit sondern auch deswegen räthlich, damit die durchströmende Luft besser angewärmt, dagegen der Roststab selbst in gewissem Grade abgekühlt und vor dem Verbrennen mehr gesichert werde. Uebrigens macht man die Roststäbe nach unten hin dünner als nach oben, damit die sich nach unten erweiternden Zwischenräume weniger leicht dem Verstopftwerden ausgesetzt sind. Die Roststäbe dehnen sich in Folge der Erwärmung beträchtlich aus, weswegen man durch freien Spielraum an den Enden dafür sorgen muß, diese Ausdehnung zu gestatten, um einem Krummwerden der Stäbe vorzubeugen.

Die Beschickung des Planrostes mit Brennmaterial geschieht periodisch nach gewissen Zeitabschnitten. Es giebt aber auch solche Feuerungsanlagen, welchen das Brennmaterial continuirlich zugeführt wird, und zwar ist diese

Fig. 472.



Art der Beschickung im Allgemeinen nur anwendbar, wenn das Brennmaterial einem Zusammenbacken nicht unterworfen ist. Hierzu dient vorzugsweise der sogenannte Treppenrost, welcher seine hauptsächliche Verwendung für Braunkohlen und Sägespäne, sowie magere Steinkohlen, überhaupt für die Verbrennung von klarem oder kleinstückigem Material findet, das durch die Spalten eines Planrostes großentheils hindurchfallen und sich der Verbrennung entziehen würde. Ein solcher Treppenrost, Fig. 472, besteht aus einer Anzahl horizontaler querliegender flacher Roststäbe, welche in einer etwa unter 30° gegen den Horizont geneigten Fläche so angeordnet sind, daß jeder Stab den darunter befindlichen theilweise überdeckt, so daß das Brennmaterial am Durchfallen verhindert ist, während die zur Verbrennung

nöthige Luft durch die Zwischenräume in horizontaler Richtung eintreten kann. Die Beschickung geschieht mit Hülfe des Fülltrichters T, aus welchem das klare Material durch die mittelst des Schiebers S regulirbare Oeffnung O in dem Maße niedersinkt, wie es auf dem Roste verbrennt. Zur Entfernung der Aschen und Schlacken dienen die beiden kleinen Planroste P_1 und P_2, von welchen P_1 durchbrochen, dagegen P_2 massiv, d. h. als nicht durchbrochene Platte hergestellt ist. Diese kleinen Roste sind zum Herausziehen eingerichtet, so daß man die nach dem Herausziehen des obern Rostes P_1 auf den untern gefallenen Schlacken durch Ziehen des letztern in den darunter befindlichen Raum fallen lassen kann, nachdem man zuvor den obern Schieber P_1 wieder eingeschoben hat. Die durch das Gewölbe G zusammengehaltene Flamme schlägt über die Feuerbrücke B in die Heizcanäle des davorliegenden Kessels.

Um eine möglichst vollkommene Verbrennung zu erzielen, hat man den Rostfeuerungen noch mancherlei abweichende Einrichtungen gegeben. So besteht der Langen'sche Etagenrost aus zwei oder drei verschiedenen kleinern Rosten, welche in einer ebenfalls unter 30^0 geneigten Fläche unter und hinter einander so angeordnet sind, daß jede dieser Rostflächen durch Vorschieben von Kohlen beschickt wird. Der Zweck dieser Einrichtung ist der, das frische Brennmaterial unter die glühenden Kohlen zu bringen, welche von der darüber gelegenen Rostfläche herabgleiten. Auf diese Weise wird eine Rauchverbrennung, d. h. eine vollständige Verbrennung der Gase angestrebt, welche aus den unten liegenden frischen Kohlen sich entwickeln, und welche zufolge der gedachten Anordnung genöthigt sind, eine Schicht glühenden Brennmaterials zu durchstreichen, wobei sie vollständig verbrennen können. So sinnreich diese Einrichtung auch genannt werden muß, so hat diese Rostconstruction doch die großen Erwartungen nicht erfüllt, welche von ihr gehegt wurden und ist nicht allgemeiner verbreitet.

Sogenannte rauchverzehrende Feuerungen sind auch sonst noch in sehr verschiedener Art angegeben worden, namentlich hat man vielfach eine Einrichtung getroffen, vermöge deren den aus dem Brennmateriale aufsteigenden Gasen noch durch besondere Zuleitungen Luft zur Verbrennung zugeführt wird, sei es in dem Feuerraume oder über oder unmittelbar hinter der Feuerbrücke. Ferner hat man diese zugeführte Verbrennungsluft vielfach zuvörderst einer Erhitzung ausgesetzt, dadurch meistens, daß man diese Luft nöthigte, vor ihrem Eintritte in die Feuerung Canäle zu passiren, welche in dem Mauerwerke der Feuerung ausgespart waren. Der Erfolg aller dieser Mittel ist aber doch in den meisten Fällen nur ein geringer und oft zweifelhafter gewesen, so daß man davon vielfach ganz zurückgekommen ist. Am besten hat sich noch die Fairbairn'sche Einrichtung einer Doppelfeuerung bewährt, bestehend aus zwei neben oder unter einander angeordneten be-

sonderen Rosten, welche abwechselnd beschickt werden, so daß die nach der Beschickung der einen Feuerung sich bildenden unvollständig verbrannten Gase beim Zusammentreffen mit den heißen Verbrennungsproducten der andern in Gluth befindlichen Feuerung Gelegenheit zur vollständigen Verbrennung finden.

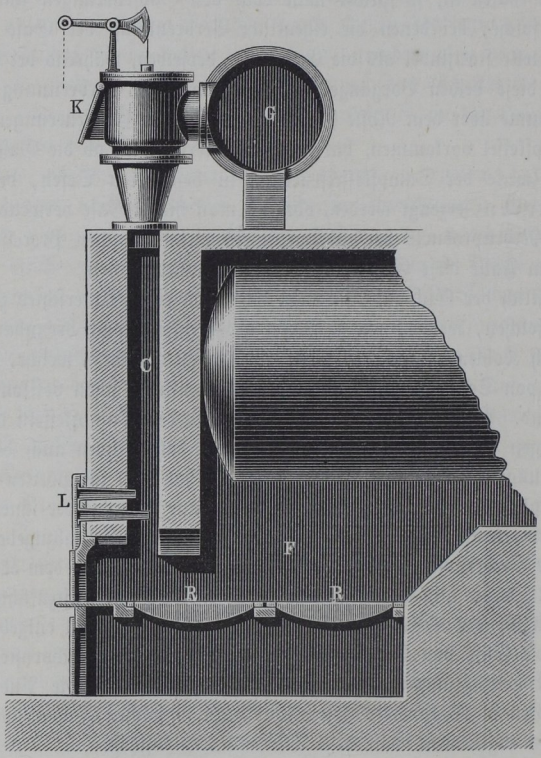
Gasfeuerung. Obwohl jede Verbrennung ihrem Wesen nach eine §. 260.
solche von Gasen ist, so spricht man doch von Gasfeuerungen und versteht darunter solche, bei denen die eigentliche Verbrennung der Gase an einer andern Stelle stattfindet als die Erzeugung derselben, während bei der Rostfeuerung diese beiden Vorgänge der Erzeugung und Verbrennung in demselben Raume über dem Roste stattfinden. Bei den Gasfeuerungen, wie sie für Dampfkessel vorkommen, hat man zu unterscheiden, ob die Gase lediglich zu dem Zwecke der Dampfkesselfeuerung in besonderen Oefen, den *Gasgeneratoren*, erzeugt werden, oder ob man hierzu Gase verwendet, welche man als Nebenproducte bei anderen, meist metallurgischen Processen erhält, in welchem Falle diese Gase *Gichtgase* genannt werden.

Hinsichtlich der Gichtgase hat man wiederum einen Unterschied zu machen zwischen solchen, welche, wie z. B. die Hohofengase, noch brennbare Stoffe, namentlich Kohlenoxydgas, enthalten und zwischen solchen, welche, wie z. B. die Gase von Schweiß- und Puddelöfen, größtentheils schon vollkommen verbrannt sind. Während die ersteren Gase unter den Dampfkesseln noch einer vollständigen Verbrennung ausgesetzt werden, daher ihnen auch die nöthige Verbrennungsluft zugeführt werden muß, so hat man im zweiten Falle die Gase lediglich als Heizgase anzusehen, welche nur vermöge der ihnen eigenen hohen Temperatur befähigt sind, Wärme an den Kessel abzugeben. Eine eigentliche Verbrennung findet in diesem letztern Falle unter dem Kessel nicht mehr statt, daher also auch eine besondere Feuerung und Luftzuführung nicht vorhanden ist, der Kessel vielmehr einfach in den Feuercanal eingebaut wird, welcher die Gase von den betreffenden Oefen nach dem Schornsteine führt. Derartige Einrichtungen eignen sich ganz besonders für die Puddel- und Schweißöfen in Walzwerken, sowie überhaupt in solchen Fällen, wo die von den Oefen abgehenden Gase hohe Temperaturen besitzen.

Von einer Feuerung für brennbare Gase, nämlich für die von Hohöfen abgezogenen, stellt Fig. 473 (a. f. S.) die Einrichtung vor. Das von der Hohofengicht kommende Gas gelangt aus dem Hauptleitungsrohre G unter jeden Kessel durch einen Canal C, welcher mit einer Klappe oder einem Ventil zur Regulirung versehen ist. Die Verbrennungsluft wird durch andere Canäle oder Röhren L in möglichster Vertheilung zugeführt und mischt sich mit dem Gase in dem Verbrennungsraume F, woselbst die Entzündung durch ein auf dem Roste R angebrachtes Feuer bewirkt wird. Dieser

Rost dient außerdem zur Reserve, um den Kessel bei mangelndem Gaszuflusse heizen zu können. Bei allen derartigen Gasfeuerungen ist darauf zu achten, daß bei der Entzündung des Gases Explosionen eintreten können, wenn nämlich eine größere Menge Luft, wie solche im Stillstande den Feuerraum erfüllt, mit Gas gemengt und das Gemisch dann entzündet wird. Um derartige Explosionen zu vermeiden, ist es gut, die Luft möglichst vertheilt

Fig. 473.



durch eine größere Anzahl von Mündungen austreten zu lassen und beim Beginn der Feuerung vor Zutritt des Gases auf dem Roste R einige Zeit hindurch ein Feuer zu unterhalten, um die in dem Feuerraume und den Heizcanälen enthaltene atmosphärische Luft zu verdrängen. Auf jeden Fall hat man zur Sicherheit an verschiedenen Stellen, besonders in den Ecken der Zuleitung, Klappen wie K anzubringen, welche für gewöhnlich durch ihr eigenes Gewicht geschlossen gehalten werden und sich nach außen öffnen,

sobald im Innern in Folge einer stattgefundenen Explosion eine größere Pressung auftritt.

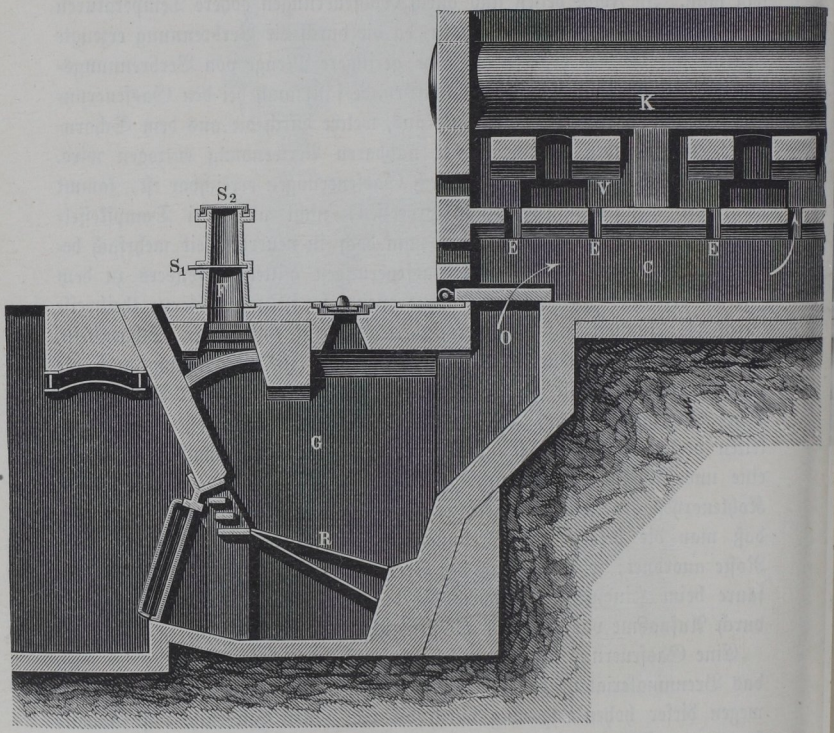
Da es bei der Verbrennung von Gasen wegen der innigen Berührung derselben mit der Verbrennungsluft zur vollständigen Verbrennung genügt, gerade nur die theoretisch erforderliche Luftmenge hinzuzuführen und eine genaue Regulirung der zuzuführenden Gas- und Luftmengen keine Schwierigkeiten darbietet, so liegt hierin ein großer Vorzug aller Gasfeuerungen im Gegensatze zu den Rostfeuerungen, bei denen, wie angegeben wurde, die zuzuführende Luftmenge $1^1/_2$- bis 2 mal so groß als die theoretisch erforderliche sein muß. In Folge dessen sind durch Gasfeuerungen höhere Temperaturen zu erzielen als durch Rostfeuerungen, da die durch die Verbrennung erzeugte Wärme sich bei den ersteren auf eine geringere Menge von Verbrennungsproducten vertheilt. Aus demselben Grunde fällt auch bei den Gasfeuerungen diejenige Wärmemenge geringer aus, welche durch die aus dem Schornsteine entweichenden Rauchgase der nutzbaren Verwendung entzogen wird. Die höhere Temperatur, welche durch Gasfeuerungen erreichbar ist, kommt wohl bei metallurgischen Schmelzprocessen, nicht aber bei Dampfkesselfeuerungen in Betracht, und wenn man doch in neuerer Zeit mehrfach bestrebt ist, auch für Dampfkessel Gasfeuerungen mittelst besonders zu dem Zwecke erzeugter Generatorgase anzuordnen, so ist man hierzu theilweise durch die Aussicht auf den verminderten Verlust durch den Schornstein, hauptsächlich aber dadurch veranlaßt, daß man zur Gasbildung auch die schlechtesten Brennmaterialien verwenden kann, welche, wie z. B. Kohlengruß, Lohe, Sägemehl ꝛc., auf Rosten gar nicht oder nur mit großen Schwierigkeiten verbrannt werden können. Für die Gasbildung nämlich ist gerade eine unvollkommene Verbrennung, bei welcher die Kohle hauptsächlich in Kohlenoxydgas verwandelt wird, erforderlich. Man erzielt dieselbe dadurch, daß man die betreffenden Brennmaterialien in hohen Schichten auf dem Roste anordnet, so daß die an der Verbrennungsstelle sich bildende Kohlensäure beim Hindurchtreten durch die darüber befindliche Kohlenschicht sich durch Aufnahme von Kohle in Kohlenoxydgas umbilden kann.

Eine Gasfeuerung für Dampfkessel zeigt Fig. 474 (a. f. S.). Hier wird das Brennmaterial in hoher Schicht auf dem Roste R gelagert, so daß es wegen dieser hohen Lagerung durch die von unten zutretende Luft unvollkommen zu Kohlenoxydgas verbrannt wird. Durch die mittelst eines Schiebers regulirbare Oeffnung O tritt es dann in den unterhalb des Kessels K angebrachten gemauerten Canal C und durch die Schlitzöffnungen E im Gewölbe dieses Canals in den eigentlichen Verbrennungsraum V. Die Verbrennung wird hier durch den Zutritt von atmosphärischer Luft bewirkt, welche zu beiden Seiten des Canals C durch entsprechende andere Oeffnungen eintritt. Die Beschickung des Generators G geschieht durch den Füll-

trichter F, welcher, um Gasverlusten während der Beschickung vorzubeugen, mit einem Schieber S_1 und einem Deckel S_2 versehen ist. Nachdem der Raum zwischen diesen beiden Verschlußvorrichtungen S_1 und S_2 bei geschlossenem Schieber S_1 mit Brennmaterial gefüllt ist, schließt man den Deckel S_2 und öffnet den Schieber S_1, so daß ein Entweichen von Gasen nicht stattfinden kann.

Man hat bei Gasfeuerungen auch wohl von dem Princip des Regenerators Gebrauch gemacht, indem man die abziehenden Gase an einem

Fig. 474.



Gitter aus Steinen vorbeiführt, um ihre Wärme großentheils an dasselbe abzusetzen, und indem man diese Wärme dazu verwendet, die zur Verbrennung dienende Luft vor ihrem Eintritte in die Feuerung auf eine hohe Temperatur zu bringen. Diese von Siemens erfundenen Regenerativfeuerungen sind sehr vortheilhaft für Schmelzöfen in Glashütten und Gußstahlwerken, für Dampfkessel hingegen haben sie wenig Verwendung

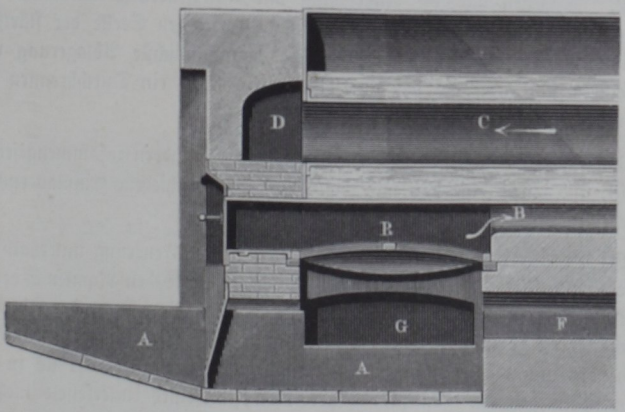
gefunden und sind für dieselben auch nicht zu empfehlen. Abgesehen nämlich von der complicirten Einrichtung solcher Feuerungen muß man bemerken, daß bei gut angeordneten Dampfkesseln die Feuergase schon durch die Berührung mit der Kesselwandung bis auf diejenige Temperatur von etwa 300° abgekühlt werden können, welche sie zur Erzeugung eines hinreichenden Zuges im Schornsteine mindestens noch haben müssen, daher eine noch weiter gehende Abkühlung gar nicht erwünscht ist.

Die Gasfeuerungen haben bis jetzt für Dampfkessel zwar noch keine ausgedehnte Anwendung gefunden, aber die Aufmerksamkeit der Ingenieure in hohem Grade erregt; die damit verbundenen Vortheile dürften groß genug sein, um diesen Feuerungen eine größere Anwendung in Zukunft vorauszusagen.

Kesselanlagen. Aus der zahlreichen Gruppe von verschiedenen Kessel- §. 261.
systemen mögen im Folgenden als Beispiele einige der gangbarsten angeführt werden.

Ein Kessel mit zwei Flammröhren und Unterfeuerung, wie er häufig angetroffen wird, ist in Fig. 475 I und II (a. f. S.) dargestellt. Die auf dem

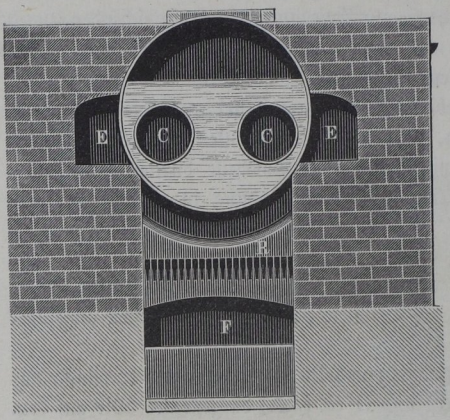
Fig. 475 I.



Roste R sich entwickelnde Flamme schlägt zunächst in den Canal B unterhalb des Kessels hinein, an dessen hinterm Ende sie aufsteigt, um durch die Flammröhren C nach vorn zurückzukehren und sich in dem vordern Querzuge D in die beiden Seitencanäle E zu vertheilen, welche die Rauchgase nach dem am hintern Ende des Kessels stehenden Schornsteine führen. Die Verbrennungsluft kann durch den im Kesselgemäuer ausgesparten Canal F

zugeführt werden, um dieselbe durch die Wärme des Mauerwerks vorzuwärmen, oder sie kann seitlich durch die Canäle G eingeführt werden, häufig tritt sie auch direct von vorn in den Aschenfall A. Wenn die Flammröhren den ersten Zug erhalten sollen, so hat man, falls die Feuerung nicht direct in den Röhren selbst angebracht werden soll, eine Vorfeuerung anzuordnen. Hiermit ist, wie schon angeführt, eine bessere Verbrennung zu erreichen, indessen werden dabei die Feuerröhren stärker angegriffen und sind auch bei etwaigem Wassermangel leichter einem Erglühen ausgesetzt. Dagegen hat die Anordnung mit Unterfeuerung wiederum den großen Nachtheil, daß der Kessel gerade an derjenigen Stelle der stärksten Erhitzung ausgesetzt ist, an welcher die hauptsächlichste Ablagerung von Kesselstein stattfindet, so daß in Folge davon leicht ein Durchbrennen der unteren Kesselbleche sich einstellt.

Fig. 475 II.



Von einem Doppelkessel, d. h. einem aus zwei Cylindern zusammengesetzten Kessel, sind durch Fig. 476 und Fig. 477 zwei verschiedene Einmauerungen angegeben.

Bei der erstern Anordnung der Fig. 476 ist die Feuerung unterhalb des Unterkessels BB angebracht, welcher in diesem Falle den Namen Sieder erhält. Dieser Sieder empfängt daher die stärkste Einwirkung der Flamme, welche letztere am hintern Ende aufsteigt, um den Oberkessel in dem Canale G nach vorn und wieder nach hinten zweimal zu umstreichen, ehe sie in den Schornstein gelangt. Vielfach wendet man statt eines Unterkessels mehrere von kleinerem Durchmesser an, um größere Oberfläche zu erzielen und geringere Blechstärken möglich zu machen. Diese Kessel sind zwar sehr verbreitet, sie haben aber den großen Uebelstand, daß gerade die Sieder, in welchen vorzugsweise die Ablagerung des Kesselsteins stattfindet, der stärksten Hitze ausgesetzt sind, in Folge dessen ist nicht nur die Gefahr eines Durchbrennens vorhanden, sondern auch die Ausnutzung der Wärme eine geringe, sobald erst eine, wenn auch nur dünne Kesselsteinschicht sich abgelagert hat.

Vortheilhafter erscheint daher die Einmauerung nach Fig. 477, wobei der Oberkessel AB zuerst der Feuerluft ausgesetzt ist, welche bei K niederfällt,

Fig. 476.

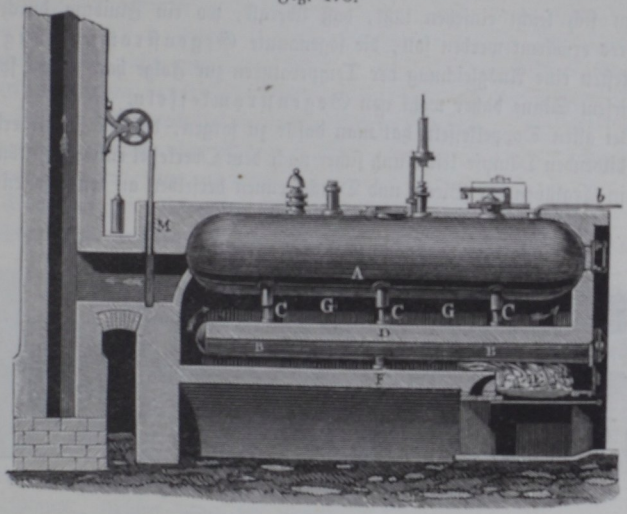
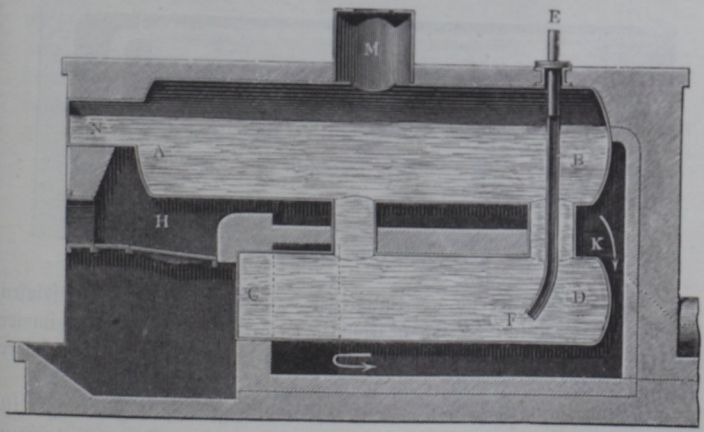


Fig. 477.

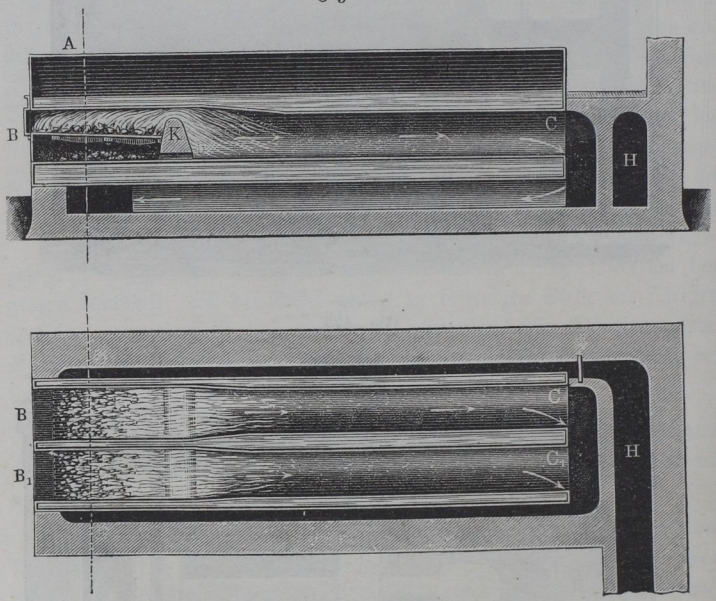


um den Unterkessel CD hin- und zurückgehend zweimal zu bestreichen. Hierbei wird der Unterkessel nur mäßig erwärmt, und man nennt denselben auch wohl

Vorwärmer, mit Rücksicht darauf, daß man ihm das Speisewasser durch das Rohr EF zuführt. Bei dieser Speisung achtet man darauf, daß das zu erwärmende Wasser den heizenden Gasen entgegengesetzt geführt wird, indem sich leicht einsehen läßt, daß überall, wo ein Fluidum durch ein anderes erwärmt werden soll, die sogenannte Gegenstromwirkung am leichtesten eine Ausgleichung der Temperaturen zur Folge hat. Man spricht in diesem Sinne daher wohl von Gegenstromkesseln.

Bei allen Doppelkesseln hat man dafür zu sorgen, daß die im Unterkessel sich bildenden Dämpfe leicht und sicher nach dem Oberkessel entweichen können, da ein Erglühen der Bleche und Durchbrennen derselben an den Stellen ein-

Fig. 478.



tritt, wo die obere Wand des Unterkessels vom Wasser durch Dampfblasen entblößt wird, welche daselbst abgefangen werden. Man hat daher immer dem Unterkessel eine entsprechende Steigung nach dem Verbindungsrohre beider Kessel zu geben, durch welches die Dämpfe emporsteigen.

Ein Kessel mit zwei in den Feuerröhren untergebrachten Feuerungen ist in Fig. 478 dargestellt. Jede der beiden Feuerröhren BC nimmt einen Rost auf, dessen Flamme, über die Feuerbrücke K schlagend, durch das Feuerrohr streicht, um vom hintern Ende aus zusammen mit den Feuergasen

des andern Rohres an der einen Seite des äußern Kesselmantels zurück und an der andern wieder nach hinten in den Fuchscanal *H* zu ziehen. Die Feuerröhren müssen, damit über den Rosten hinreichende Höhe zur Entwickelung der Flamme vorhanden ist, verhältnißmäßig große Durchmesser von 0,8 bis 0,9 m haben, weshalb dieselben beträchtliche Blechstärken erfordern, um nicht zusammengedrückt zu werden. Zur Vermehrung der Steifigkeit gegen den äußern Druck pflegt man wohl die einzelnen Schüsse der Röhren nicht durch Uebereinanderschieben, sondern nach Fig. 479 mittelst zweier Eckeisenringe oder Rohrumbiegungen zu vereinigen, so daß an jeder Vereinigungsstelle eine ringförmige Rippe entsteht.

Ferner hat man bei diesen Kesseln besonders darauf zu achten, daß die Röhren stärker erwärmt werden als der äußere Kessel, welcher nur unterhalb

Fig. 479.

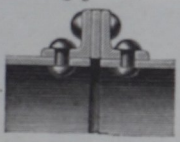
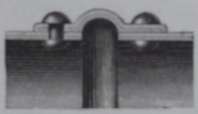


Fig. 480.



von den schon theilweise abgekühlten Gasen und oberhalb gar nicht geheizt wird. In Folge dessen streben sich die Feuerröhren mehr auszudehnen, als der Mantel, welcher wegen der ungleichen Erwärmung auch noch das Bestreben erhält, eine nach oben hin concave Krümmung anzunehmen. In Folge dieses Verhaltens werden die Verbindungen der Röhren mit den Stirnplatten leicht undicht, und um diese nachtheiligen Einflüsse aufzuheben oder doch herabzuziehen, werden die Rohrschüsse auch wohl nach Fig. 480 gestoßen und durch einen rinnenförmig ausgehöhlten Ring mit einander verbunden, welcher vermöge seiner Biegsamkeit dem Rohre eine gewisse Längenänderung gestatten soll. Viel besser wird dieser Zweck aber durch die in

Fig. 481.

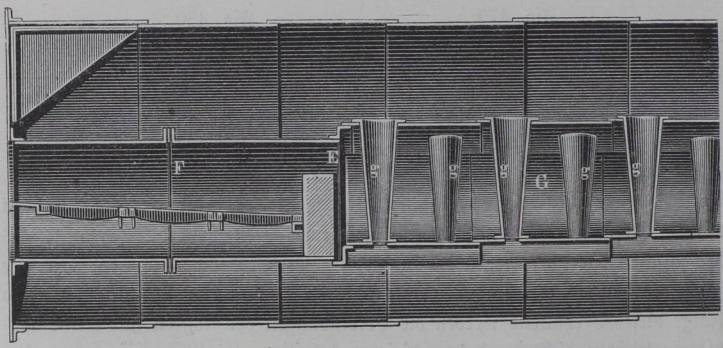
neuerer Zeit zur Anwendung gebrachten Wellröhren erreicht, d. h. durch Röhren, welche anstatt durch Nietung vermittelst Schweißung hergestellt sind und durch Walzen mit ringslaufenden wellenförmigen Erhöhungen nach Art der Fig. 481 versehen werden. Diese Röhren gewähren außer der Füglichkeit, Längenveränderungen gut zu vertragen, gleichzeitig selbst bei geringer

Blechdicke eine große Steifigkeit gegen radiale Pressung, sowie eine größere Heizfläche und den namhaften Vortheil, daß die Feuergase wiederholt gegen die vorstehenden Wellenrippen anprallen, wodurch die Wärmemittheilung eine lebhaftere wird, als wenn die Feuerluft an glatten Röhren ungehindert entlang strömt.

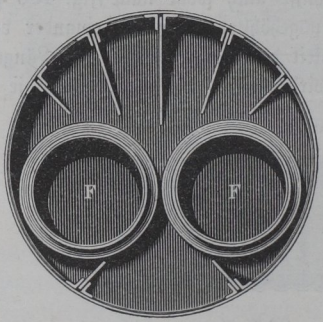
Von großer Wichtigkeit für die Widerstandsfähigkeit der Flammröhren ist deren genau kreisförmige Querschnittsgestalt. Trotzdem hat man den Feuerröhren zuweilen einen abweichenden, näherungsweise elliptischen Querschnitt gegeben, indem man durch innere Verankerungen diesen Röhren die genügende

Fig. 482.

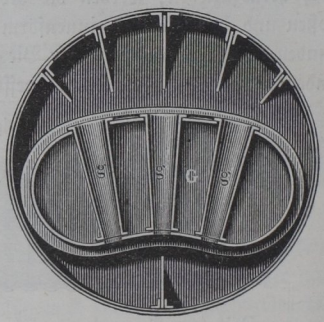
I.



II.



III.

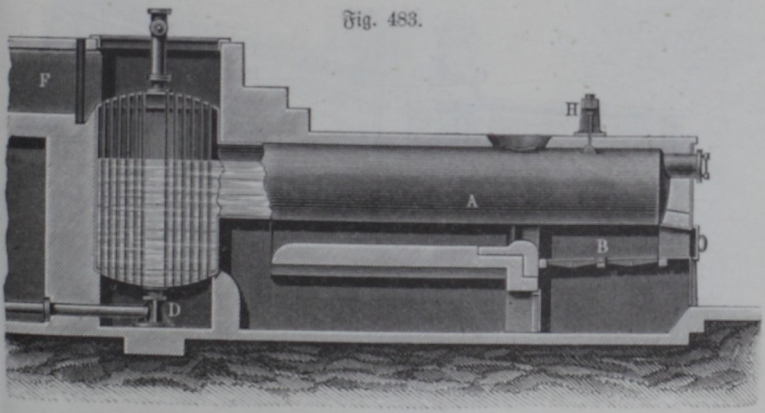


Widerstandsfähigkeit ertheilte. Als solche Verankerungen dienen bei den Galloway'schen Kesseln andere quer eingesetzte Röhren, *g*, Fig. 482 I, II, III, welche beiderseits mit dem Wasserraume des Kessels in Verbindung stehen. Die Oberfläche dieser Querröhren dient daher gleichzeitig als Heizfläche,

deren Wirkung deswegen eine vorzügliche ist, weil einerseits die Feuergase gegen sie anprallen und andererseits das Wasser in ihrem Innern in Folge der aufsteigenden Dampfblasen einer sehr lebhaften Circulation ausgesetzt ist. Eine Verunreinigung dieser Röhren durch Kesselstein ist weniger zu fürchten, weil erfahrungsmäßig die Ablagerung fester Stoffe an ganz oder nahezu verticalen Wandungen nur in geringem Maße stattfindet. Der in Fig. 482 gezeichnete Kessel enthält im vordern Theile zur Aufnahme der Feuerungen zwei kurze Röhren F von kreisförmigem Querschnitte, welche sich bei E zu einem einzigen Rohre G vereinigen, dessen Querschnitt oben und unten von zwei concentrischen Kreisbögen und seitlich von zwei Halbkreisen gebildet wird. Der mittlere Theil ist von 30 conischen Gallowayröhren g durchsetzt, welche mit dem Feuerrohre durch Nietung verbunden sind.

Man hat auch sonst bei Cylinder- und Flammrohrkesseln mehrfach versucht, eine Vergrößerung der Heizfläche dadurch hervorzubringen, daß man mit diesen Kesseln Bündel von engen Röhren, seien es mit Wasser gefüllte oder vom Feuer durchzogene, in Verbindung gebracht hat, so daß diese Kessel

Fig. 483.



gewissermaßen den Uebergang bilden zu den eigentlichen Röhrenkesseln. Von den verschiedenen derartigen Anordnungen möge hier nur eine der vorzüglichsten angeführt werden, wie sie von Dupuis herrührt.

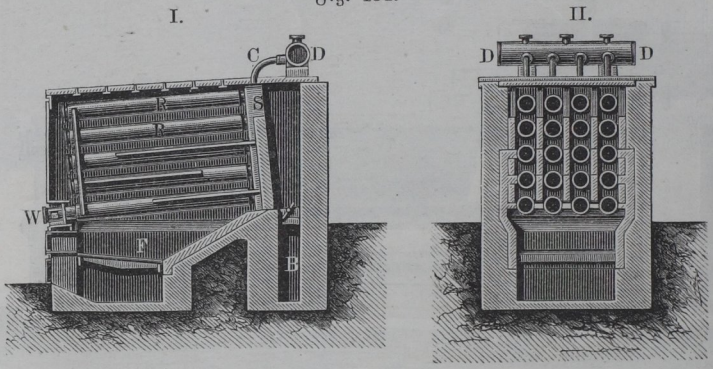
Der Dupuis'sche*) Kessel, Fig. 483, ist im Wesentlichen ein einfacher Cylinderkessel A mit Unterfeuerung B, an dessen hinteres Ende sich ein verticaler Cylinder C anschließt, der durch eine größere Anzahl enger Feuerröhren durchsetzt ist. Die von der Feuerung aufsteigenden Gase ziehen über

*) Radinger, Dampfkessel, Ausstellungsbericht, Wien 1873.

eine Feuerbrücke hinweg am untern Kesseltheile entlang und treten am hintern Ende, nachdem sie den verticalen Cylinder äußerlich umspült haben, nach unten, um durch sämmtliche verticale Röhren hindurch nach oben in den Fuchs *F* zu treten. Da diese Röhren durch den Dampfraum hindurchtreten, so wird der entnommene Dampf, wenn auch nicht überhitzt, so doch trocken sein. Der verticale Hinterkessel ruht auf einem Stutzen *D* auf, durch welchen auch das Speiserohr geführt ist, während der Vorderkessel an der Hängestange *H* aufgehängt ist, eine Unterstützung, welche deswegen sehr zweckmäßig genannt werden muß, weil dem Kessel dabei eine durch die Ausdehnung herbeigeführte geringe Verschiebung gestattet ist. Die leichte Zugänglichkeit aller Theile behufs Reinigung von Kesselstein und Flugasche ist ein besonderer Vorzug dieses Kesselsystems.

Unter den Röhren- oder sogenannten Sicherheitskesseln sind die nach den Systemen von Howard und von Root sehr verbreitet. Einen Howardkessel, wie er in Wien*) 1873 ausgestellt war, zeigen die Figuren 484, I und II. Vier in verticalen Ebenen angeordnete Reihen von wenig

Fig. 484.



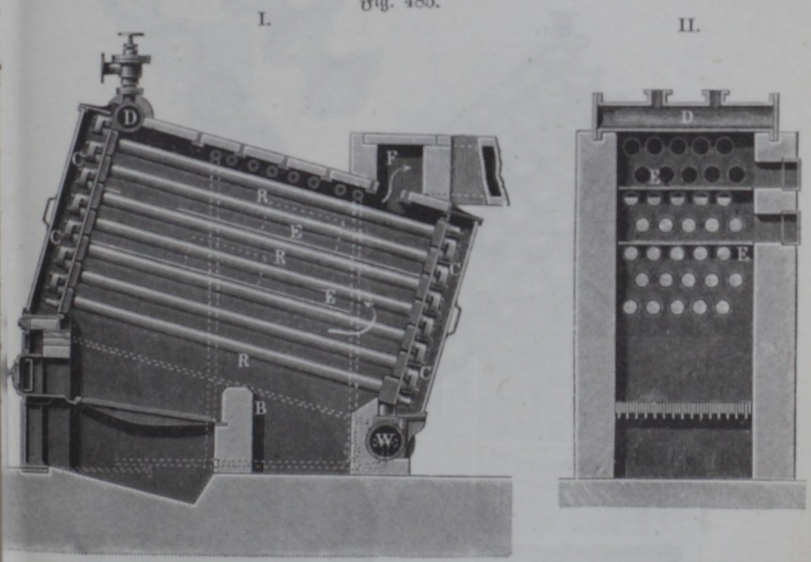
schräg liegenden Röhren *R* stehen am hintern Ende mit ebenso vielen stehenden Röhren *S* in Verbindung, von welchen letzteren durch gekrümmte Röhren *C* das oberhalb querliegende Dampfrohr *D* die Dämpfe zugeführt erhält. Die von der Feuerung *F* aufsteigenden Gase werden durch gußeiserne Einlegeplatten zu einem zickzackförmigen Aufsteigen genöthigt und gelangen, von oben absteigend, in den Fuchscanal *B*. Das Speisewasser tritt durch das querliegende Wasserrohr *W* in die untersten Röhren aller vier Reihen. Vermöge dieser Anordnung ist allen Röhren in freiester Weise ihre Aus-

*) Radinger, Dampfkessel, Ausstellungsbericht, 1873.

dehnung gestattet. Die schmiedeisernen Heizröhren von 230 mm Weite und 3,65 m Länge sind an den vorderen Enden verschraubt und ebenso hinterhalb mit den Stehröhren S durch Verschraubung verbunden, so daß gar keine Nietung an dem ganzen Kessel vorhanden ist und ein schadhaft gewordenes Rohr leicht ausgewechselt werden kann. Die obersten Röhren sind meistens nicht mit Wasser gefüllt, um möglichst trockenen Dampf zu liefern. Dieser Kessel hat, wie alle Röhrenkessel, nur einen sehr geringen Wasserraum, in Folge wovon der Wasserstand ungemein schnell wechselt und daher große Aufmerksamkeit hinsichtlich der Speisung erfordert wird.

Der Root'sche Kessel, Fig. 485, besteht ebenfalls aus einer größern Anzahl geneigt liegender schmiedeiserner Röhren R von etwa 0,10 m Durchmesser und 3 m Länge, welche in mehreren Reihen versetzt über einander

Fig. 485.



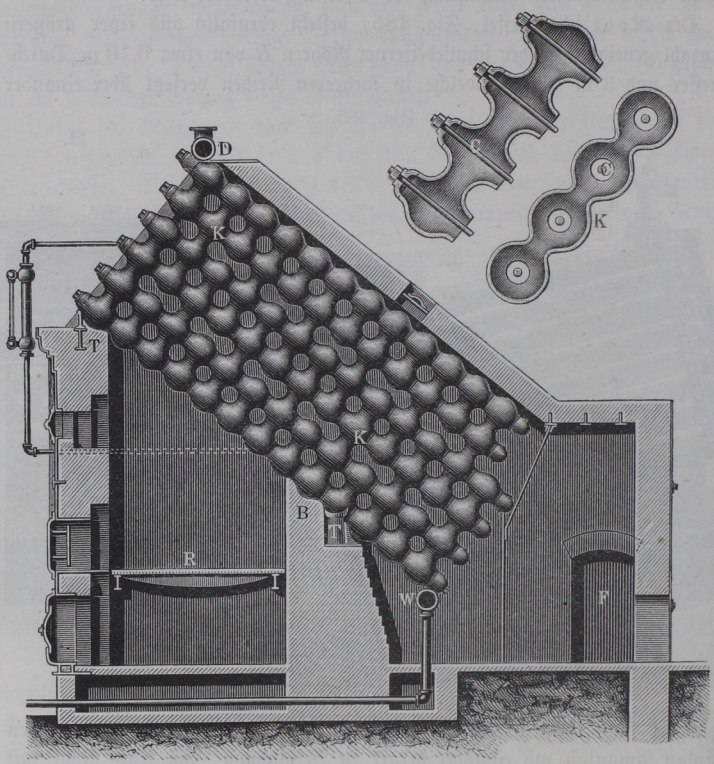
gelagert sind. Durch Verschlußkappen CC stehen diese Röhren an beiden Enden sämmtlich mit einander derart in Verbindung, daß jedes Rohr mit einem Rohr der darüber und einem solchen der darunter liegenden Reihe verbunden ist. Das querliegende Rohr D oberhalb dient zur Dampfentnahme, während das Speiserohr W mit den Röhren der untersten Reihe in Verbindung steht. Das auf dem Roste brennende Feuer schlägt über die Feuerbrücke B und gelangt zwischen den Einlagen E hindurch nach dem Fuchse F. Für gewöhnlich wird der Wasserstand so hoch gehalten, daß an der hintern tiefen

Seite alle Röhren, an der vordern hohen Seite wegen der schrägen Lage nur 4 bis 5 Röhrenreihen vom Wasser erfüllt sind. In Betreff des Wasserraumes gilt das für den Howard'schen Kessel vorstehend Gesagte.

Mancherlei andere Röhrenkessel sind außerdem in ähnlicher Art von Belleville, Sinclair, Anderson u. A. angegeben worden.

Ein eigenthümlicher, ganz aus Gußeisen bestehender Sicherheitskessel ist der von Harrison, Fig. 486. Dieser Kessel besteht aus einer Anzahl

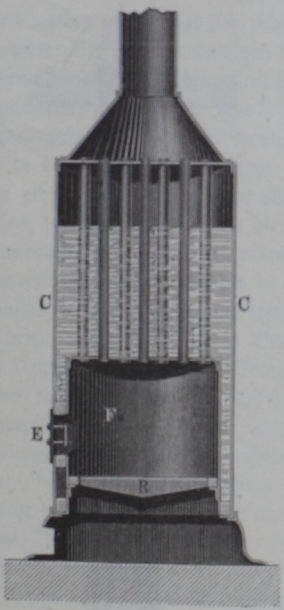
Fig. 486.



von neben einander aufgestellten verticalen Wänden, von denen jede aus einer großen Menge (76) von gußeisernen Hohlkugeln von 200 mm äußerm Durchmesser bei 8 bis 10 mm Wandstärke zusammengesetzt ist. Diese Kugeln *K*, von denen je zwei oder je vier durch Verbindungsröhren zusammenhängend aus einem Stücke gegossen sind, bilden die Elemente des

Kessels und stehen unter einander in Verbindung durch aufgeschliffene Hälse. Lange Schraubenbolzen C von 32 mm Durchmesser gehen der Länge der Wand nach durch die entsprechenden Kugeln, welche daher sämmtlich durch Anziehen der Muttern dieser Schrauben dampfdicht gegen einander gepreßt werden. Diese Wände sind nach der Figur derart aufgestellt, daß die von den Ankern durchzogenen Kugelreihen etwa unter 40° gegen den Horizont geneigt sind. Der geringste Zwischenraum zwischen den Kugeln jeder einzelnen Wand, sowie zwischen den einzelnen Wänden selbst beträgt 25 mm, so daß die von dem Roste R aufsteigenden Verbrennungsproducte, vor der Feuerbrücke B emporschlagend, durch die Zwischenräume zwischen den Kugeln wie durch die Maschen von Sieben hindurch und hinter der Feuerbrücke in den Fuchs F gelangen können. Durch eiserne Träger T ist der ganze Kessel unterstützt, an die obersten Kugeln aller neben einander aufgestellten Wände ist das Dampfrohr D und an die untersten das Speiserohr W angeschlossen. Der Ersatz eines schadhaft gewordenen Elementes ist ebenso leicht zu bewirken, wie die Vergrößerung der Heizfläche durch Ankuppelung von einer oder von mehreren Wänden. Bei den angestellten Proben haben diese Kessel sich als außerordentlich sichere bewährt, indem z. B. einzelne Kugeln bei allmälig gesunkenem Wasserstande bis zum Glühen erhitzt wurden, ohne ihre Betriebsfähigkeit zu verlieren. Diese Kessel, welche in Deutschland wenig oder gar nicht angewendet werden, erfreuen sich in Amerika einer großen Verbreitung; nach Radinger's Bericht*), welchem die obigen Angaben und Figuren entnommen sind, waren 1876 in den Vereinigten Staaten Harrison'sche Kessel für 60000 Pferdekräfte in Betrieb.

Fig. 487.



Die stehenden Röhrenkessel finden hauptsächlich bei beschränktem Raume Verwendung. Ein solcher Kessel besteht im Wesentlichen aus einem verticalen Cylinder C, Fig. 487, in welchen concentrisch eine cylindrische Feuerbüchse F

*) Oesterreich. Bericht über die Weltausstellung in Philadelphia, 1876, Dampfkessel ꝛc. von J. F. Radinger.

eingesetzt ist, von deren Deckplatte eine Anzahl enger Röhren die Gase unmittelbar nach dem darüberstehenden Schornsteine leiten. Durch eine seitliche Feuerthür E wird der Rost R beschickt. Diese Kessel, welche in kleinen Abmessungen, z. B. für Dampfkrahne, beliebt sind (s. Thl. III, 2), ermöglichen für gewöhnlich keine besonders günstige Ausnutzung der Wärme, indem die Gase durch die verticalen Röhren in der Regel mit zu großer Geschwindigkeit passiren, um ihre Wärme genügend an die Kesselwand abzusetzen.

Aus diesem Grunde hat man stehende Kessel auch mit Siederöhren, d. h. solchen Röhren versehen, welche mit Wasser gefüllt sind und äußerlich von der Flamme bestrichen werden. In dieser Art ist der Field'sche Kessel, Fig. 488, ausgeführt. Hierbei werden die Verbrennungsproducte durch ein

Fig. 488.

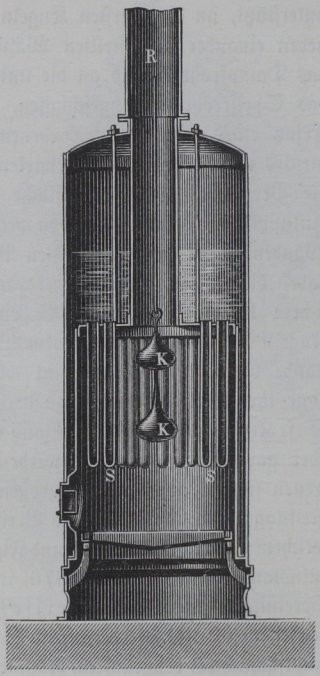
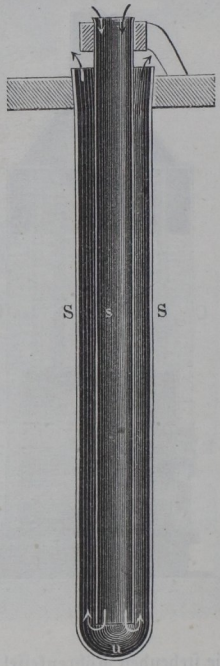


Fig. 489.



in der Mitte der Feuerbüchsendecke angebrachtes Rohr R abgeführt. Dabei dienen die in der Mitte dieses Rohres R aufgehängten glockenartigen Körper K dazu, den Gasen ein directes Aufsteigen durch das Rohr R zu verwehren und sie zu nöthigen, die ringsum eingehängten Siederöhren S zu umspülen

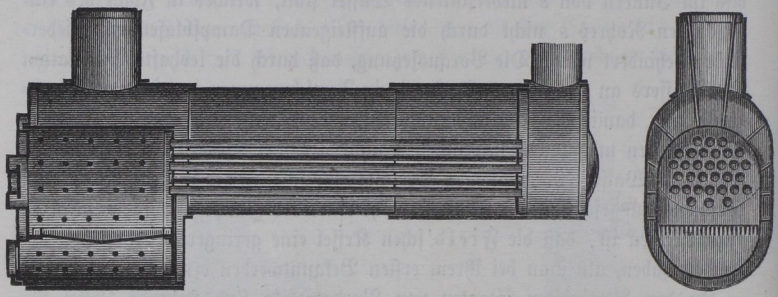
und an diese, sowie an den Mantel der Feuerbüchse ihre Wärme großentheils abzugeben. Die Siederöhren *S* sind unten geschlossen, Fig. 489, und in jede dieser Röhren ist ein engeres, oben und unten offenes Röhrchen *s* eingehängt, um die Circulation von Dampf und Wasser in regelmäßiger Weise stattfinden zu lassen. Während nämlich am innern Umfange des von außen stark erhitzten Rohres *S* eine lebhafte Entwickelung von Dampf stattfindet, welcher in Form von Bläschen daselbst, also in dem Zwischenraume zwischen *S* und *s*, emporsteigt, so findet ein Ersatz der verdampften Flüssigkeit durch das im Innern von *s* niedersinkende Wasser statt, welches in Folge des eingehängten Rohres *s* nicht durch die aufsteigenden Dampfblasen am Niedersinken behindert wird. Die Voraussetzung, daß durch die lebhafte Circulation des Wassers an der untern Stelle *u* ein Fortschwemmen der festen Bestandtheile und damit die Verhinderung einer Kesselsteinablagerung daselbst bewirkt werden möge, hat sich indessen nicht bewährt, indem die Röhren bei unreinem Wasser einer baldigen Verschlammung und der Gefahr des Durchbrennens ausgesetzt sind. Dies ist wohl einer der Hauptgründe, welchen es zuzuschreiben ist, daß die Field'schen Kessel eine geringere Verbreitung gefunden haben, als man bei ihrem ersten Bekanntwerden erwartete.

In den Vereinigten Staaten von Nordamerika sind stehende Kessel für sehr große Dampfproductionen vielfach in Betrieb, und es scheint der günstige Effect, welchen man dort mit diesen Kesseln erreicht, großentheils in der Beschaffenheit der wenig flammenden und nicht rußenden anthracitartigen Kohle Pennsylvaniens seinen Grund zu haben. Ueber die von Corliß eingeführte Construction der dort angewandten stehenden Röhrenkessel findet sich ein Näheres in dem mehrfach erwähnten Berichte Radinger's über die Dampfkessel der Centennialausstellung. Ebenso sind daselbst mehrere Mittheilungen über einen eigenthümlichen, in Philadelphia ausgestellt gewesenen rotirenden Dampfkessel zu finden. Die Eigenthümlichkeit dieses aus einem horizontalen Cylinder mit durchgehenden Feuerröhren zusammengesetzten Kessels bestand darin, daß derselbe in den Mitten seiner Böden mit Drehzapfen versehen war, welche durch Lager unterstützt wurden, so daß der ganze Kessel in eine langsame Drehung versetzt werden konnte. Die ganze Oberfläche, sowohl die vom Wasser wie die vom Dampfe berührte, war dem Feuer ausgesetzt, und ein Erglühen der Dampfwandung wurde durch eine Berieselung verhindert, welche in einfachster Art dadurch bewerkstelligt werden konnte, daß der Kesselmantel im Innern mit Blechschaufeln versehen war, die nach Art der Zellen eines Schöpfrades Wasser mit empornahmen, um es oberhalb auszugießen. Trotz der günstigen Berichte über die Wirksamkeit dieses Kessels scheint derselbe aber nur ein Versuch geblieben zu sein.

Ueber die Einrichtung der Schiffs- und Locomotivkessel ist in Thl. III, 2, ein Näheres angeführt. Es mag hier nur bemerkt werden, daß die Kessel

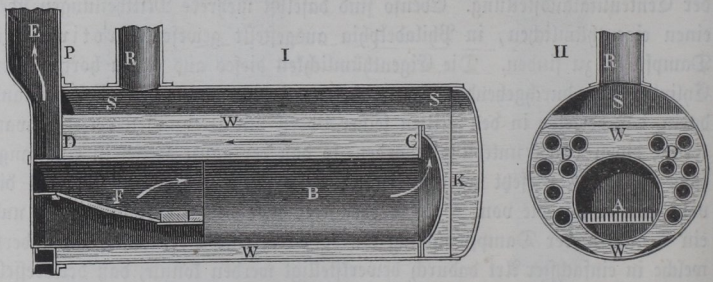
für die Locomobilen, d. h. für die transportabeln Dampfmaschinen, in ähnlicher Art wie die Locomotivkessel gebaut werden. Die Feuerung eines solchen Kessels ist demgemäß in einer parallelepipedischen Feuerbüchse enthalten, welche an ihrem untern offenen Ende den Rost aufnimmt. Zur Erreichung größerer Festigkeit hat man jedoch auch die Feuerbüchse unterhalb durch einen Halbcylinder geschlossen und ebenso den Deckel nicht eben, sondern auch cylindrisch begrenzt, wie Fig. 490 angiebt. Die in der Feuerbüchse

Fig. 490.



sich entwickelnden Verbrennungsproducte durchziehen den cylindrischen Kessel in einer Anzahl enger Feuerröhren, um nach der Rauchkammer und dem Schornsteine zu gelangen. Der Zug wird auch hierbei durch die abgehenden Dämpfe der Maschine mit Hülfe des Blasrohres befördert, über welche

Fig. 491.



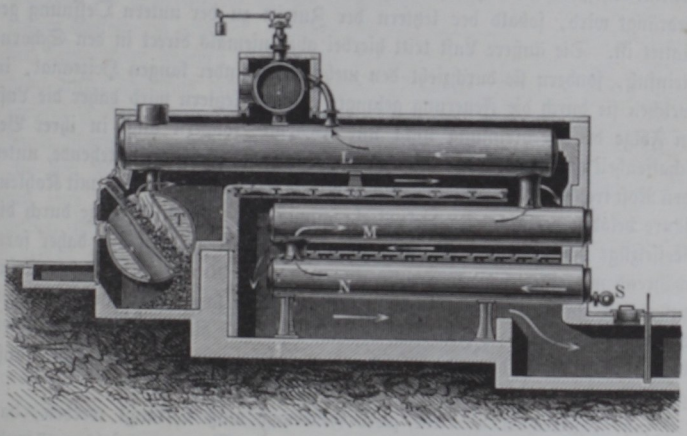
Wirkung unter Locomotiven in Thl. III, 2, das Nähere angegeben ist. Die Feuerbüchse ist hier durch Stehbolzen und Anker mit dem äußern Kessel verbunden.

Um die Reinigung der Locomobilkessel vom Kesselstein vornehmen zu können, hat man mehrfach auch die Anordnung nach Fig. 491 gewählt.

Hierbei gelangen die Verbrennungsproducte aus der Feuerung F durch das weite Rohr B nach einer ganz im Wasser gelegenen Umkehrkammer C und von da durch eine Anzahl engerer Röhren CD nach der vorn angebrachten Rauchkammer und in den darüber angebrachten Schornstein E. Diese Anordnung gestattet ein Herausziehen des ganzen aus F, B, C, D und E bestehenden Heizapparates aus dem Außenkessel A, nachdem der Schornstein abgenommen und die Schrauben gelöst sind, welche die Stirnplatte P mit einem Eckeisenringe des Mantels vereinigen. Für kleinere Kessel hat sich diese Construction bewährt.

Schließlich möge noch der in neuerer Zeit mehrfach genannte Tenbrink-Kessel, Fig. 492, angeführt werden. Die Eigenthümlichkeit dieses Kessels

Fig. 492.



besteht in der Feuerung, die in einem weiten horizontal und quer unter dem eigentlichen Kessel gelagerten Cylinder T angebracht ist, in welchem neben einander zwei schräge cylindrische Feuerbüchsen enthalten sind. Jede dieser Feuerbüchsen nimmt einen schrägen Rost auf, welcher von oben durch einen Schlitz mit Kohlen beschickt wird, während eine über diesem Schlitze angebrachte regulirbare Oeffnung vorgesehen ist, um hierdurch Verbrennungsluft einzuführen, damit die von dem Roste aufsteigenden Gase noch vollständig verbrannt werden können. Die aus den Feuerbüchsen tretenden Verbrennungsproducte biegen sogleich rechtwinkelig um und ziehen unter dem Oberkessel L hin, um nachträglich noch die Vorwärmer M und N zu heizen. Die Zuführung des Speisewassers geschieht im tiefsten Punkte des Vorwärmers N durch das Rohr S.

Die mit dieser Feuerung, welche auch für anders gebaute Kessel anwendbar ist, erzielten Resultate scheinen sehr günstige zu sein.

§. 262. **Zugerzeugung durch Schornsteine.** Um der Feuerung die zur Verbrennung erforderliche Luftmenge zuzuführen, dient der Schornstein oder die Esse (Kamin). Ein Schornstein ist im Wesentlichen ein meistens verticales, nur sehr selten schräg aufgeführtes, aus Mauerwerk oder Eisen bestehendes Standrohr, in welches die Verbrennungsproducte der Feuerung am untern Ende eingeführt werden, um aus der obern Oeffnung in die Atmosphäre auszutreten. Die saugende Wirkung einer Esse beruht auf dem Auftriebe, welchen die in derselben eingeschlossene warme Luftsäule in der kältern, daher schwerern atmosphärischen Luft ausgesetzt ist, derart, daß diese warme Luftsäule im Schornsteine von der äußern schweren nach oben hinausgedrängt wird, sobald der letztern der Zutritt zu der untern Oeffnung gestattet ist. Die äußere Luft tritt hierbei aber niemals direct in den Schornsteinfuß, sondern sie durchzieht den mehr oder minder langen Heizcanal, in welchen sie durch die Feuerung gelangt. In der letztern wird daher die Luft in Folge der Verbrennung nicht nur erwärmt, sondern auch in ihrer Beschaffenheit verändert, indem die aus Sauerstoff und Stickstoff bestehende, unter den Rost tretende reine atmosphärische Luft die Feuerung wesentlich mit Kohlensäure beladen verläßt. Da diese Verbrennungsgase auf ihrem Wege durch die Kesselzüge ihre Wärme nur theilweise an den Kessel abgeben und daher fortwährend mit einer höhern Temperatur von etwa 300° C. dem Schornsteine zuströmen, so ist auch die Wirkung des letztern so lange eine ununterbrochen dauernde, so lange die Feuerung beschickt wird und die Verbindung zwischen beiden nicht durch den Rauchschieber, das sogenannte Register aufgehoben wird.

Zum regelrechten Betriebe jeder Feuerung muß verlangt werden, daß durch den Schornstein eine zur Verbrennung des Brennmaterials genügende Luftmenge dauernd angezogen wird und zwar pflegt, wie schon früher angeführt wurde, meistens das Doppelte der theoretisch eigentlich nur erforderlichen Luftmenge nöthig zu sein, da ein großer Theil der zugeführten Luft unzersetzt durch die Feuerung hindurchzieht. Mit dieser größern Luftmenge ist zwar auch ein entsprechender Wärmeverlust verbunden, doch ist derselbe nicht zu umgehen, wenn man die Hauptbedingung einer vollkommenen Verbrennung erfüllen will. Wenn auch bei guten Kesselanlagen die nöthige Luftmenge zuweilen nur etwa anderthalbmal so groß wie die theoretische ist, so wird man doch bei der Bestimmung der Schornsteindimensionen gut thun, den doppelten Betrag in Rechnung zu stellen. Es empfiehlt sich überhaupt, die Möglichkeit einer größern Luftzufuhr ins Auge zu fassen, um nicht an einer später nöthigen Vergrößerung der Kesselanlage durch die nicht ausreichende

Wirkung des Schornsteins behindert zu sein, zumal man eine Verringerung der Zugwirkung immer durch das Register erzielen kann.

Aus der vorstehend gemachten allgemeinen Bemerkung über die Wirkung der Essen ist leicht ersichtlich, daß diese Wirkung wesentlich von der Höhe des Schornsteins und von der Differenz der Temperaturen innerhalb und außerhalb desselben abhängen muß, da diese Größen bestimmend sind für den Auftrieb der warmen Luft, also auch für die Geschwindigkeit derselben oder den Zug. Die von dem Schornsteine angesaugte Luftmenge andererseits hängt von dieser Geschwindigkeit und dem lichten Querschnitte des Schornsteins ab, so daß die Wirkung eines Schornsteins vorzüglich durch diese drei Größen, Schornsteinhöhe, Temperaturunterschied und Schornsteinquerschnitt bestimmt ist. In Betreff der Temperaturdifferenz zwischen dem Innern und Aeußern des Schornsteins ist bei Dampfkesseln von vornherein nur ein geringer Spielraum gelassen, insofern die äußere Temperatur durch diejenige der Atmosphäre gegeben ist und die Temperatur der Gase im Allgemeinen nicht unter diejenige des Dampfkessels herabgezogen werden kann, in den meisten Fällen sogar noch beträchtlich größer sein wird, wenn man nicht durch übermäßig große Heizflächen die Anlage wesentlich vertheuern will. In der Regel muß man sich begnügen, die Verbrennungsproducte bis auf eine Temperatur von etwa 300° C. abzukühlen, und wenn bei einzelnen Kesselanlagen die Rauchgase mit einer Temperatur von nur etwa 250° C. nach dem Schornsteine gelangen, so ist dies als eine für Dampfkessel höchst vollkommene Wärmeausnutzung zu betrachten, welche nur unter den günstigsten Verhältnissen erreicht wird.

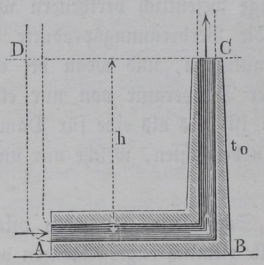
Ebenso ist die Höhe, welche man einem Schornsteine zu geben pflegt, meistens durch praktische Rücksichten innerhalb ziemlich enger Grenzen vorgeschrieben. Man wird einen Schornstein für Dampfkessel selten niedriger als 20 m ausführen, schon aus dem Grunde, um ihn möglichst über die Höhe der benachbarten Häuser, Bäume und sonstigen Gegenstände hinauszuführen. Andererseits geht man aber auch nicht gern über 40 m hinauf, weil die Kosten der Ausführung mit steigender Höhe unverhältnißmäßig schnell wachsen und die Stabilität dann leicht gefährdet wird. Wenn in einzelnen Anlagen, namentlich in chemischen Fabriken, Schornsteine von viel größerer Höhe, bis zu 120 m Höhe und darüber*) ausgeführt worden sind, so hat man diese Höhe nicht aus dem Grunde gewählt, um den hinreichenden Zug für Kesselfeuerungen zu erlangen, sondern deswegen, um die schädlichen und selbst giftigen Gase, welche solche Schornsteine abführen, in möglichster Höhe

*) Der Schornstein zu Port Dundas bei Glasgow hat eine Höhe von 138 m.

über der Erdoberfläche austreten zu lassen und so die nachtheiligen Folgen für die Menschen und Pflanzen thunlichst aufzuheben.

Man wird daher diesen Temperaturdifferenzen und Höhen entsprechend den Querschnitt des Schornsteins so zu bestimmen haben, daß mit Sicherheit die Beschaffung der erforderlichen Luftmenge erwartet werden kann. Diese Bestimmung lediglich auf Grund theoretischer Erörterungen vorzunehmen, würde ein sehr unsicheres Verfahren sein, denn die hierbei in Betracht kommenden Verhältnisse sind so verwickelt, von der Art der ganzen Kesselanlage, von der Beschaffenheit des Brennmaterials, von den Vorgängen bei der Verbrennung selbst, von der Abkühlung des Mauerwerkes ꝛc. so abhängig, daß die Theorie nicht im Stande ist, alle diese Verhältnisse genügend zu berücksichtigen. Man wird daher immer bei der Anlage eines Schornsteins die praktischen Erfahrungen zu Rathe ziehen müssen, indem man die Resultate von gut ausgeführten, unter ähnlichen Verhältnissen arbeitenden Anlagen entsprechend berücksichtigt. Die Theorie kann hierbei nur einen ungefähren Anhalt dafür geben, welchen Einfluß die Aenderung einzelner Momente ausübt. Von diesem Gesichtspunkte aus möge die im Folgenden gegebene Theorie der Zugerzeugung durch den Schornstein angesehen werden.

Fig. 493.



Es sei BC, Fig. 493, eine Esse von der senkrechten Höhe h über der Mitte des Canals AB, welcher die Feuerzüge eines Dampfkessels vorstellt und in welchem auch die Feuerung enthalten sein soll. Die Temperatur der äußern Atmosphäre sei gleich t_0^0 C. und die absolute Temperatur sei mit $T_0 = a + t_0 = 273 + t_0$ bezeichnet. In gleicher Weise soll t die mittlere Temperatur der im Schornsteine enthaltenen Gase und $T = 273 + t$ deren absolute Temperatur vorstellen. Was die Dichtigkeit der Rauchgase anbetrifft, so wird dieselbe nur wenig von derjenigen der atmosphärischen Luft von gleicher Temperatur abweichen, wie sich in folgender Art erkennen läßt. Nimmt man an, daß der Feuerung die doppelte theoretisch erforderliche Luftmenge zugeführt werde, so beträgt dieselbe pr. 1 kg Kohlenstoff etwa 23 kg, und da die gebildete Kohlensäure unter Voraussetzung derselben Temperatur dasselbe Volumen hat wie der zugeführte Sauerstoff, so wird das aus dem Feuerungsraume abgehende Gasgemenge nur eine in dem Verhältniß $24 : 23 = 1{,}043$ größere Dichtigkeit haben als die atmosphärische Luft von gleicher Temperatur. In Wirklichkeit wird der Unterschied noch geringer sein wegen des in dem Brennmateriale enthaltenen Wassers, welches in den Rauchgasen als Dampf

enthalten ist, dessen Dichte nur etwa 0,62 von derjenigen der atmosphärischen Luft ist. Ebenso wird das in Folge einer nicht ganz vollständigen Verbrennung etwa noch vorhandene Kohlenoxydgas, dessen specifisches Gewicht kleiner als das der atmosphärischen Luft ist (0,967), die durchschnittliche Dichtigkeit der Rauchgase noch etwas herabsetzen. Es erscheint daher zulässig, in den folgenden Rechnungen die Dichtigkeit der Rauchgase gleich derjenigen der atmosphärischen Luft von derselben Temperatur anzunehmen. Es möge jedoch der Allgemeinheit wegen die Dichtigkeit der Rauchgase bei 0° C. gleich δ gesetzt werden, während die Dichtigkeit der atmosphärischen Luft von 0° C. gleich Eins angenommen werden soll.

Bezeichnet man mit δ das specifische Gewicht der den Schornstein BC von der Höhe h erfüllenden Rauchgase bei einer Temperatur von 0° C., so ist das Gewicht dieser Rauchsäule bei t° C. für 1 qm Grundfläche durch

$$h\delta \frac{1}{1+\alpha t} = h\delta \frac{273}{T}$$

ausgedrückt. Dagegen ist der Druck einer äußern Luftsäule von der gleichen Höhe h und der Temperatur t_0 auf 1 qm Grundfläche gleich

$$h \frac{1}{1+\alpha t_0} = h \frac{273}{T_0},$$

so daß der Ueberdruck dieser kalten Luftsäule über die warme Rauchsäule durch

$$h\left(\frac{273}{T_0} - \delta \frac{273}{T}\right) = P$$

ausgedrückt ist. Dieser Ueberdruck wird dazu verwendet, einerseits den Rauchgasen eine gewisse Geschwindigkeit v zu ertheilen, mit welcher dieselben aus der Schornsteinmündung entweichen und andererseits die Widerstände der Reibung im Schornsteine, sowie beim Durchgange durch den Rost und durch die Heizcanäle des Kessels zu überwinden. Bezeichnet man mit ξ_s den Reibungscoefficienten für den Schornstein, dessen Durchmesser d sein mag, so kann man nach den für Röhren geltenden Gesetzen diesen Widerstand gleich der Höhe einer Rauchsäule von der Temperatur t setzen, welche sich zu $\xi_s \frac{h}{d} \frac{v^2}{2g}$ bestimmt, während zur Erzeugung der Geschwindigkeit v dieser Gase eine Höhe $\frac{v^2}{2g}$ erfordert wird. Es möge ferner mit ξ_r der Widerstandscoefficient des Rostes und mit ξ_z derjenige der Feuerzüge zwischen A und B bezeichnet werden, dann ist die ganze zur Bewegung erforderliche Kraft durch das Gewicht einer Rauchsäule von der Temperatur t dargestellt, deren Höhe zu

$$\left(1 + \xi_s \frac{h}{d} + \xi_r + \xi_z\right) \frac{v^2}{2g} = C \frac{v^2}{2g}$$

anzunehmen ist. Setzt man daher das Gewicht dieser Luftsäule gleich dem oben ermittelten Ueberdrucke P, so erhält man die Gleichung:

$$h\left(\frac{273}{T_0} - \delta \frac{273}{T}\right) = \left(1 + \xi_s \frac{h}{d} + \xi_r + \xi_z\right) \frac{v^2}{2g} \delta \frac{273}{T}$$
$$= C \frac{v^2}{2g} \delta \frac{273}{T},$$

woraus die Geschwindigkeit v der aus dem Schornsteine abziehenden Gase zu

$$v = \sqrt{2gh \frac{\frac{1}{T_0} - \delta \frac{1}{T}}{C\delta \frac{1}{T}}}$$

folgt. Setzt man hierin $\delta = 1$, so wird einfacher:

$$v = \sqrt{\frac{2gh}{C} \frac{T - T_0}{T_0}} = \sqrt{\frac{2gh}{C} \frac{t - t_0}{273 + t_0}}.$$

Bezeichnet nun S den Querschnitt der Schornsteinmündung, so tritt durch dieselbe vermöge dieser Geschwindigkeit v in jeder Secunde ein Gasvolumen gleich Sv aus, welches, auf die Temperatur der atmosphärischen Luft reducirt, durch

$$V = Sv \frac{T_0}{T} = S \sqrt{\frac{2gh}{C} \frac{(T - T_0)\, T_0}{T^2}}$$

gegeben ist.

Damit für einen Schornstein von der vorgeschriebenen Höhe h und für eine vorliegende Feuerung, für welche der Werth von C als feststehend anzusehen ist, das angesaugte Luftvolumen V möglichst groß werde, hat man den Werth unter dem Wurzelzeichen $\frac{(T - T_0)\, T_0}{T^2} = B$ zu einem Maximum zu machen. Die Bedingung hierfür ergiebt sich durch $\frac{\partial B}{\partial T} = 0$ zu:

$$T^2 . T_0 - 2T (T - T_0)\, T_0 = 0,$$

woraus

$$T = 2 T_0$$

folgt. Man wird daher von einem Schornsteine die größte Wirkung erwarten können, wenn die absolute Temperatur der Rauchgase doppelt so groß ist wie die absolute Temperatur der äußern Luft.

Führt man die Temperaturen t und t_0 ein, so schreibt sich jene Bedingung:

$$273 + t = 2.(273 + t_0) \quad \text{oder} \quad t = 273 + 2t.$$

Demnach würde z. B. für eine mittlere Temperatur der Luft von 12° der beste Zug erzeugt werden, wenn die Gase mit $273 + 2 . 12 = 297°$ abziehen. Dies entspricht auch den gewöhnlichen Verhältnissen der Kesselanlagen, bei denen im Schornstein durchschnittlich etwa eine Temperatur von 300° herrscht, welcher Werth nur in seltenen Fällen bis auf 250° herabgeht.

Um den Einfluß zu erkennen, welchen eine höhere oder niedrigere Temperatur des Schornsteins auf dessen Wirksamkeit ausübt, ist die folgende kleine Zusammenstellung berechnet, in welcher für eine durchschnittliche Temperatur der Atmosphäre $t_0 = 12°$ also $T_0 = 285°$ und verschiedene Temperaturen t der Schornsteingase zwischen 100 und 500° die Werthe von $\sqrt{\frac{(T - T_0)\, T_0}{T^2}}$ berechnet sind, mit welchen Zahlen das angesaugte Luftquantum proportional ist. Die untere Reihe dieser Tabelle giebt die

$t_0 = 12°$; $t =$	100°	150°	200°	250°	297°	350°	400°	500°
$\sqrt{\frac{(T - 285)\, 285}{T^2}}$	0,424	0,469	0,489	0,497	0,50	0,497	0,494	0,482
	84,4	93,8	97,8	99,4	100	99,4	98,8	97,4

verhältnißmäßigen Luftmengen an, wenn die maximale Luftmenge für $t = 297°$ gleich 100 gesetzt wird. Aus der Tabelle erkennt man, daß selbst eine wesentliche Aenderung der Temperatur der Gase nur einen sehr geringen Einfluß auf die Wirkung des Schornsteins ausübt, und daß beispielsweise diese Wirkung nur um 6,2 Procent kleiner ausfällt als die maximale, sobald die Rauchgase bis auf 150° abgekühlt werden. Bedenkt man nun, daß die abziehenden Gase einen um so beträchtlichern Theil der Wärme aus dem Schornsteine entführen, je wärmer sie sind, so müssen solche Anordnungen zweckmäßig erscheinen, welche es gestatten, den von dem Kessel abgehenden Rauchgasen vor ihrem Entweichen in den Schornstein ihre Wärme noch theilweise zu entziehen. Hierhin gehören insbesondere die Vorwärmer, welche man anwendet, um das dem Kessel zuzuführende Speisewasser auf eine Temperatur bis zu 100° und selbst darüber zu erwärmen, bevor dieses Wasser in den Kessel befördert wird. Den Vortheil solcher Einrichtungen kann man aus folgenden Zahlen erkennen. Nimmt man an, daß die Temperatur der in der Feuerung sich entwickelnden Gase 1500° betrage, so entführen die mit

300° in den Schornstein entweichenden Gase von der ganzen in Anwendung gebrachten Wärme etwa $\frac{300}{1500}$ oder 20 Proc. Würde man durch einen Vorwärmer oder sogenannten Economiser diese Temperatur auf 200° C. herabziehen, wodurch der Zug nur unwesentlich beeinträchtigt würde (2,2 Proc.), so würde der Verlust $6^2/_3$ Proc. von der ganzen zur Anwendung kommenden Wärme weniger betragen. Würde in dem Dampfkessel beispielsweise aus Speisewasser von der gewöhnlichen Temperatur $t = 12°$ Dampf von 5 Atmosphären Spannung erzeugt, dessen Gesammtwärme nach §. 235 $\lambda = 653$ W.-E. beträgt, so würde die durch den Vorwärmer erzielte Ersparniß für jedes Kilogramm des erzeugten Dampfes eine Wärmemenge $0{,}066\ (653 - 12) = 43$ W.-E. betragen, so daß das Wasser dadurch von 12° auf 55° oder bei einer Condensationsmaschine von etwa 35° auf 78° vorgewärmt werden könnte.

Was die einzelnen Widerstände der Luft anbetrifft, so ist die Reibung im Schornstein der bei weitem kleinste, wogegen der Widerstand in den Heizcanälen wegen der wiederholt vorkommenden Krümmungen der größte ist. Der Widerstand der Luft beim Durchgange durch den Rost hat im Allgemeinen einen zwischen jenen beiden liegenden Werth, natürlich ist derselbe für denselben Rost sehr veränderlich und unmittelbar nach der Beschickung mit Brennmaterial am größten. Der Widerstand ξ_z für die Heizcanäle hängt ferner sehr von der Art derselben ab und läßt sich im Allgemeinen nur schätzungsweise annehmen. Nach Péclet kann man für gewöhnlich eingemauerte Kessel, deren Heizcanäle etwa acht rechtwinkelige Umbiegungen haben, den Widerstand für diese Züge und den Rost

$$\xi_z + \xi_r = 30$$

annehmen, wovon der Widerstand des Rostes etwa durch 8 dargestellt ist. Für die Reibung im Schornsteine soll man nach derselben Quelle den Coefficienten $\xi_s = 0{,}049$, also rund $\frac{1}{20}$ annehmen, so daß die durch die Reibung verloren gehende Höhe durch $\frac{1}{20}\frac{h}{d}\frac{v^2}{2g}$ ausgedrückt ist.

Mit Hülfe dieser Zahlenwerthe läßt sich für einen bestimmt vorliegenden Fall, d. h. für eine gegebene pr. Secunde zu verbrennende Brennmaterialmenge der Querschnitt S des Schornsteins ermitteln, welcher nach der vorstehenden Theorie mindestens erforderlich ist, um die zur Verbrennung nöthige Luft Q anzuziehen, sobald man die Schornsteinhöhe h festgestellt hat und hinsichtlich der Temperatur t der abziehenden Gase eine gewisse Annahme macht. Die Luftmenge V bestimmt sich hierbei nach §. 253 aus der Menge des auf dem Roste zu verbrennenden Brennstoffes.

Die Rechnung giebt aber in der Regel kleinere Werthe für S, als sie erfahrungsmäßig angenommen werden müssen, so daß es angezeigt erscheint, die absolute Größe von S mit Rücksicht auf die Erfahrung festzustellen und sie von der Größe der Rostfläche abhängig zu machen. Hierüber wird in §. 264 ein Näheres angegeben werden.

Den Feuerzügen pflegt man meistens denselben Querschnitt S wie der Schornsteinmündung zu geben. Da jedoch das Gasgemenge wegen der höhern Temperatur in der Nähe der Feuerung ein entsprechend größeres Volumen hat als im Schornsteine, so findet man auch die Regel, den Querschnitt der Feuerzüge unmittelbar hinter dem Roste größer, etwa gleich $1{,}5\,S$ zu machen, und diesen Querschnitt bis zum Fuchse hin allmälig bis auf S abnehmen zu lassen.

In den Heizcanälen sind natürlich scharfe Krümmungen nach Möglichkeit zu vermeiden und insbesondere ist der Einmündung des Rauchcanals in den Schornstein eine gerundete nach oben ansteigende Form zu geben, damit der Rauch sich nicht an der gegenüberliegenden Schornsteinwand stoße. Wenn in einen Schornstein mehrere Rauchcanäle von verschiedenen Feuerungen münden, so hat man die Querschnittsdimensionen des Schornsteins für die Summe der Luftmengen aller Feuerungen zu bemessen und dafür zu sorgen, daß die verschiedenen Luftströme im Schornsteine nicht direct gegen einander stoßen, da die Erfahrung lehrt, daß der stärkere Strom den Austritt des schwächern wesentlich behindert und unter Umständen ganz aufhebt. Wenn daher zwei oder mehrere Rauchcanäle in derselben Höhe in einen Schornstein münden, so hat man durch eingesetzte Scheider, d. h. verticale Wände von geringer Höhe, zu bewirken, daß die Rauchgase der einzelnen Canäle sich erst mit einander vereinigen, nachdem sie schon die verticale Richtung angenommen haben.

Wie schon bemerkt worden, wird bei Locomotiven und Locomobilen, bei denen man dem Schornsteine nur eine geringe Höhe geben kann, die Zugbeförderung durch den ausblasenden Dampf der Maschine bewirkt, in welcher Beziehung auf das in Thl. III, 2, über das Blasrohr Gesagte verwiesen werden muß. Man hat auch wohl die Beförderung des Zuges durch Dampfstrahlgebläse (s. Thl. III, 2) erreicht, welche, neben der Feuerung aufgestellt, die durch einen austretenden Dampfstrahl fortgerissene Luft unter den Rost pressen, doch sind diese Anordnungen nur selten für Dampfkessel, häufiger für Flammöfen in Anwendung gebracht worden. Auf den Dampfschiffen, auf welchen die Schornsteine ebenfalls nur mäßige Höhen erhalten können und abblasender Dampf wegen der vorhandenen Condensationsvorrichtungen nicht zur Verfügung steht, erzeugt man den genügenden Zug durch die bekannten verticalen, drehbar aufgestellten Saugröhren mit muschel-

förmig erweiterten Auffangeöffnungen, welche dem Winde entgegen gerichtet werden.

Beispiel. Welche Weite wäre nach der vorstehenden Theorie einer Esse zu geben, welche bei 25 m Höhe den Rauch eines Feuerherdes abzuführen hat, auf dem stündlich 100 kg Sinterkohlen verbrannt werden?

Nimmt man nach §. 253 die für 1 kg Kohle erforderliche Luftmenge von gewöhnlicher Temperatur $t_0 = 12^0$ C. zu 14 cbm an, so hat man pr. Secunde $V = \frac{100 \cdot 14}{60 \cdot 60} = 0{,}389$ cbm Luft in den Rost einzuführen. Setzt man ferner eine Temperatur im Schornsteine $t = 300^0$, also $T = 573^0$, voraus und nimmt, wie oben angegeben, $\zeta_z + \zeta_r = 30$ und $\zeta_s = \frac{1}{20} = 0{,}05$ mit $T_0 = 273 + 12 = 285$ an, so bestimmt sich der Querschnitt S der Schornsteinmündung durch die Gleichung:

$$V = 0{,}389 = S \sqrt{\frac{2 \cdot 9{,}81 \cdot 25}{30 + 0{,}05 \frac{h}{d}} \frac{573 - 285}{573^2} 285}.$$

Nimmt man zunächst für $\frac{h}{d}$ unter dem Wurzelzeichen den Werth von etwa 40, also $0{,}05 \frac{h}{d} = 2$ an, so geht obiger Ausdruck über in:

$$0{,}389 = S \sqrt{\frac{2 \cdot 9{,}81 \cdot 25}{32} \frac{288 \cdot 285}{573^2}} = 1{,}957\, S,$$

woraus $S = \frac{0{,}389}{1{,}957} = 0{,}1988$ qm $= rot.$ 0,2 qm entsprechend einem Durchmesser der kreisförmigen Oeffnung $d = 0{,}505$ m folgt.

In Wirklichkeit wird man einem Schornsteine wie dem vorstehend berechneten meist größere Querschnittsdimensionen geben. So würde derselbe nach den Angaben v. Reiche's (s. §. 264) etwa eine Oeffnung $S = 0{,}25$ bis 0,30 qm entsprechend einem Durchmesser $d = 0{,}56$ bis 0,62 m zu erhalten haben.

§. 263. **Schornsteine.** Die Schornsteine werden fast ganz allgemein in Ziegelmauerwerk ausgeführt und nur in einzelnen Fällen stellt man sie aus Eisenblech her, wenn der Gebrauch nur ein vorübergehender ist, oder wenn die ungenügende Widerstandsfähigkeit des Baugrundes der Ausführung eines gemauerten Schornsteins im Wege steht. Als Querschnittsform wählt man für alle größeren Schornsteine den Kreis, da hierbei einerseits der aufsteigende Rauch der verhältnißmäßig geringsten Reibung ausgesetzt ist und andererseits der Winddruck gegen die abgerundete Außenfläche, welcher ein Umstürzen des Schornsteins anstrebt, ebenfalls kleiner ist als der gegen ebene Flächen. Da die runde Form indessen die Herstellung von Formsteinen erfordert, so giebt man auch vielfach den Schornsteinen einen geradlinig begrenzten Querschnitt, welcher die Verwendung gewöhnlicher Mauerziegel

gestattet, und zwar wird das Quadrat meistens nur für die kleineren, das regelmäßige Achteck dagegen vielfach für die Schornsteine von mittlerer Höhe angewandt. Der Sockel der Schornsteine bis zur Höhe von einigen Metern wird jedoch immer viereckig gemacht.

Die Weite der Schornsteine pflegt man entweder überall gleich groß zu wählen, welche Construction den geringsten Materialaufwand ermöglicht, oder man vergrößert sie nach unten hin aus Rücksichten der Stabilität, was besonders bei den höchsten Schornsteinen erforderlich ist. Schornsteine nach oben hin zu erweitern ist zwar vorgeschlagen worden, wird aber meistens nicht befolgt, da hiermit die Kosten vergrößert werden und die Stabilität vermindert wird. Auch scheint eine Erweiterung nach oben hin den Zug zu schwächen, indem von oben an dem Umfange der weitern Mündung kalte Luft von außen niedersinkt und die Zugkraft beeinträchtigt, ein Vorgang, welcher überhaupt bei Schornsteinen beobachtet wird, die eine unverhältnißmäßig große Weite haben.

Die Wandstärke der Schornsteine ist natürlich oben an der Mündung am kleinsten und schwankt nur innerhalb geringer Grenzen von etwa 0,12 und 0,25 m (entsprechend einer halben beziehungsweise ganzen Steinlänge), und zwar wählt man diese Wandstärke um so größer, je weiter der Schornstein ist. Man kann daher für die engsten Schornsteine von etwa 0,5 m Weite und darunter die obere Wandstärke $e = 0{,}12$ m und für die weiteren Schornsteine bis zu 2 m Durchmesser eine Wandstärke von $e = 0{,}25$ m annehmen. Nach unten hin muß die Wandstärke immer zunehmen, und zwar pflegt man die Verstärkung nicht stetig, sondern mit Rücksicht auf die Herstellung in gewissen Absätzen vorzunehmen, wie aus der Zeichnung des achteckigen Schornsteins der Fig. 494 (a. f. S.) ersichtlich ist. Man giebt hierbei den Außenflächen eine solche Böschung, wie sie erforderlich ist, um den lichten Querschnitt entweder in der ganzen Höhe gleich groß oder nach unten in dem gewünschten Verhältnisse größer zu erhalten. Diese Böschung der gewöhnlichen Schornsteine schwankt hiernach etwa zwischen 0,01 und 0,025, nur sehr schlanke Schornsteine von mäßiger Höhe haben zuweilen eine Böschung unter 0,01. In Betreff der Verstärkung der Wand nach unten hin giebt v. Reiche die Regel, dieselbe solle bei Absätzen

von 6 bis 12 m je 0,125 m

oder

von 3 bis 6 m je 0,065 m

betragen.

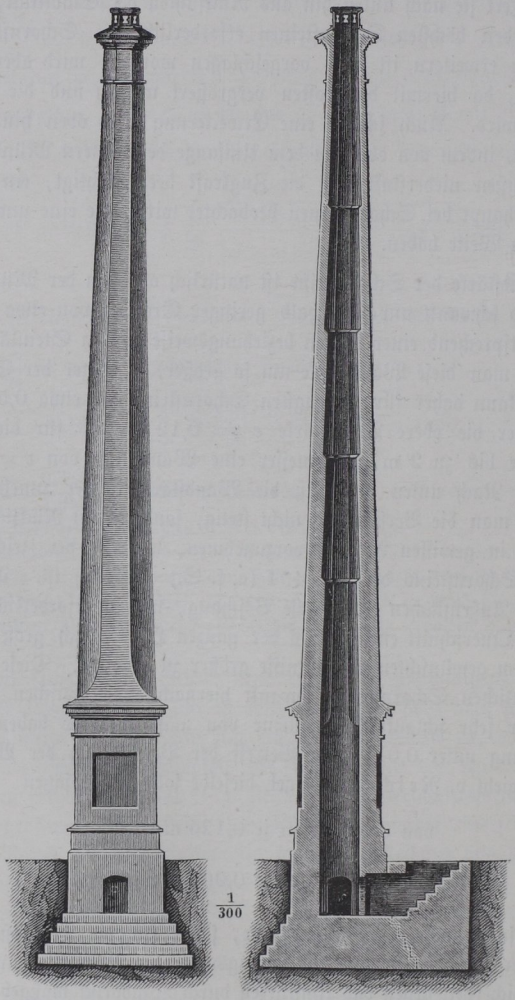
Für diese Zunahme der Wandstärke, sowie für die Vergrößerung des Durchmessers nach unten hin sind vorzugsweise die Rücksichten auf eine genügende Sicherheit gegen das Umstürzen durch Winddruck maßgebend.

Die Größe des Winddrucks ist nach §. 190 für jeden Quadratmeter einer ebenen zur Windrichtung senkrechten Fläche zu

$$p = 3 \frac{c^2}{2g} \gamma$$

anzunehmen, wenn c die Windgeschwindigkeit und γ das Gewicht von 1 cbm

Fig. 494.



Luft bedeutet. Nimmt man die größte Geschwindigkeit eines orkanartigen Sturmes zu etwa 35 m und $\gamma = 1{,}3$ kg an, so erhält man für den größten Winddruck den Werth:

$$p = 3\,\frac{35^2}{2\,.\,9{,}81}\,1{,}3 = 243\text{ kg},$$

wofür in runder Zahl 250 kg gesetzt werden möge. Rankine giebt für Glasgow den größten Winddruck zu 269 kg an, v. Reiche empfiehlt, für die Construction einen Winddruck von 300 kg anzunehmen.

Dieser Druck gegen eine ebene, zur Windrichtung senkrechte Fläche ist für viereckige Schornsteine in Rechnung zu stellen. Bei sechs- und achteckigen, sowie runden Schornsteinen ist die zur Windrichtung senkrechte Projection der Schornsteinfläche als gedrückt anzusehen, und zwar kann man den Druck pr. Quadratmeter dieser Projection zu αp und zwar zu:

0,75 p für sechsseitige,
0,65 p für achtseitige,
0,5 p für runde Schornsteine

annehmen. Wird nun für einen Schornstein von der Höhe h mit D der äußere Durchmesser oben und D_1 derselben unten bezeichnet, so ist die gedrückte Fläche ein Trapez von dem Inhalte:

$$F = \frac{D + D_1}{2}\,h,$$

und also der Winddruck:

$$P = F\alpha p = \frac{D + D_1}{2}\,h\alpha p.$$

Den Angriffspunkt für diese Kraft hat man in der Höhe des Schwerpunktes der Fläche F anzunehmen, welche Höhe nach Thl. I für das Trapez zu:

$$l = \frac{h}{3}\,\frac{D_1 + 2D}{D + D_1}$$

folgt. Diese Höhe ist wegen der nur wenig verjüngten Form in der Regel nicht wesentlich von $\frac{h}{2}$ verschieden.

Das auf Umsturz wirkende Moment hat daher den Werth:

$$M = Pl = \frac{D_1 + 2D}{6}\,\alpha p h^2.$$

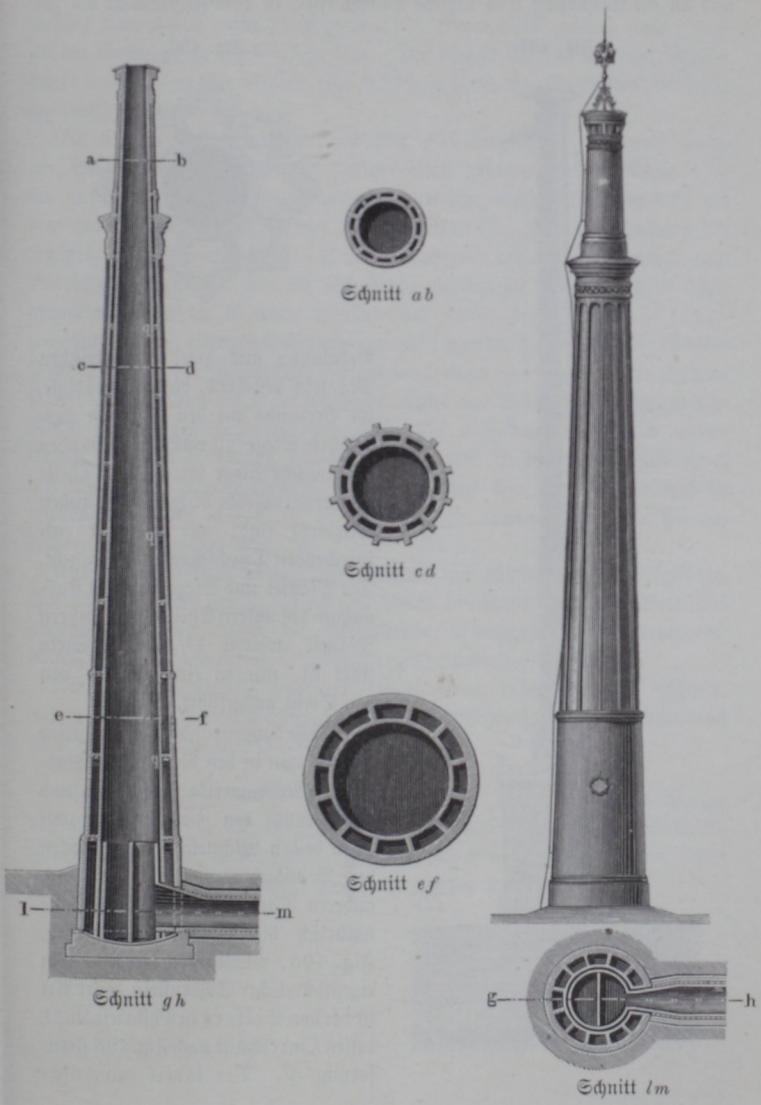
Diesem Momente muß der Schornstein vermöge seiner Stabilität widerstehen, da man den Schornstein nicht wie einen homogenen Stab betrachten kann, welcher durch seine relative Festigkeit dem Abbrechen Widerstand leistet.

Hierzu würde nämlich erforderlich sein, daß der Mörtel an der dem Winde zugekehrten Seite Zugspannungen aufnehmen könne, worauf im Allgemeinen nicht, oder doch nur in sehr geringem Grade zu rechnen ist. Bezeichnet man daher mit $G = V\gamma_1$ das Gewicht des Schornsteins vom Volumen V und dem specifischen Gewichte γ_1 des Mauerwerks, und setzte man $M = G\,\frac{D_1}{2}$, so würde die resultirende Kraft aus dem Gewichte G und dem Winddrucke P nach dem in Thl. II, 1, über die Stützlinie von Futtermauern Gesagten die Grundfläche des Schornsteins gerade in deren äußerster Kante treffen. Es lassen sich gegen die Zulässigkeit dieser Annahme dieselben Bemerkungen anführen, welche in Bezug auf Futtermauern gemacht wurden. Es würde nämlich unter dieser Voraussetzung der resultirende Druck in der besagten Kante so groß werden, daß daselbst das Mauerwerk zerdrückt werden müßte, und es würden an der entgegengesetzten Kante Zugspannungen auftreten, welchen der Mörtel nicht widerstehen kann. Man wird daher, wie auch bei Futtermauern üblich, den Hebelsarm für das Stabilitätsmoment kleiner als $\frac{D_1}{2}$ anzunehmen haben, d. h. man hat die Abmessungen so anzuordnen, daß die Stützlinie die Grundfläche in einer entsprechenden Entfernung von der äußern Kante trifft. Es wird sich empfehlen, die Stärken so zu bestimmen, daß in der Grundfläche an der dem Winde zugekehrten Seite die Druckspannung s_d, welche durch das Eigengewicht des Schornsteins erzeugt wird, gerade aufgehoben wird durch die daselbst durch das Moment des Winddruckes hervorgerufene Zugspannung s_z, so daß an dieser Stelle die resultirende Spannung gleich Null wird. Es muß in dieser Beziehung auf das in Thl. II, 1, über Futtermauern Gesagte verwiesen werden, und man kann ganz in derselben Weise wie dort auch die Stützlinie für den Schornstein entwerfen, indem man denselben von oben nach unten in eine größere Anzahl von Stücken getheilt denkt, für welche man einzeln die Gewichte und Windkräfte ermittelt, um dieselben in bekannter Weise zu einem Polygon zusammenzusetzen, durch dessen Endpunkte die Stützlinie zu zeichnen ist.

Die oben gestellte Bedingung, in dem Schornsteine nirgends Zugspannungen auftreten zu lassen, führt allerdings in vielen Fällen zu größeren Mauerstärken, als sie in der Wirklichkeit meistens gefunden werden und hieraus erklärt es sich, warum das Umstürzen von Fabrikschornsteinen beim Auftreten besonders heftiger Stürme nicht zu den Seltenheiten gehört.

Um mit möglichst geringem Materialaufwande doch hinreichend sichere hohe Schornsteine auszuführen, hat man dieselben vielfach doppelwandig nach Art der Fig. 495 gebaut, welche einen Schornstein darstellt, wie sie für die bekannten Hoffmann'schen Ringöfen in Hunderten von Exemplaren

Fig. 495.


a
b
c
d
e
f
l
m
g
h
Schnitt ab
Schnitt cd
Schnitt ef
Schnitt gh
Schnitt lm

ausgeführt worden sind. Der 47,1 m hohe Schornstein, von unten 1 m und an der Mündung 3 m lichtem Durchmesser, ist vom Fundament bis zur

Fig. 497.

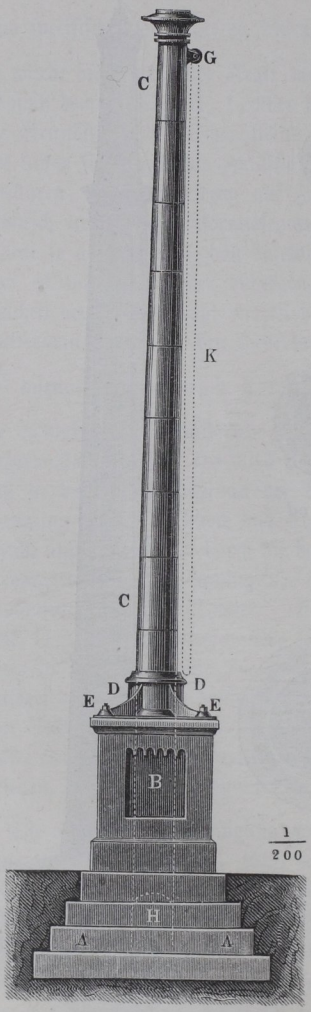
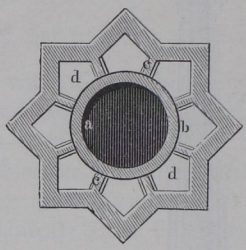


Fig. 496.



Bekrönung aus zwei concentrischen Mänteln bestehend, die durch radiale, im Verbande mit den Mänteln ausgeführte Stege mit einander verbunden sind, welche Stege im mittlern Theile als hervorragende Rippen nach außen fortgesetzt sind, wie aus den entsprechenden Durchschnitten hervorgeht. Die Mäntel und Stege sind mit Ausnahme des untern Theiles vom äußern Mantel, welcher $1\frac{1}{2}$ und 1 Stein stark ist, nur in einer Stärke von $\frac{1}{2}$ Stein ausgeführt.

Solche doppelwandige Schornsteine wendet man in den Vereinigten Staaten von Nordamerika vielfach an, und man benutzt den Zwischenraum zwischen beiden Mänteln oft zu Zwecken der Ventilation von Arbeits- und anderen Räumen, in welchem Falle natürlich die Querverbindungen q, Fig. 495, weggelassen werden. Ein eigenthümlicher Schornstein dieser Art ist der von Sellers in Philadelphia*), dessen Querschnitt nach Fig. 496 sternförmig ist. Der innere cylindrische

*) Siehe Radinger, Die Dampfkessel ꝛc., Bericht über die Ausstellung 1873.

Mantel a ist bei einer Schornsteinhöhe von 35 m nur 0,12 m im Mauerwerk stark und äußerlich von einem dünnwandigen Blechrohr b umgeben, welches von außen durch die Rippen c des Mauerwerks gestützt wird, ohne an der Ausdehnung behindert zu sein. Der äußere Mantel hat eine Mauerstärke von 0,23 m, die Rippen sind 0,115 m stark; die acht Schlote d dienen zu Ventilationszwecken.

Ein eiserner Schornstein ist durch Fig. 497 dargestellt. Das aus einzelnen Schüssen von 4 bis 6 mm starkem Blech zusammengesetzte Rohr ist in die gußeiserne Grundplatte D eingesetzt, welche durch Ankerbolzen E mit dem gemauerten Fundamentsockel AB verankert ist. Die Einmündung des Fuchses in den Sockel ist bei B angeordnet und bei H eine Putzthür zum Reinigen vorhanden. Die am Essenkopfe angebrachte Rolle G dient dazu, vermittelst der Kette K einen Arbeiter zum Zwecke des Anstreichens emporzuziehen. Hohen, eisernen Schornsteinen giebt man die genügende Widerstandsfähigkeit gegen den Winddruck vielfach durch drei oder vier eiserne Spannstangen, welche von einem in geeigneter Höhe am Schornsteine angebrachten Ringe in schräger Richtung nach unten hin ausgehen, und deren untere Enden mit dem Fußboden verankert sind. Die in diesen Stangen durch den Winddruck hervorgerufenen Zugspannungen sind in ähnlicher Art zu ermitteln, wie dies in Thl. II, 1, hinsichtlich der Spannstangen der Perrondächer, gezeigt worden ist.

Eiserne Schornsteine werden, wie erwähnt, nur ausnahmsweise ausgeführt, ihre Dauer ist nur gering, da sie sehr schnell durchrosten und besonders stark angegriffen werden, wenn die entweichenden Rauchgase saure Dämpfe enthalten, wie dies namentlich bei Holzfeuerung (Holzessig) vorkommt.

Ueber die Verhältnisse gemauerter Schornsteine möge noch die folgende, aus v. Reiche's Werke über Dampfkessel entnommene Zusammenstellung (a. f. S.) angeführt werden.

Die in der letzten Reihe unter p enthaltenen Zahlen geben die Werthe des Winddrucks pr. Quadratmeter an, welche sich aus dem Stabilitätsmomente ermitteln, wobei zu bemerken ist, daß Schornsteine nach den Dortmunder Verhältnissen mehrfach umgeweht worden sind.

Verhältnisse einiger Dampfschornsteine.

Ort	Höhe	Lichte Weite		Wandstärke		p
		oben	unten	oben	unten	
	m	m	m	m	m	
Port Dundas, Glasgow . .	138	3,1	6,44	0,35	1,58	613
St. Rollox, Glasgow . . .	132,7	3,34	10,42	0,35	0,79	470
Bolton	112	1,44	8,06	0,25	1,22	641
Barmen	103,9	2,5	2,5	0,392	1,308	372
Bochum	103,57	2,9	5,02	0,39	2,04	959
West-Cumberland	75,59	3,9	6,54	0,34	0,56	500
Dortmund	25,11	0,94	0,94	0,13	0,28	107

§. 264. **Verhältnisse der Kessel.** Für die Größe, d. h. die Leistungsfähigkeit eines Dampfkessels, ist die Dampfmenge maßgebend, welche derselbe in einer gewissen Zeit aus Wasser von bestimmter Temperatur zu erzeugen vermag. Ist diese Dampfmenge bestimmt, worüber im folgenden Capitel, in welchem die Dampfmaschinen näher besprochen werden, gehandelt werden wird, so kann hieraus nach den Angaben des vorhergegangenen Capitels die Wärmemenge ermittelt werden, welche zur Erzeugung dieses Dampfes aufgewendet werden muß, und man kann daraus nach den Angaben über die von den Brennmaterialien nutzbar zu machenden Wärmemengen (§. 252) einen weitern Schluß auf die in bestimmter Zeit zu verbrauchende Brennmaterialmenge ziehen. Damit diese letztere auf dem Roste auch wirklich verbrannt werden könne, ist eine bestimmte Größe der Rostfläche erforderlich, welche so bemessen sein muß, daß die zur Verbrennung erforderliche Luftmenge (s. §. 253) bei der durch den Schornstein erzeugten Geschwindigkeit (§. 262) durch die Zwischenräume zwischen den Roststäben eintreten kann. Die Größe des durch diese Zwischenräume dargebotenen Querschnitts R_f nennt man die freie im Gegensatz zur ganzen oder totalen Rostfläche R_t. Das Verhältniß der freien zur totalen Rostfläche richtet sich nach den Abmessungen der Roststäbe, wie solche durch die Eigenthümlichkeiten des Brennmaterials bedingt werden und schwankt im Allgemeinen bei den üblichen Feuerungsanlagen zwischen $\frac{R_f}{R_t} = 1/4$ bis $1/3$ für Steinkohlen und Coaks, $\frac{R_f}{R_t} = 1/6$ bis $1/5$ für Torf, Holz und Braunkohlen.

Es ist aber außer einer bestimmten Größe der Rostfläche R auch erforderlich, daß die in der Feuerung sich entwickelnden Gase mit einer hinlänglich großen Kesseloberfläche in Berührung kommen, um Gelegenheit zu haben, ihre Wärme an den Kessel abzugeben, d. h. es ist auch für eine zu erzielende Verdampfung eine bestimmte vom Feuer berührte Heizfläche des Kessels mindestens erforderlich. Es ist von vornherein klar, daß eine bestimmte Kesselheizfläche sehr verschiedene Wärmemengen aufzunehmen, daher auch sehr verschiedene Dampfmengen zu erzeugen vermag, je nachdem sie mit Verbrennungsproducten von einer höhern oder niedern Temperatur in Berührung kommt. Demgemäß werden die direct über der Feuerung gelegenen Theile der Kesselwandung für jeden Quadratmeter sehr viel mehr Dampf zu liefern vermögen als die entfernteren Theile, welche von den Verbrennungsproducten erst erreicht werden, nachdem dieselben bereits beträchtlich abgekühlt worden sind. In dieser Hinsicht machte man wohl früher eine Unterscheidung zwischen der directen und indirecten Heizfläche, indem man unter der erstern die in der Nähe der Feuerung befindliche Heizfläche verstand, welche vorzugsweise die strahlende Wärme des Feuers empfängt, während an die indirecte Heizfläche die Wärme der Feuergase hauptsächlich durch Leitung abgesetzt wird. Selbstverständlich ist die Wirksamkeit der directen Heizfläche viel größer als die der indirecten, und man schätzt die erstere wohl zuweilen auf das Vier- bis Fünffache der letztern. Diese Annahmen sind aber ebenso unsicher wie diejenigen, welche man über die verhältnißmäßigen Größen der directen und indirecten Heizfläche bei verschiedenen Kesseln machen kann, für welche ein scharfer Unterschied überhaupt nicht anzugeben ist. Man nahm in dieser Hinsicht vormals wohl an, daß die directe Heizfläche bei guten Kesseln $^1/_{11}$, bei Cornwall'schen Kesseln $^1/_{25}$ und bei Schiffskesseln $^1/_8$ bis $^1/_9$ der ganzen Heizfläche betragen möge, doch ist man neuerdings fast ganz davon zurückgekommen, einen solchen Unterschied überhaupt noch festzuhalten. Man spricht daher in der Regel nur von der durchschnittlichen Leistungsfähigkeit der Heizfläche einer Kesselanlage, indem man als Maß dafür die Wassermenge in Kilogrammen versteht, welche jeder Quadratmeter stündlich in Dampf zu verwandeln vermag. Daß dieser durchschnittliche Betrag, welcher in gewissem Sinne als der Werth der betreffenden Heizfläche aufgefaßt werden kann, sehr verschieden für verschiedene Kesselanlagen ausfällt, ist ersichtlich, und es schwankt denn auch diese Größe bei den gewöhnlichen Anlagen etwa zwischen 10 und 30 kg. Nach d'Arcet kann im allergünstigsten Falle eine dünne Blechwand von 1 qm Größe, welche in ihrer ganzen Ausdehnung der directen Flamme ausgesetzt ist, stündlich 65 bis 70 kg Wasser verdampfen. Es ist aber ohne Weiteres klar, daß mit einer großen Verdampfungsfähigkeit einer Heizfläche eine vortheilhafte Benutzung der erzeugten

Wärme unvereinbar ist, indem die von dem Kessel abziehenden Rauchgase um so mehr Wärme entführen, je höher die Temperatur ist, mit welcher sie den Kessel verlassen. So ergab sich z. B., daß bei den betreffenden Versuchen von d'Arcet bei der größten Leistungsfähigkeit der Heizfläche von 65 bis 70 kg mit 1 kg Steinkohle nur 1 kg Wasser verdampft wurde; ein sehr unvortheilhaftes Resultat gegenüber dem mit gewöhnlichen Kesseln erreichbaren, bei welchen man mit der Steinkohle das Sechs- bis Neunfache ihres Gewichts Wasser von gewöhnlicher Temperatur verdampft. Mit Rücksicht auf eine sparsame Verwendung des Brennmaterials richtet man daher die Dampfkessel keineswegs für eine möglichst große Verdampfungsfähigkeit der Heizfläche, sondern so ein, daß die Verbrennungsproducte möglichst weit abgekühlt werden, d. h. man giebt den Kesseln thunlichst große Heizflächen, und zwar macht man diese Flächen verhältnißmäßig um so größer, je höher der Preis des Brennmaterials ist.

Es muß bemerkt werden, daß auch für einen und denselben Dampfkessel die Wirkungsfähigkeit der Heizfläche verschieden ausfällt, je nachdem die Befeuerung mehr oder minder lebhaft vorgenommen wird. Es ist bei vielen Dampfkesseln das erforderte Dampfquantum zu verschiedenen Zeiten verschieden groß, je nach dem Arbeitsbetrage, welchen die Dampfmaschinen jeweilig zu leisten haben, und daher kommt es nicht selten vor, daß eine ausnahmsweise große Dampferzeugung zeitweise durch lebhafteres Befeuern des Kessels erzielt wird, d. h. daß der Kessel stark angestrengt, forcirt wird. In diesem Falle nimmt also die auf jedem Quadratmeter Rostfläche stündlich zur Verbrennung gelangende Brennstoffmenge einen höhern Werth an, und die reichlicher erzeugten Verbrennungsproducte entweichen, da sie nun weniger Gelegenheit zur Abgabe ihrer Wärme an den Kessel finden, mit höherer Temperatur nach dem Schornsteine. Die durch jedes Kilogramm Brennstoff verdampfte Wassermenge ist daher kleiner, d. h. der Wirkungsgrad eines Kessels muß beim Forciren desselben abnehmen. Ueber die Verhältnisse, welche für mehr oder minder stark angestrengte Kessel gelten, giebt am besten die folgende, dem v. Reiche'schen Werke über Dampfkessel entnommene Tabelle Aufschluß, in welcher die Kessel, je nachdem sie mehr oder minder lebhaft befeuert oder angestrengt werden, in vier verschiedene Classen gesondert erscheinen. Diese Tabelle ergiebt, entsprechend dem Vorbemerkten, daß die nutzbar gemachte Wärme um so kleiner ausfällt, je mehr der Kessel angestrengt wird, d. h. je geringer die verhältnißmäßige Heizfläche angenommen wird.

Was überhaupt den Wirkungsgrad des Kessels anbetrifft, so ist schon früher bemerkt, daß ein großer Theil der aus dem Brennmaterial entwickelten Wärme durch die aus dem Schornsteine entweichenden Verbrennungsproducte entführt wird, und daß beispielsweise dieser Verlust zu etwa $\frac{300}{1500} = 0{,}20$

also zu 20 Proc. ausfällt, wenn diese Producte mit 300° C. entweichen und die Temperatur der Feuerung 1500° beträgt. Hierbei ist vorausgesetzt, daß eine vollständige Verbrennung auf dem Roste stattfindet und weder Kohlentheilchen als Ruß, noch unverbranntes Kohlenoxydgas durch den Schornstein entweichen. Da dies in aller Strenge niemals erreicht werden kann und besonders unmittelbar nach der Beschickung des Rostes in der Regel nicht erreicht wird, und da außerdem beträchtliche Wärmemengen von dem Kesselgemäuer, Aschenfall u. s. w. durch Leitung und Strahlung verloren gehen, so ist es erklärlich, warum der eigentliche Wirkungsgrad der Dampfkesselfeuerungen in der Regel den Werth von $^2/_3$ nicht übersteigt und oftmals darunter bleibt. Es muß daher die in der nachstehenden Tabelle für stark geschonte Kessel angegebene Verdampfung von 9 kg Wasser mit 1 kg Steinkohle als eine vorzügliche Leistung angesehen werden, welche auch nur erreichbar sein dürfte, wenn das dem Kessel zugeführte Speisewasser einer entsprechenden Vorwärmung durch die Rauchgase oder den gebrauchten Dampf der Dampfmaschinen unterworfen wird.

Verhältnisse für Dampfkessel.

Art des Betriebes	Pro Stunde: 1 qm Heizfläche erzeugt Dampf	Pro Stunde: 1 qm Heizfläche verbraucht Kohle	Pro Stunde: 1 qm Rostfläche verbrennt Kohle	Verhältniß Heizfläche / Rostfläche	1 kg Kohle erzeugt Dampf	
Stark geschont . . .	10	1,11	40—60	36—54	9	Westphälische Steinkohle.
Mäßig geschont . .	16,66	2,08	60—80	29—38	8	
Mäßig angestrengt .	23,33	3,33	80—100	24—30	7	
Stark angestrengt .	30	5,0	100	20	6	
Stark geschont . . .	10	3,33	100	33	3,33	Beste Braunkohle.
Mäßig geschont . .	16,66	5,55	100—200	18—36	3,0	
Mäßig angestrengt .	23,33	8,75	200—300	11—34	2,66	
Stark angestrengt .	30	12,85	300—450	15—35	2,33	
Locomobile	40	5	230	46	8	
Locomotive	30	6	192	32	5	

Ueber den Einfluß, welchen eine Vergrößerung der Kesselheizfläche auf die Ausnutzung der Wärme und beziehungsweise auf die Abkühlung der Verbrennungsproducte ausübt, kann man sich durch Rechnung ein ungefähres Urtheil verschaffen,

wenn man über die verhältnißmäßige Wärmeabgabe seitens der Rauchgase an die Kesselwandung eine gewisse Annahme macht. Man nehme zu dem Zwecke etwa an, die übergehende Wärmemenge sei unter sonst gleichen Verhältnissen proportional mit der Temperaturdifferenz zwischen den Feuergasen und der Dampfkesselwandung und betrage pr. Quadratmeter Heizfläche und für 1^0 C. Temperaturunterschied in jeder Stunde w Wärmeeinheiten. Ferner sei t_f die Temperatur der Gase in dem Feuerraume, t_s diejenige im Schornsteine, t_0 die der atmosphärischen Luft und t_k die mittlere Temperatur der Kesselwandung. Bezeichnet man nun allgemein mit z die Temperatur der Heizgase an irgend einer Stelle des Kessels, so geht daselbst durch das unendlich kleine Flächenelement ∂F der Heizfläche in der Stunde die Wärmemenge:

$$\partial W = \partial F . w\ (z - t_k)$$

von den Gasen an den Kessel über. Hierdurch werden diese Gase eine Temperaturerniedrigung um die kleine Größe ∂z erfahren und man hat, unter G das Gewicht der in jeder Stunde vorbeiziehenden Gase und unter c deren specifische Wärme verstanden, daher die Gleichung:

$$\partial W = \partial F w\ (z - t_k) = G c \partial z$$

oder

$$w \partial F = G c \frac{\partial z}{z - t_k}.$$

Hieraus erhält man durch Integration zwischen den Grenzen $z = t_f$ im Feuerraume und $z = t_s$ im Schornsteine:

$$w F = G c ln \frac{t_f - t_k}{t_s - t_k},$$

oder

$$w = \frac{G c}{F} ln \frac{t_f - t_k}{t_s - t_k} \quad \ldots\ldots\ldots\ (1)$$

Die Temperatur t_s im Schornsteine folgt hiernach aus:

$$e^{\frac{w F}{G c}} (t_s - t_k) = t_f - t_k$$

zu

$$t_s = t_k + \frac{t_f - t_k}{e^{\frac{w F}{G c}}} \quad \ldots\ldots\ldots\ (2)$$

Um diese Temperatur t_s zu berechnen, handelt es sich zunächst darum, die Größe w zu bestimmen. Man nehme zu dem Ende an, daß nach den vorstehenden Angaben erfahrungsmäßig 1 qm Heizfläche im Mittel stündlich 20 kg Dampf erzeugt, und setze die erfahrungsmäßig beobachtete Temperatur im Schornsteine $t_s = 300^0$ und etwa $t_f = 1400^0$ voraus. Wenn man die zur Verdampfung von 1 kg Wasser erforderliche Wärmemenge hierfür genau genug gleich 640 W.-E. setzt, so ist die durch 1 qm stündlich hindurchgegangene Wärme durch

$$20 . 640 = 12800 \text{ W.-E.}$$

dargestellt. Da diese Wärme von den auf ein Quadratmeter entfallenden Ver-

brennungsproducten hergegeben wird, deren Gewicht G sein soll und deren Temperatur von t_f auf t_s ermäßigt wird, so hat man:

$$G c\ (t_f - t_s) = 12\,800,$$

also:

$$G c = \frac{12\,800}{t_f - t_s}.$$

Setzt man daher in den Ausdruck (1) diesen Werth von $G c$, sowie $F = 1$, $t_f = 1400$ und $t_s = 300$ ein und nimmt die Temperatur des Kessels zu $t_k = 150^0$ an, so erhält man:

$$w = \frac{12\,800}{1400 - 300}\, ln\, \frac{1400 - 150}{300 - 150} = 11{,}636\, ln\, \frac{1250}{150} = 24{,}672.$$

Setzt man diesen Werth für w in die Gleichung (2) ein, so kann man die Temperatur t_s berechnen, mit welcher die Rauchgase in den Schornstein treten und hiermit den durch dieselben veranlaßten Wärmeverlust ermitteln.

Nimmt man z. B. für jedes Kilogramm stündlich zu verbrennender Kohle eine Luftmenge von $G = 22$ kg an und nimmt für einen mäßig geschonten Kessel für je 1 kg Steinkohle 0,5 qm Heizfläche, so erhält man mit $t_f = 1400^0$ und $t_k = 150^0$ und $c = 0{,}24$ aus (2) die Schornsteintemperatur:

$$t_s = 150 + \frac{1250}{2{,}7183^{\frac{24{,}672\ .\ 0{,}5}{22\ .\ 0{,}24}}} = 150 + 120{,}9 = 270{,}9^0\ \text{C}.$$

Wollte man dagegen die Heizfläche nur halb so groß gleich 0,25 qm oder doppelt so groß gleich 1 qm für jedes Kilogramm stündlich zu verbrennender Kohle annehmen, so erhielte man die entsprechenden Schornsteintemperaturen zu:

$$t_s = 150 + \frac{1250}{2{,}7183^{\frac{24{,}672\ .\ 0{,}25}{22\ .\ 0{,}24}}} = 538{,}7^0\ \text{C}.$$

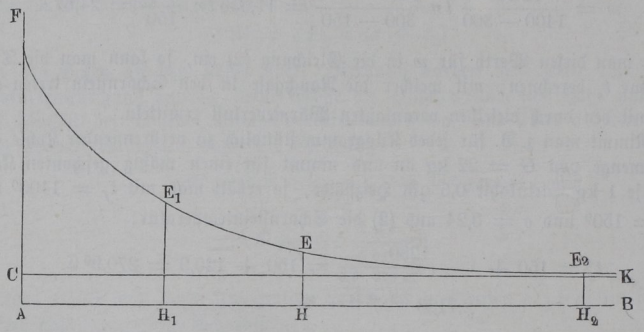
und

$$t_s = 150 + \frac{1250}{2{,}7183^{\frac{24{,}672\ .\ 1}{22\ .\ 0{,}24}}} = 161{,}7^0\ \text{C}.$$

Man kann sich von dem Einflusse, welchen eine Vergrößerung der Heizfläche auf die Ermäßigung der Schornsteintemperatur ausübt, ein anschauliches Bild durch das Diagramm, Fig. 498 (a. f. S.) machen, in welchem auf der horizontalen Axe AB die Größe der Heizfläche für je 1 kg zu verbrennender Kohle aufgetragen ist, während die Ordinate $AF = t_f$ die Temperatur der Feuerung und $AC = t_k$ diejenige des Kessels vorstellt. Trägt man die verschiedenen oben angenommenen Heizflächen $F = 0{,}5$ qm, 0,25 qm und 1 qm als AH, AH_1 und AH_2 auf AB an und macht die zugehörigen Ordinaten den berechneten Temperaturen von t_s gleich, also $HE = 270{,}9^0$, $H_1E_1 = 538{,}7^0$, $H_2E_2 = 161{,}7^0$, so erhält man die Punkte E, E_1, E_2, welche in einer durch F gehenden Curve liegen. Dieselbe muß sich an die der Kesseltemperatur zugehörige Gerade CK asymptotisch anschließen, denn die Gleichung (2) läßt erkennen, daß erst für einen unendlich großen Werth von F die Temperatur der abziehenden Gase bis auf

diejenige t_k des Kessels erniedrigt wird, wie es auch von vornherein ersichtlich ist. Man erkennt aus dem Verlaufe der Curve FE, daß es nicht gerathen ist, die Heizfläche übermäßig groß anzunehmen, indem von einer gewissen Temperatur t_s an die durch eine weitere Vergrößerung der Heizfläche zu erzielende Ersparniß zu gering ausfällt, um die vermehrten Kosten eines größern Kessels aufzuwenden. Es erscheint daher praktisch gerechtfertigt, durch die Kesselheizfläche die Rauchgase nicht weiter als etwa auf 300° abzukühlen und eine noch weiter gehende Wärmeentziehung, so weit solche überhaupt thunlich ist, ohne den Zug wesentlich zu beeinträchtigen, durch Vorwärmung des Kesselspeisewassers vorzunehmen.

Fig. 498.



Beispiel. Für einen Dampfkessel, welcher in jeder Stunde 600 kg Dampf erzeugen soll, sind die Verhältnisse so zu bestimmen, daß diese Leistung bei mäßiger Anstrengung des Kessels erreicht wird.

Nach der vorstehend angegebenen Tabelle kann man im vorliegenden Falle auf einen Verbrauch $\frac{600}{7} = 85{,}7$ kg Steinkohlen rechnen, für welche eine Rostfläche von 1 qm angemessen ist, wie solche etwa durch einen Rost von 1,25 m Länge und 0,8 m Breite erzielt wird. Die Größe der feuerberührten Fläche ist passend zu $\frac{600}{23{,}33} = 25{,}7$ qm anzunehmen. Ordnet man etwa einen Kessel mit zwei Flammröhren an, deren Querschnitt zusammen gleich $\frac{1}{4}$ der ganzen Rostfläche, also 0,25 qm ist, so erhält man den Durchmesser für jedes Flammrohr zu $d = \sqrt{\frac{4}{\pi} 0{,}125} = 0{,}40$ m. Der Umfang jedes Flammrohres ist daher $d\pi = 1{,}257$ m. Nimmt man den Durchmesser des Kesselmantels zu 1,5 m an und stellt von dessen Fläche passend die Hälfte als feuerberührt in Rechnung, so ergiebt sich die nöthige Länge l des Kessels aus:

$$25{,}7 = l\pi \left(\frac{1{,}5}{2} + 2 . 0{,}4\right) = l . 4{,}87,$$

zu

$$l = \frac{25{,}7}{4{,}87} = 5{,}28 \text{ m}.$$

Wollte man dem Kessel nur ein Flammrohr geben, dessen Querschnitt 0,25 qm und dessen Durchmesser daher $d = 0{,}565$ m wäre, so würde die erforderliche Länge l aus:

$$25{,}7 = l \,.\, \pi\,(0{,}75 + 0{,}565) = l \,.\, 4{,}13$$

zu

$$l = \frac{25{,}7}{4{,}13} = 6{,}22 \text{ m}$$

folgen.

Wandstärke der Kessel. Für die Stärke δ der Wandung, welche einer cylindrischen Röhre vom Halbmesser r gegeben werden muß, damit sie dem Drucke einer Flüssigkeit im Innern von p Kilogr. pr. Flächeneinheit genügend widerstehe, ist in Thl. I, Abschn. VI, Cap. 1, die Beziehung gefunden: §. 265.

$$\delta = \frac{rp}{s} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

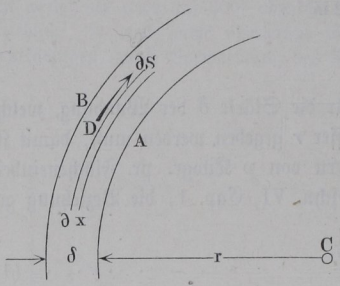
wenn s die zulässige Spannung des Röhrenmaterials bedeutet. Auch wurde daselbst gefunden, daß diese Stärke erforderlich ist, um einem Aufreißen der Röhre in der Längsrichtung vorzubeugen und daß gegen ein Abreißen in einem Kreisschnitte, wie es durch den Druck auf die Endflächen angestrebt wird, schon eine halb so große Stärke $\delta = \frac{rp}{2s}$ dieselbe Sicherheit gewährt. Dies steht auch im Einklange mit der Erfahrung, wonach bei Dampfkesselexplosionen ein Abreißen der Kesselwand nach einem Querschnitte wohl nur höchst selten oder überhaupt gar nicht beobachtet worden ist.

Die angegebene Formel $\delta = \frac{rp}{s}$ ist, wie auch an der betreffenden Stelle angeführt wurde, unter der Voraussetzung entwickelt, daß die Spannung des Materials in allen Punkten der Querschnittsfläche denselben Werth habe, eine Voraussetzung, welche in aller Strenge nicht zutrifft und nur für geringe Stärken und Pressungen zulässig erscheint. Für die hohen Spannungen, denen die Dampfkessel ausgesetzt sind, wird man eine genauere Ermittelung vornehmen müssen und es kann dieselbe etwa unter der von Brix gemachten Annahme durchgeführt werden, daß die Dicke δ der Wand sich durch den Druck nicht ändere. Zwar wird auch diese Annahme nicht ganz streng erfüllt sein, doch gewährt sie für die immerhin nur dünnen Wandungen der Dampfkessel die genügende Annäherung.

Es werde dem entsprechend vorausgesetzt, daß die Dicke $\delta = AB$ eines cylindrischen Kessels, Fig. 499 (a. f. S.), vom innern Halbmesser r, welcher dem innern Ueberdrucke p pr. Flächeneinheit ausgesetzt ist, auch bei der durch diesen Druck hervorgerufenen Ausdehnung dieselbe Größe beibehält, wie im nicht gepreßten Zustande. Dies ist nur möglich, wenn alle einzelnen un-

endlich dünnen concentrischen Schalen, in welche man die Kesselwand zerlegt denken kann, bei der Ausdehnung ihre Halbmesser um einen und denselben kleinen Betrag ϱ vergrößern und es muß daher auch die lineare Ausdehnung des Umfangs für alle diese Schalen denselben Betrag $\lambda = 2\pi\varrho$ annehmen. Es sei etwa im Abstande $CD = x$ von der Axe eine solche Schale gedacht, deren Dicke ∂x und deren axial gemessene Länge gleich Eins sein soll und es sei λ die Ausdehnung derselben im Umfange gemessen. Es ist dann, unter E den Elasticitätsmodul des Materials verstanden, nach der Grundgleichung der Elasticitätslehre:

Fig. 499.



$$\partial S = \frac{\lambda}{2\pi x} E . \partial x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

die Spannung in dem Querschnitte dieser Schale nach der Richtung des Umfangs. Die Gesammtspannung S des Durchschnittes AB erhält man hieraus einfach durch Integration zwischen den Grenzen $x = r + \delta$ und $x = r$ zu:

$$S = \frac{\lambda E}{2\pi} \int \frac{\partial x}{x} = \frac{\lambda E}{2\pi} ln \frac{r+\delta}{r} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Aus (2) ergiebt sich, daß die Spannung ∂S am größten in der innersten Schale vom Halbmesser r ist, und wenn man daher für diese eine Spannung gleich derjenigen s annimmt, welche für das Material zugelassen werden soll, wenn man also

$$\frac{\lambda E}{2\pi r} \partial x = s \partial x \quad \text{oder} \quad \frac{\lambda E}{2\pi} = sr$$

setzt, so folgt aus (3):

$$S = sr ln \frac{r+\delta}{r}.$$

Für die Spannung S eines Querschnitts gilt aber auch:

$$2S = 2rp,$$

folglich erhält man:

$$p = s ln \frac{r+\delta}{r}$$

oder

$$\frac{r+\delta}{r} = e^{\frac{p}{s}} = 2{,}7182^{\frac{p}{s}}.$$

Hieraus ergiebt sich denn die erforderliche Blechdicke:

$$\delta = r\left(e^{\frac{p}{s}} - 1\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

wofür annähernd:

$$\delta = r\left[\frac{p}{s} + \frac{1}{2}\left(\frac{p}{s}\right)\right]^2 = \frac{rp}{s}\left(1 + \frac{p}{2s}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

gesetzt werden kann.

Die Größe $\frac{p}{2s}$ in der Klammer ist bei Dampfkesseln immer nur klein im Vergleich zu 1, denn wenn man auch einen Ueberdruck des Dampfes von 10 Atmosphären, also pr. Quadratcentimeter $p = 10{,}3$ kg annimmt, wie er nur selten überschritten wird, so ist $\frac{p}{2s} = 0{,}01$, da man für Schmiedeisen eine zulässige Spannung von 500 kg pr. Quadratcentimeter unbedenklich zulassen kann. Man erkennt hieraus, daß für Dampfkessel die Stärke anstatt nach (5) auch nach der einfachern Formel (1) mit hinreichender Sicherheit bestimmt werden kann, umsomehr, als man wohl immer der durch eine dieser Formeln gefundenen Blechdicke noch eine gewisse erfahrungsmäßige constante Größe mit Rücksicht darauf hinzufügt, daß auch ohne innere Pressung der Kessel durch sein eigenes Gewicht einer gewissen Anstrengung ausgesetzt ist und daß auch die hinreichende Sicherheit noch vorhanden sein soll, wenn die Blechstärke durch Rosten verkleinert worden ist. Diese constante Größe nimmt v. Reiche zu 2 mm an, während die Formel, welche dem frühern preußischen Kesselregulativ zu Grunde gelegt war, eine Constante gleich 0,1 Zoll = 2,6 mm enthielt. Diese letztere Formel von Brix war, wenn p in Atmosphären ausgedrückt wird,

$$\begin{aligned}\delta &= (2{,}7182^{0{,}003\,p} - 1)\,r + 0{,}1 \text{ Zoll} \\ &= (2{,}7182^{0{,}003\,p} - 1)\,r + 2{,}6 \text{ mm} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)\end{aligned}$$

so daß hierbei also nach (4) eine zulässige Materialspannung s angenommen ist, welche sich aus $\frac{1}{s} = 0{,}003$ zu $s = 333{,}3$ Atmosphären $= 345$ kg pr. Quadratcentimeter ergiebt. Anstatt der Formel (6) kann man für Dampfkessel genügend genau mit Bezug auf (5) auch:

$$\delta = 0{,}003\,pr + 2{,}6 \text{ mm} = 0{,}0015\,pd + 2{,}6 \text{ mm} \quad . \quad . \quad (6^a)$$

setzen, wenn d den Durchmesser in Millimetern und p die Spannung in Atmosphären bedeutet. In Frankreich ist die Kesselwandstärke durch

$$\delta = 0{,}0018\,pd + 3 \text{ mm}$$

mit der Beschränkung vorgeschrieben, daß δ nicht größer als 15 mm sein

darf. Dieser Vorschrift entspricht mit Bezug auf (5) eine zulässige Materialspannung:

$$s = \frac{1}{2 \,.\, 0{,}0018} = 277{,}8 \text{ Atm.} = 286 \text{ kg pr. Quadratcentimeter.}$$

Mit Rücksicht auf die gute Wärmedurchlässigkeit erscheint die Beschränkung der Stärke für Kesselmäntel auf 15 mm zweckmäßig und es empfiehlt sich zu dem Ende, übermäßig große Kesseldurchmesser zu vermeiden. Man wählt dieselben in der Regel nicht über 1,8 m groß.

Wenn die Kessel aus Gußeisen bestehen, so können dieselben Formeln mit entsprechend geänderten Werthen der Spannung s und der Constante beibehalten werden. Das frühere preußische Kesselregulativ, in welchem noch Bestimmungen über Wandstärken enthalten waren, schrieb die Metalldicke gußeiserner Siederöhren nach der Formel:

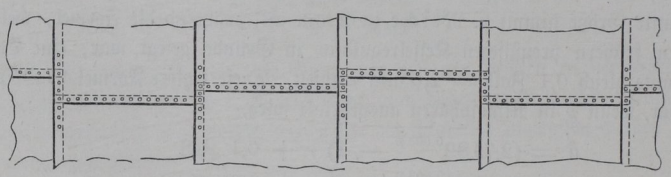
$$d = (2{,}7182^{0{,}01\,p} - 1)\, r + 1/3 \text{ Zoll} = (2{,}7182^{0{,}01\,p} - 1)\, r + 8{,}7 \text{ mm}$$

vor, welcher eine zulässige Spannung von 100 Atm. = 103 kg pr. Quadratcentimeter entspricht und wofür man annähernd:

$$\delta = 0{,}005\, p d + 8{,}7 \text{ mm}$$

setzen kann. In Frankreich müssen gußeiserne Siederöhren die fünffache Wandstärke von schmiedeisernen gleicher Weite erhalten, welche demselben Drucke ausgesetzt sind.

Fig. 500.



Da die Dampfkessel aus einzelnen Blechplatten durch Vernietung hergestellt werden, so wird jede Tafel durch die Reihe der Nietlöcher verschwächt, so zwar, daß bei der üblichen Nietstärke von 20 mm und der Nietentfernung von 50 mm der etwaige Bruchquerschnitt eines Bleches nur $\frac{50 - 20}{50} = 0{,}6$ der vollen Platte beträgt. Da man aber die einzelnen Längsnähte der auf einander folgenden Kesselringe niemals in dieselbe Gerade verlegt, sondern nach Fig. 500 gegen einander versetzt, so wird der Einfluß der Verschwächung des ganzen Kessels dadurch herabgezogen und diese wird bei der Anordnung der Fig. 499, bei welcher die Naht des einen Ringes erst mit der des vierten folgenden zusammenfällt, nur $1/3$ von 0,4, also 0,133 betragen.

Die von anderen Autoren für die Blechstärke der Dampfkessel angegebenen Formeln geben nicht wesentlich andere Resultate als die vorstehend angeführten, und es mögen nur einige derselben hier angeführt werden.

Lamé (s. dessen Traité de l'Elasticité) und Rankine (s. dessen Manual of applied Mechanics) finden:

$$\delta = r\left(\sqrt{\frac{s+p}{s-p}} - 1\right),$$

wonach, da s viel größer ist als p,

$$\frac{s+p}{s-p} = 1 + \frac{2p}{s} + 2\left(\frac{p}{s}\right)^2,$$

sowie:

$$\sqrt{\frac{s+p}{s-p}} = 1 + \frac{p}{s} + \frac{1}{2}\left(\frac{p}{s}\right)^2$$

und daher ebenfalls:

$$\delta = \frac{rp}{s}\left(1 + \frac{p}{2s}\right)$$

gesetzt werden kann.

Einer Abhandlung über die Festigkeit der Röhren von E. Winkler*) zufolge ist annähernd zu setzen: für offene Röhren

$$\delta = \frac{rp}{s}\left(1 + \frac{5}{6}\,\frac{s}{p}\right)$$

und für Röhren, welche an den Enden verschlossen sind:

$$\delta = \frac{7}{8}\,\frac{rp}{s}\left(1 + \frac{91}{112}\,\frac{p}{s}\right).$$

Nach der Festigkeitslehre von Grashof dagegen ist annähernd

$$\delta = \frac{rp}{s}\left(1 + \frac{3}{2}\,\frac{p}{s}\right)$$

anzunehmen. v. Reiche giebt die Anweisung, die Stärke nach der Formel:

$$\delta = \frac{d}{1000}\,(2 + p) + 0{,}2\,\text{cm}$$

festzustellen, worin d und δ in Centimetern und p in Atmosphären gegeben sind, indem dieser Formel eine zulässige Spannung gleich 500 Atmosphären und die Annahme zu Grunde liegt, daß der Druck zufällig um 2 Atmosphären wachsen und die Blechstärke durch Rosten um 2 mm abnehmen kann. Diese Formel giebt dieselbe Blechstärke wie diejenige (6a) für einen Ueberdruck p, welcher aus:

$$0{,}0015\,pd + 2{,}6 = 0{,}001\,d\,(2 + p) + 2 \quad \text{zu} \quad p = 4 - \frac{1200}{d},$$

also z. B. für

$$d = 1200\,\text{mm} \quad \text{zu} \quad p = 3$$

sich ergiebt. Für höhere Pressungen giebt die Reiche'sche Angabe kleinere, für geringere Pressungen größere Blechdicken als die Brix'sche Formel.

Beispiel. Für einen Dampfkessel von 1,5 m Durchmesser und einen Ueberdruck von $p = 5$ Atm. erhält man nach (6a) die erforderliche Blechdicke zu:

*) Siehe Civilingenieur, Band 6.

$$\delta = 0{,}0015 \,.\, 5 \,.\, 1500 + 2{,}6 = 13{,}9\,\text{mm},$$

nach der Formel von v. Reiche:

$$\delta = \frac{150}{1000}\,(2 + 5) + 0{,}2 = 1{,}25\,\text{cm} = 12{,}5\,\text{mm}.$$

Stellt man die Bedingung, daß die Blechdicke nicht größer als 15 mm sein darf, so erhält man den größten zulässigen Kesseldurchmesser bei 5 Atmosphären Ueberdruck nach Brix zu:

$$d = \frac{15 - 2{,}6}{0{,}0015 \,.\, 5} = 1{,}653\,\text{m}$$

und nach v. Reiche:

$$d = 1000\,\frac{1{,}5 - 0{,}2}{7} = 1{,}857\,\text{m}.$$

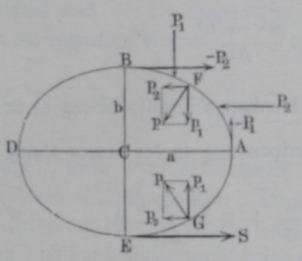
§. 266. **Wandstärke der Feuerröhren.** Die durch die Kessel gehenden Rauch- und Feuerröhren werden durch den Dampfdruck auf Zerknicken in Anspruch genommen. Würde es möglich sein, diese Röhren genau nach der Form von Kreiscylindern darzustellen und würde die Pressung ringsherum gleichmäßig gegen die Axe wirken, so würde das Material lediglich einer Druckspannung ausgesetzt sein, welche in derselben Weise zu berechnen wäre, wie die im vorhergehenden Paragraphen ermittelte Zugspannung der Kessel mit innerm Druck. Da es aber niemals möglich ist, den Querschnitt der Feuerröhren genau kreisrund zu gestalten, da insbesondere durch das Ueberblatten der Blechränder an der Nietfuge immer eine Abweichung von der kreisförmigen Querschnittsgestalt sich einstellt, so wird das Material außer der rückwirkenden Spannung noch einer gewissen Biegungsspannung ausgesetzt, welche um so größer ausfällt, je mehr die Querschnittsform von einem genauen Kreise abweicht. Die Feuerröhren werden daher, wenn sie zu geringe Widerstandsfähigkeit haben, niemals durch Zerdrücken, sondern immer durch Zerknicken zerstört, indem der äußere Dampfdruck die vorhandene Abweichung des Querschnitts von der genauen Kreisform zu vergrößern strebt. In dieser Beziehung ist die Anstrengung der Feuerröhren wesentlich ungünstiger als diejenige der Siederöhren mit innerm Druck, da bei diesen der Dampfdruck immer bestrebt ist, eine Abweichung von der genau kreisförmigen Gestalt des Umfanges zu verringern und diese vortheilhafteste Form der größtmöglichen Widerstandsfähigkeit herzustellen. Es wird daher auch gerade bei den Feuerröhren von besonderer Wichtigkeit sein, dieselben möglichst genau kreisrund herzustellen, und in dieser Beziehung sind die geschweißten Feuerröhren, wie dieselben in allen Röhrenkesseln Anwendung finden und wie sie neuerdings in großen Durchmessern für die Flammrohrkessel ausgeführt werden, den genieteten Röhren vorzuziehen. Feuerröhren von anderm als kreisförmigen, etwa von elliptischem Querschnitte, sollte man daher niemals anwenden, wenn nicht durch die Construction eine besondere Versteifung

vorgesehen ist, wie sie z. B. bei den Flammröhren der Gallowaykessel, Fig. 482 III, durch die eingesetzten Quersieder erreicht wird.

Eine genaue Berechnung der größten in dem Materiale der Feuerröhren auftretenden Spannung ist, wenn überhaupt möglich, mit großen Schwierigkeiten verbunden, man kann aber zu einem allgemeinen Einblick in die dafür geltenden Verhältnisse durch die folgende annähernde Rechnung gelangen.

Es habe etwa der Querschnitt eines nicht runden Feuerrohres die Form einer Ellipse $ABDE$, Fig. 501, mit den Halbaxen $AC = a$ und $BC = b$, und mit p werde der Ueberdruck des Dampfes auf die äußere Fläche pr. Quadratcentimeter bezeichnet. Die sämmtlichen normal auf die Oberflächenelemente wirkenden Druckkräfte p seien in je zwei in die Axenrichtungen fallende Componenten p_1 und p_2 zerlegt gedacht, so hat man nach einem bekannten Gesetze der Hydrostatik den Gesammtdruck auf den Quadranten AFB nach der einen oder andern Richtung gleich dem Drucke des Dampfes gegen die Projection der Fläche AFB auf eine zur Druckrichtung senkrechte Ebene anzunehmen. Betrachtet man daher ein Röhrenstück von der axial gemessenen Länge gleich 1 cm und dem Querschnitte AFB, so ist in der Richtung der kleinen Axe BC eine Druckkraft $P_1 = ap$ und in der Richtung der großen Axe AC eine Kraft $P_2 = bp$ anzunehmen, und zwar hat man diese Kräfte in den Schwerpunkten der Projectionen, also beziehungsweise in den Abständen $\frac{a}{2}$ und $\frac{b}{2}$ von der Mitte wirksam zu denken.

Fig. 501.



Durch diese Kräfte werden nun in den Querschnitten A und B rückwirkende Spannungen s_a und Biegungsspannungen s_b hervorgerufen. Bezeichnet δ die Blechstärke, so ist die Kraft $P_1 = ap$ von dem Querschnitte bei A aufzunehmen, so daß die Druckspannung daselbst

$$s_a = \frac{ap}{\delta}$$

ist. Der Querschnitt bei B dagegen hat eine Kraft $P_2 = bp$ zu äußern, welche die geringere Druckspannung $\frac{bp}{\delta}$ hervorruft.

Um auch die Biegungsspannung in der am meisten gefährdeten Stelle bei A zu bestimmen, hat man das statische Moment der vier auf das Stück AFB wirkenden Kräfte P_1, P_2, $-P_1$ und $-P_2$ für den Punkt A zu:

$$M = P_1 \frac{a}{2} + P_2 \frac{b}{2} - P_2 b = P_1 \frac{a}{2} - P_2 \frac{b}{2} = p \frac{a^2 - b^2}{2},$$

welches Moment nach den Regeln der relativen Festigkeit gleich dem Widerstandsmomente $\frac{1}{6} \delta^2 s_b$ des rechteckigen Querschnitts bei A von der Breite 1 cm und der Höhe δ zu setzen ist. Man erhält daher die größte Biegungsspannung bei A aus:

$$\frac{1}{6} \delta^2 s_b = p \frac{a^2 - b^2}{2}$$

zu

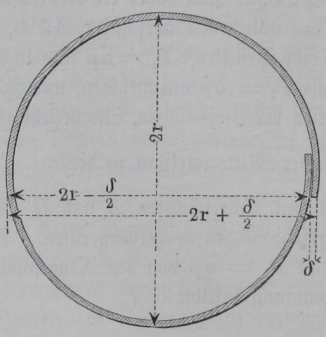
$$s_b = 3 p \frac{a^2 - b^2}{\delta^2}.$$

Diese Spannung s_b zusammen mit der berechneten Druckspannung $s_a = \frac{ap}{\delta}$ giebt daher die größte rückwirkende Faserspannung an der innern Kante von A zu:

$$s = s_a + s_b = p \left(\frac{a}{\delta} + 3 \frac{a^2 - b^2}{\delta^2} \right),$$

welcher Werth natürlich mit $a = b = r$ in denjenigen $s = p \frac{r}{\delta}$ übergeht, übereinstimmend mit dem für innerlich gedrückte Röhren gefundenen.

Fig. 502.



Was die Verschiedenheit von a und b bei den Feuerröhren betrifft, so ist bei genieteten Röhren auch bei der sorgfältigsten Ausführung nach Ausweis der Fig. 502 $b = a - \frac{\delta}{4}$*). Mit diesem Werthe für b und unter Vernachlässigung von $\frac{\delta^2}{16}$ erhält man daher die größte Faserspannung:

$$s = p \left(\frac{a}{\delta} + 3 \frac{2 a \delta}{4 \delta^2} \right) = 2{,}5 p \frac{a}{\delta} = 2{,}5 p \frac{r}{\delta},$$

also zwei und einhalbmal so groß als die Zugspannung innerlich gepreßter Röhren, und zwar stellt sich diese Spannung in der Naht, also an der durch

*) v. Reiche giebt hierfür $a - \frac{\delta}{2}$ an.

die Nietlöcher geschwächten Stelle des Blechs ein. Daraus und weil die Festigkeit gegen Druck bei Schmiedeisen kleiner ist als gegen Zugkräfte ergiebt sich, daß die Feuerröhren aus bedeutend stärkeren Blechen hergestellt werden müssen als die Siederöhren, und daß gemeinhin die Feuerröhren geringere Widerstandsfähigkeit haben als der Kesselmantel. Letzteres ist auch durch die Kesselexplosionen zur Genüge festgestellt, da bei der Explosion eines Flammrohrkessels noch fast immer eine der Flammröhren zusammengedrückt worden ist.

Die Versuche, welche Fairbairn über die Festigkeit der von außen gedrückten Röhren angestellt hat, haben übrigens ergeben, daß die Gefahr eines Zerknickens auch mit der Länge dieser Röhren wächst und es ist diesen Versuchen die empirische Formel:

$$\delta = \sqrt{\frac{p\,l\,d}{0{,}1646}} \quad \text{oder} \quad l = \frac{0{,}1646\,\delta^2}{p\,d}$$

angepaßt *), worin δ in Millimetern, dagegen l und d in Metern und p in Atmosphären anzunehmen sind. Da hiernach ein Feuerrohr um so sicherer ist, je kleiner die Länge l gewählt wird, so hat man nach Fairbairn diese Röhren auch durch Ringe von Eckeisen versteift, mit denen die Röhren äußerlich in gewissen Abständen umgürtet werden, oder die Verbindungen der einzelnen Rohrtheile nach Art der Figuren 479 und 480 angeordnet. Diese Versteifungen, durch welche jedes Rohr gewissermaßen in eine Anzahl kürzerer Röhren zerlegt wird, sind sehr zweckmäßig, da sie hauptsächlich durch ihre relative Festigkeit wirken und die oben mit s_b bezeichnete Biegungsspannung aufzunehmen vermögen.

Nach Rankine soll man den zulässigen Ueberdruck p in Atmosphären zu:

$$p = 659\,720\,\frac{\delta^2}{l\,d}$$

also die Stärke

$$\delta = 0{,}0012312\,\sqrt{p\,l\,d}\ \text{Zoll}$$

annehmen, wenn auch l und d in Zollen gemessen werden. In Frankreich giebt man den einem äußern Drucke ausgesetzten Röhren die doppelte Stärke von Röhren für innern Druck unter übrigens gleichen Umständen. Die für die früheren Vorschriften in Preußen maßgebende Formel:

$$\delta = 0{,}0067\,d\,\sqrt[3]{p} + 0{,}05\ \text{Zoll}$$

giebt bedenklich kleine Wandstärken, welche eine genügende Sicherheit nicht gewähren dürften.

*) S. Zeitschr. d. V. d. Ing., 1867, Heft 11.

Nach v. Reiche soll man die Wandungen zu

$$\delta = 8\,\text{mm} \text{ für Durchmesser von } 0{,}4 \text{ bis } 0{,}8\,\text{m}$$

und

$$\delta = 6\,\text{mm} \text{ für Durchmesser unter } 0{,}4\,\text{m}$$

wählen und die erforderliche Verstärkung durch Eckeisenringe so treffen, daß diese letzteren allein das Biegungsmoment M aufzunehmen vermögen, welchem das zwischen zwei Ringen befindliche Rohrstück ausgesetzt ist.

Beispiel. Für das Feuerrohr eines 8 m langen Kessels, welches 0,6 m Durchmesser hat und einem Ueberdrucke von 5 kg pr. Quadratcentimeter (5 Atm.) ausgesetzt ist, soll die Blechstärke bestimmt werden.

Nach der den Fairbairn'schen Versuchen entsprechenden Formel ergiebt sich ohne Anwendung von Verstärkungsringen:

$$\delta = \sqrt{\frac{pld}{0{,}1646}} = \sqrt{\frac{5 \,.\, 8 \,.\, 0{,}6}{0{,}1646}} = 12{,}0\,\text{mm}.$$

Will man die Bleche nicht stärker als 8 mm machen, so hat man den Ringen einen Abstand von einander zu geben, welcher nicht größer ist als

$$l = \frac{0{,}1646 \,.\, 8^2}{5 \,.\, 0{,}6} = 3{,}51\,\text{m}.$$

Setzt man das Rohr aus fünf Schüssen von je 160 cm Länge zusammen, so hat man das auf Biegung in der Nietnaht wirkende Moment

$$M = pl\,\frac{a^2 - b^2}{2} = 5 \,.\, 160\,\frac{a^2 - b^2}{2} = 400\,(a^2 - b^2)$$

und wenn man

$$a = b + \frac{\delta}{2} = b + 0{,}4\,\text{cm} \quad \text{und} \quad b = \frac{d}{2} = 30\,\text{cm}$$

annimmt, so wird

$$M = 400\left(2 \,.\, 30 \,.\, 0{,}4 + 0{,}4^2\right) = 400 \,.\, 24{,}16 = 9664\,\text{kgcm}.$$

Verbindet man die Rohrstücke durch zwei Eckeisen von 1,5 cm Dicke und 6,5 m Länge der Schenkel, wie sie bei derartigen Röhren üblich sind und zieht nur die Tragkraft der ebenen Flanschen in Betracht, so erhält man deren größte Biegungsspannung s_b durch:

$$M = 9664 = \frac{1}{6}\,2 \,.\, 1{,}5 \,.\, 6{,}5^2 \,.\, s_b \text{ zu } s_b = 459\,\text{kg pr. Quadratcentimeter},$$

eine Spannung, welche unbedenklich zugelassen werden darf.

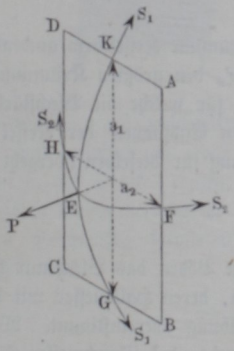
§. 267. **Endflächen der Dampfkessel.** Die Böden oder Stirnplatten der Dampfkessel pflegt man in der Regel nicht als ebene Flächen darzustellen, weil ebene Wände sehr leicht dem Durchbiegen unterworfen sind, sondern man wölbt diese Böden meistens nach der Gestalt von Kugelschalen, deren Halbmesser etwa gleich dem Durchmesser des Kessels gewählt wird, so daß die Höhe derselben, wie man leicht erkennt, zu

$$h = d - d\sqrt{\frac{3}{4}} = 0{,}13\,d$$

sich bestimmt. Zuweilen giebt man diesen Schalen auch wohl zum Durchschnitt eine flache Ellipse, deren große Axe gleich dem Kesseldurchmesser d ist und für welche die halbe kleine Axe durch die Höhe h dargestellt wird. Diese Form eignet sich besonders für die gekrempten Böden, welche unter Vermeidung der Eckeisenringe durch direct aus dem Bleche aufgebogene Ränder mit dem Kesselmantel vernietet werden. Halbkugelförmige Böden, wie sie wohl in früherer Zeit in Gebrauch waren, werden der schwierigen Darstellung wegen jetzt nicht mehr verwendet. Auch pflegt man aus demselben Grunde die Flammrohrkessel meistens mit nahezu ebenen, nur am Umfange umgebogenen Böden zu versehen, weil die Verbindung der nicht concentrisch zum Außenmantel angeordneten Flammröhren mit den Böden sonst schwieriger herzustellen ist. Bei diesen Kesseln ist auch die gewölbte Bodengestalt weniger nöthig, insofern die eingenieteten Feuerröhren als wirksame Anker einer Ausbiegung der Bodenplatten sich widersetzen.

Um wenigstens annähernd die Beanspruchung dieser gewölbten Böden zu ermitteln, denkt man sich aus einer solchen Platte durch zwei Paare zu einander rechtwinkeliger Ebenen nach AB, DC und AD, BC, Fig. 503, ein sehr kleines Stück $ABCD$ herausgeschnitten, dessen Seiten als geradlinig betrachtet werden können und die Längen a_1 und a_2 haben mögen. Bezeichnet wieder p den Dampfüberdruck pr. Flächeneinheit, so kann man den Druck auf dieses Stück senkrecht zur rechteckigen Grundfläche $ABCD$ zu $P = a_1 a_2 p$ annehmen. Denkt man zwei den Schnittebenen parallele und mitten zwischen denselben gelegene Ebenen durch das Blechstück gelegt, welche das letztere in den Bögen GEK und FEH durchschneiden, so kann man sich vorstellen, daß in den Endpunkten G, K, F, H dieser Bögen tangential an dieselben Spannkräfte S_1, S_1, S_2 und S_2 wirken, welche die Anstrengungen der vier Schnittflächen BC, AD, AB und CD darstellen und diese vier Spannungen müssen dem Dampfdrucke P in E das Gleichgewicht halten. Bezeichnet man nun mit r_1 den Krümmungshalbmesser der Curve GK und mit r_2 denjenigen der Curve FH und sind α_1 und α_2 die Mittelpunktswinkel der beiden Schnittlinien GK und FH, so ist leicht zu erkennen, daß die beiden Spannungen S_1 eine Mittelkraft geben:

Fig. 503.



$$P_1 = 2\, S_1 \sin \frac{\alpha_1}{2},$$

welche wegen der Kleinheit von α_1 zu $P_1 = S_1 \alpha_1$ angenommen werden kann. In gleicher Weise ist die Mittelkraft der beiden anderen Spannungen S_2 durch $P_2 = S_2 \alpha_2$ gegeben und man hat daher für das Gleichgewicht:

$$P_1 + P_2 = S_1 \alpha_1 + S_2 \alpha_2 = P = a_1 a_2 p.$$

Da man ferner $a_1 = r_1 \alpha_1$ und $a_2 = r_2 \alpha_2$ hat, so folgt auch:

$$S_1 \frac{a_1}{r_1} + S_2 \frac{a_2}{r_2} = a_1 a_2 p.$$

Ist nun s die zulässige Materialspannung, so hat man bei der Blechdicke δ:

$$S_1 = a_2 \delta s \quad \text{und} \quad S_2 = a_1 \delta s,$$

womit die vorstehende Gleichung übergeht in:

$$\frac{a_1 a_2 \delta}{r_1} s + \frac{a_1 a_2 \delta}{r_2} s = a_1 a_2 p,$$

oder

$$\delta = \frac{p}{\frac{s}{r_1} + \frac{s}{r_2}}.$$

Diese Formel läßt sich für jede beliebig gekrümmte Kesselform anwenden, wenn man nur für r_1 den kleinsten und für r_2 den größten Krümmungshalbmesser an der betreffenden Stelle einsetzt, für welche die Blechstärke δ ermittelt werden soll. Für die kugelförmigen Endflächen der Kessel ist $r_1 = r_2 = r$ zu setzen, so daß diese Gleichung für dieselben übergeht in:

$$\delta = \frac{p r}{2 s},$$

und man schließt daraus, daß für kugelförmige Böden das Blech nur halb so stark nöthig ist als für cylindrische Röhren, deren Halbmesser mit dem Krümmungshalbmesser der kugelförmigen Wölbung übereinstimmt. Wenn man daher für die letztere, wie angeführt wurde, den Durchmesser d des Kesselmantels zum Krümmungshalbmesser annimmt, so wäre die Blechdicke in beiden Theilen gleich groß zu machen. In der Regel aber pflegt man die Böden der Kessel aus stärkeren Platten herzustellen als den Mantel, und zwar hauptsächlich mit Rücksicht auf die bedeutende Anstrengung, welcher die Böden beim Krempen oder Ausschmieden der Ränder ausgesetzt werden.

Vergleiche hiermit eine Abhandlung von Lamé in den Comptes rendus de l'Académie des Sciences, T. 30, oder das Polytechn. Centralblatt, Jahrgang 1850, Nr. 19.

Ebene Kesselwände. Da die ebenflächigen Kesselwandungen bei gleicher Dicke viel weniger Druck aushalten können als gekrümmte Wände, so werden erstere thunlichst vermieden und, wo ihre Anwendung geboten ist, durch Anker oder Blechzwickel nach Fig. 504 versteift. §. 268.

Die genaue Untersuchung der durch den Dampfdruck auf Biegung beanspruchten Platten ist mit großen Schwierigkeiten verbunden (s. Navier's Mechanik der Baukunst, §. 641 u. f. w.) und es muß hier die folgende annähernde Behandlung genügen. Es sei $ABCD$, Fig. 505, eine rechtwinkelige Blechtafel von der Länge $AD = a$, der Breite $AB = b$ und der Dicke δ, welche ringsum von einem Rahmen oder von Nietreihen eingefaßt ist und pr. Quadratcentimeter einen Ueberdruck gleich p Kilogramm auszuhalten hat. Denkt man dieses Blech in Querstreifen von der Länge b

Fig. 504.

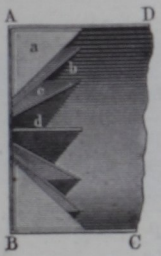
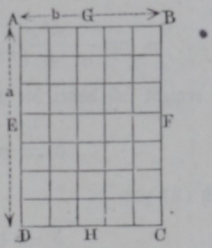


Fig. 505.



und Breite 1 cm zerschnitten, deren Enden in AD und BC festgehalten sind und nimmt an, daß die Spannung dieser Streifen durch einen Theil p_1 des Druckes erzeugt werde, so hat man, unter s diese Spannung für jeden Quadratcentimeter verstanden, für einen solchen Streifen wie für einen gleichmäßig belasteten und an den Enden eingespannten Balken (s. Thl. I):

$$bp_1 \frac{b}{12} = \frac{1}{6} \delta^2 . s,$$

woraus:

$$\delta = b \sqrt{\frac{p_1}{2s}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (1)$$

folgt.

Denkt man sich dagegen das Blech in Längenstreifen wie GH von der Länge a zerlegt, so findet man in derselben Weise:

$$\delta = a \sqrt{\frac{p_2}{2s}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

wenn $p_2 = p - p_1$ denjenigen Theil von p bedeutet, welcher die Spannung in diesen Längsstreifen erzeugt.

Da die Durchbiegung dieser Streifen in den beiden Fällen nach Thl. I beziehungsweise durch

$$\frac{1}{8}\,\frac{b^4 p_1}{48\,WE} \quad \text{und} \quad \frac{1}{8}\,\frac{a^4 p_2}{48\,WE}$$

ausgedrückt wird und die eine Durchbiegung ebenso groß sein muß wie die andere, so hat man auch:

$$b^4 p_1 = a^4 p_2 \quad \text{oder} \quad p_1 = \frac{a^4}{b^4}\,p_2,$$

und hieraus folgt mit

$$p = p_1 + p_2 = p_1\left(1 + \frac{b^4}{a^4}\right) = p_2\left(1 + \frac{a^4}{b^4}\right)$$

auch:

$$p_1 = \frac{a^4}{a^4 + b^4}\,p \quad \text{und} \quad p_2 = \frac{b^4}{a^4 + b^4}\,p.$$

Hiermit ergiebt sich daher die gesuchte Blechstärke nach (1) zu:

$$\delta = a\sqrt{\frac{a^2 b^2}{a^4 + b^4}\,\frac{p}{2s}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

und nach (2) zu:

$$\delta = b\sqrt{\frac{a^2 b^2}{a^4 + b^4}\,\frac{p}{2s}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Man wird natürlich die Blechstärke nach (3) oder (4) ermitteln, je nachdem a oder b den größern Werth hat. Für quadratische Bleche erhält man mit $a = b$:

$$\delta = \frac{a}{2}\sqrt{\frac{p}{s}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Setzt man, wie für die Röhren mit innerm Druck in der Formel von Brix geschehen, $\frac{1}{s} = 0{,}003$, so erhält man für rechteckige Platten, deren größere Seite a ist:

$$\delta = 0{,}0387\,a\sqrt{\frac{a^2 b^2}{a^4 + b^4}\,p} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

und für quadratische Platten:

$$\delta = 0{,}0274\,a\sqrt{p} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Diese Formeln können Verwendung finden zur Bestimmung der Blechstärken, welche den geraden Wänden der Feuerbüchsen von Locomotiv- und Locomobilkesseln zu geben sind. Zur Versteifung dieser Wände werden be-

kanntlich hierbei je eine Wand der innern Feuerbüchse und des äußern Feuerkastens durch Stehbolzen mit einander vereinigt (vergl. Thl. III, 2), welche nach Art der Fig. 506 durch beide Bleche hindurchgeschraubt und an den Enden vernietet werden. Diese Stehbolzen haben dem auf die beiden Flächen wirkenden Dampfdrucke durch ihre absolute Festigkeit zu widerstehen und sind daher in hinreichender Anzahl und entsprechender Stärke anzuordnen. Bei den Locomotivkesseln werden die Stehbolzen in der Regel in einer Stärke von 20 mm ausgeführt und in parallelen, sich rechtwinkelig kreuzenden Reihen von 100 bis 120 mm Abstand von einander angebracht. Die Weite des zwischen den beiden Platten vorhandenen, mit Wasser gefüllten Zwischenraumes pflegt 80 bis 100 mm zu betragen. Nach den Versuchen von Fairbairn*) ist die Tragkraft eiserner Platten mit eisernen Stehbolzen

Fig. 506.

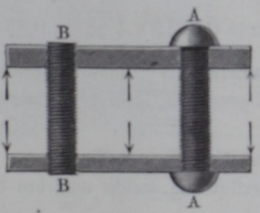
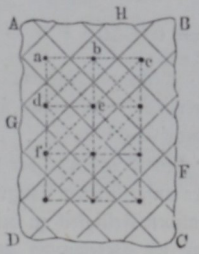


Fig. 507.



etwa doppelt so groß als diejenige kupferner Platten und Stehbolzen, auch ist die Festigkeit der Stehbolzen mit Köpfen A, Fig. 506, größer als die der einfachen Schrauben B.

Denkt man sich das durch Stehbolzen in a, b, c, d, Fig. 507, unterstützte Blech $ABCD$ parallel zu den Diagonalen ae und bd in Streifen wie AF und GH getheilt, so kann die für quadratische Platten gefundene Formel (5):

$$\delta = \frac{a}{2}\sqrt{\frac{p}{s}}$$

zur Bestimmung der Blechstärke Verwendung finden, vorausgesetzt, daß man für die Länge a die Diagonale $e\sqrt{2}$ des Quadrats einführt, dessen Seite gleich der Entfernung e von zwei Stehbolzenreihen ist. Hiermit folgt also:

$$\delta = \frac{e}{2}\sqrt{\frac{2p}{s}} = e\sqrt{\frac{p}{2s}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

und daher mit $\frac{1}{s} = 0{,}003$:

*) Siehe Useful information for Engineers.

$$\delta = 0{,}0387\, e \sqrt{p} \text{ Centimeter} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8^a)$$

Dieser Ausdruck stimmt mit der von Brix*) gefundenen Formel vollkommen überein. Die Dicke der inneren, dem Feuer ausgesetzten Platten pflegt man wohl um 25 Proc. größer zu machen.

Für die Stehbolzen, von denen jeder einer Zugkraft $e^2 p$ ausgesetzt ist, hat man aus $\frac{\delta_1^2 \pi}{4} s = e^2 p$ den Durchmesser:

$$\delta_1 = e \sqrt{\frac{4p}{\pi s}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

also mit $\frac{1}{s} = 0{,}003$:

$$\delta_1 = 0{,}0619\, e \sqrt{p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9^a)$$

Nach Brix soll man

$$\delta_1 = 0{,}0619\, e \sqrt{p} + 0{,}125 \text{ Zoll} = 0{,}0619\, e \sqrt{p} + 0{,}35 \text{ cm}$$

machen, wenn wie bisher, p in Kilogrammen pr. Quadratcentimeter angegeben wird, wofür man auch genügend genau die Zahl der Atmosphären (Ueberdruck) setzen kann.

Die ebene Deckplatte der Feuerbüchse erhält durch eine Anzahl von neben einander aufgenieteten Tragrippen eine Verstärkung, welche nach den Regeln der relativen Festigkeit zu beurtheilen ist.

Ueber die Berechnung der Nietverbindungen ist bereits in Thl. I das Nähere angeführt und daselbst auch bemerkt, daß man mit Rücksicht auf die Dichtigkeit der Fugen bei Dampfkesseln die Nieten in geringem Abstande neben einander anordnen muß. Gewöhnlich werden die Blechränder direct über einander gelegt und nach Fig. 508 durch eine einzige Reihe von Nieten (einfache Nietung) verbunden. Man pflegt in diesem Falle für die Blechstärke δ meistens den Nietdurchmesser $d = 2\,\delta$ oder auch $1{,}5\,\delta + 4$ mm, die Entfernung der Nieten $e = 2\,d + 10$ mm und den Abstand vom Blechrande $a = 1{,}5\,d$ anzunehmen. Bei diesen Verhältnissen wird das Blech durch die Nietlöcher daher im Verhältniß $\frac{d + 10}{2\,d + 10}$, also für die meist üblichen Nietstärken von 20 mm im Verhältniß von 0,6 geschwächt.

Für besonders starke Beanspruchung wählt man auch die doppelte Nietung, Fig. 509, bei welcher man zwei Nietreihen A und B anordnet und zwar in der Regel so, daß die Entfernung AB von zwei benachbarten Nieten beider Reihen dieselbe Größe $e = 2\,d + 10$ mm wie bei der einfachen Nietung erhält. Für die Entfernung der Löcher in derselben Reihe wählt man dabei

*) Verhandlungen des Vereins z. Bef. d. Gewfl., 1849.

passend $e_1 = 3\,d + 20$ mm, in Folge deren eine Verschwächung des Blechs durch die Nietlöcher im Verhältniß $\frac{2\,d + 20}{3\,d + 20}$, also für $d = 20$ mm im Verhältniß von 0,75 eintritt. Die doppelte Nietung gewährt daher den Vortheil einer geringern Verschwächung des Blechs, ein Nachtheil ist aber

Fig. 508.

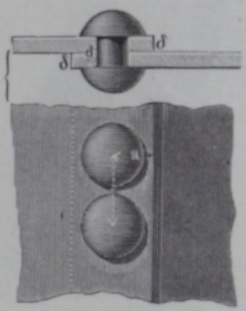
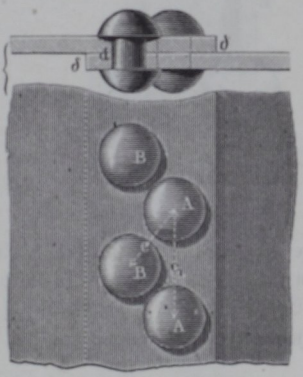


Fig. 509.



in dem Vorkommen einer größern Anzahl von Nietlöchern zu erblicken, wodurch entsprechend mehr Gelegenheit zu Undichtheiten geboten ist. Letztere Bemerkung gilt auch für die einfache Laschennietung, Fig. 510, welche öfter Anwendung findet und in noch höherm Grade für die doppelte Laschennietung, Figur 511, welche für Dampfkessel wohl nur ausnahmsweise verwendet wird. Bei diesen Verbindungen werden die einzelnen Blechtafeln A und B stumpf gegen einander gestoßen und durch die darüber gelegte Deckplatte oder Lasche L vereinigt. Daß diese Lasche zuweilen für die Querverbindung der Flammröhren eine ⊤- oder ∧-förmige Gestalt annimmt, um als hervorragende Rippe die Steifigkeit des Rohrs zu vergrößern, wurde schon in §. 266 bemerkt.

Fig. 510.

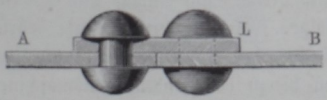
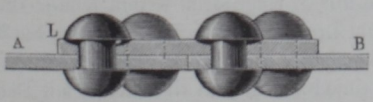


Fig. 511.



Treffen zwei Platten rechtwinkelig gegen einander, wie z. B. die Böden und die Mantelbleche, so bewirkt man die Verbindung entweder durch ein Eckeisen *E*, Fig. 512, von etwa 10 bis 12 mm Dicke und 60 bis 65 mm

Fig. 512.

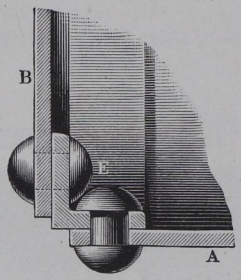
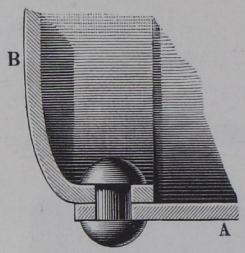


Fig. 513.



Länge der Schenkel, oder man versieht den Boden *B* nach Fig. 513 mit einem umgestülpten Rande. Im Uebrigen muß hinsichtlich der Ausführung und Construction der Dampfkessel auf die betreffenden Handbücher der Constructionslehre verwiesen werden.

§. 269. **Speiseapparate.** Zu einem Dampfkessel gehören noch besondere Apparate zum Speisen des Kessels mit Wasser, zur Ableitung des Dampfes, zum Reguliren der Dampferzeugung, zum Sicherstellen vor dem Zerspringen des Kessels u. s. w.; von ihnen wird nun die Rede sein.

Das Speisen eines Dampfkessels muß so gleichförmig wie möglich vor sich gehen, in nicht zu großen Mengen auf einmal und mit möglichst reinem und warmem Wasser erfolgen. Aus letzterm Grunde wärmt man das Wasser durch besondere im Fuchse oder Schornsteine u. s. w. angebrachte Röhren an, auch verwendet man hierzu bei Condensationsmaschinen einen Theil des Condensationswassers, während man bei Maschinen ohne Condensation häufig Vorwärmer anordnet, in denen das Speisewasser durch den abgehenden Dampf auf 80 bis 90° C. vorgewärmt werden kann. Wird in dem Kessel Dampf von niedrigem Drucke erzeugt, dessen Spannung den Atmosphärendruck nur $^1/_4$ bis $^1/_5$ Atmosphäre übertrifft, so genügt zur Einführung des Wassers in den Kessel ein einfaches Rohr; bei einem Kessel mit Dämpfen von Hochdruck hingegen muß das Speisewasser durch eine Pumpe zugedrückt werden, weil eine bloße Speiseröhre zu hoch ausfallen würde.

Das Speiserohr geht von oben durch den Kesselraum hindurch und endigt etwa 0,15 m über dem Kesselboden, möglichst entfernt von dem eigent-

lichen Feuerherde. Um das Speisen mit Wasser zu reguliren, d. i. um immer so viel Wasser zuzuleiten, als durch Dampfbildung verbraucht wird, wendet man zuweilen einen Schwimmer an, der mit dem Wasserspiegel im Kessel steigt und sinkt und dabei den Zutritt des Wassers zum Kessel versperrt oder herstellt.

Die Einrichtung eines Speiseapparates für Dampfkessel mit Dämpfen von niedrigem Drucke führt Fig. 514 vor Augen. Hier ist A der Wasser-

Fig. 514.

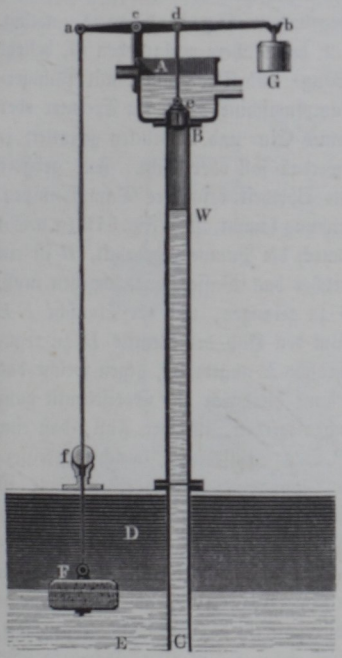
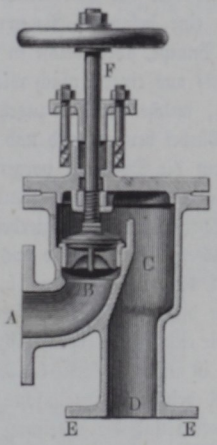


Fig. 515.



behälter, welchem das Wasser zugeführt wird, BC die etwa 3 m lange Speiseröhre, D der Dampf und E das Wasser im Kessel, sowie F der Schwimmer aus Kalk- oder Sandstein, der etwas mehr als zur Hälfte ins Wasser eintaucht, was dadurch erreicht wird, daß der Schwimmer an dem um c drehbaren Hebel ab hängt, dessen anderes Ende bei b durch ein Gewicht G von entsprechender Größe den Schwimmer theilweise ausgleicht. Mit diesem Hebel steht bei d das Einlaßventil e in Verbindung. Wenn nun der Wasserspiegel und mit ihm der Schwimmer sinkt, so wird der Hebel ab mittelst des bei f durch eine Stopfbüchse gehenden Kupferdrahtes aF nieder- und folglich bei d aufgezogen, und somit e gehoben, so daß nun neues Wasser eintreten kann; wenn hingegen F mit dem Wasser steigt, so erhält G das Uebergewicht, es geht der Hebel bei d nieder und

verschließt daher den Eintritt des Wassers in den Kessel durch das Ventil *e*. Die Stopfbüchse bei *f*, welche leicht zu einem Festklemmen des Drahtes *aF* Veranlassung giebt und dadurch die Wirksamkeit des Apparates beeinträchtigt oder gänzlich aufhebt, kann man dadurch ganz umgehen, daß man bei *f* ein oben offenes Rohr aufsetzt, in welchem das Wasser bis zu der durch den Dampfdruck bestimmten Höhe *W* sich erhebt und in welchem der Draht *aF* frei spielen kann.

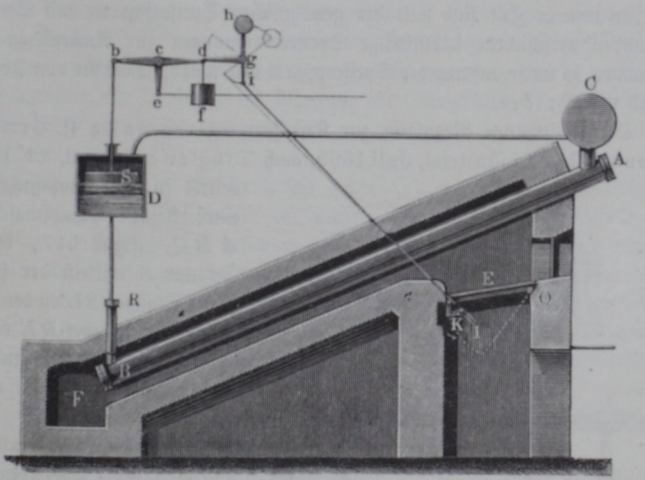
Bei den Hochdruckmaschinen ist die Einführung des Speisewassers schwerer, weil sich hier ein bedeutender Dampfdruck entgegensetzt; deshalb wird auch hierzu eine besondere Pumpe, die sogenannte Speisepumpe, nöthig. Diese Pumpe, über welche in Thl. III, 2, das Nähere nachzusehen ist, besteht meistens aus einer einfach wirkenden Saug- und Druckpumpe mit Plungerkolben, welche von der zugehörigen Dampfmaschine durch ein Excenter oder eine Kurbel bewegt wird und ein bequemes Ein- und Ausrücken gestattet, je nachdem die Speisung vorgenommen werden soll oder nicht. Für größere Kesselanlagen verwendet man auch mit Vortheil besondere Dampfpumpen. Die Speiseröhre, welche hierbei in Anwendung kommt, ist in Fig. 515 (a. v. S.) abgebildet. Bei *A* wird das Wasser durch die Pumpe zugedrückt, *B* ist ein Ventil, das Speiseventil, durch welches das Wasser hindurchgehen muß, um in die eigentliche Speiseröhre *CD* zu gelangen, mit der Flansche *EE* sitzt die Röhre auf dem Kessel auf. Um den Hub des Ventils *B* zu reguliren, ist in dem Deckel *C* eine Stellschraube *F* angebracht, gegen welche das Ventil beim Oeffnen anschlägt, auch kann hierdurch das Speiseventil ganz geschlossen und die Speisung unterbrochen werden, für den Fall, daß eine Pumpe mehrere Dampfkessel versorgt. Das Speiseventil, welches gewissermaßen als ein zweites Steigventil der Pumpe angesehen werden kann, ist nöthig, um die Speisepumpe, wenn erforderlich, öffnen zu können.

Die Speisevorrichtung wird in der Regel nicht durch die Maschine, sondern durch den Heizer regulirt, der nach dem Stande des Wassers in dem Kessel die Speisepumpe ein- oder ausrückt. Man hat zwar auch bei Hochdruckmaschinen Schwimmer zum Selbstreguliren des Speisens angewendet, da sie aber zu viel Aufsicht erfordern und ihren Dienst oft versagen, so zieht man das Reguliren mit der Hand gewöhnlich vor. Da das Speisen des Kessels nicht ununterbrochen, sondern periodisch geschieht, so hat man die Speisepumpe immer für eine viel größere Wassermenge zu bemessen als der Kessel verdampft. Meistens macht man die Pumpe so groß, daß sie das Drei- bis Sechsfache der Verdampfung befördern kann, um einen etwa zu tief gesunkenen Wasserstand schnell wieder auf die richtige Höhe bringen zu können.

Anmerkung. Bei den Henschel'schen Dampfkesseln wird das Speisen des Kessels mit Wasser durch einen Schwimmer regulirt. Die ganze Anlage eines

solchen Kessels führt Fig. 516 vor Augen. AB ist eine 0,15 bis 0,30 m weite und circa 3 bis 6 m lange Siederöhre, und neben derselben liegen nach Befinden noch mehrere vollkommen gleiche Röhren. Unten bei B tritt das Speisewasser ein, und C ist die horizontale Röhre, worin der erzeugte Dampf gesammelt wird. Die im Feuerraume sich bildende warme Luft umgiebt bei ihrer Bewegung durch den unter 24° Neigung sich niederziehenden Canal EF die Siederöhren vollständig und gelangt unten bei F in den Schornstein. Der Rost E ist um eine horizontale Axe O drehbar und wird am andern Ende durch den obern Arm eines kleinen Winkelhebels K unterstützt. Ferner ist R eine von den Röhren, welche das Speisewasser den einzelnen Siederöhren zuführen. Zum Reguliren dieses Zuführens dient ein mit Blech eingefaßter Stein S, der auf dem in einem gußeisernen Gefäße D eingeschlossenen Speisewasser schwimmt. Zu dem Ende ist der

Fig. 516.



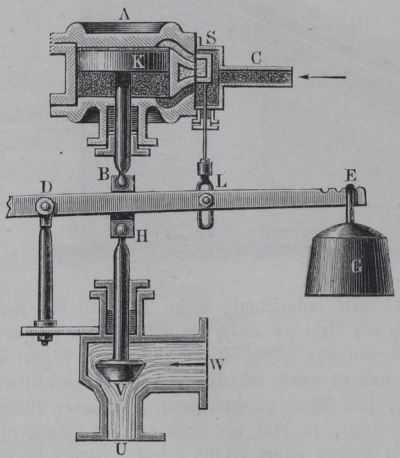
Schwimmer S an dem Winkelhebel bed aufgehängt, dessen Arm cd das Ausgleichungsgewicht f trägt, während der Arm ce durch ein Stängelchen mit dem Saugventil der Speisepumpe in Verbindung gesetzt ist. Wenn es an Wasser in der Speiseröhre fehlt, so sinkt S und es wird mittelst ce das Saugventil der Speisepumpe in den Stand gesetzt, sein Spiel zu verrichten; wenn aber Wasser im Ueberfluß vorhanden ist und S steigt, so hebt der Arm ce das Saugventil in die Höhe und es ist dadurch die Pumpe außer Stand gesetzt, Wasser in den Kessel zu drücken. Sollte endlich der Wasserspiegel unter eine gewisse Höhe herabsinken, so würde das Armende d den Arm dg eines um g drehbaren und mit einem Gegengewichte h versehenen Winkelhebels dgi emporheben und dabei eine Stange il aufziehen, welche mittelst eines längern Schlitzes am andern Ende den untern Arm des Winkelhebels K erfaßt; dabei würde der obere Arm dieses Hebels unter dem äußersten Ende des Rostes weggleiten, dieser nun, seiner Stütze beraubt, niederfallen und den Brennstoff in den Aschenfall ausschütten und dadurch

die Gefahr einer Ueberhitzung beseitigt sein. Als Vorzug dieses früher mehrfach angewandten Kesselsystems hebt sein Erfinder Henschel die energische Verdampfungsfähigkeit desselben hervor, in Folge deren nur die geringe Heizfläche von 0,4 qm für jede Pferdekraft nöthig sein soll. Die Abwartung und Reinigung soll leicht und die Sicherheit groß sein. Als Nachtheil wird dagegen von anderer Seite die kleine Wasserfläche angeführt, in Folge deren der Wasserstand sehr großen Schwankungen unterworfen ist und die Dämpfe viel unverdampftes Wasser mechanisch mit sich fortreißen. Hierzu kommt, daß die obere Fläche der Siederöhren äußerlich bald von Flugasche bedeckt ist und die Ablagerung von Kesselstein gerade an den stark erhitzten Unterflächen der Sieder eintritt. Dies mögen die Gründe sein, weshalb dieses Kesselsystem heute wohl kaum noch ausgeführt wird, so daß es auch in §. 261 bei der Besprechung der gewöhnlichen Kesselanlagen nicht besonders angeführt worden ist.

In neuerer Zeit sind statt der gewöhnlichen Speiseapparate mit Speisepumpen verschiedene selbstthätige Speisevorrichtungen zur Anwendung gekommen, so unter anderen der Speiseapparat von Auld, sowie der von Jolly und von Brière.

Der selbstthätige Regulator zur Kesselspeisung von Jolly (s. Armengaud's Génie industriel, Juli 1865, auch Dingler's Journal, Bd. 178) besteht in der Hauptsache in einer kleinen Dampfmaschine ABC, Figur 517, deren Schieber S mittelst der stellbaren Stangen SL an den um D drehbaren Hebel DE eines Schwimmers angeschlossen ist, und deren Kolben K mittelst der Stangen KB und HV das Ventil V aufhebt und niederläßt. Das Gewicht G dient zur Ausgleichung für den (in der Abbildung nicht dargestellten) Schwimmer im Innern des Dampfkessels.

Fig. 517.



Wenn beim Mangel an Wasser im Kessel der Schwimmer niedergeht, so steigt der Hebel desselben auf der Seite des Gewichtes G und es hebt der Arm DE den Schieber S mittelst der Stange LS empor. Bei der hierbei eintretenden obern Stellung des Schiebers kann der Dampf von C durch die Dampfkammer hindurch und unter den Kolben K strömen, welcher nun sammt dem Eintrittsventil vom Dampfdruck emporgehoben wird. Hierdurch wird die

Verbindung zwischen der bei W angeschlossenen Speisepumpe und der bei U nach dem Kessel führenden Speiseröhre hergestellt und dem Speisewasser der Zutritt in den Kessel gestattet. Ist später das Speisewasser im Uebermaß zugeflossen und der Schwimmer auf eine gewisse Höhe gestiegen, so zieht der nun sinkende Hebelarm DE den Schieber wieder herab und der jetzt über den Kolben K tretende Dampf schiebt denselben sammt dem Ventil V nieder, wobei der weitere Zufluß des Speisewassers wieder aufgehoben wird.

Ein anderer selbstthätiger Speiseapparat von Brière ist beschrieben in Armengaud's Génie industriel, 1866, sowie in Dingler's Journal, Bd. 180.

Diese, sowie die vielen sonst noch angegebenen Vorrichtungen zur selbstthätigen Speisung haben sich keine nennenswerthe Verbreitung verschaffen können, da sie wegen ihrer meist complicirten Einrichtung häufig ihren Dienst versagen. Man ist vielmehr allgemein dazu übergegangen, eine so wichtige Angelegenheit, wie die regelrechte Speisung der Dampfkessel ist, der directen Obhut des Kesselwärters zu überweisen.

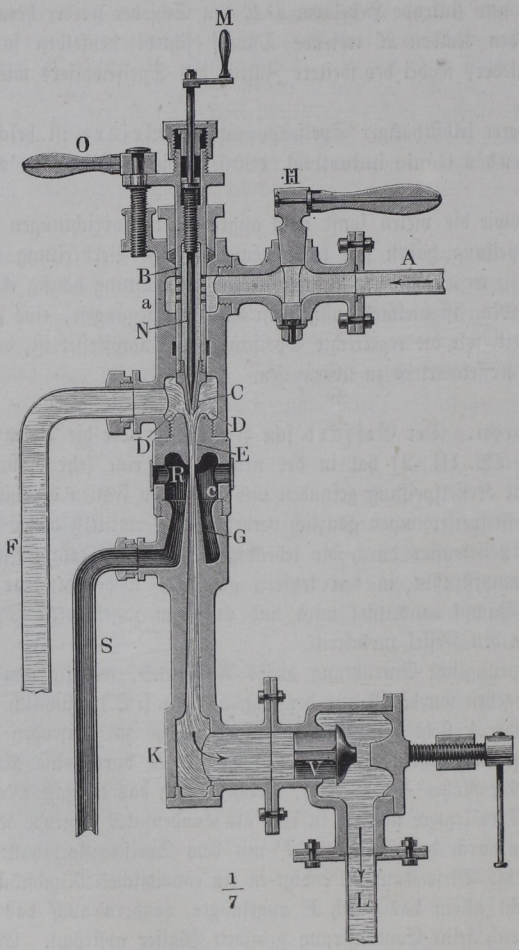
Injectoren. Der Giffard'sche Injector oder die Dampfstrahlpumpe (s. Thl. III, 2) hat in der neuern Zeit eine sehr verbreitete Anwendung zur Kesselspeisung gefunden und in vielen Fällen die bisher angewandten Kesselspeisepumpen gänzlich verdrängt. Vermittelst dieses Apparates wird das Speisewasser durch die lebendige Kraft eines dem Kessel entströmenden Dampfstrahls in den letztern gedrückt, wobei der zur Wirkung kommende Dampf condensirt wird und mit dem zugeführten Speisewasser vermengt in den Kessel zurücktritt. §. 270.

Die ursprüngliche Einrichtung dieses Apparates, wie sie ihm von dem Erfinder gegeben wurde, ist aus der Fig. 518 (a. f. S.) ersichtlich.

Das Rohr A steht mit dem Dampfraume des zu speisenden Kessels in Verbindung und führt bei geöffnetem Hahne H durch eine Anzahl von Löchern in die Röhre BC Dampf, welcher durch das conische Mundstück C ausbläst. Das letztere mündet in eine als Condensator dienende Kammer D aus, welche durch das Saugrohr F mit dem Speisewasserbehälter in Verbindung steht. Diese Kammer endigt in ein conoidisches Mundstück E, durch welches nicht allein das durch F angesaugte, sondern auch das aus dem Dampfe durch seine Condensirung gebildete Wasser abströmt. Eine andere dem Mundstücke E gegenüberstehende Auffangdüse G nimmt den aus E kommenden Wasserstrahl auf, um denselben in die sich allmälig erweiternde Röhre K und durch das Speiseventil V hindurch in das Rohr L zu leiten, welches mit dem Wasserraume des Kessels in Verbindung steht. Auf diese Weise treibt der bei C austretende Dampf das Wasser in einem continuir-

lichen Strahle in den Kessel. Zur Regulirung der Dampfausströmung dient der in eine conische Spitze auslaufende Dorn N, welcher vermöge des auf

Fig. 518.



ihm befindlichen Schraubengewindes durch Umdrehung der Kurbel M entsprechend verstellt werden kann, während durch eine andere Schraube O die Röhre BC verschoben werden kann, um hierdurch den ringförmigen Zwischenraum genau zu reguliren, der zwischen der Dampfdüse C und dem Boden

der Kammer D dem Speisewasser den Zutritt gestattet. Das von der Auffangdüse G nicht aufgenommene Wasser findet einen Abfluß nach der Kammer R und dem Abflußrohre S (Sabberrohr), doch fließt während des regelrechten Betriebes durch S kein Wasser ab, sondern nur beim Ingangsetzen des Apparates, oder wenn die Spannung des Dampfes unter das erforderliche Maß herabgegangen sein sollte.

Die von dem Dampfe bei seiner Condensation abgegebene Wärme dient dazu, das angezogene Speisewasser vorzuwärmen, so daß diese Wärme nicht verloren geht, was dagegen der Fall wäre, wenn man etwa die Dampfstrahlpumpe als Hebevorrichtung zur Beförderung von Wasser in einen hochgelegenen Behälter benutzen wollte. Eine solche Verwendung ist, weil die aufgewendete Wärme zum größten Theile verloren geht, immer eine sehr unvortheilhafte.

Da für die Wirkung des Dampfes dessen Condensation von wesentlichem Einflusse ist, so erklärt es sich, warum diese Wirkung um so unsicherer wird, je wärmer das hinzutretende Speisewasser ist und es gelingt daher nicht, mit Injectoren der ältern durch Fig. 518 dargestellten Einrichtung Wasser in den Kessel zu drücken, wenn die Temperatur des Wassers höher als etwa 40° ist. Ebenso ist bei diesen älteren Vorrichtungen die erreichbare Saughöhe immer nur gering, meistens noch weniger als 1 m, was sich dadurch erklärt, daß in der Kammer R die Spannung herrscht, welche den Dämpfen zu eigen ist, deren Temperatur mit derjenigen des in die Auffangdüse tretenden Flüssigkeitsgemisches übereinstimmt. In neuerer Zeit hat man durch Verbesserungen des Injectors, insbesondere durch Verwendung von zwei besonderen Düsen hinter einander die gedachten Uebelstände wesentlich beseitigt, wie im Folgenden gezeigt werden wird.

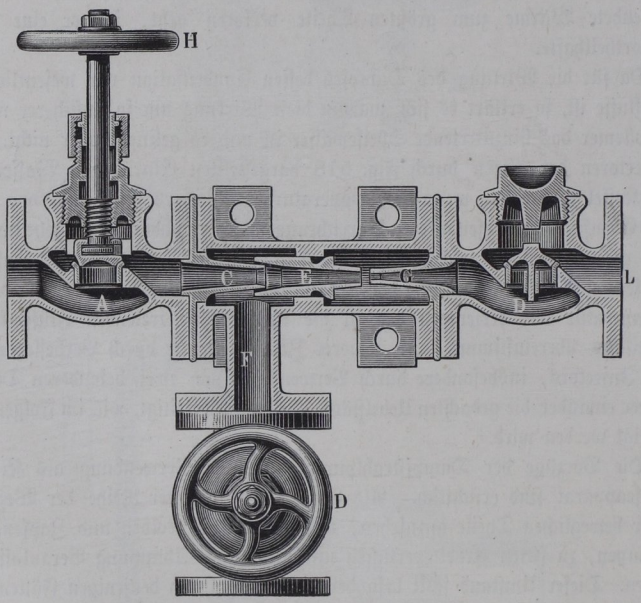
Die Vorzüge der Dampfstrahlpumpe in ihrer Verwendung als Kesselspeiseapparat sind ersichtlich. Als Vortheil ist in erster Reihe der Wegfall aller beweglichen Theile anzusehen, welche, wie die Kolben und Zapfen der Pumpen, zu steten Arbeitsverlusten und allmäliger Abnutzung Veranlassung geben. Dieser Umstand fällt besonders ins Gewicht in denjenigen Fällen, in welchen eine Dampfmaschine gar nicht vorhanden ist, von der die Speisepumpe betrieben werden könnte, also wenn der Dampfkessel dazu dient, Dämpfe für Zwecke der Heizung, Destillation u. s. w. zu erzeugen. In solchen Fällen mußte man früher lediglich zum Zwecke der Kesselspeisung besondere Dampfpumpen aufstellen. Dies war auch für Locomotiven und Dampfschiffe nöthig, um die Kessel während des Stillstandes speisen zu können, wogegen die Anwendung des Injectors eine Speisung zu jeder Zeit und unabhängig von dem Betriebe der Dampfmaschine ermöglicht.

Ein Uebelstand, mit welchem die älteren Injectoren behaftet waren, bestand darin, daß die Wirksamkeit des Apparates eine genaue Regulirung des

Dampf- und Wasserzutritts erforderte, wozu die beiden Schrauben *O* für den Wassereintritt und *M* für den Dampfzutritt vorgesehen waren. Insbesondere setzte das Ingangsetzen des Apparates eine gewisse Geschicklichkeit und Uebung von Seiten des Kesselwärters voraus. Diesen Mangel zu beseitigen und insbesondere die Handhabung des Apparates möglichst zu erleichtern, hat man neuerdings die Einrichtung mannigfach verändert, in welcher Beziehung hier nur einige Anordnungen angeführt werden mögen.

Der Injecteur von Schau, Fig. 519, enthält eine fest eingesetzte unbewegliche Dampfdüse *C* und eine ebenfalls unbewegliche Wasserdüse *E*, welcher

Fig. 519.

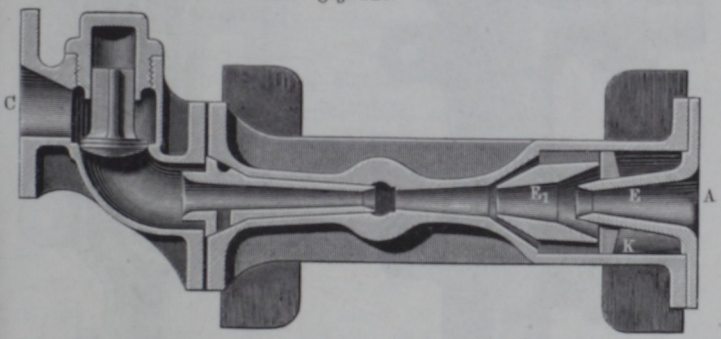


die Auffangdüse *G* gegenübersteht. Die Regulirung des Dampfzutritts geschieht hierbei mittelst des Ventils *A*, welches in bekannter Art durch eine Schraubenspindel an dem Handrade *H* bewegt wird, und ein ähnliches Ventil *D* dient zur Regulirung des zugeführten Speisewassers, welches durch das Rohr *F* in den Apparat tritt. Dieser Injector wird gewöhnlich so tief aufgestellt, daß das Wasser aus einem höher gelegenen Behälter von selbst zufließt, eine Saugwirkung also nicht erfordert wird. Bei den Locomotiven befindet sich der Apparat daher in der Regel unter dem Führerstande, also unterhalb des tiefsten Wasserstandes im Tender.

Der Injector von Friedmann, Fig. 520, unterscheidet sich hiervon hauptsächlich durch die Anbringung einer zweiten Wasserdüse E_1, der das Wasser aus der Kammer K zufließt, in welche es durch ein in der Figur sich von unten anschließendes Rohr geleitet wird. Der Dampf tritt durch die Düse A ein und wird durch ein in dem Dampfrohre angebrachtes Ventil regulirt. Auch dieser Injector ist ein nicht saugender.

Von besonderm Interesse sind die Körting'schen Universalinjectoren, welche durch die Anwendung von zwei Düsen gekennzeichnet sind, die das Wasser nach einander zu durchströmen gezwungen wird, so daß es zweimal

Fig. 520.



einer Beschleunigung durch den Dampf ausgesetzt ist. Auch diese Injectoren werden entweder als saugende oder nichtsaugende ausgeführt. Ein saugender Körting'scher Injector ist durch Fig. 521 I, II, III (a. f. S.) dargestellt. Der durch H zugeführte Dampf tritt beim Anlassen des Apparates zunächst durch die Düse D, indem zuerst nur das kleinere Ventil v der beiden Dampfeinlaßventile v und v' geöffnet wird. Dieser in geringer Menge durch v tretende Dampf wird bei seinem Austritte durch die Düse D condensirt und saugt in Folge des dadurch entstehenden luftverdünnten Raumes das Wasser aus dem an J angeschlossenen Rohre an, um es in die Auffangedüse F zu drücken. In dem ersten Augenblicke, wenn das Ventil v soeben sich zu öffnen begonnen hat, ist diesem Wasser der Austritt durch M und den Hahn E hindurch gestattet; bei einer weitern Eröffnung von v aber, wie sie durch langsame Bewegung des Hebels A im Sinne des Pfeils bewirkt wird, verschließt der mittelst der Schubstange Z bewegte Hahn E dem Wasser den Austritt ins Freie und es ist dasselbe daher genöthigt, durch den Canal N empor und in die zweite Auffangedüse F' zu treten. Zu gleicher Zeit ist jetzt durch weitere Drehung des Hebels A und der Axe B das Ventil v' geöffnet, so daß der durch die zweite Dampfdüse D' austretende Dampf das Wasser in

Fig. 521 I.

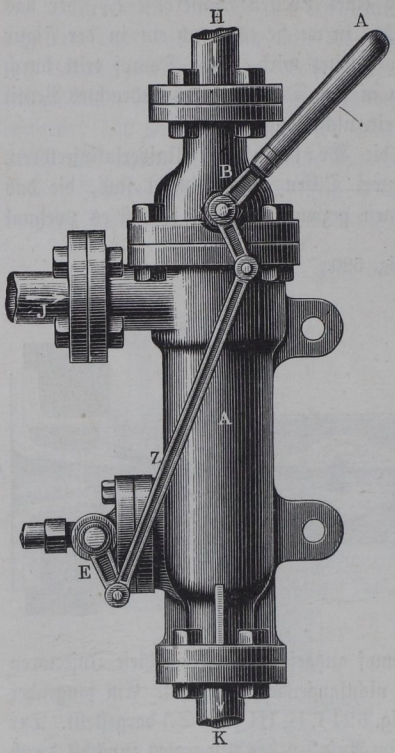


Fig. 521 II.

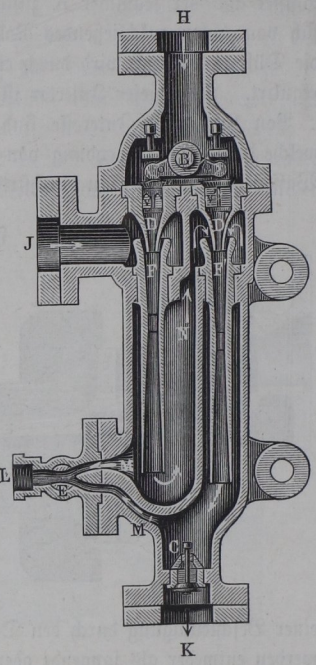
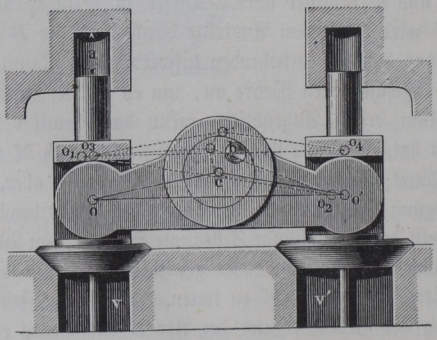


Fig. 521 III.



die zweite Auffangedüse F' wirft. Dieses Wasser findet anfänglich noch einen Ausgang ins Freie durch den Canal M', dessen Oeffnung jedoch kurz darauf durch weitere Drehung des Hahns E verschlossen wird. In diesem Augenblicke wird das Speiseventil C durch den gegen dasselbe treffenden Wasserstrahl geöffnet und das Wasser strömt nunmehr als ununterbrochener Strahl in den Kessel, so lange der Dampf hinzugelassen wird, welcher fortwährend durch die beiden Düsen D und D' gleichzeitig eintritt.

Um die Bewegung der beiden Ventile v und v' und des Hahns E in der hier gedachten Art leicht und bequem hervorzurufen, ist folgende Einrichtung getroffen. Der zur Bewegung der beiden Ventile v und v' angeordnete doppelarmige Hebel oo' ist excentrisch auf die Axe B des Handhebels gesetzt, so zwar, daß c, Fig. 521 III, den Mittelpunkt für das Auge dieses Hebels oo' darstellt, während die Drehaxe des Händels A ihren Mittelpunkt in b hat. Es ergiebt sich nun, daß bei einer Rechtsdrehung des Händels A und seiner Axe B um b der Mittelpunkt c sich erhebt, und zwar wird hierbei nur das kleinere Ventil v wegen des geringern Dampfdrucks sich öffnen, während das größere Ventil v' vom Dampfe noch niedergehalten wird. Der Hebel oo' stellt sich daher in die schräge Lage $o_1 o_2$. Sobald indessen das Ventil v um eine gewisse Größe gehoben ist, welche gleich dem freien Spiele a ist, das der Stift von v oberhalb in seiner Führung findet, ist bei weiterer Drehung des Händels das Ventil v an jeder ferneren Hebung verhindert und es muß nun v' erhoben werden, indem der Hebel oo' sich aus der Lage $o_1 o_2$ in diejenige $o_3 o_4$ stellt. Auf diese Weise wird die gedachte Bewegung der Ventile einfach durch langsames Rechtsdrehen des Händels erzielt, denn die in Fig. 521 I dargestellte Verbindung der Axe B des Händels A mit der des Hahnes E durch die Zugstange Z veranlaßt, daß auch dieser Hahn die angegebene Bewegung macht, sobald der Händel A umgelegt wird. Durch die Anwendung von zwei Düsen ist der Injector befähigt worden, vorgewärmtes Wasser von einer Temperatur von 65 bis 70° C. speisen zu können, während Injectoren mit nur einer Düse erfahrungsmäßig nur ungenügend oder gar nicht arbeiten, sobald das Speisewasser eine Temperatur über 30° C. hat. Man kann sich diese Erscheinung etwa in folgender Art erklären. Bei allen Injectoren spielt die Condensation des zur Wirkung kommenden Dampfes in dem Apparate eine wichtige Rolle, nicht nur weil das dadurch entstehende Vacuum die Möglichkeit des Saugens gewährt, sondern auch, weil die Geschwindigkeit, mit welcher der Dampf ausströmt, durch die Beseitigung des Gegendruckes gesteigert wird. Nun ist, wie die nachfolgende Rechnung ergeben wird, zur Speisung einer bestimmten Wassermenge eine Dampfmenge von solcher Größe erforderlich, daß dadurch die Anfangstemperatur etwa um 40° C. erhöht wird. Wird nun diese Dampfmenge bei den eindüsigen Apparaten im vollen Betrage dem eintretenden Wasser zugeführt,

so wird dessen Temperatur, wenn sie anfänglich 40 bis 50° beträgt, dadurch auf etwa 80 bis 90° erhöht, welche Temperatur dem Siedepunkte 100° nahe liegt, welcher zu der in der Condensationskammer herrschenden atmosphärischen Pressung gehört. Das Wasser verliert dadurch wesentlich an seiner Fähigkeit, den Dampf zu condensiren.

Dagegen wird bei den Körting'schen Apparaten durch die erste kleinere Düse auch nur ein entsprechend kleiner Theil der Gesammtdampfmenge zugeführt, so daß die Temperaturerhöhung geringer und zwar ungefähr nur zu 10° ausfällt, wenn man etwa nur den vierten Theil des Dampfes durch die erste Düse treten läßt. Dies würde voraussetzen, daß der Querschnitt der größern Düse etwa dreimal so groß, wie der der kleinern ist. Das zutretende Wasser würde also in diesem Falle noch um etwa 30° wärmer sein können als bei Anwendung von nur einer Düse, ohne die Fähigkeit zu condensiren in geringerm Maße zu haben. Wenn nun das Wasser nach der zweiten Düse gelangt, so wird zwar daselbst durch den neu hinzutretenden Dampf eine weitere Erwärmung des Wassers stattfinden, welche dessen Temperatur bis zu 100° und vielleicht noch darüber erhöht; dies ist in der zweiten Kammer aber auch angängig, denn da hier der Druck bereits größer ist als der atmosphärische, so liegt auch der Condensationspunkt in dieser Kammer höher, z. B. für einen Druck von 2 Atmosphären nach der Tabelle §. 235 bei 120,6°. In dieser Weise mag man es sich erklären, warum erfahrungsmäßig die mit zwei Düsen arbeitenden Apparate wärmeres Wasser zu speisen vermögen als die eindüsigen.

Auch die mögliche Saughöhe soll bei diesen Apparaten größer und nach der Angabe der Verfertiger beim Ansaugen kalten Wassers bis zu 6 m, unter Umständen sogar bis zu 7 m angenommen werden können. Die Anwendung von zwei Düsen scheint auch den Apparat in gewissem Sinne zu einem selbstregulirenden zu machen, indem bei einer geringer gewordenen Dampfspannung die erste Düse entsprechend weniger Wasser nach der zweiten schafft, durch welche jetzt auch weniger Dampf zur weitern Beförderung austritt. Bei den Injectoren mit einer Düse muß dagegen den Schwankungen des Dampfdruckes entsprechend eine Regulirung der Eintrittsöffnung für das Wasser vorgenommen werden.

Die Fähigkeit der Dampfstrahlpumpen, warmes Wasser befördern zu können, ist von nicht zu unterschätzender Bedeutung, da hierdurch die Möglichkeit gegeben ist, durch Anwendung von Vorwärmern einen Theil der Wärme des abgehenden Dampfes bei Auspuffmaschinen oder der Rauchgase bei Condensationsmaschinen für den Kessel wieder nutzbar zu machen.

Eine angenäherte Theorie des Injectors ist in Thl. III, 2, Cap. IV, gelegentlich der Besprechung der Saugstrahlpumpe gegeben. Unter Zuhülfe-

nahme der mechanischen Wärmetheorie läßt sich diese Theorie noch in der folgenden Weise vervollständigen.

Es werde aus dem Dampfkessel, in welchem die Spannung p und die zugehörige Temperatur t herrscht, in einer beliebigen Zeit 1 kg Dampf- und Wassermischung dem Injector zugeführt und es möge x die Gewichtsmenge des in dem Gemische enthaltenen Dampfes bedeuten. Bezeichnet dann wieder q die Flüssigkeitswärme und ϱ die innere, sowie r die äußere latente Wärme des Dampfes (s. §. 234), so enthält das betreffende Gemisch die innere Wärme $q + x\varrho$. Das Gemisch hat bei der Spannung p das Volumen $\sigma + xu$, wenn wie früher mit $\sigma = 0{,}001$ cbm das specifische Volumen des Wassers und mit u das Volumen von 1 kg Dampf der Spannung p bezeichnet wird. Wenn dieses Volumen aus dem Kessel getreten ist, so ist eine äußere Arbeit gleich $p\,(\sigma + xu)$ geleistet, deren Wärmewerth durch $Ap\,(\sigma + xu)$ dargestellt ist, unter $A = \frac{1}{424}$ W.-E. das Wärmeäquivalent der Arbeitseinheit verstanden. Man hat daher die ganze in dem austretenden Dampfgemische enthaltene Energie, ausgedrückt in Wärmemaß zu:

$$Q = q + x\varrho + Ap\,(\sigma + xu) = q + xr + Ap\sigma,$$

wenn nach §. 234:

$$\varrho + Apu = r$$

gesetzt wird.

Gesetzt nun, es werde ein Gewicht Wasser gleich M Kilogramm auf die Höhe h angesaugt und daher das Gewicht $1 + M$ Kilogramm Wasser, dessen Volumen $\sigma\,(1 + M)$ ist, in den Kessel gepreßt. Hierzu gehört, da der Atmosphärendruck p_0 dabei die Arbeit $L_a = M\sigma p_0 - Mh$ verrichtet, ein Arbeitsaufwand von:

$$L = \sigma\,(1 + M)\,p - L_a = \sigma p + M\,[\sigma\,(p - p_0) + h].$$

Tritt nun das von dem Injector beförderte Wasser von dem Gewichte $1 + M$ mit einer Temperatur t_1 in den Kessel, so ist die in diesem Wasser enthaltene Flüssigkeitswärme $(1 + M)\,q_1$, und da das Speisewasser M bei der ursprünglichen Temperatur t_0 eine Flüssigkeitswärme Mq_0 enthielt, so ist von der anfänglich in dem Dampfe enthaltenen Wärme Q an das beförderte Wasser der Ueberschuß:

$$(1 + M)\,q_1 - Mq_0 = q_1 + M\,(q_1 - q_0) = Q_0$$

übergegangen. Demzufolge muß die Wärmemenge:

$$Q - Q_0 = q - q_1 + xr + Ap\sigma - M\,(q_1 - q_0)$$

in Arbeit verwandelt sein, und man hat dieselbe gleich dem Wärmewerthe AL

derjenigen Arbeit L zu setzen, welche zur Beförderung des Wassers in den Kessel aufgewendet werden mußte. Die Gleichsetzung liefert:

$$q - q_1 + xr + Ap\sigma - M(q_1 - q_0) = A\sigma p + AM[\sigma(p - p_0) + h],$$

woraus man für das angesaugte Wasser den Ausdruck:

$$M = \frac{q - q_1 + xr}{q_1 - q_0 + A[\sigma(p - p_0) + h]}$$

erhält.

In diesem Ausdrucke ist außer M noch die Flüssigkeitswärme q_1 des aus dem Injector nach dem Kessel tretenden Wassers unbekannt, und man kann daher aus dieser Formel die durch 1 kg Dampf beförderte Speisewassermenge M nur dann bestimmen, wenn die Temperatur t_1 dieses Wassers etwa durch Beobachtung festgestellt ist, indem man aus dieser Temperatur nach (78) in §. 234 die zugehörige Flüssigkeitswärme bestimmen kann. Jedenfalls erkennt man aus dieser Formel, daß die Saughöhe h nur einen sehr untergeordneten Einfluß auf die Größe von M haben wird, da das Glied $A[\sigma(p - p_0) + h]$ nur klein ist im Vergleich zu $q_1 - q_0$. Dagegen ist wegen des hohen Werthes von r die Größe von x, d. h. der Feuchtigkeitsgehalt des Dampfes von wesentlichem Einflusse und es muß unter sonst gleichen Umständen das beförderte Wasser um so größer ausfallen, je trockener der Dampf ist, d. h. je näher x der Einheit liegt. Daß bei einer höhern Temperatur t_1 des in den Kessel tretenden Wassers die Menge desselben natürlich kleiner ist, zeigt die Formel ebenfalls.

Beispiel. Es möge angenommen werden, der Dampf im Kessel habe eine Spannung von 5 Atmosphären und trete mit 10 Proc. Wasserbeimengung in den Injector, welcher das Wasser von 10^0 C. auf eine Höhe gleich 3 m anzusaugen habe. Durch Beobachtung sei ferner die Temperatur des Wasserstrahls zu 50^0 festgestellt. Wie groß ist in diesem Falle die durch 1 kg des verwendeten Dampfes beförderte Wassermenge?

Nach der Tabelle des §. 235 hat man für $p = 5$, $t = 152{,}22$, $r = 499{,}19$, $q = 153{,}74$ und nach (78) in §. 234 ist die Flüssigkeitswärme für 10^0 C. $q_0 = 10{,}0$ und für 50^0 C. $q_1 = 50{,}09$. Mit diesen Werthen und $x = 0{,}9$, $p = 5 \,.\, 10\,336$ kg, $p_0 = 10\,336$ kg und $A = \frac{1}{424}$ folgt:

$$M = \frac{153{,}74 - 50{,}09 + 0{,}9 \,.\, 499{,}19}{50{,}09 - 10{,}0 + \frac{1}{424}(0{,}001 \,.\, 4 \,.\, 10\,336 + 3)}$$

$$= \frac{552{,}92}{40{,}09 + 0{,}10} = 13{,}75 \text{ kg}.$$

Der geringe Einfluß der Saughöhe h ist daraus ersichtlich. Wäre dagegen der Dampf ganz trocken, so erhielte man für dieselbe Temperatur $t_1 = 50^0$ die Wassermenge:

$$M = \frac{153{,}74 - 50{,}09 + 499{,}19}{40{,}19} = \frac{602{,}84}{40{,}19} = 15{,}0 \text{ kg}.$$

Es ist leicht zu erkennen, daß man aus der etwa durch Messung festgestellten Wassermenge M, welche durch jedes Kilogramm Dampf in den Kessel gedrückt wird, einen Rückschluß auf die Größe von x, d. h. auf die dem Dampfe beigemengte Wassermenge machen könnte.

Vorwärmer. Die Erwärmung des Speisewassers in dem Injector §. 271.
geschieht auf Kosten des aus dem Kessel zugeführten Dampfes und es ist demnach mit dieser Vorwärmung des Speisewassers ein Gewinn oder eine Ersparniß an Wärme nicht verbunden. Das Letztere ist nur der Fall, wenn es möglich ist, dem Speisewasser eine höhere Temperatur durch solche Stoffe zu ertheilen, deren Wärme ohnedies unbenutzt bleiben würde. Solche Körper sind die durch den Schornstein abziehenden Gase und bei Maschinen ohne Condensation die abgehenden Dämpfe. Man hat vielfach Apparate angewendet, welche den Zweck haben, die sonst verloren gehende Wärme dieser Stoffe theilweise dadurch nutzbar zu machen, daß man sie zum Vorwärmen des Speisewassers verwendet.

Der hierdurch erreichbare Gewinn an Wärme ist leicht zu beurtheilen. Nimmt man eine mittlere Temperatur der Atmosphäre und des für die Kesselspeisung vorhandenen Wassers von 12° an, so ist die jedem Kilogramm dieses Wassers zuzuführende Wärme, um es in Dampf von etwa 5 Atmosphären Spannung zu verwandeln, nach der Tabelle in §. 234 zu:

$$q + r - 12 = 153{,}74 + 499{,}19 - 12 = 640{,}93 = rot.\ 640 \text{ W.-E.}$$

gegeben, wenn man die Flüssigkeitswärme des Wassers von 12° C. zu 12 Wärmeeinheiten annimmt. Demnach ist mit jeder Erwärmung des Speisewassers um 1° C. eine Ersparniß von $\frac{1}{640} = 0{,}00156$ oder etwa $^1/_6$ Proc. der ganzen für den Dampfkessel gebrauchten Wärme verbunden. Wenn man daher durch den abgehenden Dampf der Maschine, dessen Temperatur 100° beträgt, eine Anwärmung des Wassers auf etwa 90° C., also um 78°, erreichen kann, so ist hiermit eine Ersparniß von $78 . 0{,}00156 = 0{,}121$ oder etwa 12 Proc. der aufzuwendenden Wärme verbunden. Hieraus erklärt sich genügend der Vortheil, welchen die Vorwärmer für Maschinen ohne Condensation gewähren. Die Kosten, welche deren Anbringung verursacht, fallen nicht ins Gewicht, besonders wenn man erwägt, daß in Folge derselben die ganze Kesselanlage in Anbetracht der geringern Wärmeentwickelung entsprechend kleiner sein kann. Daß die abgehenden Dämpfe jederzeit genügende Wärme abgeben können, um eine Vorwärmung wie die vorausgesetzte, erreichen zu lassen, ergiebt sich ohne weiteres aus dem hohen Werthe der latenten Wärme des Wasserdampfes. Denn wenn auch

der ursprünglich ganz trockene Wasserdampf in Folge der Expansion und Abkühlung durch die Cylinderwandung bis etwa zu $^1/_4$ seines Gewichtes mit tropfbarem Wasser behaftet sein würde, so wäre in 1 kg des Gemisches von einer Atmosphäre Spannung doch immer noch die innere Wärme um

$$\frac{3}{4}\,\varrho = \frac{3}{4}\,496{,}3 = 372 \text{ W.-E.}$$

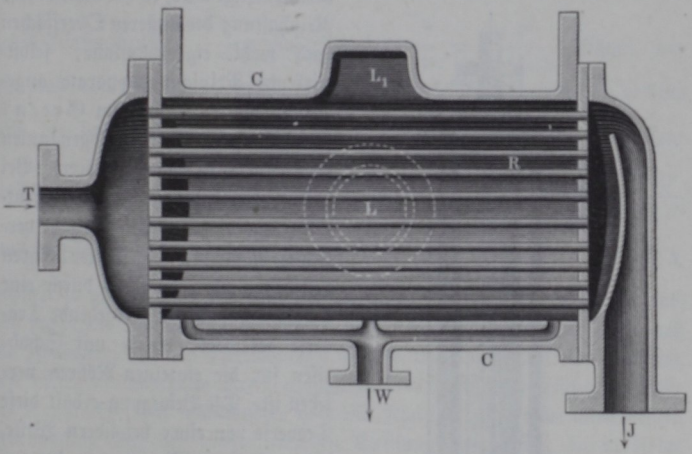
größer als in 1 kg Wasser von 100°, und diese Wärme wäre für die Vorwärmung des neu einzuführenden Speisewassers verwendbar.

Um dem Wasser die Wärme des abgehenden Dampfes mitzutheilen, kann man den letztern einfach durch das Speisewasser hindurchleiten, wobei eine entsprechende Dampfmenge sich condensirt, doch ist diese zwar einfache Methode nicht empfehlenswerth, weil der abgehende Dampf dabei eine gewisse Wassersäule im Vorwärmer überwinden muß, wodurch der schädliche Gegendruck in der Maschine vergrößert wird. Auch müßte in diesem Falle das gewärmte Wasser einen freien, der Atmosphäre ausgesetzten Wasserspiegel haben, und die Speisepumpe würde dieses heiße Wasser nicht ansaugen können, der betreffende Vorwärmer müßte daher höher aufgestellt werden als die Pumpe, um das Wasser von selbst zufließen zu lassen. Aus diesen Gründen zieht man es vor, die Vorwärmer in Gestalt von Behältern oder Gefäßen, meistens von Röhrenform, anzuordnen, welche in die Druckleitung der Speisepumpe eingeschaltet werden, so daß die letztere das Wasser durch dieselben hindurch zu drücken hat. Das Wasser kommt hierbei nicht in directe Berührung mit dem Dampfe, sondern empfängt die Wärme durch die Gefäßwandung hindurch, deren entgegengesetzte Seite dem Dampfe ausgesetzt ist. Hierbei sind die das Wasser aufnehmenden Röhren entweder in einem geschlossenen Gefäße untergebracht, welches mit dem Dampfableitungsrohre in Verbindung steht und sich aus diesem mit Dampf füllt, oder man bedient sich der wirksamern Circulationsapparate, durch welche der Dampf ununterbrochen hindurchgeleitet wird. Die erstere Anordnung findet namentlich auf Locomotiven Anwendung, bei denen der abgehende Dampf noch den wichtigen Zweck der Zugbeförderung durch das Blasrohr zu erfüllen hat, während man bei feststehenden Dampfkesseln meistens Circulationsvorwärmer anwendet.

Ein Vorwärmer, wie er von Körting für Locomotiven angewendet wird, ist durch Fig. 522 dargestellt. In den gußeisernen Cylinder C wird abgehender Dampf der Maschine durch das seitlich angebrachte Rohr L und den Canal L_1 geleitet, ohne durch den Apparat zu circuliren. Der vom Dampfe erfüllte Raum ist von einer großen Anzahl enger Kupferröhren R durchzogen, durch welche das bei T aus dem Tender kommende Wasser fließt, um durch die bei J angeschlossene Leitung dem Injector zugeführt zu werden.

Das im Innern des Vorwärmers aus dem Dampfe sich bildende Condensationswasser fließt durch die Oeffnung W ab. Diese Vorwärmer werden etwas höher aufgestellt als die Injectoren, so daß die letzteren nicht zu saugen nöthig haben.

Fig. 522.

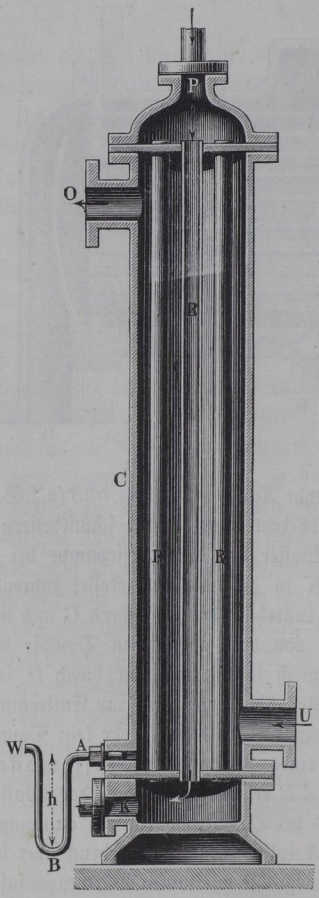


Einen Circulationsvorwärmer für stehende Anlagen zeigt Fig. 523 (a. f. S.). Der stehende Cylinder C ist hier ebenfalls von einer Anzahl schmiedeiserner Röhren R durchzogen, in welche das Wasser von der Speisepumpe bei P hineingedrückt wird, um unterhalb bei K in die nach dem Kessel führende Speiseleitung zu gelangen. Der Raum innerhalb des Cylinders C und um die Röhren R herum wird fortwährend von dem abgehenden Dampfe der Maschine durchzogen, indem derselbe durch U eintritt, um durch O ins Freie zu gelangen. Ein bei A angebrachtes Ablaßrohr dient zur Entfernung des gebildeten Condensationswassers. Damit durch dieses Rohr kein Dampf entweicht, kann man behufs Bildung eines sogenannten Wassersackes diesem Rohre die heberförmige Gestalt ABW geben, so daß das Wasser durch die Mündung W abfließt, während der Dampf dadurch nur entweichen könnte, wenn er einen der Wassersäule h entsprechenden Ueberdruck über die Atmosphäre ausüben würde. Um einen möglichst wirksamen Wärmeaustausch zu erlangen, pflegt man bei diesen Vorwärmern eine Gegenströmung anzuwenden, indem man die Bewegung des Wassers derjenigen des Dampfes entgegengesetzt gerichtet vornimmt.

Man hat auch zuweilen das Speisewasser durch die Feuergase des Kessels vorgewärmt, am einfachsten dadurch, daß man das Speisewasser durch ein

Rohr hindurch drückt, welches in einem der Feuerzüge gelagert ist. Häufig auch wird in dem Fuchse ein besonderer Vorwärmer aufgestellt, welcher meistens aus einem System enger Röhren besteht, durch die das Speisewasser hindurch gehen muß. Da diese Röhren sich leicht mit Ruß oder Flugasche bedecken, wodurch ihre Wirksamkeit beeinträchtigt wird, so hat man behufs Reinhaltung der äußeren Oberflächen auch wohl eigenthümliche, selbstwirkende Reinigungsapparate angewendet, wie z. B. bei dem Green'schen Vorwärmer oder sogenannten Economiser (Kohlen-Sparer). Bei diesem Apparate, welcher im Wesentlichen aus einer größern Anzahl verticaler, in Reihen aufgestellter Röhren besteht, werden dieselben durch eine langsam auf- und niedergehende Traverse gereinigt, welche mit Schabeisen für die einzelnen Röhren versehen ist. Die Bewegung erhält diese Traverse von einer besondern Welle, die durch einen Riemen von der zugehörigen Dampfmaschine umgedreht wird.

Fig. 523.



Diese Apparate werden insbesondere für Condensationsmaschinen empfohlen, bei denen das Speisewasser dem 35 bis 40° warmen Condensationswasser entnommen wird. Die Temperaturerhöhung, welche dem Wasser durch die abgehenden Rauchgase ertheilt werden kann, wurde schon oben besprochen (§. 262).

Die durch die Vorwärmer erreichbare Erwärmung des Speisewassers hängt nicht bloß von der Größe der Wärmefläche ab, welche für jedes Kilogramm des in bestimmter Zeit, etwa in der Minute durch den Vorwärmer geführten Wassers angeordnet ist, sondern auch von der Zeit, während welcher das Wasser sich in dem Vorwärmer aufhält, d. h. von der Geschwindigkeit, mit der es sich durch den Vorwärmer bewegt. In dieser Beziehung sind

weite und kurze Röhren wirksamer als enge und lange von gleicher Oberfläche, wie sich aus folgender Betrachtung ergiebt. Hat ein Rohr den Durchmesser d und die Länge l, und geht durch dasselbe in jeder Secunde die Wassermenge Q hindurch, so ist die Geschwindigkeit dieses Wassers durch $v = \frac{4\,Q}{\pi d^2}$ gegeben, und daher bestimmt sich die Zeit des Verweilens für jedes Wassertheilchen in dem Rohre zu $t = \frac{l}{v} = \frac{l\,\pi d^2}{4\,Q}$. Nimmt man ein Rohr von doppeltem Durchmesser $2\,d$ und derselben Oberfläche an, welches also die halbe Länge $\frac{l}{2}$ erhalten muß, so bestimmt sich für dieses Rohr und dieselbe Wassermenge Q die Durchgangsgeschwindigkeit zu $v_1 = \frac{Q}{\pi d^2}$ und die Zeitdauer der Vorwärmung zu $t_1 = \frac{l}{2\,v_1} = \frac{l\,\pi d^2}{2\,Q} = 2\,t$, d. h. doppelt so groß als bei der einfachen Weite d. Das weitere Rohr hat auch den doppelten Rauminhalt des engern und man kann daher auch sagen, daß die Zeitdauer, während welcher das Wasser in dem Vorwärmer verbleibt, mit dessen Rauminhalte direct proportional ist. Eine hinreichende Größe des Rauminhalts ist insbesondere noch mit Rücksicht auf die bei allen Kesseln gebräuchliche Art der intermittirenden Speisung erforderlich, da in Folge dieser Art des Betriebes in den kurzen Zeitabschnitten des eigentlichen Speisens natürlich entsprechend größere Wassermengen durch den Vorwärmer gehen, als der Kessel in derselben Zeit verdampft.

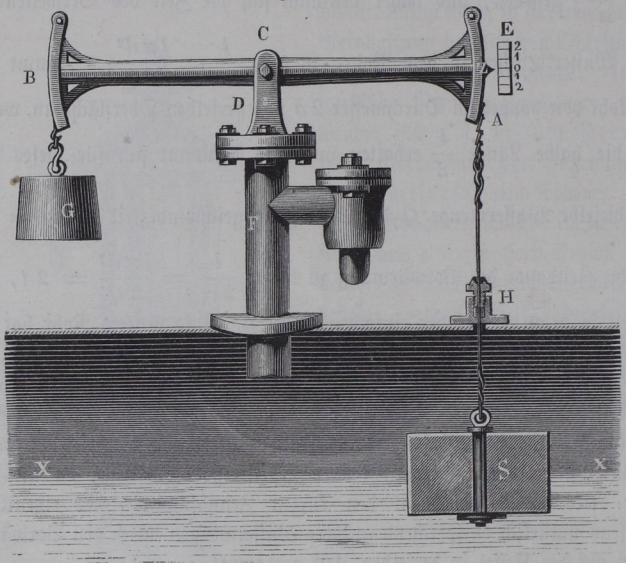
Wasserstandszeiger. Bei jedem Dampfkessel müssen ferner Apparate §. 272. angebracht sein, welche über den Stand des Wassers in demselben die nöthige Auskunft geben. Es sind dies Schwimmer, Probirhähne und Wasserstandsröhren.

Der Schwimmer oder das Schwimmniveau besteht aus einem doppelarmigen Hebel ABC, Fig. 524 (a. f. S.), an welchen einerseits ein eiserner oder steinerer Schwimmer S, andererseits aber ein Gewicht G angehängt ist. Die Drehungsaxe C, Fig. 525, ist entweder schneidig wie bei einem Wagebalken, oder sie wird durch zwei Stahlspitzen gebildet, welche AB mittelst einer eingesetzten Nuß erfassen. Das Lager D wird häufig auf den Speiseapparat F aufgesetzt. Um den Stand des Schwimmers genau anzugeben, wird ein Zeiger Z an den Hebel angesetzt, der über einer festen Scala E hinläuft. Uebrigens ersieht man noch aus der Figur in XX den Wasserspiegel und in H die Stopfbüchse für den Kupferdraht, woran der Schwimmer hängt. Diese Stopfbüchse, welche bei zu festem Anziehen, sowie in Folge von Staub oder Rost leicht ein Festklemmen der Schwimmerstange

veranlaßt, ist die Hauptursache, warum Schwimmer häufig ihren Dienst versagen.

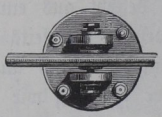
Die Probir- oder Wasserstandshähne geben nur dann den Wasserstand im Dampfkessel mit einiger Sicherheit an, wenn die Wallungen des

Fig. 524.



Wassers in demselben nicht sehr groß sind, was jedoch nur bei großen Kesseln und bei niedrigem Dampfdrucke der Fall ist. Von diesen Hähnen hat man stets zwei (zuweilen sogar drei), der eine mündet etwa 5 cm unter und der andere eben so viel über dem mittlern Wasserstande ein; so lange daher der Wasserspiegel zwischen diesen Mündungen steht, wird bei Eröffnung durch den einen Wasser und durch den andern Dampf ausströmen. Man hat horizontale und auch verticale Wasserstandshähne; jene münden an der Stirnfläche, diese aber an der Decke des Kessels aus. Fig. 526 zeigt in *A* die Seitenansicht und in *B* die vordere Ansicht von den Hähnen der ersten Art. In Fig. 527 hingegen sind die zwei verticalen Wasserstandshähne *A* und *B* mit dem nöthigen Holzschlüssel *C* abgebildet. Man ersieht, daß *B* über und *A* unter dem Wasserspiegel *XX* einmündet. Zuweilen wendet man anstatt der Probirhähne auch Probirventile an. Die Erkennung des Wasserstandes durch die Probirhähne ist immer mit gewissen Schwierigkeiten verbunden, weil der

Fig. 525.



austretende Dampf in der Regel viel Wasser mechanisch mitreißt und weil das austretende Wasser vermöge seiner hohen Temperatur eine lebhafte Dampfbildung zeigt.

Am sichersten erkennt man den Wasserstand an einer Wasserstandsröhre. Die Einrichtung eines solchen Wasserstandszeigers ist aus Fig. 528 zu ersehen. A ist die Glasröhre, B und C sind die metallenen Verbindungsröhren, wovon die untere in den Wasser- und die obere in den Dampfraum einmündet. F und G sind zwei durch eine Stange H verbundene Hebel,

Fig. 526.

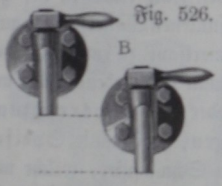


Fig. 527.

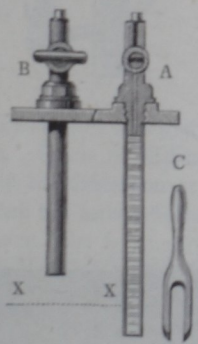
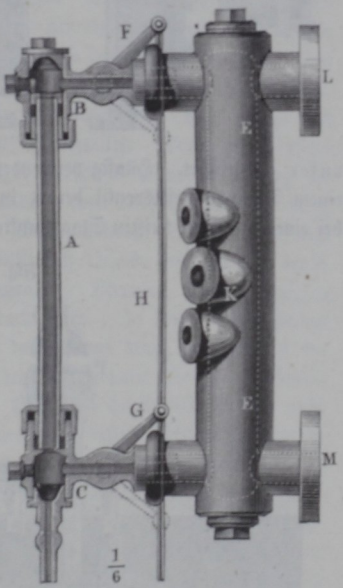


Fig. 528.



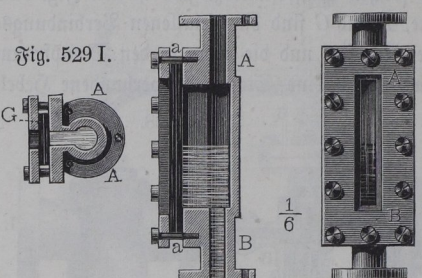
wodurch die Hähne in Bewegung gesetzt und die Verbindung der Glasröhre mit dem Kessel hergestellt und aufgehoben werden kann; endlich sind noch in der Röhre EE, welche die beiden bei L und M in den Kessel einmündenden Hahnstücke mit einander verbindet, die Ansatzstücke K für drei Probirventile angebracht.

Wegen der Zerbrechlichkeit und wegen des leichten Verstopfens und Trübewerdens werden die Wasserstandsröhren nicht so oft angewendet, als sie es in anderer Beziehung verdienen; dagegen empfiehlt Scholl in seinem „Führer des Maschinisten“ einen Wasserstandszeiger, von dem Fig. 529 I (a. f. S.) einen horizontalen, sowie Fig. 529 II einen verticalen Durchschnitt und

Fig. 529 III die vordere Ansicht vorstellt. Das Ganze bildet einen Messingkasten AB, der von unten mit dem Wasser- und von oben mit dem Dampfraume im Kessel in Verbindung steht, und nur von vorn durch zwei dicke Glastafeln G begrenzt wird. Auch bringt man in der neuern Zeit statt der Glastafeln Glasprismen zur Anwendung.

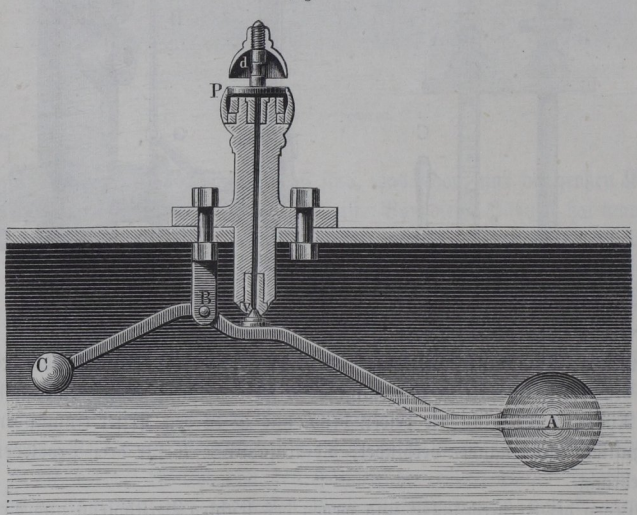
Fig. 529 II. Fig. 529 III.

Fig. 529 I.



Um den Kesselwärter für den Fall eines zu tief gesunkenen Wasserstandes aufmerksam zu machen, hat man verschiedene Alarm- oder Signalvorrichtungen, sogenannte Speiserufer ausgeführt. Häufig verwendet man hierzu Schwimmer, welche mit einem Dampfaustrittsventil derart in Verbindung gebracht werden, daß sie bei einem gewissen tiefsten Standpunkte dieses Ventil öffnen und dem Dampfe

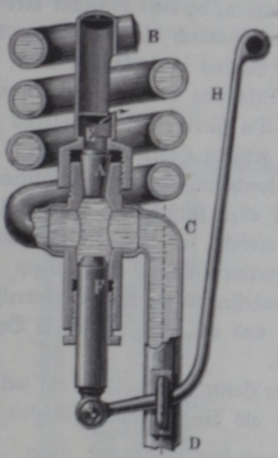
Fig. 530.



dadurch den Zutritt zu einer Dampfpfeife gestatten, deren Tönen den Wärter aufmerksam machen soll. Eine solche Einrichtung zeigt Fig. 530. Der Schwimmer besteht hierbei aus einer hohlen Metallkugel A, welche innerhalb

des Kessels an dem doppelarmigen Hebel ABC aufgehängt ist, so daß das Gegengewicht C zur Ausgleichung dient. Eine Stopfbüchse ist hierbei vermieden, indem der Hebel AB direct mit dem kleinen Kegelventil v versehen ist, welches für gewöhnlich den Dampf abschließt und ihn nur beim Eintreten des tiefsten Wasserstandes nach der Dampfpfeife P strömen läßt.

Fig. 531.



In anderer Art wirkt der Black'sche Alarmapparat, Fig. 531. Derselbe besteht aus einem Kupferrohr BCD, welches unterhalb bis unter den tiefsten Wasserstand des Kessels führt und oben durch einen Pfropfen A aus einer Metalllegirung verschlossen ist, welche bei 100° C. schmilzt. Wenn der Wasserspiegel im Kessel so tief sinkt, daß die Mündung von D frei wird, so fließt das Wasser aus der Röhre CD ab und es füllt sich dieselbe mit Dampf, durch welchen der Pfropfen zum Schmelzen gebracht wird. In Folge dessen strömt nun der Dampf durch eine über A befindliche Dampfpfeife und zeigt dadurch den entstandenen Mangel an Kesselwasser an. Damit ein Schmelzen des Pfropfens durch das Wasser nicht eintrete, ist das Schlangenrohr BC angeordnet, dessen Abkühlungsfläche so groß ist, daß das darin befindliche Wasser nur eine Temperatur von 40 bis 50° annimmt. Um bei eingetretener Schmelzung des Pfropfens den Dampf am fernern Entweichen zu verhindern und einen neuen Pfropfen einzusetzen, dient der Hebel H, durch dessen Bewegung der Kolben F erhoben und die Oeffnung unterhalb A verschlossen wird. Die Nothwendigkeit der Erneuerung des schmelzbaren Pfropfens nach einer eingetretenen zu tiefen Senkung des Wasserstandes macht diese Vorrichtung zu einer unbequemen und aus diesem Grunde seltener verwendeten.

Sicherheitsventile. Zu den wichtigsten Sicherheitsvorrichtungen der §. 273.
Dampfkessel gehören die Sicherheitsventile, das sind Ventile, welche sich nach außen öffnen, sobald der Druck des Dampfes im Innern des Kessels eine bestimmte Größe übersteigt und welche einen hinreichend großen Querschnitt erhalten müssen, um bei diesem Drucke die sich neu bildenden Dämpfe austreten zu lassen, damit eine weitere Steigerung der Dampfspannung hierdurch vermieden wird. Ist die Dampfspannung wieder auf den normalen Betrag

gesunken, so müssen sich die Sicherheitsventile von selbst wieder schließen. Zur Erreichung dieser Zwecke wird ein Sicherheitsventil von außen mit einer Kraft verschlossen gehalten, die gleich derjenigen ist, mit welcher der Dampf das Ventil zu öffnen strebt, sobald die Kesselspannung den höchsten zulässigen Werth erlangt hat. Diese Belastung kann zwar durch unmittelbar auf das Ventil gelegte Gewichte ausgeübt werden, da diese Gewichte aber in den meisten Fällen sehr groß ausfallen und dadurch die Behandlung des Ventils, insbesondere die Möglichkeit eines Lüftens sehr erschwert wird, so zieht man der directen oder unmittelbaren Belastung in der Regel diejenige durch einen ungleicharmigen Hebel vor. Da hierbei der Dampfdruck an einem kleinen und die Belastung an einem größern Hebelsarme wirkt, so ist hierdurch die Anwendung einer dem Hebelverhältnisse entsprechend kleinern Belastung ermöglicht. Während man bei allen feststehenden Dampfkesseln die Belastung des Hebels durch Gewichte erreicht, ist man bei Locomotiv- und Schiffskesseln wegen der hierbei unvermeidlichen Schwankungen zur Anwendung von Federn genöthigt, welche indessen wegen ihrer Veränderlichkeit weniger zuverlässig sind als Gewichte, und von Zeit zu Zeit in Bezug hierauf einer Prüfung zu unterwerfen sind.

Bei allen Sicherheitsventilen hat man die Breite der Sitzfläche, auf welcher das Ventil aufruht, so gering zu machen als die Widerstandsfähigkeit des

Fig. 532.

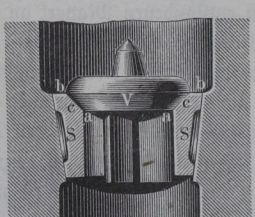
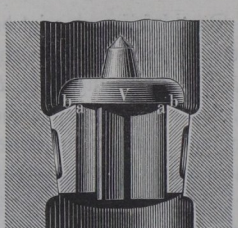


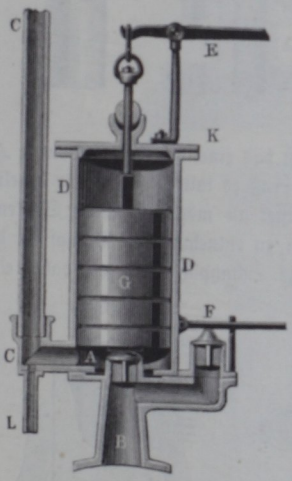
Fig. 533.



Materials es gestattet, weil erfahrungsmäßig breite Sitzflächen niemals gut dicht halten. Der Grund hiervon kann darin gefunden werden, daß der dichte Abschluß eines Ventils mit einer Sitzfläche von der Breite ab, Fig. 532, niemals in dem innern Kreise aa, sondern erst an einer mittlern Stelle cc stattfindet, folglich die eigentlich von dem Dampfe gedrückte Fläche größer ist als die Oeffnung aa des Ventilsitzes S, welche man bei der Bestimmung der Ventilbelastung zu Grunde legt, sofern diese Bestimmung durch Rechnung geschieht und nicht etwa, wie dies in Amerika üblich ist, auf Grund von directen Versuchen erfolgt. Auch giebt eine breite Sitzfläche leicht Veranlassung zur Ablagerung von Unreinigkeiten, welche durch die Ventilplatte

dann festgedrückt werden und den dichten Schluß verhindern. Aus dem Grunde ist man von der Form conischer Sicherheitsventile nach Art der Fig. 532 gänzlich zurückgekommen und führt die Berührungsfläche zwischen dem Ventile und seinem Sitze immer nur in geringer Breite von 1 bis 2 mm aus, wie Fig. 533 zeigt. Durch die Gesetzgebung einzelner Staaten ist sogar die Breite der Sitzfläche auf ein bestimmt vorgeschriebenes Maß eingeschränkt, wie z. B. in Belgien, wo die Breite der Sitzfläche für Sicherheitsventile zu 2 mm vorgeschrieben ist und in Frankreich, wo diese Breite zu $^1/_{30}$ des Ventildurchmessers und für Ventile unter 30 mm Durchmesser zu 1 mm bestimmt ist. Damit bei so geringen Auflagerflächen und der oft bedeutenden Belastung die genügende Widerstandsfähigkeit erreicht werde, hat man für das Ventil sowohl, wie für seinen Sitz harte Metallringe zu verwenden.

Fig. 534.

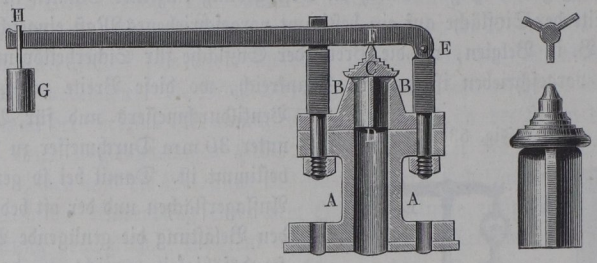


Ein Sicherheitsventil mit unmittelbarer Belastung, welches man übrigens aus dem schon angeführten Grunde nur für geringe Spannungen anwenden wird, ist durch Fig. 534 dargestellt. Das auf dem Kessel befindliche Rohrstück B trägt oberhalb die beiden Ventile A und F, von denen das erstere A, durch die unmittelbar aufgelegten Gewichtsscheiben G, das andere F dagegen durch einen Hebel belastet ist. Die Gewichte G, welche in einem verschlossenen und dem Kesselheizer unzugänglichen Gehäuse untergebracht sind, können mit Hülfe des Hebels E und der daran hängenden Stange H wohl gelüftet werden, gestatten aber keine mißbräuchliche Ueberlastung. Die durch das Ventil A austretenden Dämpfe werden durch das Abgangsrohr C abgeführt.

Ein Ventil mit Hebelbelastung dagegen zeigt Fig. 535 (a. f. S.). Das mit drei Führungsstegen oder Rippen D versehene Ventil ruht mittelst der eben abgedrehten Platte C auf dem zugeschärften Ventilsitze B und empfängt die gehörige Belastung mittelst des um E drehbaren Hebels EH, welcher bei H das Gewicht G trägt und bei F auf den stiftförmigen Ansatz des Ventils drückt. Zur gehörigen seitlichen Führung des Hebels dient die Gabel K.

Das früher in Preußen geltende Regulativ schrieb vor, daß das anzubringende Sicherheitsventil verschließbar war, so daß es von dem Kesselwärter nur gelüftet, nicht aber überlastet werden konnte. Demgemäß ist die Ein-

Fig. 535.



richtung der Fig. 536 so getroffen, daß das eine der beiden Ventile *A* in einen Kasten eingeschlossen ist, so jedoch, daß es mittelst der Kette *k* gelüftet werden kann. Hierbei ist, um den Kessel an möglichst wenig Stellen zu durchbrechen, das Absperrventil für den zu entnehmenden Dampf in demselben Gehäuse bei *C* angebracht. Die Schutzplatte *D* soll dabei einem

Fig. 536.

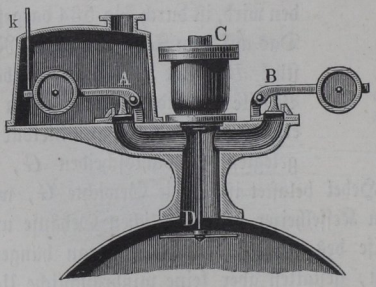
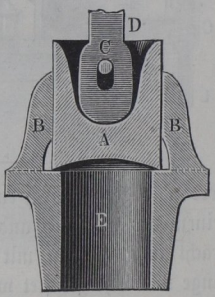


Fig. 537.



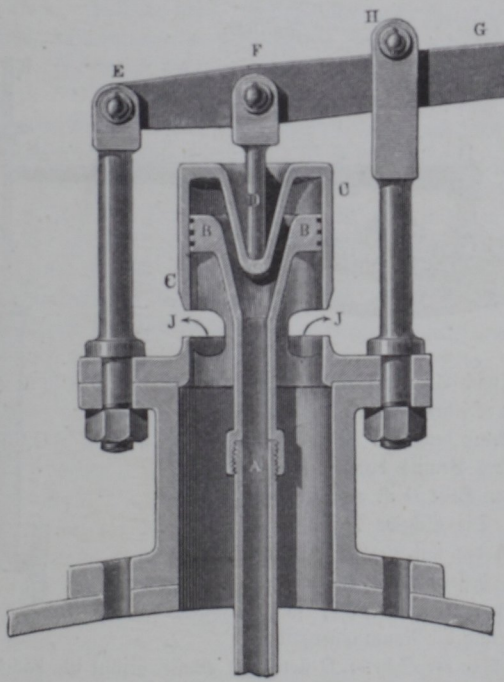
Mitführen von mechanisch beigemengtem Wasser entgegenwirken. Um das Sicherheitsventil vor einer mißbräuchlichen Ueberlastung zu sichern, kann man nach Fairbairn den Hebel im Innern des Kessels aufhängen.

Bei den hier angegebenen Ventilen ist die erforderliche Führung des Ventiltellers durch drei oder vier Stege bewirkt, welche genau in den ausgebohrten Ventilsitz passen. Da diese Stege eine nicht unbeträchtliche Verengung des Durchgangsquerschnitts für den Dampf im Gefolge haben, so hat man auch die Anordnung nach Fig. 537 so getroffen, daß die Führungs-

stege B nach außen verlegt sind, wodurch der ganze Querschnitt der Bohrung E als freie Durchgangsöffnung zur Wirkung kommt.

Mehrfache Beobachtungen und Versuche an Sicherheitsventilen haben gezeigt, daß sich dieselben während der Dampfausströmung nur wenig heben, so daß die frei gewordene Austrittsöffnung keineswegs so groß wird, wie es bei dem Ventilquerschnitte möglich ist. Insbesondere hat v. Burg gefunden, daß sich die gewöhnlichen Sicherheitsventile nur $^1/_8$ bis $^1/_3$ Linie eröffnen (s. dessen Abhandlung über die Wirksamkeit der Sicherheitsventile, Wien 1863). Auf Grund der Ergebnisse seiner Versuche schließt derselbe, daß die

Fig. 538.

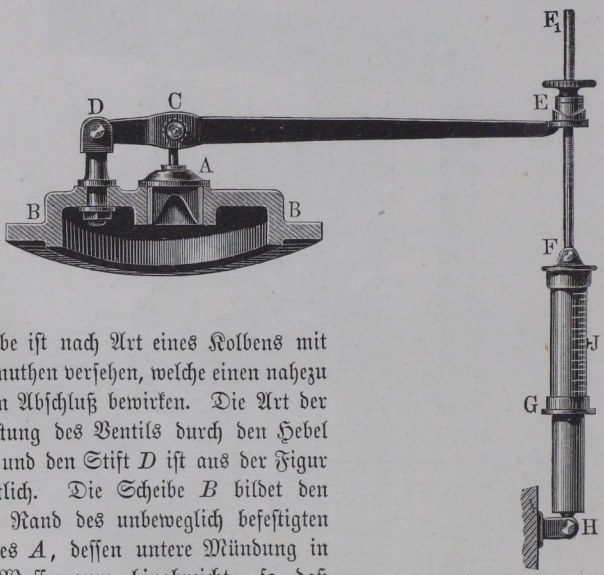


Sicherheitsventile nur als Regulatoren für den Heizer anzusehen sind. Auch fand er durch seine Versuche bestätigt, daß sich die Sicherheitsventile schon öffnen, bevor der Dampfdruck diejenige Größe erreicht hat, für welche die Belastung berechnet ist. Hiermit stimmen auch die Ergebnisse der Versuche von Baldwin*) überein. Dabei zeigt sich ferner, daß die Dampfspannung

*) Polytechn. Centralblatt 1867.

im Kessel trotz der Eröffnung des Ventils größer wird, was der geringen Eröffnung und wohl dem Umstande zuzuschreiben sein wird, daß der hydraulische Druck des durch das Ventil strömenden Dampfes geringer sein muß als der hydrostatische Druck des im Kesselinnern in Ruhe befindlichen. Diese Uebelstände möglichst zu vermeiden, sind verschiedene Ventilconstructionen angegeben worden, so unter andern von Hartley, Bodmer, Klotz, Lindner ꝛc. Die von Bodmer angewandte Einrichtung ist in Fig. 538 (a. v. S.) dargestellt. Hierbei hat der eigentliche Verschlußkörper C die Form eines innerlich genau ausgebohrten Hohlcylinders erhalten, welcher an der unbeweglich angebrachten Scheibe B auf- und niedergleiten kann. Diese

Fig. 539.



Scheibe ist nach Art eines Kolbens mit Ringnuthen versehen, welche einen nahezu dichten Abschluß bewirken. Die Art der Belastung des Ventils durch den Hebel EG und den Stift D ist aus der Figur ersichtlich. Die Scheibe B bildet den obern Rand des unbeweglich befestigten Rohres A, dessen untere Mündung in den Wasserraum hinabreicht, so daß diese Röhre und der Raum innerhalb des Ventils C über der Scheibe B stetig mit Wasser gefüllt ist, das der Dampf empordrückt. Die Eröffnung des Ventils bei übermäßiger Dampfspannung geschieht daher nicht durch den Druck des Dampfes selbst, welcher durch die feste Scheibe B aufgenommen wird, sondern durch den Druck des Wassers gegen den Ventildeckel, und zwar ist dieser Druck gar nicht abhängig von der Geschwindigkeit des bei J ausströmenden Dampfes. Die Eröffnung des Ventils erfolgt daher sofort bis zur vollen Hubhöhe, welche durch den Bolzen H in der Führungsgabel begrenzt ist, indem, wie in der

Figur angegeben, der Hebel EG durch den Druck des Wassers gegen H gepreßt wird. Die Wirkungsweise dieser Ventile wird gerühmt.

Wegen der Erschütterungen und Stöße kann die Belastung der Sicherheitsventile bei Locomotiven nicht durch Gewichte bewirkt werden, man wendet daher hierzu Federn an. Die Einrichtung eines gewöhnlichen Sicherheitsventils mit Federbelastung ist aus Fig. 539 ersichtlich. Das Ende E des Hebels DCE, woran das Sicherheitsventil A aufgehangen ist, umfaßt eine Schraubenspindel FF_1, deren unteres Ende F mit einer in den beiden über einander verschieblichen Hülsen FG und HJ eingeschlossenen Schraubenfeder verbunden ist. Da diese Feder andererseits bei H angeschlossen ist, so wirkt die in derselben vorhandene, durch die Schraubenmutter E auf ein bestimmtes Maß gebrachte Spannung einer Lüftung des Hebels entgegen. Ein an der untern Hülse HJ bei J befestigter Stift, welcher durch einen Schlitz der äußern Hülse FG hindurchtritt, läßt an einer auf der letztern angebrachten Eintheilung die Größe der Belastung erkennen, welche mit Hülfe der Mutter E hervorgerufen ist. Diese Eintheilung ist durch Versuche festzustellen.

Da die Spannung der Feder mit zunehmender Ausdehnung der letztern wächst, so ist bei dieser Anordnung auch die Kraft veränderlich, mit welcher das Ventil niedergehalten wird. Diesen Fehler zu beseitigen, sind verschiedene Mittel angegeben worden, das beste derselben ist die von Meggenhofen angewandte Aufhängung der Feder, Fig. 540 (a. f. S), welche den Zweck hat, den Hebelarm für die Federkraft in dem Maße zu verkleinern, in welchem die Spannung der Feder zunimmt. Hierbei ist die Feder vermöge des Winkelhebels KLN mit dem Ventilhebel CE verbunden und zwar derart, daß die Feder mittelst des Hakens FL an den Zapfen L und der Hebel durch den Haken MN an den Zapfen N dieses Winkelhebels angeschlossen ist, dessen Drehpunkt K durch zwei um den festen Punkt H drehbare Lenker KH gestützt wird. In dem geschlossenen Zustande des Ventils steht der Arm LN vertical und in der Richtung EH, der zu LN senkrechte Arm LK also horizontal. Bei der Erhebung des Ventils dagegen nimmt das ganze System die in der Figur punktirt gezeichnete Lage an, indem die Federhülse FH sowohl wie die Lenkschienen KH eine geringe Drehung um H erleiden. Es ist ersichtlich, wie hierdurch der beabsichtigte Zweck erreicht wird, mit eintretender Erhebung des Ventilhebels den Arm für den Zug der Feder zu verkleinern. Wenn es auch nicht möglich ist, die Anordnung so zu treffen, daß für alle möglichen Stellungen das Product aus der Federspannung in ihren Hebelarm dieselbe constante Größe annimmt, so läßt sich die Gleichheit dieser Momente doch für die äußersten Lagen erreichen, und es sind dann die Abweichungen dieses Productes für Zwischenstellungen nur unerheblich*).

*) S. Polytechn. Centralblatt 1853.

In den Ausführungen pflegt man übrigens den Zapfen K in einem Schlitze des Armes KL durch eine Stellschraube in geringem Grade verschiebbar zu machen, um eine genaue Einstellung vornehmen zu können.

Auch für Locomotiven hat Kirchweger die Anwendung der Gewichtsbelastung durch die in Fig. 541 dargestellte Anordnung zu ermöglichen

Fig. 540.

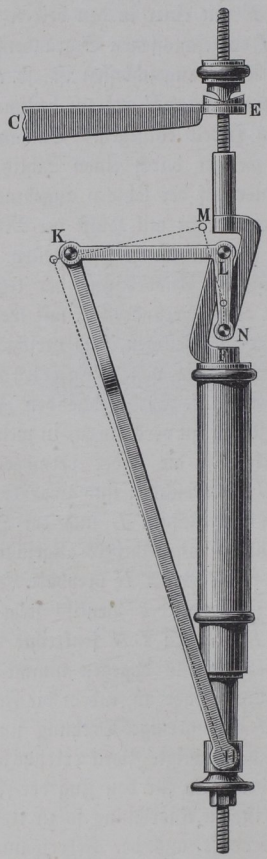


Fig. 541 I.

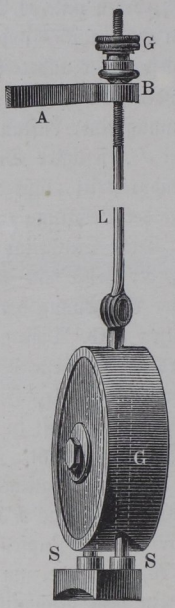
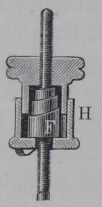


Fig. 541 II.

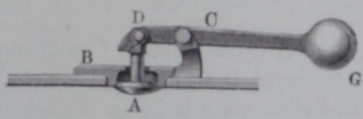


gesucht. Hierbei ist die das Gewicht G tragende Stange L bei B an den Ventilhebel mit Hülfe einer kleinen Feder F, Fig. 541 II, angeschlossen, zu deren Aufnahme die Kapsel H eingerichtet ist. Das Gewicht G selbst ist mittelst eines Gelenkes an die Stange L gehängt und unterhalb durch zwei Führungsstifte S geleitet, welche auf dem Kessel befestigt sind und für welche die Löcher in dem Gewichte mit Gummi gepolstert sind.

Noch kann bemerkt werden, daß man bei Kesseln, welche nur für geringe Dampfspannungen berechnet sind, eine besondere Sicherheitsvorrichtung gegen

ein Zerdrücken durch den äußern Atmosphärendruck anzuordnen hat, welches möglicherweise stattfinden kann, wenn etwa durch Condensation des Dampfes im Innern des Kessels ein luftleerer Raum entsteht. Diese Sicherheitsvorrichtung besteht in dem kleinen Luftventile *A*, Fig. 542, welches während des Betriebes durch den Dampf geschlossen gehalten wird, sich dagegen nach innen öffnet, um der äußern Luft den Eintritt in den Kessel zu gestatten, sobald daselbst der Druck so weit unter den atmosphärischen gesunken ist, daß der Ueberdruck des letztern das kleine Gewicht *G* zu heben vermag. Solche Luftventile, welche für alle Destillationsapparate und für die Niederdruckkessel mit geringer Wandstärke nothwendig sind, finden bei Kesseln für höhere Spannungen keine Anwendung, da hier die größere Wandstärke die Gefahr eines Zerdrücktwerdens ausschließt.

Fig. 542.



In Betreff der den Sicherheitsventilen zu gebenden Größe ist zu bemerken, daß die freie Durchgangsöffnung derselben nach Abzug der durch die Führungsstege bewirkten Verengung genügend groß sein muß, um bei der im Kessel herrschenden Spannung mindestens diejenige Dampfmenge austreten zu lassen, welche der Kessel höchstens, d. h. bei der stärksten Befeuerung, zu entwickeln vermag. Hieraus ergiebt sich, daß diese freie Ventilöffnung um so größer zu nehmen ist, je größer die Heizfläche des Kessels ist, so daß jeder Quadratmeter Heizfläche des Kessels ein bestimmtes Maß freier Ventilöffnung mindestens erfordert. Dieses Maß kann um so kleiner sein, je höher der Ueberdruck im Kessel ist, da mit diesem Ueberdrucke die Geschwindigkeit und das Gewicht des ausströmenden Dampfes wächst. Für die Ermittelung der mindestens erforderlichen Ventilöffnung kann man daher von den Gleichungen Gebrauch machen, welche unter Zugrundelegung der mechanischen Wärmetheorie für die Ausflußgeschwindigkeit und Menge des aus einer Oeffnung in die freie Atmosphäre strömenden Dampfes entwickelt werden können. Die Entwickelung dieser Formeln soll hier nicht durchgeführt werden, es möge genügen, in dieser Hinsicht die hierher gehörigen Resultate einer Tabelle anzuführen, welche von Zeuner*) berechnet worden ist. Hierin sind *D* und *W* die Gewichte Dampf und beziehungsweise Wasser in Kilogrammen, welche pr. Secunde durch eine Mündung des Ventils gleich 1 qm ausströmen, wenn die unter *p* angegebene Dampfspannung (totale Spannung) im Kessel vorherrscht.

*) Zeuner, Grundzüge der mechan. Wärmetheorie, S. 414.

Ausfluß trockenen gesättigten Wasserdampfes in die Atmosphäre:

p Atm.	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14
D kg	291,9	367,5	412,9	444,9	469,5	489,3	505,8	520,0	532,4	543,4	553,1	562,1	570,2
W kg	12,3	24,8	35,4	44,5	52,6	59,7	66,1	72,0	77,5	82,4	87,1	91,4	95,5

Um daher die durch ein Ventil von der freien Oeffnung f ausströmende Dampfmenge zu bestimmen, hat man die für D angegebene Zahl mit f zu multipliciren und dann das erhaltene Product gleich derjenigen Dampfmenge zu setzen, welche der Kessel im ungünstigsten Falle, d. h. bei der stärksten Befeuerung entwickeln könnte. Der Sicherheit wegen, sowie mit Rücksicht darauf, daß das Ventil sich meistens nur wenig hebt, wird man die freie Ventilöffnung in der Regel viel größer annehmen.

In dieser Hinsicht bestimmt man noch vielfach die Größe der Sicherheitsventile nach Maßgabe derjenigen Bestimmungen, welche früher in Preußen hierfür Geltung hatten, obwohl in den derzeitigen Verordnungen des Deutschen Reiches die Vorschrift über eine bestimmte Größe des Sicherheitsventils fallen gelassen ist. Es möge daher jene frühere Bestimmung nach Umrechnung in metrische Maße hier angegeben werden. Danach war für jeden Quadratmeter der Heizfläche des Kessels eine freie Ventilöffnung erforderlich, welche in Quadratcentimetern betragen mußte:

	4,82	3,38	2,56	2,07	1,74	1,54	1,25	1,206	1,061	0,964	0,892	0,820	qcm
für:	0 bis 0,5	0,5 bis 1	1 bis 1,5	1,5 bis 2	2 bis 2,5	2,5 bis 3	3 bis 3,5	3,5 bis 4	4 bis 4,5	4,5 bis 5	5 bis 5,5	5,5 bis 6	Atmosph. Ueberdruck

Die französischen Verordnungen schreiben einen Ventildurchmesser nach der von Thrémery empirisch bestimmten Formel:

$$d = 2{,}6 \sqrt{\frac{F}{p - 0{,}412}} \text{ cm}$$

vor, unter F die Heizfläche in Quadratmetern und unter p die Spannung in Atmosphären verstanden.

Für die Belastung des Ventils durch ein Gewicht G, das an dem Hebelarme l wirksam ist, hat man, wenn der Abstand des Ventils vom Drehpunkte des Hebels a genannt wird, die einfache Momentengleichung:

$$\frac{\pi d^2}{4} p . a = Va + Hb + Gl,$$

worin p den Ueberdruck pr. Flächeneinheit, V das Gewicht des Ventils vom Durchmesser d und H das Gewicht des Hebels bedeutet, dessen Schwerpunkt in der Entfernung b vom Drehpunkte gelegen ist. Mittelst dieser Gleichung kann man in einem vorliegenden Falle den Abstand l für ein anzuwendendes Gewicht, oder das für einen bestimmten Abstand l erforderliche Gewicht G berechnen. Bei der Anordnung des Hebels hat man besonders darauf zu achten, daß der Mittelpunkt des Drehzapfens für den Hebel mit dem Punkte, in welchem der Dampfdruck auf den Hebel wirksam wird, in einer horizontalen, d. h. zur Axe des Ventils senkrechten Geraden liege. Für die dem Dampfdrucke ausgesetzte Ventilfläche pflegt man den innern Durchmesser der ringförmigen Auflagerfläche in Rechnung zu bringen, jedoch wurde schon oben bemerkt, daß diese Bestimmung mit einer gewissen Unsicherheit verbunden ist, und daß die dem Dampfdrucke thatsächlich ausgesetzte Fläche größer und zwar um so größer ist, je breiter die Sitzfläche des Ventils gemacht wird. Aus diesem Grunde erscheint die in Amerika übliche Bestimmung der erforderlichen Belastung durch directe Versuche gerechtfertigt, wobei das Sicherheitsventil einem durch ein Manometer gemessenen Drucke bis zu dem vorschriftsmäßigen ausgesetzt und die Ventilbelastung durch Verschiebung des Gewichts auf dem Hebel angemessen festgestellt wird.

Beispiel: Wenn bei dem im Beispiele des §. 264 berechneten Kessel die Spannung des Dampfes 5 Atmosphären (4 Atmosphären Ueberdruck) beträgt, so kann man die Größe des Sicherheitsventils wie folgt bestimmen.

Die Heizfläche wurde für diesen Kessel zu 25,7 qm bestimmt, entsprechend einer Verdampfung von 600 kg pr. Stunde für eine mäßige Anstrengung des Kessels. Bei starker Anstrengung dagegen würde diese Heizfläche nach der Tabelle im §. 264 im Stande sein, stündlich 25,7 . 30 = 771 kg Dampf zu erzeugen, also in jeder Secunde $\frac{771}{60 . 60} = 0{,}215$ kg. Zur Abführung dieses Dampfes wäre nach der vorstehenden Tabelle Zeuner's nur ein freier Querschnitt des Ventils f erforderlich, welcher sich aus:

$$0{,}215 = 444{,}9 f \text{ zu } f = 4{,}83 \text{ qcm}$$

ergiebt. Nach den Vorschriften des frühern preußischen Kesselregulativs dagegen ergiebt sich die vorgeschriebene freie Ventilöffnung zu mindestens

$$25{,}7 . 1{,}206 = 30{,}99 \text{ qcm}.$$

Wählt man der letztern Vorschrift gemäß einen Ventildurchmesser von $d = 7$ cm, entsprechend einer Querschnittsfläche von $\frac{7^2 \pi}{4} = 38{,}48$ qcm, so verbleibt nach Abzug der Stege, deren Querschnitt 5 qcm betragen mag, noch eine freie Oeffnung von 33,48 qcm.

Der Ueberdruck des Dampfes auf die ganze Ventilfläche, einschließlich der Stege, beträgt bei 4 Atmosphären Ueberdruck daher:

$$38{,}48 \,.\, 4 \,.\, 1{,}03 = 158{,}54 \text{ kg}.$$

Wenn nun das Sicherheitsventil 1,2 kg und der Hebel 2 kg wiegt, und der Abstand des Drehpunktes von der Ventilaxe 5 cm, sowie vom Schwerpunkte des Hebels 25 cm beträgt, so hat man das 15 kg schwere Belastungsgewicht in einem Abstande l von der Drehaxe anzubringen, welcher aus:

$$158{,}54 \,.\, 5 = 1{,}2 \,.\, 5 + 2 \,.\, 25 + 15\, l$$

zu

$$l = \frac{736{,}7}{15} = 49{,}1 \text{ cm} = 0{,}491 \text{ m}$$

folgt.

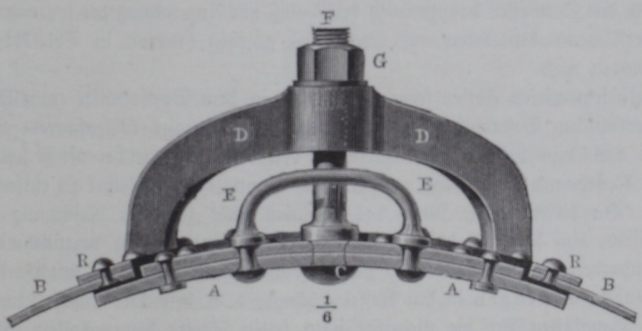
§. 274. **Die übrige Kesselausrüstung.** Außer den vorstehend besprochenen Kesselarmaturtheilen sind an jedem Kessel noch verschiedene Apparate und Vorkehrungen anzubringen, um einen regelmäßigen und gesicherten Betrieb zu ermöglichen. Zunächst hat man durch Anbringung eines zuverlässigen Manometers Sorge zu tragen, daß die in dem Kessel vorhandene Dampfspannung stets zu erkennen ist. Ueber die Einrichtung der verschiedenen Manometer ist bereits in der Einleitung gehandelt, und es genügt daher hier die Bemerkung, daß man in neuerer Zeit fast allgemein die Metall- oder Federmanometer anwendet, da dieselben jetzt in vorzüglicher Güte hergestellt werden und nicht mit den Unbequemlichkeiten behaftet sind, an welchen die offenen Quecksilbermanometer leiden, sobald dieselben für höhere Spannungen bemessen sind, zu denen man in neuerer Zeit allgemein übergegangen ist. Mit Rücksicht hierauf ist denn auch in dem Deutschen Kesselregulativ die früher in Preußen gültige Bestimmung fallen gelassen, welche das Vorhandensein eines offenen Quecksilbermanometers an jedem Dampfkessel forderte.

Daß man ferner an jedem Dampfkessel ein mit einer Absperrvorrichtung versehenes Dampfrohr zum Fortleiten des Dampfes nach der zu betreibenden Dampfmaschine anzubringen hat, ist selbstverständlich. Die Entnahme des Dampfes geschieht dabei möglichst an einer Stelle, wo die Wallungen des Wassers am wenigsten heftig auftreten, also thunlichst entfernt von der Feuerung, damit der fortgeführte Dampf möglichst wenig tropfbares Wasser mechanisch mit sich führt, womit immer ein erheblicher Verlust an Wärme verbunden ist. Diesem Zwecke, den Dampf so trocken als möglich zu erhalten, dient vorzüglich der Dampfdom, ein auf den Kessel aufgesetzter verticaler Cylinder, von dessen höchstem Punkte der Dampf entnommen wird. Bei der Anordnung eines Dampfdomes sollte man immer die Durchbrechung des Kessels auf das zum Uebergang des Dampfes unerläßliche Maß beschränken, nicht nur, um den Eintritt der Wasserwallungen in den Dom möglichst zu beschränken, sondern namentlich deshalb, um den Mantel des Kessels nicht durch eine unmäßig große Durchbrechung unnöthigerweise zu verschwächen.

Vielfach hat man auch besondere Vorrichtungen angebracht, welche den Zweck haben, das Mitreißen von Wasser durch den austretenden Dampf möglichst zu vermeiden, oder welche dazu dienen, in dem Dampfrohre selbst das mitgeführte Wasser abzuscheiden (s. weiter unten). Die eingehende Betrachtung dieser Vorrichtungen, deren Wirksamkeit oft eine zweifelhafte ist, gehört nicht in den Rahmen dieses Werkes und es muß hinsichtlich der Einrichtung der mannigfach zu diesem Zwecke angegebenen Vorrichtungen auf die betreffende Fachliteratur verwiesen werden.

Behufs der Reinigung der Kessel und Vornahme etwa nöthig werdender Ausbesserungen im Innern derselben ist bei jedem Kessel, sofern derselbe vermöge seiner Anordnung und Abmessungen überhaupt ein Besteigen durch

Fig. 543.



Arbeiter gestattet, ein sogenanntes Mannloch anzubringen. Dasselbe ist eine meistens elliptisch geformte Oeffnung, deren Abmessungen zum Durchlassen eines Arbeiters zu 0,30 bis 0,32 m Breite und 0,37 bis 0,42 m Länge zu bestimmen sind. Der Verschluß dieser Oeffnung geschieht durch einen aus doppeltem Kesselblech zusammengenieteten Deckel A, Fig. 543, welcher durch den Dampfdruck selbst fest gegen den Kesselmantel B gepreßt wird, wobei man den dichten Abschluß durch einen zwischen A und B gelegten Hanfzopf oder eine Gummischnur erreicht. Durch zwei Bolzen CF und deren Schraubenmuttern G wird der Deckel mit Hülfe zweier Bügel D noch besonders angepreßt. Von wesentlicher Bedeutung ist die Verstärkung des durch die Oeffnung geschwächten Kesselblechs durch einen rings um diese Oeffnung angebrachten Ring R von hinreichend großem Querschnitte. Der nicht genügenden Versteifung der Mannlochöffnungen hat man in einzelnen Fällen das Vorkommen von Kesselexplosionen zugeschrieben. Auch in dem Dome bringt man zuweilen das Mannloch an, namentlich bei Locomotivkesseln.

Zum Ablassen des Wassers ist natürlich jeder Kessel mit einer an der tiefsten Stelle befindlichen Oeffnung zu versehen, welche in der Regel mit einem Hahne, zuweilen auch nur mit einer dampfdicht eingesetzten Schraube verschlossen ist. Dieser Ablaßhahn kann auch zum sogenannten Ausblasen, d. h. zur Entfernung des Schlammes benutzt werden, welcher sich im Kessel mit der Zeit ansammelt, sobald zum Speisen desselben unreines Wasser verwendet wird, was wohl meistens der Fall ist. Wenn hierbei die in dem Wasser enthaltenen nichtflüchtigen Bestandtheile derart sind, daß sie nach der Verdampfung des Wassers eine schlammartige halbflüssige Masse bilden, so genügt es oft zum Reinhalten des Kessels, wenn von Zeit zu Zeit der Ablaßhahn während kurzer Dauer geöffnet wird. Dieses Ausblasen findet z. B. regelmäßig auf denjenigen Dampfschiffen statt, deren Kessel mit Seewasser gespeist werden. Bekanntlich haben die Nachtheile der Kesselverunreinigung durch das Seewasser hauptsächlich den Anlaß zur Anwendung der sogenannten Oberflächencondensatoren auf Seeschiffen gegeben, wovon in Thl. III, 2, gehandelt wird.

In sehr vielen Fällen jedoch bilden die in dem Speisewasser enthaltenen mineralischen Bestandtheile einen steinartig festen, aus kohlensaurem Kalk oder aus Gyps bestehenden Niederschlag, den Kesselstein, welcher oft so fest an der Kesselwand haftet, daß er nur durch Hammer und Meißel zu entfernen ist. In diesem Falle führt das Abblasen nicht zu einer Reinigung des Kessels, eine solche ist dabei vielmehr nur durch regelmäßig vorzunehmende Handarbeit zu erreichen. Man hat in solchem Falle auch wohl mit Vortheil besondere Einlagen in den Kessel gehängt, d. h. besondere Bleche, welche als Fangkästen für die niederfallenden festen Stoffe dienen sollen. Die Wirkung der verschiedenen Mittel, welche gegen den Kesselstein empfohlen und angewendet worden sind, ist entweder eine mechanische oder eine chemische. Mechanisch sollen z. B. Kartoffeln, Kleie, Lohe ꝛc. dadurch wirken, daß sie die Bildung fester Krusten verhindern und den Niederschlägen eine schlammartige Beschaffenheit ertheilen, so daß dieselben ausgeblasen werden können. Von den chemisch wirkenden Mitteln hat sich am besten noch das Chlorbarium bewährt, welches mit dem Gyps oder schwefelsaurem Kalk zu löslichem Chlorcalcium und zu schwefelsaurem Baryt sich verbindet, welcher letztere einem festen Ansetzen und Festbrennen nicht unterliegt.

Man hat auch vielfach mit großem Vortheil die Bildung des Kesselsteins dadurch beseitigt, daß man das Speisewasser von seinen festen Bestandtheilen befreit, noch ehe es dem Kessel zugeführt wird, und zwar geschieht diese Reinigung einfach dadurch, daß man das Speisewasser zuvor durch einen Behälter leitet, in welchem es mit heißem Dampfe zusammentrifft. In diesem Falle setzt sich der größte Theil der festen Bestandtheile schon in diesem Behälter ab.

Kesselprobe. Jeder Dampfkessel muß vor seiner Einmauerung oder Ummantelung gesetzlich einer Probepressung unterworfen werden, welche nach den im Deutschen Reiche geltenden Vorschriften bis auf den doppelten Betrag des Ueberdrucks gesteigert wird, für welchen der Kessel bestimmt ist, sobald dieser Betriebsüberdruck nicht mehr als 5 Atmosphären beträgt. Kessel, welche für einen höhern Ueberdruck von n Atmosphären bestimmt sind, werden dagegen einer Probepressung von $n + 5$ Atmosphären Ueberdruck unterworfen. Bei dieser mit Wasser vorzunehmenden Prüfung muß der Kessel sich in soweit dicht verhalten, als das Wasser an einzelnen Stellen nur in Form von Nebel oder feinen Perlen durch die Fugen tritt, und es darf der Kessel in Folge der Pressung einer bleibenden Formänderung nicht unterworfen sein, d. h. er muß nach dem Aufhören des Druckes in seine anfängliche Form zurückgehen. Hiervon kann man sich in einfacher und zuverlässiger Weise dadurch überzeugen, daß man den Umfang des Kessels an einzelnen Stellen mit Hülfe eines guten, nicht dehnbaren Bandmaßes vor und nach der Probe mißt. §. 275.

Die Vornahme der Pressung geschieht mit Hülfe einer kleinen, durch die Hand bewegten Druckpumpe, mit welcher man in den zuvor gänzlich gefüllten Kessel nach Verschluß aller Oeffnungen so lange noch Wasser einpumpt, bis ein auf dem Kessel angebrachtes Manometer den geforderten Probedruck anzeigt. Diese Bestimmung des Probedruckes durch ein Manometer ist zuverlässiger, als wenn man das Sicherheitsventil der Probepressung entsprechend belasten und die Pressung bis zum Oeffnen des Sicherheitsventils treiben wollte, da die Sicherheitsventile sich, wie in §. 273 angeführt wurde, in der Regel schon vor der Erreichung der Pressung öffnen, für welche die Belastung berechnet ist. Aus diesem Grunde ist die Prüfung in Deutschland nach einem Manometer vorgeschrieben, und zwar entweder nach einem hinlänglich hohen offenen Quecksilbermanometer, oder nach dem von dem prüfenden Beamten geführten amtlichen Controlmanometer. Es ist hierbei auch nicht unerheblich, daß das Manometer an dem Kessel selbst und nicht etwa an der Druckpumpe oder deren Leitungsröhre angebracht werde, da im letztern Falle die Pressung im Kessel wegen der Widerstände in der Zuleitung thatsächlich kleiner ist als das Manometer anzeigt.

Bei der Anstellung der Prüfung ist besonders darauf zu achten, daß das Einpressen des Wassers möglichst gleichmäßig und ohne Stoßwirkungen stattfinde, da durch letztere leicht ein Kessel zersprengt wird, welcher bei vorsichtiger Behandlung genügende Festigkeit hat. Aus diesem Grunde sollte man immer den Kolbendurchmesser der Druckpumpe möglichst klein machen. Auch hat man sich sorgfältig davor zu hüten, den Kessel, während derselbe unter Druck steht, irgend welchen Stoßwirkungen, z. B. durch Hammerschläge behufs des Verstemmens undichter Stellen ꝛc. auszusetzen. Diese Druckprobe mit Wasser ist

gänzlich gefahrlos, sobald in dem Kessel selbst nicht etwa einzelne Räume, z. B. der Dampfdom, mit Luft erfüllt bleiben. Wenn das letztere der Fall ist, so kann die Prüfung allerdings eine durch die Elasticität der eingeschlossenen Luft veranlaßte Explosion zur Folge haben. Es folgt hieraus die Regel, die Wasserfüllung, wenn möglich an der höchsten Stelle, also durch die Decke des Domes zu bewirken, oder für Entfernung der Luft an solchen höchsten Stellen Sorge zu tragen, welche, wie z. B. der Dom, zur Bildung von Luftsäcken Veranlassung geben können. Zuweilen kann man schon durch schräge Lage des Kessels während der Probe solche Luftsäcke vermeiden.

Es ist nicht gut, die starke Pressung, unter welcher der Kessel sich während der Probe befindet, unnöthig länger andauern zu lassen als erforderlich ist, um sich von dem guten Zustande des Kessels zu überzeugen, da unter einem lange anhaltenden Drucke der Kessel leiden kann. In den meisten Fällen wird es genügen, den Probedruck 5 bis höchstens 10 Minuten im Kessel zu erhalten.

Nach Jobard soll man einen ganz mit Wasser angefüllten Dampfkessel so lange erhitzen, bis das Manometer 2 bis 3 Atmosphären Ueberdruck über den normalen Druck, den er künftig aushalten soll, anzeigt. Diese Prüfung, behutsam durchgeführt, ist wenigstens nicht so gefährlich, als eine Prüfung durch gespannte Dämpfe, gleichwohl aber eine angemessenere als die gewöhnliche Wasserprobe, weil der Kessel durch die Erwärmung in eine Spannung und in einen Zustand versetzt wird, der dem beim Gebrauche des Kessels nahe gleichkommt.

Trotz aller Proben und aller Sicherheitsmaßregeln kommt doch zuweilen noch ein Zerspringen oder Bersten der Kessel vor, und es wird dadurch nicht allein der Kessel und Ofen, sondern auch das Gebäude, nach Befinden auch die nebenstehende Maschine beschädigt, ja nicht selten eine bedeutende Verletzung oder Tödtung des Heizers, Maschinenwärters und anderer in der Nähe befindlicher Menschen herbeigeführt. Leider kennt man bis jetzt nur die allgemeinen Ursachen, welche diese Ereignisse herbeiführen, und ist nicht einmal im Stande, die Verhältnisse und Ursachen, durch welche viele der bis jetzt vorgekommenen Dampfkesselexplosionen entstanden sind, speciell nachzuweisen. Zu den allgemeinen Ursachen dieser Explosionen rechnet man:

1. Die übermäßigen Dampfspannungen, zumal wenn sie mit Erschütterungen oder Stößen des Kessels verbunden sind.
2. Wassermangel, wobei das Kesselblech rothglühend wird und entweder eine zu rasche Dampfentwickelung oder eine Zersetzung des Wasserdampfes eintritt.
3. Mangelhafte Construction, sowie schlechter oder unangemessener Zustand und zu starke Abnutzung des Kessels. Z. B. Mangel einer Verstärkung der Mannloch- und Dampfdomränder.

4. Schlechte Abwartung des Dampfkessels.
5. Loslösen des Kesselsteins von den Kesselwänden.
6. Zu schnelle Zuführung von Speisewasser nach vorausgegangenem Wassermangel, wobei sich die bloßgestellte Kesselfläche im Zustande des Rothglühens befindet und eine zu starke Dampfentwickelung eintritt.
7. Plötzliche Eröffnung des Sicherheitsventils, wobei der Gleichgewichtszustand des Wassers und Dampfes aufgehoben wird und das Kesselwasser in starke Wallungen geräth.
8. Stoßweise Dampfentwickelung bei rascher Abnahme des Drucks.

Man hat auch vorzüglich die atmosphärische Luft, welche durch das Speisewasser mit in den Kessel eingeführt wird, und welche bei Berührung mit dem sich aus dem zersetzten Wasser bildenden Knallgas heftig explodirt, als Hauptursache der Kesselexplosionen angesehen. Nach Anderen werden Kesselexplosionen herbeigeführt durch die Wallungen des Wassers und zumal durch die Bildung von Wasserhosen im Kessel, welche machen, daß statt Dampf, Wasser durch die Ventil- oder andere Oeffnungen ausströmt.

Dieser Gegenstand läßt sich hier nicht weiter verfolgen, und wir müssen auf die im Folgenden mitgetheilte Literatur verweisen.

Schlußanmerkung. Die Literatur über Dampfkessel ist eine reichhaltige. Zahlreiche kleinere Aufsätze sind in allen technischen Zeitschriften enthalten. Von größeren Werken über diesen Gegenstand ist zunächst das schon mehrfach angeführte Werk zu erwähnen: „Anlage und Betrieb der Dampfkessel von v. Reiche, Leipzig 1872“, als dessen zweiter Theil von demselben Verfasser „Die Dampfkessel der Wiener Weltausstellung 1873“ erschienen ist. Sehr werthvolles Material enthalten die Ausstellungsberichte von Radinger über die Wiener Weltausstellung 1873 und über diejenige in Philadelphia 1876. Eine große Anzahl Zeichnungen verschiedener Kesselanlagen enthält das Werk Traité des chaudières à vapeur von d'Enfer, wovon eine deutsche Uebersetzung von Th. d'Ester 1879 unter dem Titel: „Die Dampfkessel mit Rücksicht auf ihre industrielle Verwendung“ erschienen ist. Den Gegenstand allgemein und ausführlich behandelt Péclet in seinem Traité de la chaleur etc., II. Tom., 2. Edit., Paris 1843. In praktischer Beziehung sehr zu empfehlen ist: Grouvelle et Jaunez, Guide du chauffeur et du propriétaire des machines à vapeur etc., 4. Edit., Paris 1858. Sehr ausführlich über Dampfkesselanlagen wird auch gehandelt in der dritten Abtheilung von Verdam's Dampfmaschinenlehre, welche deutsch unter dem Titel „Die Grundsätze, nach welchen alle Arten von Dampfmaschinen zu beurtheilen und zu erbauen sind“, erschienen ist. Ferner ist zu empfehlen: Traité des machines à vapeur, par Bataille et Jullien; oder das englische Original: A Treatise on the Steam engine, by the Artizan-Club, edited by J. Bourne, London 1846, neue Auflage 1861. Einen kurzen Unterricht über diesen Gegenstand ertheilt Claudel in seinen Formules, Tables etc., vorzüglich aber Scholl in seinem „Führer des Maschinisten“, und Baumgartner in seiner Anleitung zum Heizen der Dampfkessel. Ueber Brennmaterialersparniß von E. Bède, siehe Civilingenieur, Band 4. Versuche mit Dampfkesseln von E. Burnat, siehe Civilingenieur, Band 9. Ueber Sicherheit

der Kesselanlagen ist nachzulesen in den Ordonnances du roi relat. aux appareils à vapeur etc., par C. E. Jullien, Paris 1843; ferner Machines à vapeur, arrêtés et instructions, Bruxelles 1844; auch in den Gesetzen und Verordnungen deutscher Staaten über die Anlage von Dampfkesseln und Dampfmaschinen, z. B. das Königl. Preuß. Regulativ oder die Oesterr. Verordnung (s. polytechn. Centralblatt, Bd. VI, 1845) hierüber. Ueber Dampfkesselexplosionen siehe Annales des ponts et chaussées, T. IV, Paris 1842 u. s. w.; Verhandlungen des Preuß. Gewerbevereins, Jahrg. 20 und 21, Berlin 1841 und 1842; Annales des mines, T. VII, Paris 1845 u. s. w.; Dingler's polytechn. Journal, Bd. 94; siehe die im folgenden Paragraphen citirten Abhandlungen von Arago. Von Dufour's Schrift: Sur l'ebullition de l'eau et sur une cause probable d'explosion des chaudières à vapeur giebt Herr Grimburg einen Auszug im Civilingenieur Bd. 11. Ueber Sicherheitsventile eine Abhandlung von Thrémery in den Annales des mines, T. XX, 1841. Ueber Schornsteine siehe Verhandlungen des Preuß. Gewerbevereins, Jahrgang 19, Berlin 1840 u. s. w. Auch Useful Informations for Engineers etc., by W. Fairbairn, London 1856.

Ueber die Gasfeuerung, namentlich für Dampfkessel, ist nachzulesen: Die Wärmemeßkunst von Schinz. Angaben über die Heizung der Dampfkessel durch Hohofengase, sowie durch die Flammöfen u. s. w. enthält Claudel's Sammlung von Formules, Tables etc., troisième édition, 1854. Vom wissenschaftlichen Standpunkte aus ist zu empfehlen: Th. Weiß: Allgemeine Theorie der Feuerungsanlagen, Leipzig 1862. S. auch Compendium der Gasfeuerung ꝛc. von F. Steinmann, Freiberg 1868. Ferner Theorie der Zugerzeugung durch Schornsteine von Professor F. Grashof, Berlin 1866; Separatabdruck aus der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure.

Ueber Dampfkesselexplosionen, namentlich über die englische Association, welche die Verhinderung der Kesselexplosionen zum Zweck hat, handelt Prof. Hartig in einer besondern Monographie, welche in Leipzig 1867 bei Teubner erschienen ist. S. auch Blum, die Dampfkesselexplosionen, Chemnitz 1867. Ueber die Ursachen der Dampfkesselexplosionen handelt auch Herr C. Kayser in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, Bd. IX, X und XI. S. auch die Ursachen der Dampfkesselexplosionen u. s. w. von Dr. H. Scheffler, Berlin 1867.

Drittes Capitel.

Die Dampfmaschinen.

Dampfmaschinen überhaupt. Die in der Technik zur praktischen Anwendung kommenden Dampfmaschinen sind *Cylindermaschinen*, d. h. solche, in denen eine mechanische Arbeitsleistung durch einen Kolben, den *Dampfkolben*, erzielt wird, welcher unter dem Einflusse des Dampfes in einem Cylinder, dem *Dampfcylinder*, eine hin- und zurückgehende geradlinige Bewegung annimmt. Man hat zwar auch versucht, *direct rotirende* Dampfmaschinen auszuführen, in denen der Druck des Dampfes gegen eine in einem Gehäuse rotirende Schaufel die Umdrehung einer Axe hervorruft, oder in welchen ausströmender Dampf durch seine *Reactionswirkung* ein Rad in ähnlicher Art in Umdrehung versetzt, wie dies bei dem *Segner*'schen Wasserrade (§. 110) durch das Wasser geschieht, doch haben alle diese Maschinen in der Wirklichkeit so gut wie gar keine Anwendung gefunden. Die letztgedachten Reactionsräder, sowie alle sogenannten Dampfturbinen sind als gänzlich verfehlte, aus einer mißverständlichen Auffassung der Wasserwirkung in den Turbinen hervorgegangene Räder zu betrachten, welche wegen der geringen *Masse* des ausströmenden Dampfes immer nur einen winzigen Wirkungsgrad geben können. Ebenso ist bei fast allen direct rotirenden Dampfmaschinen der erstgedachten Gattung mit einer rotirenden Schaufel die Leistung schon deshalb unbedeutend, weil dabei die sogenannte Expansionswirkung des Dampfes nicht zur Geltung kommt und außerdem leiden diese Maschinen ohne Ausnahme an dem Uebelstande, daß der dampfdichte Schluß auf die Dauer nicht erhalten werden kann. Es soll daher im Folgenden von Maschinen dieser Art gar nicht, sondern nur von den Cylindermaschinen die Rede sein. §. 276.

Wie bei den Wassersäulenmaschinen ist der Kolben auch bei den Dampfmaschinen stets mit einer *Kolbenstange* verbunden, welche die Kolbenbewegung nach außen auf die zu betreibenden Maschinentheile fortpflanzt. Nur in einzelnen, vergleichsweise seltenen Fällen stimmt die Bewegung der in Betrieb zu setzenden Maschinenorgane genau mit der hin- und rückgehenden Bewegung des Dampfkolbens überein, und in solchen Fällen werden die Maschinen als *alternirende*, ohne Rotationsbewegung ausgeführt. Diese

Maschinen, wie sie z. B. als Dampfpumpen, Dampfhämmer, Dampframmen, Dampfgatter u. s. w. auftreten, können ebenso wohl einfachwirkend, wie auch doppeltwirkend sein, je nachdem der Dampf nur auf die eine oder abwechselnd auf beide Kolbenseiten wirkt. Die einfachwirkenden Saug- und Hubpumpen in Schächten z. B. werden auch durch einfachwirkende Dampfcylinder betrieben, ebenso wie die Dampframmen und viele Dampfhämmer nur einfachwirkend sind, sofern es sich bei diesen Maschinen nur darum handelt, das Gewicht des Hammers oder Rammbärs durch den Dampfdruck zu erheben. Für doppeltwirkende Pumpen dagegen (Thl. III, 2), deren Kolben beim Hin- und Rückgange gleichen Widerstand finden, hat man auch die Dampfcylinder in gleicher Art doppeltwirkend zu machen. Hierbei kommt zuweilen der Fall vor, daß man die beiden dem Dampfdrucke ausgesetzten Kolbenflächen durch Anordnung einer sehr dicken Kolbenstange wesentlich verschieden macht, wenn die Widerstände des Pumpkolbens beim Hin- und Hergange verschieden groß sind, wie z. B. bei einfachwirkenden Saug- und Hubpumpen der Fall ist; auch gestattet dieses Mittel bei gewissen Dampfhämmern eine bestimmte Expansionswirkung, wenn man nämlich diese Hämmer derart mit Oberdampf wirken läßt, daß man den zuerst unter den Kolben geführten Dampf beim Fallen des Hammers in den größern Raum über dem Kolben treten läßt.

Die andere, bei weitem zahlreichere Gruppe umfaßt dagegen diejenigen sogenannten Rotationsdampfmaschinen, welche die Umdrehung einer Welle zum Zwecke haben, von der aus durch die bekannten Transmissionstheile (Thl. III, 1) ein Betrieb der verschiedenen Arbeitsmaschinen geschehen kann. Diese Maschinen, welche allgemein zum Betriebe der verschiedensten Fabriken und technischen Anlagen verwendet werden, baut man immer als doppeltwirkende, weil hierbei nicht nur die Dimensionen, Nebenhindernisse und Kosten geringer ausfallen, sondern auch die Bewegung gleichmäßiger wird, als unter denselben Verhältnissen bei Anordnung einfachwirkender Maschinen der Fall wäre. Solche Dampfmaschinen, welche zum Betrieb der Transmissionen von Fabriken ꝛc. dienen, nennt v. Reiche Transmissionsdampfmaschinen, im Gegensatze zu denjenigen, welche direct zur Bewegung einer bestimmten Arbeits- oder Werkzeugmaschine dienen, und welche dem entsprechend als Werkzeugdampfmaschinen bezeichnet werden. Zu den letzteren gehören zunächst alle die oben angeführten alternirenden Maschinen, doch giebt es außerdem auch noch gewisse Werkzeugdampfmaschinen mit einer rotirenden Bewegung, in welcher Beziehung die Dampfgebläse und Dampfgatter anzuführen sind.

Wenn der aus dem Dampfkessel in den Cylinder eingeführte Dampf, nachdem er den Kolben verschoben hat, beim Rückgange desselben in die Atmosphäre entlassen wird, so herrscht während dieses Rückganges in dem

Cylinder eine Spannung vor, welche gleich der atmosphärischen gesetzt werden kann, wenn man von den schädlichen Widerständen zunächst absieht, die der entweichende Dampf in dem sogenannten Ausblaserohre findet. Als die auf den Kolben treibend wirkende Kraft hat man in diesem Falle daher nur den Ueberdruck des Dampfes, welcher auf die Hinterfläche des Kolbens wirkt, über den atmosphärischen Druck in Rechnung zu stellen. Solche Maschinen mit frei ausblasendem Dampfe heißen Auspuffmaschinen im Gegensatze zu den Condensationsmaschinen, bei denen der zur Wirkung gekommene Dampf in einen geschlossenen Behälter, den Condensator, geleitet wird, um darin durch Wärmeentziehung zu tropfbarem Wasser niedergeschlagen zu werden. In diesem Falle herrscht in dem Condensator eine Spannung vor, welche nur sehr gering und zwar um so kleiner ist, je vollständiger die Abkühlung bewirkt wird, und welche gleich Null anzunehmen wäre, wenn es möglich sein würde, in dem Condensator eine absolute Luftleere hervorzubringen. In Folge dieses verminderten Gegendrucks gegen die Vorderfläche des Kolbens ist daher in diesem Falle nahezu der ganze Dampfdruck gegen die hintere Kolbenfläche als treibende Kraft in Rechnung zu stellen, d. h. man gewinnt, wie man sich wohl auszudrücken pflegt, durch die Condensation nahezu eine Atmosphäre. Es ist daraus ersichtlich, daß Condensationsmaschinen eine bessere Ausnutzung der Dampfkraft gestatten als Auspuffmaschinen unter gleichen Verhältnissen, und es steht dies auch im Einklange mit den Grundsätzen der mechanischen Wärmetheorie, wonach die aus einer Wärmeeinheit im günstigsten Falle, d. h. bei einem umkehrbaren Processe erreichbare Nutzarbeit dem Betrage $\frac{T_1 - T_0}{T_1}$ (§. 227) entspricht, wenn T_1 und T_0 die obere, beziehungsweise untere absolute Temperatur für den Proceß vorstellen. Die Temperatur T_0 ist für Auspuffmaschinen entsprechend der atmosphärischen Spannung zu

$$T_0 = 273 + 100 = 373^0$$

und für Condensationsmaschinen zu

$$T_0 = 40 + 273 = 313^0$$

anzunehmen, wenn man eine Abkühlung des Condensators bis zu etwa 40° C. voraussetzt.

Es ist ersichtlich, daß man bei der Anwendung von Condensation mit einem sehr geringen Ueberdrucke des Dampfes arbeiten kann, wie denn auch die zuerst von Watt gebauten Dampfmaschinen mit Dampf von nur etwa $^1/_2$ Atmosphäre Ueberdruck arbeiteten. Später wandte man stärker gespannte Dämpfe an und konnte, um die Maschinen zu vereinfachen, die Condensation entbehren. Hieraus erklärt sich die in früherer Zeit häufig gemachte Unterscheidung der Dampfmaschinen in Niederdruckmaschinen

und Hochdruckmaschinen, indem man unter ersteren Maschinen mit Condensation und unter letzteren solche ohne Condensation verstand. Diese Bezeichnungsweise ist aber, als der Sachlage nicht entsprechend, zu verwerfen, da es gar nicht ausgeschlossen ist und auch bei vielen und zwar bei den vollkommensten Maschinen geschieht, daß man hohe Dampfspannungen in Verbindung mit Condensation anwendet. Die Bezeichnung Auspuffmaschinen und Condensationsmaschinen soll daher im Folgenden immer beibehalten werden, und man kann die Bezeichnungen Niederdruck- und Hochdruckmaschinen je nach der mehr oder minder großen Dampfspannung wählen. Zuweilen unterscheidet man wohl auch

Niederdruckmaschinen für Spannungen bis zu $1\frac{1}{2}$ Atmosphären,
Mitteldruckmaschinen „ „ „ „ $3\frac{1}{2}$ „
Hochdruckmaschinen „ „ über $3\frac{1}{2}$ „ ;

besondern Werth hat eine solche Eintheilung aber nicht.

Bei den allerersten Dampfmaschinen zur Wasserhebung wurde von der Spannkraft des Dampfes zur directen Bewegung des Kolbens gar kein Gebrauch gemacht, sondern durch die Condensation des Dampfes unter dem Kolben ein luftleerer Raum erzeugt, um alsdann durch die Wirkung des atmosphärischen Druckes auf die obere Fläche des Kolbens dessen Bewegung und eine gewisse Nutzleistung zu erzielen. Solche sogenannte atmosphärische Dampfmaschinen sind heute nicht mehr in Gebrauch.

Bei allen kleineren Maschinen bis zu etwa zehn Pferdekraft pflegt man die Condensation nicht anzuwenden, da hierbei der erzielbare Vortheil an sich nur gering ist und die Nachtheile nicht aufwiegen kann, welche mit der complicirtern Einrichtung verbunden sind. Als solche Nachtheile sind neben den höheren Anlagekosten vornehmlich die schwierigere Bedienung, welche einen gewandtern Wärter erfordert und die häufigeren Störungen zu betrachten, welchen so kleine Maschinen bei deren meist schneller Gangart viel eher ausgesetzt sind als größere. In allen Fällen, wo es auf möglichste Einfachheit der Einrichtung ankommt, z. B. bei den auf Baustellen und in der Landwirthschaft verwendeten transportablen Dampfmaschinen oder Locomobilen wird daher die Condensation des Dampfes nicht angewendet. Auch in allen denjenigen Fällen, wo die bedeutende, zur Condensirung des Dampfes nöthige Menge des Kühlwassers nicht zur Verfügung steht, muß man auf den Vortheil der Condensation verzichten, wie dies z. B. bei den Locomotiven der Fall ist. Bei den letzteren kommt außerdem noch der Umstand in Betracht, daß der auspuffende Dampf zur Beförderung des Luftzuges mittelst des Blasrohrs (s. Thl. III, 2) gebraucht wird und daß man, um dieser Bedingung zu genügen, sogar einen Widerstand des Blasrohrs noch in Kauf nimmt, welcher unter Umständen den Gegendruck ganz be-

deutend (bis auf 2 Atm.) erhöht. Ebenso führt man in solchen Fabriken die Maschinen ohne Condensation aus, in denen der ausblasende Dampf zu technischen Zwecken, z. B. zum Kochen, Destilliren oder Heizen eine vortheilhafte Verwendung finden kann.

Dagegen wird von der Condensation, vorausgesetzt, daß das nöthige Kühlwasser zur Verfügung steht, in allen den Fällen Gebrauch gemacht, in denen es auf eine möglichst vortheilhafte Wirkung ankommt, sei es wegen des hohen Brennmaterialpreises oder aus anderen Gründen. So wird man die Maschinen aller Seedampfer, welche lange Reisen zu machen haben, mit Condensation versehen und überhaupt möglichst vollkommen einrichten, weil mit jeder Verminderung der mitzuführenden Brennstoffmenge an nützlichem Laderaum gewonnen wird. Nur unter Verwendung möglichst vortheilhaft arbeitender Maschinen ist es aus diesem Grunde überhaupt möglich, mit Dampfschiffen weite transatlantische Reisen vortheilhaft machen zu können. In welcher Weise hierbei die besondere Construction des Condensators die Möglichkeit gewährt, die Kessel stets mit reinem, durch die Condensation aus dem Dampfe erhaltenen Wasser speisen und so die Verunreinigung durch Seesalz verhindern zu können, wird bei Betrachtung der Condensationsvorrichtungen selbst besprochen (s. auch Thl. III, 2).

Expansionsmaschinen. Wenn man in einem Cylinder von dem §. 277.
Querschnitte F einen Kolben durch Dampf von der Spannung p um die Länge l verschiebt, so läßt sich die von dem Dampfe hierbei verrichtete Arbeit zu

$$L = Fpl$$

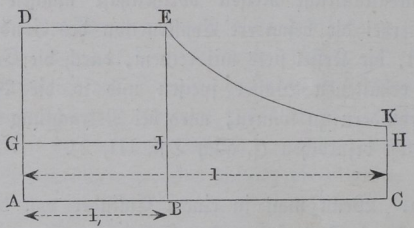
setzen, und wenn dabei der Gegendruck auf die Vorderfläche des Kolbens durch p_0 ausgedrückt ist, so hat man, von allen Nebenhindernissen zunächst abgesehen, die erreichte Nutzleistung zu

$$L_n = Fpl - Fp_0l = Fl\,(p - p_0),$$

und es wird hierzu eine Dampfmenge vom Volumen $Fl = V$ verbraucht. Läßt man diesen Dampf nach seiner Wirkung in die Atmosphäre oder beziehungsweise den Condensator entweichen, so tritt er mit der seinem Ueberdrucke entsprechenden Geschwindigkeit aus dem Cylinder heraus, vermöge deren er eine gewisse mechanische Arbeit in Form von lebendiger Kraft mit sich führt, welche für die Nutzleistung der Maschine verloren ist. Dieser Verlust ist um so größer, je größer der Ueberdruck ist, unter welchem der Dampf aus dem Cylinder in die Atmosphäre oder in den Condensator strömt. Diese Betrachtung hat sehr früh dahin geführt, die gedachte Arbeit noch ganz oder theilweise dadurch auszunutzen, daß man den Dampf vor seiner Entlassung aus dem Cylinder zwingt, sich arbeitsverrichtend auszu-

dehnen, wodurch seine Spannung ermäßigt und daher jener erwähnte Arbeitsverlust verringert wird. Es würde dieser Verlust offenbar gleich Null ausfallen, wenn die Spannung des Dampfes in Folge der Ausdehnung bis auf den Werth des Gegendrucks der Atmosphäre oder des Condensators ermäßigt würde. Man erreicht diese Wirkungsweise einfach dadurch, daß man die Zuführung von frischem Dampf aus dem Kessel nach dem Cylinder schon vor beendigtem Kolbenlaufe unterbricht und nennt die darauf folgende Wirkung des Dampfes seine Expansionswirkung und die betreffenden Maschinen Expansionsmaschinen. Es sei ein Cylinder vom Querschnitte $F = 1$ vorausgesetzt und durch $AC = l$, Fig. 544, die Länge eines Kolbenlaufs dargestellt. Wird der Dampf von der Spannung p während der Bewegung des Kolbens von A bis B um die Länge $AB = l_1$ zugeführt, so kann man den Dampfdruck auf den Kolben während dieser Bewegung constant von der Größe $AD = p$ voraussetzen, und das Rechteck $ADEB$ stellt die von dem Dampfe während dieser sogenannten Volldruckperiode ausgeübte Arbeit vor. Würde man den Dampf nunmehr entlassen, so wäre die ganze nutzbar gemachte Arbeit desselben durch das Rechteck $GDEJ$ dargestellt, wenn $AG = BJ$ den Gegendruck p_0 auf die Vorderfläche des Kolbens vorstellt. Wenn jedoch der Dampf während des darauf folgenden Kolbenweges von B bis C noch expandirend auf den Kolben einwirkt, so verrichtet er dabei noch eine durch die Fläche $BEKC$ dargestellte Arbeit, sofern die Curve EK durch ihre Ordinaten das Gesetz der Spannungsabnahme während der Expansion darstellt. Von dieser Arbeit ist der durch $JEKH$ dargestellte Theil als nutzbar gemachte Arbeit zu betrachten, welcher nach Abzug der Arbeit des Gegendruckes verbleibt, die durch das Rechteck $BJHC$ dargestellt ist. Man ersieht hieraus, daß der durch die Expansion erzielbare Gewinn sich zu der Volldruckarbeit, welche ohne Expansion von dem Dampfvolumen l_1 erreicht werden kann, wie die Fläche $JEKH$ zu dem Rechtecke $GDEJ$ verhält. Der hierdurch erreichbare Gewinn an mechanischer Arbeit ist um so erheblicher, je größer das Expansionsverhältniß $\frac{l}{l_1} = \frac{AC}{AB} = \varepsilon$ ist. Dies gilt jedoch nur so lange, als der treibende Druck des Dampfes nicht unter den Betrag des Gegendruckes $p_0 = AG = CH$ herabsinkt, wie man aus der Figur ohne Weiteres erkennt und auch durch die Rechnung

Fig. 544.



leicht zeigen kann. Eine Ermittelung der Expansionsarbeit ist natürlich nur möglich, wenn das Gesetz der Spannungsabnahme des Dampfes, wie es durch die Curve EK dargestellt wird, als bekannt vorausgesetzt wird. Nimmt man, um über den Vortheil der Expansion ein Urtheil zu gewinnen, etwa an, der Dampf folge bei seiner Ausdehnung dem Mariotte'schen Gesetze, so findet sich die Expansionsarbeit nach 44, §. 218 für den Kolbenquerschnitt gleich 1 qm zu:

$$L_e = Vpln\frac{l}{l_1} = pl_1 ln\frac{l}{l_1},$$

wogegen die vom Dampfe während der Volldruckperiode zwischen A und B geleistete Arbeit durch $L_v = pl_1$ ausgedrückt ist. Die nutzbar gemachte Arbeit der betrachteten Dampfmenge bestimmt sich daher mit Rücksicht auf den Gegendruck p_0 zu

$$L_n = l_1 (p - p_0)$$

ohne Expansion, und zu

$$L_n = pl_1 + pl_1 ln\frac{l}{l_1} - p_0 l = l_1 p (1 + ln\varepsilon) - lp_0$$

mit Expansion.

Das vortheilhafteste Expansionsverhältniß $\varepsilon = \frac{l}{l_1}$, d. h. dasjenige, bei welchem die nutzbare Arbeit des Dampfes den größtmöglichen Werth annimmt, ist unter Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes durch

$$\varepsilon = \frac{l}{l_1} = \frac{p}{p_0}$$

gegeben. Hiermit wird $l_1 p = lp_0$, so daß dann die nutzbar gemachte Arbeit zu

$$L_n = l_1 p ln\frac{l}{l_1}$$

folgt.

Um über den Vortheil der Expansionswirkung ein Urtheil zu erhalten, sei beispielsweise eine Dampfspannung $p = 5$ Atmosphären und eine Größe des Gegendrucks vorausgesetzt, welche mit Rücksicht auf die Nebenhindernisse zu $p_0 = 1{,}25$ Atmosphären für Auspuffmaschinen und zu $p_0 = 0{,}3$ Atmosphären für Condensationsmaschinen angenommen werde. Man hat dann für eine bestimmte Dampfmenge vom Volumen V die nutzbare Arbeit für

Auspuffmaschinen:		Condensationsmaschinen:	
Ohne Expansion . . .	$3{,}75\,V$	Ohne Expansion . . .	$4{,}7\,V$
Für $\varepsilon = \frac{p}{p_0} = 4$ . .	$6{,}93\,V$	Für $\varepsilon = \frac{p}{p_0} = 16{,}6$.	$14{,}07\,V$.

Man ersieht hieraus, daß bei der Auspuffmaschine die vierfache Expansion eine Vergrößerung der Nutzleistung im Verhältniß 6,93 : 3,75 = 1,85 und bei der Condensationsmaschine die 16,67fache Expansion eine nahezu dreifache Vergrößerung der Nutzwirkung zu erreichen gestattet, und man erkennt hieraus die große Bedeutung einer möglichst weit gehenden Expansion des Dampfes für die ökonomische Wirkung der Maschinen. Wenn man auch in den wirklichen Ausführungen die Expansion selten so groß annehmen wird, wie die vorstehend zu Grunde gelegten Werthe angeben, weil mit hohen Expansionsgraden die Dimensionen und Anlagekosten der Maschinen zunehmen, so kommt doch eine dreifache Expansion bei den Auspuffmaschinen sehr häufig vor, und zehn- bis zwölffache Expansion ist bei den Condensationsmaschinen durchaus nicht selten. Sogenannte Volldruckmaschinen, d. h. solche ohne Expansion, führt man kaum mehr aus, solche Anordnungen würden nur bei den kleinsten Maschinen, etwa für Dampfpumpen oder Winden sich rechtfertigen lassen. Auch bei den Locomotiven pflegt die Expansion in der Regel nur gering zu sein, weil hier die Rücksicht auf einfache Einrichtung der Maschine, sowie der Umstand maßgebend ist, daß zur lebhaften Zugerzeugung die abgehenden Dämpfe noch mit genügender Spannung durch das Blasrohr austreten müssen.

Die größte absolute Leistung erhält man von einer bestimmten Maschine natürlich, wenn dieselbe mit voller Füllung des Cylinders, also ganz ohne Expansion arbeitet, da der Dampfdruck bei stattfindender Expansion sich um so mehr verringert, je größer das Expansionsverhältniß, oder je kleiner der Füllungsgrad $\frac{l_1}{l}$ des Cylinders ist. Man erhält daher andererseits für eine vorgeschriebene Leistungsfähigkeit um so größere Dimensionen der Maschine, je stärker die Expansion gewählt wird, während die Volldruckmaschine zwar die kleinsten Cylinderdurchmesser erfordert, aber mit der unvortheilhaftesten Ausnutzung der Kraft behaftet ist. Da diese Ausnutzung um so vortheilhafter ist, je größer innerhalb der angegebenen Grenzen das Expansionsverhältniß gewählt wird, so rechtfertigt sich hierdurch die in neuerer Zeit bei allen besseren Maschinen angewendete Art der Regulirung der Dampfmaschinen. Während man nämlich in früherer Zeit den veränderlichen Arbeitswiderständen einer Dampfmaschine entsprechend die derselben zufließende Dampfmenge durch Verstellung der sogenannten Drosselklappe, d. h. einer in der Dampfzuleitung angebrachten Absperrvorrichtung, regelte, ist man jetzt von dieser Art der Regulirung als einer unzweckmäßigen ganz zurückgekommen. Man pflegt vielmehr der Maschine eine solche Einrichtung zu geben, vermöge deren der Füllungsgrad sich leicht verändern läßt. Wenn daher bei geringerm Arbeitswiderstande der Cylinder nur zu einem geringern Theile mit Dampf von ungeschwächter Spannung angefüllt

wird, so erreicht man hierbei wegen der höhern Expansion eine vortheilhafte Wirkung, während die Drosselklappe vermöge des von ihr dargebotenen Widerstandes nur durch ihre krafttödtende Wirkung eine Spannungsverminderung und damit eine viel unvortheilhaftere Regulirung erzielen läßt.

Zweicylindermaschinen. Da der auf den Kolben wirkende Dampf- §. 278.
druck während der Expansion stetig abnimmt, so wird aus dieser Veränderlichkeit der treibenden Kraft eine größere Ungleichförmigkeit der Bewegung der Kurbelwelle hervorgehen, als bei den Volldruckmaschinen der Fall ist. Zur möglichsten Ausgleichung dieser Ungleichförmigkeit werden daher Expansionsmaschinen im Allgemeinen auch größerer Schwungräder bedürfen, als Volldruckmaschinen von gleicher Stärke, und zwar fallen die erforderlichen Schwungmassen um so beträchtlicher aus, je größer die Veränderlichkeit des Dampfdrucks, d. h. je größer der Expansionsgrad ist. Es müssen daher die Schwungräder besonders groß und schwer bei denjenigen Condensationsmaschinen ausfallen, welche der sparsamen Kohlenverwendung wegen mit geringen Füllungsgraden arbeiten. Um gerade für diese Fälle die Ungleichförmigkeit des Dampfdrucks zu verringern und dadurch die Möglichkeit zu erhalten, auch mit verhältnißmäßig kleinen Schwungrädern einen hinreichend gleichmäßigen Gang zu erlangen, hat man die Maschinen mit zwei Cylindern versehen, in denen derselbe Dampf nach einander zur Wirkung kommt. Der Vortheil einer derartigen Anordnung von zwei Cylindern, welche stets von verschiedener Größe sein müssen, wird am einfachsten durch ein Beispiel erläutert. Gesetzt, es solle eine gewöhnliche eincylindrige Condensationsmaschine mit zwölffacher Expansion arbeiten, so würde, wenn man für die hier anzustellende Betrachtung das Mariotte'sche Gesetz als gültig annimmt, die Spannung des Dampfes gegen Ende des Kolbenlaufs nur $^1/_{12}$ von der beim Beginn der Kolbenbewegung betragen, also etwa $^1/_3$ Atmosphäre, wenn der frische Kesseldampf mit 4 Atmosphären in den Cylinder tritt. Stellt man nun die Maschine mit zwei Cylindern, einem kleinern und einem größern her, dessen Fassungsraum etwa gleich dem vierfachen Inhalte des kleinern Cylinders ist, so erkennt man, daß die Ueberführung einer den kleinen Cylinder gänzlich erfüllenden Dampfmenge in den großen Cylinder eine vierfache Expansion im Gefolge hat. Man kann diese Ueberführung einfach dadurch bewirken, daß man beide Kolben zu gleicher Zeit und in gleicher Richtung ihre Wege in den parallel gestellten Cylindern durchlaufen läßt und dabei den vor dem kleinen Kolben entweichenden Dampf hinter den großen Kolben führt. Alsdann nimmt der beim Beginn des Kolbenlaufs den kleinen Cylinder erfüllende Dampf, dessen Spannung etwa p_1 sein mag, am Ende des Kolbenlaufs den Raum des großen Cylinders ein, und seine Spannung ist wegen der vierfachen Raumvergrößerung auf

den Betrag $^1/_4\, p_1$ herabgesunken. Wollte man hierbei den kleinen Cylinder vollständig mit frischem Kesseldampfe anfüllen, so würde die ganze Maschine daher mit vierfacher Expansion arbeiten. Stellt man sich dagegen vor, der kleine Cylinder werde nur zum dritten Theile mit Dampf von der Spannung p gefüllt, so expandirt der letztere bereits in dem kleinen Cylinder in diesem Verhältnisse, wodurch die Spannung von p auf den Betrag $p_1 = {}^1/_3\, p$ herabsinkt. Im Ganzen hat daher eine viermal dreifache Expansion und eine Spannungsverminderung von p auf $^1/_4\, p_1 = {}^1/_{12}\, p$ stattgefunden. Man erkennt aber auch, daß hiermit eine geringere Verschiedenheit der treibenden Kolbenkraft verbunden ist, als sie bei einer gleichen Expansion in nur einem Cylinder auftreten wird. In dem kleinen Cylinder stehen nämlich die Anfangs- und Endspannung im Verhältniß 3 : 1 und für den großen Cylinder ist dieses Verhältniß durch 4 : 1 dargestellt, so daß die Ungleichförmigkeit der aus beiden Kolbendrucken resultirenden Triebkraft zwischen $^1/_3$ und $^1/_4$ gelegen sein muß. Es ist daher für diese Maschine auch nur ein der geringern Ungleichförmigkeit des Kolbendruckes entsprechend kleineres Schwungrad erforderlich. Solche zweicylindrige Maschinen mit zwei verschieden großen Cylindern, welche von demselben Dampf *nach einander* erfüllt werden, heißen nach ihrem Erfinder *Woolf'sche Maschinen*. Man erkennt, daß diese Anordnung sich hauptsächlich nur für hohe Expansionsgrade, d. h. also für Condensationsmaschinen empfiehlt, da bei Auspuffmaschinen, welche dem vorigen Paragraphen zufolge immer nur mit mäßiger Expansion arbeiten, der Vortheil, welcher mit diesem System erreichbar ist, durch die vertheuerte Einrichtung zweier Cylinder nicht aufgewogen wird.

Der kleine Cylinder, in welchem die Spannung des Dampfes größer ist, führt den Namen *Hochdruckcylinder*, und den großen nennt man dem entsprechend den *Niederdruckcylinder*. Die ersten *Woolf'schen* Maschinen waren mit neben einander stehenden Cylindern und so eingerichtet, daß die beiden Kolben immer in gleichem Sinne sich bewegen, d. h. gleichzeitig auf- und niedergehen, so daß sie auch auf eine gemeinschaftliche Kurbel wirken. Später hat man diese Maschinen auch so ausgeführt, daß die beiden Kolben auf zwei besondere Kurbeln einwirken, welche um 180° von einander abweichen, so daß die beiden Kolben sich stets in entgegengesetzten Richtungen bewegen, mit welcher Anordnung gewisse constructive Vortheile verbunden sind. Auf die Wirkungsweise des Dampfes ist aber diese Anordnung ohne Einfluß.

Von den besprochenen *Woolf'schen* sind diejenigen zweicylindrigen Maschinen wesentlich unterschieden, in denen jeder Cylinder direct aus dem Kessel frischen Dampf erhält, welcher nach vollbrachter Wirkung auch aus jedem Cylinder in die Atmosphäre beziehungsweise den Condensator entweicht. Eine solche sogenannte *Zwillingsmaschine* ist als die Vereinigung von zwei einzelnen eincylindrigen Maschinen zu betrachten, deren Kurbeln auf einer

gemeinschaftlichen Welle angebracht sind. Diese Kurbeln setzt man dabei nicht in dieselbe oder entgegengesetzte Richtung, sondern läßt sie um einen bestimmten, in der Regel um einen rechten Winkel von einander abweichen. Vermöge dieser Einrichtung fallen die sogenannten Todtlagen der einen Kurbel (s. Thl. III, 1), in denen der Kolbendruck eine Umdrehung der Welle nicht herbeiführen kann, nicht mit den Todtlagen der andern Kurbel zusammen, und man kann daher eine solche Zwillingsmaschine von jeder beliebigen Stellung nur durch den Dampfdruck aus dem Ruhezustande in Bewegung setzen, was bei eincylindrigen Maschinen nicht der Fall ist. Eine eincylindrige Maschine muß vielmehr, um in Bewegung zu gerathen, vor dem Anlassen in eine von den Todtlagen genügend abweichende Stellung gebracht werden. Man wählt daher das Zwillingssystem für solche Maschinen, welche aus jeder beliebigen Stellung unverweilt in Bewegung gesetzt werden müssen, wie die Locomotiven und Schiffsmaschinen, sowie überhaupt für alle Maschinen mit abwechselnd nach entgegengesetzten Richtungen erfolgender Umdrehung, also z. B. für die Fördermaschinen der Gruben. Um ununterbrochen in Bewegung zu bleiben, würden diese Maschinen zwar eines Schwungrades nicht unumgänglich bedürfen, man pflegt aber doch behufs möglichster Ausgleichung ein solches anzuordnen, wenn nicht schon die ohnehin vorhandenen rotirenden Massen, wie die Triebräder der Locomotiven oder die Schaufelräder der Dampfschiffe als Schwungmassen zur Wirkung kommen. Da die Ungleichförmigkeit der Bewegung bei Zwillingsmaschinen immer viel geringer ist als bei Maschinen mit nur einer Kurbel, so bedarf es bei ihnen auch nur eines verhältnißmäßig leichten Schwungrades, um einen bestimmten Gleichförmigkeitsgrad der Maschine zu erzielen. Aus diesem Grunde wird das Zwillingssystem häufig bei den Betriebsmaschinen von Spinnereien, sowie überhaupt bei solchen Maschinen in Anwendung gebracht, welche einen sehr gleichförmigen Gang haben müssen. Es mag übrigens bemerkt werden, daß man Zwillingsmaschinen auch mit einer einzigen Kurbel ausführen kann, auf welche die Kolben von zwei Cylindern wirken, deren Axen unter 90° von einander abweichen, indem die Cylinder zu beiden Seiten der Verticalebene unter 45° gegen dieselbe geneigt sind. Dieses zuerst von Brunel für Raddampfer angewandte System ist hauptsächlich wegen der geringen Höhe gewählt worden, in welche dabei die Kurbelwelle zu liegen kommt.

Wenn man bei einer Zwillingsmaschine die beiden Dampfcylinder von ungleicher Größe macht und wie bei den Woolf'schen Maschinen den kleinern als Hochdruckcylinder, den größern als Niederdruckcylinder arbeiten läßt, derart, daß derselbe Dampf nach einander in beiden Cylindern zur Wirkung kommt, so erreicht man in gewissem Grade die Vortheile der Woolf'schen Maschinen gleichzeitig mit denen des Zwillingssystems, d. h. die Ermöglichung

einer hohen Expansion neben großer Gleichförmigkeit. Diese Maschinen, welche zuerst für Dampfschiffe ausgeführt worden sind, für welche das Zwillingssystem nothwendig ist, das bei Anordnung von zwei gewöhnlichen Woolf'schen Maschinen vier Cylinder nöthig gemacht haben würde, sind unter dem Namen der Compoundmaschinen bekannt geworden und in neuerer Zeit auch für andere Zwecke vielfach in Anwendung gekommen. Bei diesen Maschinen ist wegen der rechtwinkelig zu einander gestellten Kurbeln immer der eine Kolben in der Nähe seiner mittlern Stellung, wenn der andere sich am Ende seines Laufes befindet; wie diesem Umstande gemäß die Verhältnisse, insbesondere die Cylinderdimensionen zu wählen sind, um eine möglichst vortheilhafte Ausnutzung der Kraft zu erreichen, wird weiter unten näher in Betracht gezogen werden.

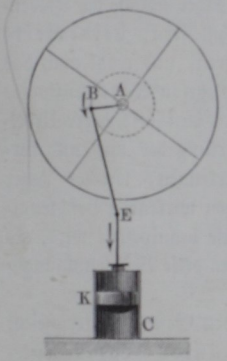
Die Anordnung von drei oder noch mehr doppeltwirkenden Cylindern für dieselbe Kurbelwelle, deren Kurbeln dann gleichmäßig gegen einander zu versetzen sind, ist zwar versucht worden, aber nicht zu nennenswerther Anwendung gekommen. Nur für Kriegsdampfer hat man der Raumverhältnisse wegen zuweilen die Anordnung von drei doppeltwirkenden Cylindern gewählt. Dagegen hat man in neuerer Zeit für gewisse Fälle Maschinen mit drei einfachwirkenden Dampfcylindern ausgeführt, welche entweder parallel neben einander angebracht, an drei besonderen um 120^0 versetzten Kurbeln angreifen, oder welche selbst unter diesem Winkel gegen einander geneigt sind und auf dieselbe Kurbel wirken. Dieses System der Dreicylindermaschinen ist namentlich in Fällen in Anwendung, wo nur ein geringer Raum zur Aufstellung der Maschine vorhanden ist.

§. 279. **Anordnung der Dampfmaschinen.** In Betreff der allgemeinen Anordnung der Dampfmaschinen, insbesondere hinsichtlich der Art, wie die alternirende Bewegung der Kolbenstange auf die Kurbelwelle übertragen wird, kann man die Dampfmaschinen in solche mit directer Uebertragung durch die Lenkerstange und in solche unterscheiden, bei welchen zwischen die Kolbenstange und die Lenkerstange ein ein- oder zweiarmiger Hebel oder Balancier eingeschaltet ist. In Fig. 545 ist die Anordnung für directe Uebertragung angedeutet. Die Kurbel AB auf der Schwungradwelle A empfängt ihre Bewegung durch die Lenkerstange BE, deren anderes Ende E durch den Kreuzkopf mit der Stange des in dem Cylinder C verschieblichen Kolbens K verbunden ist. Fig. 546 dagegen stellt die Bewegungsvorrichtung für eine Maschine mit zweiarmigem und Fig. 547 für eine solche mit einarmigem Balancier vor. Hierbei ist die Lenkerstange BE an den um F drehbaren Balancier angeschlossen, welcher durch die in D angreifende Kolbenstange die schwingende Bewegung erhält. In Betreff der nähern Anordnung und der Bewegungsverhältnisse dieser Ge-

triebe ist auf das in Thl. III, 1 über das Kurbelgetriebe Gesagte zu verweisen.

Der Kreuzkopf am Ende der Kolbenstange ist in jedem Falle durch eine Geradführung in der Richtung der Axe des Cylinders zu führen, und man wendet in der Regel bei der directen Uebertragung, Fig. 545, hierzu eine Coulissenführung an, während bei zweiarmigen Balanciermaschinen, Fig. 546, meistens das Watt'sche Parallelogramm und bei einarmigen Balanciermaschinen, Fig. 547, der Evans'sche Lenker zur Anwendung kommt, obwohl auch Abweichungen hiervon nicht selten sind. (Ueber diese Geradführungen siehe Thl. III, 1.) Mit Balanciers werden in der Regel die Condensationsmaschinen gebaut, da der schwingende Balancier bequeme Gelegenheit zur Bewegung der für die Condensation nöthigen Luft- und Wasserpumpen gewährt.

Fig. 545.



Was die Maschinen mit directer Bewegungsübertragung betrifft, so unterscheidet man dieselben wohl in stehende und liegende, je nachdem der Axe des Cylinders eine verticale oder horizontale Lage gegeben wird. Jede dieser beiden Bauarten hat ihre Vortheile und Nachtheile. Während die stehenden Maschinen sehr solider Fundamente bedürfen und einzelne Theile wegen der größern Höhe des Baues weniger leicht

Fig. 546.

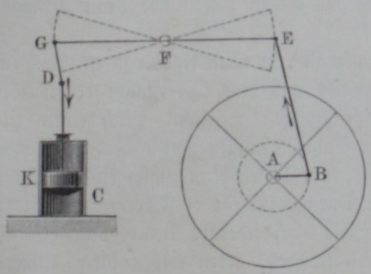
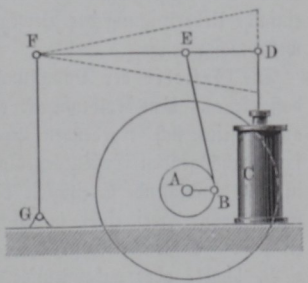


Fig. 547.



zugänglich sind, gewähren die liegenden Maschinen meistens eine bequeme Zugänglichkeit zu allen Theilen und erfordern wegen ihrer größern horizontalen Ausdehnung weniger tief ausgeführte Fundamente. Andererseits erfordern dieselben zu ihrer Aufstellung eine beträchtlichere Grundfläche als die stehenden Maschinen, welche letzteren daher vorzugsweise für beschränkte

Räumlichkeiten, sowie da zu empfehlen sind, wo, wie z. B. in Walzwerken, die horizontalen Maschinen für den Betrieb hinderlich sein würden. Auch wirft man den horizontalen Maschinen vor, daß in den Dampfcylindern in Folge des Kolbengewichts leicht ein einseitiges Ausschleifen nach unten hin eintrete, wodurch die Cylinderhöhlung eine ovale Querschnittsform annimmt, bei welcher der dampfdichte Abschluß nicht mehr genügend gesichert ist. Zur möglichsten Verringerung dieses Uebelstandes ist es daher üblich, die Kolbenstange, wenigstens bei den größeren Cylinderdurchmessern, beiderseits durch Stopfbüchsen der Cylinderdeckel hindurchzuführen, und wohl auch das hintere freie Ende der Kolbenstange mittelst eines besondern Kreuzkopfes durch eine zweite Coulissenführung zu unterstützen. Ein besonderer Uebelstand der liegenden Maschinen ist ferner in der Wirkung der hin- und hergehenden Massen auf das Kurbelwellenlager zu erkennen, welches Lager durch die abwechselnd nach entgegengesetzten Richtungen wirkenden Beschleunigungskräfte dieser Massen in viel ungünstigerer Weise beansprucht wird, als dies bei den stehenden Maschinen der Fall ist, bei denen diese Beschleunigungs- oder Massendrucke in verticaler Richtung wirken.

Je nach der Art des die Kurbelwelle unterstützenden Gestells unterscheidet man die stehenden Maschinen wohl in Bock-, Säulen- und Wandmaschinen, bei welchen letzteren eine hinreichend starke Mauer zur Befestigung des Gestellrahmens dient, der den Cylinder und das neben der Kurbel anzubringende Lager der Schwungradwelle aufnimmt. Alle diese Maschinen können übrigens so ausgeführt werden, daß die Kurbelwelle unter- oder oberhalb des Dampfcylinders angeordnet wird, und für die eine oder andere Anordnung ist in den meisten Fällen die Rücksicht auf eine möglichst einfache Uebertragung der Bewegung auf die zu betreibende Transmissionswelle maßgebend.

Die Gestelle der Dampfmaschinen sind in allen Fällen so einzurichten, daß die aus dem Kolbendrucke einerseits und dem Widerstande der Kurbel andererseits sich ergebenden Beanspruchungen möglichst durch einen zusammenhängenden Gestellkörper oder Rahmen aufgenommen werden, welcher in sich hinreichende Steifigkeit besitzt, um diesen Anstrengungen zu widerstehen, ohne dabei einer merklichen Durchbiegung oder Federung ausgesetzt zu sein. Schwache Gestelltheile, sowie auch federnde Uebertragungstheile, z. B. bügel- oder gabelförmige Lenkerstangen, geben wegen ihrer Durchbiegungen immer Veranlassung zu einem unruhigen Gange der Maschine, und daher genügt es nicht, Gestelltheile nur so stark zu machen, daß sie genügende Sicherheit gegen Bruch gewähren, dieselben müssen vielmehr vermöge ihrer Masse gegen Erzitterungen möglichst widerstandsfähig sein. Hierauf ist um so mehr Rücksicht zu nehmen, je stärker und plötzlicher die Wechsel in der Kraftrichtung auftreten, je schneller also die Maschinen gehen.

Bei den Maschinen mit directer Uebertragung macht es meist keine besonderen Schwierigkeiten, den Dampfcylinder, das Kurbellager und die Geradführung an einem zusammenhängenden Gestellrahmen zu befestigen, und man wendet einen solchen durch Rippen hinreichend verstärkten oder als Hohlgußstück gebildeten Rahmen auch für Wanddampfmaschinen an. Bei den Balanciermaschinen, Fig. 546, dagegen findet man meistens eine Anordnung, vermöge deren der Cylinder C, das Lager für die Kurbelwelle A und die Unterstützung des Schwingzapfens F auf gesonderte Fundamentblöcke gestellt sind. In Folge dieser Anordnung müssen die in der Maschine auftretenden Kräfte von den Fundamenten aufgenommen werden, was bei dem steten Wechsel dieser Kraftwirkungen leicht zu Veränderungen der gegenseitigen richtigen Stellung der einzelnen Maschinentheile Veranlassung giebt. Um diesem Uebelstande vorzubeugen, hatte Corliß das Gestell der großen 1400 pferdekräftigen Betriebsmaschine in der Maschinenhalle der Ausstellung zu Philadelphia so construirt, daß alle Haupttheile der Dampfmaschine, Cylinder, Kurbellager und Balancierstützlager, daran ihre Befestigung finden konnten, so daß das Fundament nur leicht ausgeführt zu werden brauchte, da dasselbe nur das Eigengewicht der Maschine zu tragen hatte, während die innerhalb der Maschine selbst auftretenden Kräfte durch das in geeigneter Weise ausgeführte Gestell aufgenommen wurden. Eine solche Anordnung muß sehr zweckmäßig genannt werden.

Da man der Lenkerstange, welche die Bewegung auf die Kurbel überträgt, eine größere, mindestens das Fünffache des Kurbelarms betragende Länge geben muß, um die Ablenkung dieser Stange von ihrer mittlern Lage und damit den auf die Führung wirkenden Seitendruck genügend klein zu erhalten, so nehmen stehende Maschinen, besonders bei größerm Kolbenhube, eine beträchtliche Höhe an, welche zuweilen nicht zur Verfügung steht. Für solche Fälle hat man den stehenden Maschinen mancherlei von Fig. 545 abweichende Anordnungen gegeben. So hat man z. B. die Kolbenstange hohl gemacht, derart, daß man den Kreuzkopf E in das Innere derselben verlegen kann, wobei der Kolbenstange eine solche Dicke zu geben ist, daß in ihrer Höhlung der Lenkerstange die Möglichkeit der seitlichen Abweichung geboten ist. Die große Dicke der Kolbenstange, welche in der schwer dicht zu haltenden Stopfbüchse zu beträchtlicher Reibung und erheblichem Dampfverluste führt, ist ein großer Nachtheil dieser nur für Schiffsmaschinen angewendeten Bauart. Auch hat man wohl die Lenkerstange EB von dem Kreuzkopfe E aus rückwärts nach dem Dampfcylinder hingeführt, unterhalb dessen dann die Kurbelwelle A gelagert wird. In diesem Falle muß der Lenkerstange die Form eines Bügels oder Rahmens gegeben werden, welcher in allen seinen Lagen in seiner Oeffnung für den Dampfcylinder genügenden Raum darbietet. Dieser schwingende Rahmen ist, wie schon oben bemerkt,

nicht nur einer bedeutenden Federung in sich unterworfen, sondern er vergrößert auch durch sein beträchtliches Gewicht sehr erheblich die hin- und hergehenden Massen und die damit verbundenen Stoßwirkungen. Man führt daher diese sogenannten *Bügelmaschinen* nur noch selten aus.

Ebenso hat man zum Zwecke einer möglichsten Verkleinerung der Höhe und thunlichsten Vereinfachung die Dampfmaschinen mit *oscillirenden Cylindern* gebaut, eine Anordnung, bei welcher unter Wegfall der Lenkerstange die Kolbenstange direct an der Kurbel angreift, was dadurch ermöglicht wird, daß der Dampfcylinder selbst um eine, quer zu seiner Längsaxe stehende Axe schwingen kann. Das große Gewicht der schwingenden Masse, sowie die Schwierigkeit eines Dichthaltens der Stopfbüchse sowohl wie der dicken hohlen Schwingzapfen, durch welche der Dampf ein- und ausgeführt werden muß, sind Uebelstände, welche auch diese Construction, trotz ihrer Einfachheit, verhindert haben, eine größere Verbreitung zu erlangen.

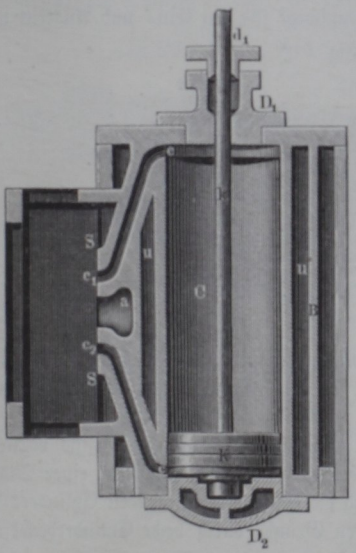
Unter *stationären* Dampfmaschinen versteht man alle diejenigen, welche an bestimmter Stelle fest aufgestellt werden, wogegen man *transportable* Dampfmaschinen solche nennt, welche ihren Ort ändern können. Zu den transportablen Dampfmaschinen gehören im weiteren Sinne auch die Locomotiv- und Schiffsmaschinen, von welchen in Thl. III, 2 besonders gehandelt wird. Im engern Sinne dagegen nennt man nur diejenigen Dampfmaschinen *transportable* oder *locomobile* Maschinen, welche so eingerichtet sind, daß sie mit Leichtigkeit von einer Stelle nach der andern versetzt werden *können*, dahin, wo die Betriebskraft gerade erfordert wird. Solche Locomobilen, wie sie namentlich für die Landwirthschaft und für Bauausführungen vielfach gebraucht werden, sind meistens liegende Maschinen von mäßiger Größe (4 bis 20 Pferdekraft), welche direct auf einem liegenden Röhrenkessel befestigt sind, der nach Art der Locomotivkessel ausgeführt ist (s. Fig. 490 u. 491). Dieser Kessel ist auf ein Rädergestell gesetzt, um einen leichten Transport zu ermöglichen. Nur in einzelnen Fällen, z. B. für Dampfrollkrahnen, wendet man stehende Röhrenkessel mit daran befestigten stehenden Maschinen an. Condensation wird bei Locomobilen niemals angewendet, und ebenso werden diese Dampfmaschinen niemals mit einem Balancier ausgerüstet.

Von den vorstehend nur kurz angedeuteten Maschinensystemen sollen die Hauptvertreter weiter unten noch etwas ausführlicher erläutert werden.

§. 280. **Dampfcylinder.** Der *Dampfcylinder* ist bei allen Dampfmaschinen ein von Gußeisen hergestelltes und nach kreisförmigem Querschnitte genau ausgebohrtes cylindrisches Gefäß, welches an beiden Enden mit nach außen vorstehenden Rändern oder *Flanschen* versehen ist, gegen

welche die scheibenförmigen Cylinderdeckel durch eine hinreichend große Anzahl von Schraubenbolzen dampfdicht befestigt werden. Zur Zu- und Abführung des Dampfes ist jedes Ende des Dampfcylinders entweder mit einem oder mit zwei Canälen versehen, je nachdem man den Eintritt des frischen und den Austritt des gebrauchten Dampfes durch denselben Canal bewirkt, wie dies früher allgemein der Fall war und auch jetzt noch sehr häufig geschieht, oder je nachdem man für den Eintritt und Austritt dem Dampfe besondere Wege anweist, wie dies bei gewissen neueren Maschinen vielfach ausgeführt wird. Die Mündungen dieser Canäle im Innern des Cylinders sind unter allen Umständen den beiden verschließenden Deckeln so nahe als möglich anzubringen, damit der Dampfkolben an den Deckel möglichst dicht herantreten kann und der zwischen beiden verbleibende sogenannte schädliche Raum dadurch auf das geringste Maß herabgeführt wird. Aus diesem Grunde giebt man den Eintrittscanälen und den Dampfcanälen immer eine rechteckige Querschnittsform, deren Breite, senkrecht zur Cylinderaxe gemessen, die dazu rechtwinkelige Weite vier- bis sechsmal und bei großen Cylindern selbst acht- bis zehnmal enthält.

Fig. 548.



In Fig. 548 ist ein Dampfcylinder C gezeichnet, welcher mit nur einem Dampfwege c an jedem Ende für den Ein- und Austritt versehen ist, und welcher die für die gewöhnliche Schiebersteuerung (s. unten) gebräuchliche Einrichtung zeigt. Die beiden Dampfcanäle c treten in der ebenen Fläche SS, dem sogenannten Schieberspiegel bei c_1 und c_2 aus, und ein auf dieser Fläche S beweglicher Schieber von der weiter unten näher angegebenen Einrichtung sorgt derartig für die entsprechende Vertheilung des Dampfes, daß abwechselnd durch eine der Oeffnungen c_1 oder c_2 frischer Kesseldampf Einlaß in den Cylinder findet, während gleichzeitig der auf der entgegengesetzten Kolbenseite befindliche Dampf durch die andere Oeffnung c_2 oder c_1 nach dem Abgangscanale a entweichen kann.

In Fig. 549 dagegen ist der Cylinder an jedem Ende mit zwei Oeffnungen c und a versehen, von denen e_1 oder e_2 den durch das Rohr E zugeführten Dampf in den Cylinder eintreten läßt, sobald das zugehörige Ventil E_1 oder E_2 geöffnet ist, während der Dampf auf der andern Seite des Kolbens durch a_2 oder a_1 und das geöffnete Austrittsventil A_2 oder beziehungsweise A_1 entweicht. Aus Fig. 548, wo der Kolben K in der untersten Stellung gezeichnet ist, erkennt man, daß der schädliche Raum, welcher bei jedem Kolbenwechsel zunächst mit frischem Dampfe anzufüllen ist, aus dem zwischen dem Kolben und Deckel D verbleibenden cylindrischen Raume und dem Inhalte eines Canals cc_2 besteht, und daß dieser schädliche Raum daher um so größer ausfällt, je länger die Dampfcanäle von der Mündung c bis zur Absperrvorrichtung sind. Hieraus geht auch hervor, daß die Anordnung getrennter Dampfwege für den Ein- und Austritt nach

Fig. 549.

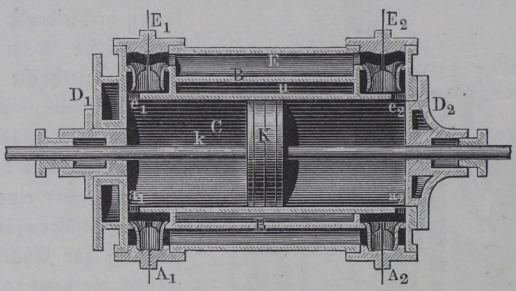


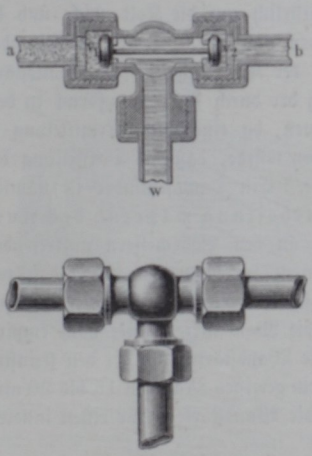
Fig. 549 gestattet, die schädlichen Räume kleiner zu halten und hiermit sind, wie aus den späteren Rechnungen sich ergeben wird, auch kleinere Arbeitsverluste verbunden.

In Fig. 548, welche den Cylinder einer stehenden Maschine vorstellt, ist die Kolbenstange k nur durch den obern Deckel D_1 mittelst einer Stopfbüchse d_1 hindurchgeführt, während die Stange des liegenden Cylinders der Fig. 549 aus dem oben angeführten Grunde durch beide Cylinderdeckel D_1 und D_2 hindurchtritt.

Dem Dampfcylinder giebt man gewöhnlich eine Umhüllung von schlechten Wärmeleitern, welche dadurch hergestellt wird, daß man den Cylinder mit einem Mantel aus dünnem Blech oder aus Holzbrettchen umgiebt und den Zwischenraum zwischen diesem Mantel und dem Dampfcylinder mit Wolle, Baumwolle oder sonst einem schlechten Wärmeleiter ausfüllt, zuweilen auch ganz leer läßt. Der Zweck dieser Umhüllung ist natürlich der, den Verlust an Wärme möglichst zu vermindern, welchem die Cylinderwand vermöge der Strahlung nach außen und der Berührung mit der äußern Luft ausgesetzt ist und welcher nach §. 248 zu beurtheilen ist.

Vielfach jedoch pflegt man auch den Dampfcylinder C mit einer zweiten concentrischen Wandung B aus Gußeisen zu versehen und in den hierdurch gebildeten Raum u Dampf zu führen, so daß hierdurch der innere, nunmehr mit einem Dampfmantel versehene Cylinder nicht nur keine Wärme nach außen hin entweichen läßt, sondern durch den Dampfmantel gewissermaßen geheizt wird. Auch die Deckel D_1 und D_2 werden mit entsprechenden Hohlräumen versehen, in welche zu dem gleichen Zwecke Dampf geführt wird. Wenn es auch zweifellos ist, daß bei Anwendung eines solchen Dampfmantels der im Innern des Cylinders wirkende Dampf eine höhere Temperatur und Spannung behalten muß, und daher eine größere Arbeit verrichtet als bei Fortlassung des Dampfmantels, so sind doch die Ansichten von Theoretikern sowohl wie von Praktikern über die nützliche oder schädliche Wirkung der Dampfmäntel noch sehr verschieden. Es sollen die hierfür in Betracht kommenden Verhältnisse weiter unten, wo von der Berechnung der Dampfwirkung gehandelt wird, näher beleuchtet werden.

Fig. 550.



Daß man alle Dampfcylinder und auch die Dampfmäntel mit geeigneten Vorrichtungen zu versehen hat, um das sich bildende Condensationswasser abzuführen, ist von selbst klar. Meistens wendet man zu diesem Zwecke kleine, an den tiefsten Stellen anzubringende Ablaßhähne an, welche von Zeit zu Zeit vorübergehend geöffnet werden, um das gebildete Condensationswasser zu entlassen. Man hat zu diesem Zwecke aber auch selbstthätig wirkende Apparate angewendet, von denen einer in Fig. 550 dargestellt ist. Derselbe besteht im Wesentlichen aus dem Doppelventil $v_1 v_2$, von welchem stets nur der eine Ventilkegel die zugehörige Oeffnung verschließt. Die beiden Röhren a und b sind mit den beiden Cylinderenden verbunden, woraus ersichtlich ist, daß in Folge des Druckwechsels das Ventil $v_1 v_2$ bei jedem Kolbenwechsel seine Lage ändert. In der Figur z. B. ist diejenige Stellung gezeichnet, welche das Ventil einnimmt, wenn der frische Kesseldampf links in den Cylinder tritt, und es kann dabei das rechts vor dem Kolben befindliche Condensationswasser durch b und v_2 nach dem Abflußrohre w entweichen. In dem Dampfcylinder macht sich das Vorhandensein von Wasser durch die außerordentlich harten

Stöße bemerkbar, welche aus der fast vollständigen Unpreßbarkeit des Wassers folgen. Daher treten besonders starke Stöße im Anfange beim Anlassen einer Maschine auf, die längere Zeit stillstand und dabei kalt geworden ist. Der Dampfmantel kann durch einen fortwährend nur wenig geöffneten Ablaßhahn oder besser unter Anwendung des unten (§. 283) näher beschriebenen Condensirtopfes entwässert werden.

Die Weite oder der lichte Durchmesser des Dampfcylinders bestimmt sich in der weiter unten anzugebenden Art nach der Größe der auszuübenden Kraft und ist demgemäß sehr verschieden. So kommen für die kleinsten Dampfmaschinen Cylinder von etwa 0,1 m Durchmesser vor, während andererseits Durchmesser bis zu 3 m nicht selten sind. Die Länge der Cylinder richtet sich natürlich nach dem Kolbenschub, welcher sich, wie weiter unten angegeben wird, aus der passend anzunehmenden Kolbengeschwindigkeit und der Umdrehungszahl der Maschine bestimmt. Die Länge des Cylinders im Innern zwischen den Deckeln ist natürlich um die Kolbendicke und die doppelte Größe des zwischen dem Kolben und jedem Deckel verbleibenden Zwischenraumes größer anzunehmen als der Kolbenschub. Die Wandstärke der Dampfcylinder kann man nicht nach der durch den Dampfdruck in dem Materiale erzeugten Spannung bestimmen, da eine solche Ermittelung in allen Fällen eine so geringe Dicke ergeben würde, daß die Darstellung des Cylinders gar nicht möglich sein würde. Ein Dampfcylinder ist nämlich seiner größten Anstrengung bei der Bearbeitung während des Ausbohrens ausgesetzt, wobei durch den an den Bohrmessern auftretenden Widerstand ein so großes Torsionsmoment hervorgerufen wird, daß mit Rücksicht hierauf eine viel größere Wandstärke erforderlich ist, als mit Bezug auf den Dampfdruck. Deswegen wird die Wandstärke immer nach empirischen Regeln bestimmt, so zwar, daß die Wandstärke auch bei den kleinsten Cylindern und Dampfspannungen unter ein gewisses Maß von 15 bis 20 mm nicht herabsinkt. Demgemäß soll man die Wandstärke δ für einen inneren Durchmesser d zu

$$\delta = 20\,\text{mm} + \frac{d}{100} \text{ nach Reuleaux},$$

oder zu

$$\delta = 15\,\text{mm} + \frac{d}{60} \text{ nach Redtenbacher}$$

annehmen. Beide Angaben liefern für $d = 750$ mm die gleiche Wandstärke $\delta = 27{,}5$ mm, für größere Durchmesser erhält man nach Redtenbacher, für kleinere nach Reuleaux die größere Wandstärke.

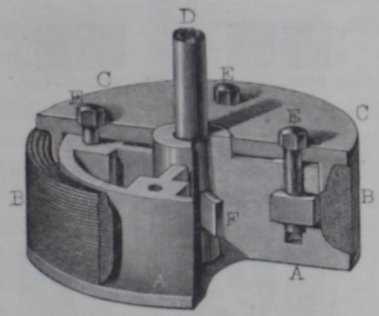
Den Cylinderdeckeln hat man nach Redtenbacher im mittlern Theile dieselbe Wandstärke δ wie dem Cylinder zu geben, während die äußern mit den Flanschen in Berührung kommenden Ränder ebenso wie die Flanschen

selbst eine Stärke von etwa $^4/_3\,\delta$ erhalten können. Zur Befestigung der Deckel mit den Flanschen dienen Schraubenbolzen, deren Dicke nach Redtenbacher zu δ und deren Anzahl zu $3 + \frac{d\,\text{mm}}{70}$ anzunehmen ist, wenn d den Durchmesser bedeutet. Diese Schrauben müssen mit hinreichend großem Drucke angezogen werden, damit ein genügend dichter Abschluß erzielt wird. Die Cylinderdeckel werden auf die Flanschen aufgeschliffen, so daß sie ohne Zwischenlage dicht halten, häufig verwendet man aber auch behufs besserer Abdichtung als Zwischenlage eine Scheibe von dünnem Gummi oder starkem Papier.

Dampfkolben. Der Dampfkolben ist der Hauptsache nach eine kreisrunde genau in den Cylinder passende Scheibe, deren Umfang dampfdicht an die Cylinderwandung anschließt. Zur Erreichung des dichten Abschlusses wandte man bei den ersten Dampfmaschinen, welche nur mit geringen Dampfspannungen arbeiteten, Hanfliderungen an, welche nach Art der Stopfbüchsen durch einen auf den eigentlichen Kolbenkörper gesetzten Deckel mittelst Schrauben zusammengedrückt und hierdurch mit gewisser Pressung gegen die Cylinderwand gedrängt wurden. Für die hohen Pressungen, welche man heute bei den Dampfmaschinen anwendet, ist indessen die Hanfliderung nicht geeignet und daher wohl kaum noch in Anwendung, man versieht vielmehr die Dampfkolben allgemein mit metallischen Ringen, welche an einer Stelle durchschnitten, genügende Federung haben, um gegen die Cylinderwand angepreßt zu werden. Solcher Ringe wendet man zwei an, und versetzt die Schnittstellen derselben diametral gegenüber. Bei sehr großen Kolben besteht auch wohl jeder Ring aus einzelnen Segmentstücken, und die Schnittstellen des einen Ringes werden gegen die des andern versetzt. Das Anpressen der Kolbenringe geschieht meistens durch im Innern des Kolbens angebrachte Federn, welche durch Schrauben entsprechend gespannt werden können, zuweilen benutzt man auch den Dampfdruck gegen die Innenfläche der Ringe selbst zum Andrücken derselben. Bei der Construction des Kolbens von Ramsbottom enthält der Kolbenkörper mehrere fest eingesetzte, etwas hervor-

§. 281.

Fig. 551.



Eine sehr gebräuchliche Form der Stopfbüchse zeigt Fig. 558. Der Deckel *D* des Dampfcylinders ist mit der angegossenen Büchse *B* versehen, durch deren Bohrung die Kolbenstange *C* hindurchtritt. Diese Büchse ist im untern Theile mit einer Bohrung von gleichem Durchmesser mit der daselbst geführten Kolbenstange versehen, während die obere cylindrische Erweiterung zur Aufnahme des Dichtungsmaterials dient, welches rings um die Kolbenstange möglichst gleichmäßig eingebracht wird. Eine durch die Schrauben *S* einzupressende Hülse, in deren Bohrung die Kolbenstange eine zweite Führung erhält, paßt genau in die Erweiterung und drängt beim Niederpressen vermöge ihrer ausgehöhlten untern Fläche den Hanf oder Gummi dicht gegen die Kolbenstange. Des sanftern Ganges wegen füttert man den Cylinderdeckel *D* häufig mit dem Messingringe *d* aus und setzt einen ähnlichen Ring *e* auch in die Hülse oder Brille *E* ein. Die Aushöhlung der letztern auf der obern Fläche dient zur Aufnahme von Schmiermaterial bei stehenden Cylindern; bei liegenden Cylindern dagegen hat man

Fig. 558.

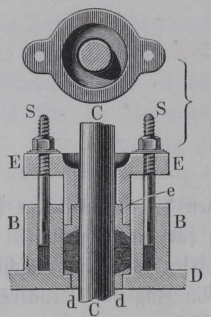


Fig. 559.

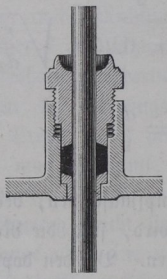
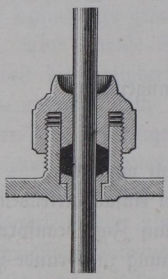


Fig. 560.



die Stopfbüchse mit einer besondern Schmierbüchse oder einem Schmierhahne zu versehen. Bei größerer Dicke der Kolbenstange wendet man mehr als zwei Zugschrauben *S* an, in welchem Falle die Hülse *E* mit einem kreisförmigen Flansche versehen wird.

Stopfbüchsen, wie die in Fig. 559 und 560 angegebenen, bei welchen der Deckel der Büchse direct mit Schraubengewinde versehen ist und behufs des Anziehens nur gedreht zu werden braucht, finden bei den Kolben und Schieberstangen der Dampfmaschinen keine Anwendung, sondern werden nur etwa für die Spindeln von kleinen Absperrventilen gebraucht.

Wenn bei vertical stehenden Dampfcylindern die Kolbenstange durch den untern Deckel geführt werden muß, so pflegt man die durch Fig. 561 dargestellte hängende Stopfbüchse in Anwendung zu bringen. Hier ist in die

Höhlung der Stopfbüchse der messingene Ring *e* eingelegt, welcher außen mit einer ringsum eingedrehten Nuthe versehen ist, von der sechs bis acht feine radiale Löcher der Packung *f* das Oel zuführen, welches aus dem

Fig. 561.

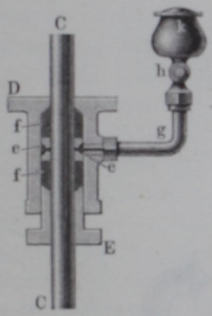
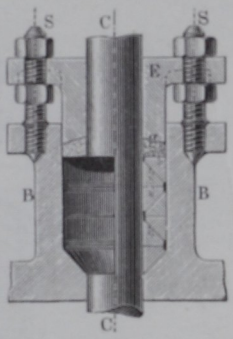


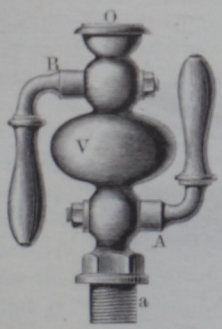
Fig. 562.



Oelbehälter *k* durch das Schmierröhrchen *g* zugeführt wird, sobald man den Hahn *h* öffnet.

Die anstatt der Hanfzöpfe zur Dichtung angewendeten Gummiverpackungen sind aus Leinwand gewickelte Schnüre von viereckigem Querschnitt, deren einzelne Lagen durch vulcanisirten Kautschuk mit einander vereinigt und auch äußerlich damit überzogen sind.

Fig. 563.

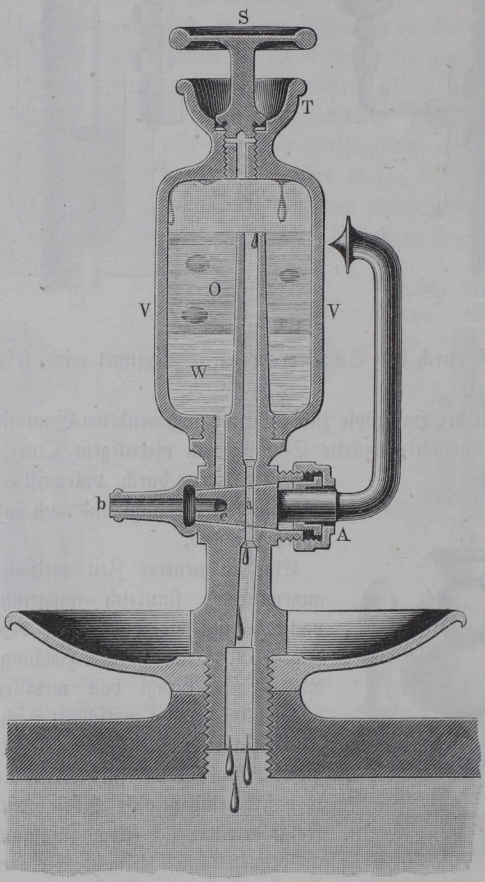


Eine in neuerer Zeit vielfach mit Erfolg angewendete, sinnreich ausgeführte Metallpackung zeigt die Stopfbüchse von Howaldt, Fig. 562. Hier ist die Höhlung der Büchse durch eine Anzahl von metallenen Ringen ausgefüllt, deren Querschnitt nach Angabe der Figur ein rechtwinkeliges Dreieck bildet. Jeder dieser Ringe ist an einer Stelle aufgeschnitten, so daß er eine gewisse Biegsamkeit erlangt, in Folge deren er sich etwas zusammenziehen oder ausdehnen kann, je nachdem ein entsprechender Druck auf ihn ausgeübt wird. Aus der Art, wie die Ringe gestaltet sind, erkennt man, daß je zwei derselben auf einander nach Art von Keilen derart wirken, daß der eine nach innen gegen die Kolbenstange, der andere nach außen gegen die Kammerwandung gedrückt wird, wenn die Brille *E* in gewöhnlicher Weise durch die Schrauben *S*

angezogen wird. Um eine gleichmäßige Vertheilung des Druckes der Brille zu erzielen, findet sich unterhalb derselben zunächst ein Gummiring g eingelegt.

Auch der Kolben des Cylinders ist behufs der Verminderung der Reibung zu schmieren. Dies kann nicht durch Anwendung einer oben offenen

Fig. 564.



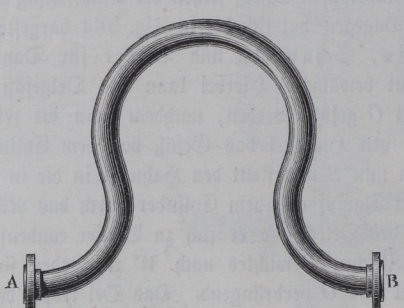
Schmierbüchse, wie sie bei Lagern gebräuchlich ist, geschehen, da der im Innern des Cylinders herrschende Dampfdruck das Oel nach außen treiben würde, sondern man hat das Oel in einen abgeschlossenen Raum zu bringen, welcher mit dem Cylinderinnern in Verbindung gebracht wird. Dazu dienen die

sogenannten Schmierhähne, von denen in Fig. 563 (a. S. 985) die gebräuchliche Form dargestellt ist. Der mittelst des Schraubenansatzes *a* auf den Dampfcylinder geschraubte Apparat ist mit einem Gefäß *V* zur Aufnahme einer bestimmten Menge Oel versehen, welches durch die Füllöffnung *O* eingebracht wird, nachdem man das Gefäß *V* durch den Hahn *A* von dem Dampfcylinder abgesperrt und durch den Hahn *B* mit dem Trichter *O* in Verbindung gesetzt hat. Schließt man darauf *B* und öffnet *A*, so kann das eingefüllte Oel in den Dampfcylinder gelangen. Hierbei muß die Oelung periodisch nach gewissen Zeitabschnitten geschehen, ein Uebelstand, welcher mehrfach zur Construction von ununterbrochen und selbstthätig wirkenden Schmierapparaten Veranlassung gegeben hat. Zunächst versuchte man diesen Zweck dadurch zu erreichen, daß man den Canal zwischen dem Oelgefäße und dem Cylinder möglichst eng herstellte, um einen tropfenweisen Abfluß zu erhalten. Die schwierige Regulirung und leichte Verstopfung so enger Canäle und der Uebelstand, daß diese Vorrichtungen auch während des Stillstandes der Maschine das Oel austropfen lassen, stehen der Anwendung derartiger Apparate im Wege. Dagegen hat sich die in Fig. 564 dargestellte Schmiervorrichtung von Klein, Schanzlin und Becker für Dampfcylinder und Schieberkasten gut bewährt. Hierbei kann das Oelgefäß *V* durch den Trichter *T* mit Oel *O* gefüllt werden, nachdem man die Füllschraube *S* geöffnet und durch den Hahn *A* das Gefäß von dem Cylinder abgesperrt hat. Schließt man nun *S* und stellt den Hahn *A* in die in der Figur angegebene Lage, so tritt Dampf aus dem Cylinder durch das Röhrchen *a* in den Raum oberhalb des Oeles, wo er sich zu Wasser condensirt, das wegen seines größern specifischen Gewichtes nach *W* zu Boden sinkt, dabei ein gleiches Volumen Oel aus *O* verdrängend. Das Oel tropft demgemäß durch das Röhrchen *a* in dem Maße in den Cylinder, in welchem eine Condensation des Dampfes stattfindet, und daher hört die Oelung auch mit dieser Condensation, d. h. beim Stillstande der Maschine, auf. Um nach geschehenem Verbrauche des Oeles das in dem Gefäße angesammelte Wasser zu entfernen, ist das zweite Canälchen *e* angeordnet, welches dem Wasser durch die Bohrung *b* des Hahnes den Austritt nach außen gestattet, sobald der Hahn *A* behufs einer neuen Füllung um 90^0 gedreht wird. Man hat auch sonst noch manche andere Anwendungen der Schmiervorrichtungen zur Anwendung gebracht, hinsichtlich deren auf die technischen Zeitschriften verwiesen werden muß.

Die Dampfleitung. Die Rohrleitung, welche der Maschine den Dampf aus dem Kessel zuführt, hat man so einzurichten, daß die Verluste, welche die Dampfspannung in dieser Leitung erfährt, möglichst gering ausfallen. Diese Verluste entstehen nicht nur aus der Reibung des Dampfes §. 283.

an den Röhrenwänden und aus den Widerständen, welche durch Krümmungen und plötzliche Querschnittsveränderungen hervorgerufen werden, sondern wesentlich auch aus der Abkühlung, der die Röhrenoberfläche ausgesetzt ist. Es ist daher sowohl mit Rücksicht auf die Reibung als auf die Abkühlung geboten, die Dampfzuleitung so kurz zu machen, als unter den jeweiligen Verhältnissen möglich ist, und man hat plötzliche Querschnittsveränderungen ebenso wie bei den Wasserleitungsröhren thunlichst zu vermeiden. Da mit größerm Querschnitte der Leitung zwar die Geschwindigkeit des Dampfes und damit die Reibungswiderstände kleiner werden, die Abkühlungsverluste dagegen wegen der größern Oberfläche steigen, so wird es für jede Dampfleitung eine bestimmte Weite geben, für welche die Summe aller Verluste den kleinsten Werth annimmt. Diese vortheilhafteste Weite durch Rechnung bestimmen zu wollen, hätte bei der ungenügenden Kenntniß der einschlägigen Beziehungen wenig Werth, und man wird sich damit begnügen müssen, den Querschnitt der Dampfzuleitung mit Rücksicht auf die darüber gemachten Erfahrungen festzustellen.

Fig. 565.

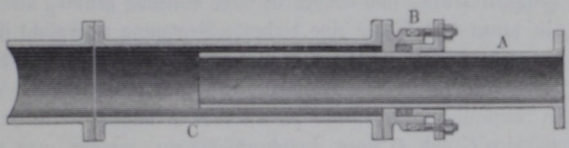


Hiernach erscheint es passend, die Geschwindigkeit des Dampfes in der Leitung etwa zwischen 25 und 30 m pro Secunde anzunehmen. Für eine Geschwindigkeit des Dampfes von 30 m ergiebt sich daher der Querschnitt der Dampfleitung zu $1/30$ und beziehungsweise $1/15$ des Cylinderquerschnittes, je nachdem man die Geschwindigkeit des Dampfkolbens zu 1 m und beziehungsweise 2 m voraussetzt. Es müssen also hiernach schnell gehende Maschinen weitere Dampfleitungen erhalten, als langsam gehende Maschinen unter gleichen Umständen erfordern. Daß die Nothwendigkeit, die Dampfleitungsröhren durch Umhüllung mit schlechten Wärmeleitern möglichst vor Abkühlung zu sichern, um so mehr hervortritt, je länger die Dampfleitungen sind, ist selbstredend; und es ist in dieser Hinsicht besondere Sorgfalt auf die langen Leitungen zu verwenden, welche in Bergwerken den unterirdisch aufgestellten Wasserhaltungsmaschinen (s. Thl. III, 2) den Dampf aus den über Tage aufgestellten Kesseln zuführen.

Der große, meist gegen 150° C. betragende Unterschied der Temperaturen, denen die Dampfleitungen zu verschiedenen Zeiten ausgesetzt sind, verursacht eine beträchtliche Längenveränderung derselben, welche man durch geeignete

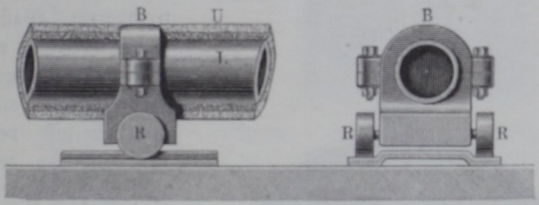
Vorrichtungen möglich machen muß. Zu dem Zwecke schaltet man zuweilen in die gußeisernen Dampfleitungen an geeigneten Stellen gebogene Kupferröhren von der Form der Fig. 565 ein, welche vermöge ihrer Biegsamkeit

Fig. 566.



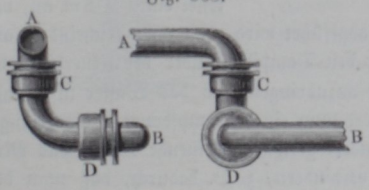
den beiden bei *A* und *B* angefügten Rohrsträngen eine gewisse Ausdehnung gestatten. Bei kürzeren Leitungen, wie sie in Fabriken in den Fällen vorkommen, wo das Kesselhaus sich unmittelbar an das Maschinenhaus anschließt, sind solche Vorkehrungen meistens gar nicht nöthig, indem die Rohr-

Fig. 567.



leitung selbst in ihren Verbindungen eine für die geringen Längenänderungen genügende Nachgiebigkeit darbietet. Diese Nachgiebigkeit wird besonders dann hinreichend vorhanden sein, wenn die ganze Rohrleitung nicht in derselben geraden Linie angeordnet ist, sondern aus einzelnen sich ganz oder nahezu rechtwinkelig an einander fügenden Theilen besteht, wie dies meistens der Fall sein wird. Bei langen Dampfleitungen jedoch genügen die Zwischenstücke, Fig. 565, nicht mehr, und man hat alsdann Stopfbüchsen anzuwenden, welche den einzelnen Röhrentheilen eine größere Beweglichkeit gegen einander gestatten. Fig. 566 zeigt eine solche Stopfbüchsenverbindung, welche dem Rohre *A* eine Verschiebung durch die Stopfbüchse *B* in das weitere Rohr *C* hinein gestattet. Zur Erleichterung dieser Verschiebung werden dann wohl die Röhrenstränge durch

Fig. 568.

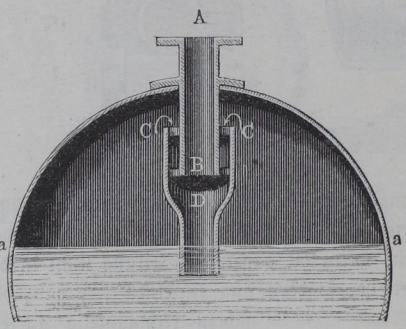


Rollen *R* nach Art der Fig. 567 (a. v. S.) unterstützt, welche Rollen mit Hülfe der Rohrgeschlinge oder Bügel *B* auf dem mit der Umhüllung *U* umgebenen Leitungsrohre *L* befestigt sind.

Die Stopfbüchsen, welche wie diejenige Fig. 566 eine Verschiebung der Röhren gestatten sollen, sind leichter in ihrer Wirkung gestört, als Stopfbüchsen, in denen dem Rohre eine drehende Bewegung ermöglicht ist, und deshalb hat man bei langen Dampfleitungen in Bergwerken mit Vortheil die durch Fig. 568 (a. v. S.) dargestellte Einrichtung angewendet. Die an den Enden knieförmig umgebogenen Rohrstränge *A* und *B* treten hierbei in die Stopfbüchsen *C* und *D* eines Zwischenstückes ein, woraus man erkennt, wie eine Längenveränderung des Stranges *A* nur eine geringe Drehung des Zwischenstückes in der Stopfbüchse *D* erforderlich macht, und es ist dieselbe Bemerkung in Bezug auf den Rohrstrang *B* und die Stopfbüchse *C* gültig.

In jedem Falle hat man dafür zu sorgen, daß der der Maschine zuzuführende Dampf dem Kessel möglichst trocken, d. h. frei von beigemengtem tropfbarem Wasser entnommen werde, weil das mechanisch mitgeführte Wasser einen erheblichen Wärmeverlust verursacht, abgesehen von den nachtheiligen Wirkungen, welche das Wasser im Dampfcylinder auf die Dichtungen der Stopfbüchsen und den ruhigen Gang der Maschine ausübt. Daher ordnet man meistens auf dem Dampfkessel einen Dom an, von dessen höchster Stelle der Dampf abgeführt wird, und zwar erscheint es aus diesem Grunde nicht zweckmäßig, den Dampfdom über der Feuerung oder überhaupt an einer solchen Stelle anzubringen, wo das Wasser in lebhafte Wallung geräth. Wenn die Anordnung eines Dampfdoms nicht angängig ist, so pflegt man wohl durch andere geeignet scheinende Mittel das Mitführen von Wasser möglichst zu verhindern, z. B. dadurch, daß man den Dampf durch die feinen Löcher eines siebartig durchbrochenen, hinlänglich langen Rohres in die Leitung eintreten läßt. Ein anderes dem gleichen Zwecke dienendes Mittel ist in Fig. 569 dargestellt. Hier ist an die Mündung *AB* des Dampfrohres das weitere glockenförmige Gefäß *CD* gehängt, welches mit dem untern Theile bis in das Kesselwasser hinabreicht. Der

Fig. 569.



bei CC ringsum eintretende Dampf läßt bei seiner abwärts gerichteten Bewegung und besonders bei seiner Umbiegung um den Rand des Rohres B das fortgerissene Wasser größtentheils wieder zurückfallen.

Trotz aller Vorsicht wird der aus dem Kessel abgeführte Dampf immer noch einen gewissen Wassergehalt haben, welcher durch die Abkühlung der Dampfleitung noch vergrößert wird. Man wendet daher häufig, insbesondere bei langen Dampfleitungen, sogenannte Condensirtöpfe an, welche eine Abführung des Wassers gestatten, ohne dem Dampfe den Austritt zu gewähren. In diese Condensirtöpfe, von denen in Fig. 570 eine Anordnung angegeben ist, kann man von allen den Punkten die Abflußröhren leiten, für welche eine Entwässerung erwünscht ist. Der in der Figur dargestellte Condensirtopf von Julius Blancke u. Co. besteht aus einem gußeisernen cylindrischen Gefäße C, in welches bei A die Wasserabführungsröhren einmünden. Das in diesem Gefäße in dem Zwischenraume zwischen C und dem innerlich angebrachten Schwimmer J sich ansammelnde Wasser drückt den Schwimmer J vermöge des Auftriebes empor, wodurch der erstere das Doppelsitzventil V gegen seinen Sitz preßt und die Oeffnung B dadurch verschlossen hält. Erst wenn der besagte Zwischenraum zwischen C und J bis zum obern Rande von J gefüllt und eine genügende Wassermenge über diesen Rand in den Schwimmer getreten ist, sinkt der letztere herab und gestattet dem darin enthaltenen Wasser, durch die Oeffnung O, das Rohr R und das Ventil V nach dem Austragrohre B zu steigen. Bewirkt wird dieses Aufsteigen des Wassers durch den stets auf dem Wasser lastenden Druck des Dampfes, und es erfolgt

Fig. 571.

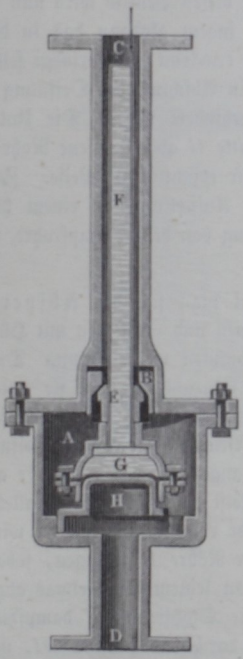
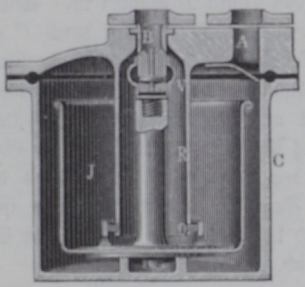


Fig. 570.



die Entwässerung nur so lange, bis der Auftrieb wieder das Uebergewicht erhält und das Ventil *V* von Neuem schließt. Dieses Spiel des Apparates erfolgt periodisch in regelmäßiger Wiederholung.

In anderer Weise wirkt der Apparat von Andreae, Fig. 571 *) (a. v. S.), welcher gleichzeitig die Entfernung der Luft bewirkt, die in der Dampfleitung bei längerem Stillstande der Maschine sich ansammeln kann. Bei *C* schließt sich das die Entwässerung beziehungsweise Entlüftung bewirkende Rohr an, und das Wasser kann durch den Zwischenraum zwischen *C* und dem innern Rohre *F*, sowie durch das Ventil *B* nach dem Abgangsrohre *D* gelangen, so lange das Ventil *B* geöffnet ist. Ein Schluß dieses Ventils wird nun bewirkt, sobald heißer Dampf durch *C* eintritt, indem alsdann das in dem dünnwandigen Rohre *F* enthaltene Wasser sich erwärmt und vermöge seiner Ausdehnung das Ventil *E* erhebt, wodurch ein Abschluß der Oeffnung *B* bewirkt und das Entweichen von Dampf verhindert wird. Die Unterstützung findet das unten mit einer Gummiplatte *G* abgeschlossene Rohr *F* durch den Untersatz *H* in der aus der Figur ersichtlichen Weise. Zum guten Functioniren des Apparates ist dessen Aufstellung an einem hinreichend kühlen Orte, d. h. in einiger Entfernung von dem Dampfrohre, erforderlich.

Zum Abschluß der Dampfleitungen bedient man sich der Absperrventile, d. h. metallener Ventile, deren Oeffnen und Schließen mit Hülfe einer Schraubenspindel leicht und sicher vorgenommen werden kann. Diese Ventile haben im Allgemeinen immer dieselbe Einrichtung, und sie unterscheiden sich hauptsächlich nur durch die äußere Gestalt des Ventilgehäuses, welche sich nach der Art der Einschaltung des Ventils in die Dampfleitung richtet. In Fig. 572 ist ein sogenanntes Durchgangsventil von Blancke angegeben, so genannt, weil das Gehäuse mittelst seiner beiden parallelen Flanschen *A* und *B* in eine gerade durchgehende Leitung eingeschaltet wird. Der bei *A* hinzutretende Dampf kann nach der Röhre *B* gelangen, sobald das Ventil *V* durch die Schraubenspindel *S* von seinem Sitze etwas abgehoben wird. Die Spindel *S*, welche durch die Stopfbüchse *F* dampfdicht nach außen geführt ist, erhält ihre Umdrehung durch das Handrad *H*, und da das Muttergewinde für die wenigen Gewindegänge *E* undrehbar in dem Gehäusedeckel *D* angebracht ist, so muß sich die Spindel *S* bei ihrer Umdrehung in axialer Richtung verschieben, wobei sie mit dem am untern Ende befindlichen Ansatze das Ventil mit sich nimmt.

Das Eckventil, Fig. 573, unterscheidet sich hiervon zunächst dadurch, daß die beiden Rohrflanschen *A* und *B* rechtwinkelig zu einander gestellt sind,

*) Aus Scholl's Führer des Maschinisten.

so daß der Dampf bei dem Durchgange durch das Ventil einer Richtungsänderung um 90° unterworfen ist. Zur Bewegung des Ventils ist hier die Spindel außerhalb des Gehäuses mit Schraubengewinden versehen, wofür die zugehörigen Muttergewinde in einem durch die Säulchen R gehaltenen Querstege T angebracht sind. Wenn man das Absperrventil so in die Leitung einschaltet, daß der aus dem Kessel zugeführte Dampf das Ventil zu schließen bestrebt ist, so wird zwar das Oeffnen des Ventils erschwert, dagegen aber auch ein dichter Schluß sicherer erreicht.

Fig. 572.

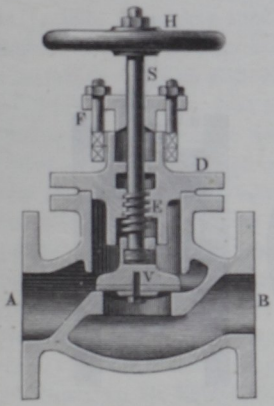
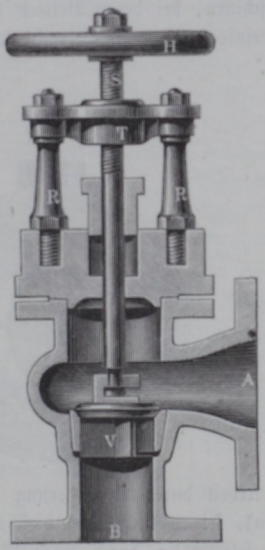


Fig. 573.

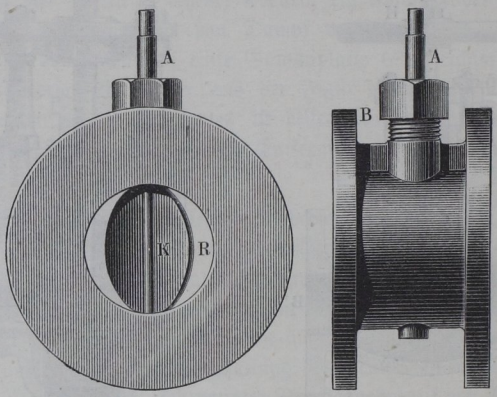


Ein solches Absperrventil ist an jeder Maschine anzubringen, außerdem pflegt man, wenn nicht die Dampfleitung zwischen dem Kessel und der Maschine sehr kurz ist, auch den Dampfkessel mit einem besondern Absperrventile zu versehen, um bei einem etwaigen Undichtwerden der Dampfleitung dieselbe von dem Kessel absperren zu können.

Es ist zwar möglich, durch mehr oder minder große Eröffnung des Dampfzutrittsventils die Menge des zur Wirkung kommenden Dampfes und dadurch die von der Dampfmaschine geleistete Arbeit zu reguliren, doch ist dieses Mittel der Regulirung immer ein unvortheilhaftes aus ähnlichen Gründen, wie sie in Betreff der Regulirung von Turbinen durch Verstellung der Einlaßschütze angeführt worden sind. Eine Verengung des Durchgangs-

querschnitts für den Dampf bewirkt nämlich eine Expansion des letztern durch die verengte Oeffnung hindurch und damit eine wesentliche Spannungsverminderung. In Folge hiervon ist es dann nicht mehr möglich, eine so weitgehende Expansion stattfinden zu lassen, wie es der Fall ist, wenn der Dampf unverändert mit der ganzen ihm innewohnenden Spannung in die Maschine geführt wird. Daher ist es immer vortheilhafter, eine Regulirung der Kraft in der Art vorzunehmen, daß man den Expansionsgrad der Maschine veränderlich macht, indem man für geringere auszuübende Leistungen die Füllungen des Cylinders kleiner wählt, die Spannung des Dampfes aber nicht verändert. Aus diesem Grunde ist man denn bei allen Maschinen, bei deren Betrieb die ökonomische Verwendung des Dampfes nur einigermaßen in Betracht kommt, dazu übergegangen, die Regulirung

Fig. 574.



der Arbeit durch Veränderung des Expansionsgrades vorzunehmen (siehe unten), sei es nun, daß diese Veränderung durch die Hand des Wärters oder selbstthätig durch einen Regulator erfolgt. Nur bei den kleinsten Dampfmaschinen oder in besonderen Fällen bewirkt man die Regulirung durch Veränderung der Zutrittsöffnung für den Dampf mit Hülfe des Absperrventils, oder wenn die Veränderung durch den Regulator geschieht, mit Hülfe der sogenannten Drosselklappe. Die Einrichtung der letztern ist aus Fig. 574 ersichtlich. Eine in dem Dampfrohre R befindliche kreisrunde Scheibe K ist um die mit einem ihrer Durchmesser zusammenfallende Axe A drehbar, so daß sie je nach ihrer Stellung eine mehr oder minder große Verengung des Dampfrohres hervorbringt. Die Verstellung der durch die Stopfbüchse B dampfdicht nach außen geführten Axe A geschieht durch die Einwirkung des Regulatorgestänges auf einen auf das Ende von A gesetzten Hebel. Wie schon bemerkt, wendet man die

Regulirung durch Drosselklappen wegen der unvortheilhaften Wirkung heute kaum noch an.

Steuerungen. Die Vorrichtungen, welche dazu dienen, die Zu- und Abführung des Dampfes zu und von dem Cylinder in der für die beabsichtigte Wirkung erforderlichen Weise zu bewirken, nennt man die *Steuerungen* der Dampfmaschine. Wie schon in §. 280 erwähnt, ist der Cylinder jeder doppeltwirkenden Maschine an jedem Ende mit einer für den Eintritt und Austritt gemeinsamen Canalöffnung oder mit zwei solchen Oeffnungen versehen, von denen im letztern Falle die eine stets nur für den Eintritt des frischen und die andere immer für den Austritt des gebrauchten Dampfes dient. Zum regelrechten Abschluß dieser Oeffnungen sind bestimmte bewegliche Theile angeordnet, welche entweder *Schieber* oder *Ventile* sind, je nachdem dieselben bei der gedachten Bewegung mit ihren Sitzflächen in *Berührung bleiben*, oder sich von *denselben entfernen* (abheben). Nach dieser Kennzeichnung müssen auch die sogenannten *Drehschieber* und die *Hähne* zu der allgemeinen Classe der Schieber gerechnet werden, da es einen wesentlichen Unterschied nicht bedingt, ob die Bewegung des Abschlußtheiles auf seiner Sitzfläche eine geradlinige oder drehende ist, und da es im letztern Falle auch unerheblich ist, ob die Berührungsfläche durch eine Ebene wie bei den Drehschiebern oder durch eine Kegelfläche beziehungsweise Umdrehungsfläche dargestellt wird, wie bei den Hähnen der Fall ist. Danach unterscheidet man denn die Steuerungen in *Schieber-* (*Hahn-*) und *Ventilsteuerungen*. Die Abschlußtheile faßt man wohl, ebenso wie bei den Wassersäulenmaschinen, unter dem Namen der *inneren* Steuerungstheile zusammen, indem man im Gegensatze dazu die zur Bewegung der Abschlußtheile dienenden Vorrichtungen die *äußeren* Steuerungen nennt. §. 284.

Die Bewegung der ganzen Steuerung geschieht bei allen rotirenden Dampfmaschinen entweder ausschließlich von der Kurbelwelle, oder nur theilweise von derselben und theilweise durch äußere Kräfte, z. B. durch Gewichte oder gespannte Federn, zu welchen letzteren hier auch elastische Flüssigkeiten wie atmosphärische Luft oder Dampf zu rechnen sind. Jedenfalls bewirken aber diese äußeren Kräfte bei rotirenden Maschinen immer nur den *Abschluß* von Canälen, während die Eröffnung derselben hierbei immer von der Kurbelwelle aus erfolgt. Bei solchen alternirenden Maschinen dagegen, bei denen die einzelnen Kolbenspiele durch mehr oder minder lange Stillstandspausen unterbrochen sind, wie dies z. B. bei gewissen Wasserhaltungsmaschinen (s. Thl. III, 2) und bei Dampframmen der Fall ist, muß die *Eröffnung* des Eintrittscanals durch eine äußere Kraft bewirkt werden. Diese Anordnungen sollen später besprochen werden, zuvörderst seien nur die Steuerungen der rotirenden Maschinen ins Auge gefaßt.

Bei den äußeren Steuerungsvorrichtungen hat man zu unterscheiden, ob die Verbindung der Abschlußorgane mit den Bewegungstheilen eine ununterbrochene ist, so daß die ersteren eine durch die letzteren ihnen aufgezwungene sogenannte zwangläufige Bewegung vollführen müssen, oder ob die gedachte Verbindung zeitweilig unterbrochen ist. In dem Falle einer zwangläufigen Bewegung befindet sich beispielsweise ein gewöhnlicher Schieber, dessen Stange von einem Excenter der Kurbelwelle bewegt wird, während bei einer Corlißsteuerung (s. unten) ein Einlaßschieber von der bewegenden Stange in dem Augenblicke ausgelöst werden muß, in welchem der Schluß dieses Schiebers durch die Einwirkung der zuvor gespannten Feder bewirkt werden soll. Eine Steuerung wie die letztgedachte, bei welcher der Abschluß des betreffenden Organs lediglich durch den Einfluß der darauf wirkenden äußern Kraft (Feder), also im Allgemeinen ziemlich schnell geschieht, nennt man eine Präcisionssteuerung, zum Unterschiede von den schleichenden Steuerungen, welche den Abschluß in der durch den Bewegungsmechanismus kinematisch vorgeschriebenen, im Allgemeinen langsamern Art bewirken. Während hiernach also die erwähnte Schiebersteuerung mittelst des stetig mit dem Excenter verbundenen Schiebers zu den schleichenden Steuerungen gehört, kann andererseits eine Steuerung auch noch schleichend sein, obwohl die Verbindung des äußern Bewegungsapparates mit der Abschlußvorrichtung zeitweilig unterbrochen wird, und obwohl der Abschluß ebenfalls durch äußere Kräfte bewirkt wird. In diesem Falle befindet sich beispielsweise eine Ventilsteuerung, deren Ventile durch unrunde Scheiben oder Höcker einer Steuerwelle geöffnet und durch Federn geschlossen werden, vorausgesetzt, daß diesen Federn beim Schließen nicht freies Spiel, sondern nur so viel Beweglichkeit belassen wird, als die Höcker vermöge ihrer Form ihnen gestatten. Auch wenn nach erfolgtem Abschlusse diese Höcker ganz außer Zusammenhang mit den Ventilen kommen, wird dadurch der Charakter der schleichenden Bewegung doch nicht aufgehoben, vorausgesetzt, daß diese Unterbrechung des Zusammenhanges nicht schon vor erfolgtem Abschluß erfolgt. Das Kennzeichen der Präcisionssteuerung besteht also nicht in der Anwendung der Federn oder äußeren Kräfte zum Schließen, sondern darin, daß die abschließenden Theile von dem Bewegungsmechanismus vollständig ausgelöst, ihre Schlußbewegung lediglich den gedachten äußeren Kräften verdanken. Diese Abschlußbewegung erfolgt hierbei nach den Gesetzen der Dynamik, welche für die Beschleunigung von bestimmten Massen unter der Einwirkung ebenfalls bestimmter Kräfte gelten. Da dieser Abschluß bei hinreichender Größe der bewegenden Kräfte meist ziemlich schnell geschieht, so erklärt sich hieraus die Bezeichnung „Präcisionssteuerung“. Hiermit ist jedoch keinesfalls gesagt, daß mit dieser Wirkung unter allen Umständen ein schneller Abschluß verbunden sein müsse, denn da die be-

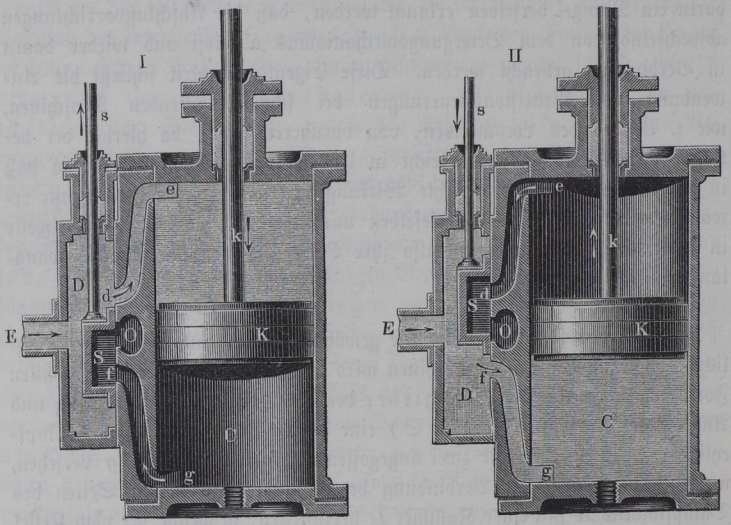
wegenden Kräfte nicht nur die Massen der Abschlußtheile zu beschleunigen, sondern auch die Bewegungswiderstände zu überwinden haben, so ist ersichtlich, daß durch eine entsprechende Größe der letzteren der Abschluß beliebig langsam bewirkt werden kann. Die spätere nähere Betrachtung dieser Art von Steuerungen wird zeigen, daß man bei denselben in der That bestimmte Widerstände künstlich einführt, welche einer solchen Regulirung unterworfen werden können, daß die Geschwindigkeit des Abschlusses den für die dauernd gute Erhaltung der Maschine zulässigen Betrag nicht übersteigt.

So vortheilhaft sich auch im Allgemeinen die Präcisionssteuerungen in Bezug auf einen ökonomischen Betrieb gezeigt haben, so muß doch gerade darin ein Mangel derselben erkannt werden, daß die Abschlußvorrichtungen abwechselnd von dem Bewegungsmechanismus abgelöst und wieder damit in Verbindung gebracht werden. Diese Eigenthümlichkeit schließt die Anwendung von Präcisionssteuerungen bei schnell laufenden Maschinen, wie z. B. bei den Locomotiven, von vornherein aus, da hierbei der betreffende Auslösungsapparat leicht in Unordnung gerathen würde, so daß in solchen Fällen eine regelrechte Wirkung von den Abschlußtheilen nur erwartet werden kann, wenn dieselben ununterbrochen mit der Kurbelwelle in Verbindung bleiben, wenn also ihre Bewegung fortwährend eine zwangläufige ist.

Der Muschelschieber. Die gewöhnlichste und am meisten gebräuchliche Steuerung der Dampfmaschinen wird durch den von seiner ausgehöhlten Form sogenannten Muschelschieber bewirkt, von dessen Einrichtung und Anordnung die Fig. 575 (a. f. S.) eine Vorstellung giebt. Der Dampfcylinder C ist hierbei mit zwei angegossenen Canälen de und fg versehen, welche dazu dienen, die Verbindung des Cylinders zu beiden Seiten des Dampfkolbens K mit einer Kammer D herzustellen, in welche der vom Kessel kommende Dampf durch das Rohr E eintritt. In dieser Kammer, dem Schieberkasten, ist der ausgehöhlte Schieber S auf der eben geschliffenen Fläche, dem Schieberspiegel, beweglich angebracht, in welcher die Mündungen d und f der Dampfcanäle enthalten sind. Der Schieber S erhält seine hin- und hergehende Bewegung durch die Schieberstange s, welche, durch eine Stopfbüchse dampfdicht aus dem Schieberkasten heraustretend, von einer auf der Kurbelwelle der Dampfmaschine befestigten excentrischen Scheibe hin- und hergeführt wird. Zwischen den Mündungen d und f der Dampfcanäle ist eine dritte Oeffnung O ersichtlich, welche mit einem senkrecht zur Ebene der Zeichnung sich anschließenden Rohre, dem Ausblaserohre, in Verbindung steht, durch das der gebrauchte Dampf aus der Maschine heraus in die freie Luft oder bei Condensationsmaschinen in den Condensator entweichen kann. Man erkennt aus der Figur, daß in I der frische Dampf durch den Canal §. 285.

de in den Cylinder oberhalb des Dampfkolbens K gelangen kann, während dem unterhalb K befindlichen Dampfe ein Entweichen durch den Canal fg und die Schieberhöhlung O hindurch nach dem Ausblaserohre ermöglicht ist. In Folge hiervon wird der Dampfkolben abwärts geschoben. Wird alsdann dem Schieber S in dem tiefsten Stande des Dampfkolbens eine Stellung wie in II gegeben, vermöge deren nunmehr der frische Kesseldampf durch fg unter den Kolben treten und der über demselben befindliche Dampf durch cd und O entweichen kann, so muß nunmehr der Dampfkolben emporsteigen.

Fig. 575.



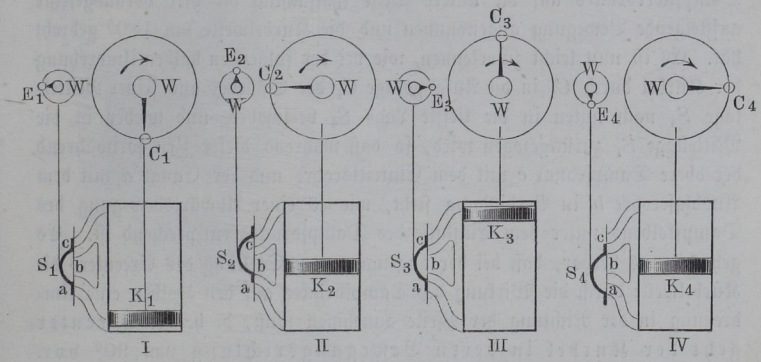
Bei einer stetigen Wiederholung dieser Vorgänge erhält man daher einen regelmäßigen Hin- und Hergang des Dampfkolbens K, dessen Stange k durch das bekannte Mittel des Kurbelgetriebes die Hauptwelle in Umdrehung setzt, welche, wie bemerkt, ihrerseits wieder durch eine excentrische Scheibe den Schieber bewegt.

Um die Bedingungen zu erkennen, unter denen die Bewegung des Schiebers eine richtige Dampfvertheilung veranlaßt, seien in Fig. 576 I bis IV vier um je 90^0 von einander abweichende Stellungen der Kurbel in C_1, C_2, C_3 und C_4 vorgestellt, und zwar seien C_1 und C_3 die Stellungen in den todten Punkten, für welche der Kolben in den Endpunkten K_1 und K_3 seines Weges sich befindet. Wenn nun zunächst die Länge der Lenkerstange sehr groß vorausgesetzt wird, so daß man die Neigung dieser Stange gegen die Cy-

linderaxe vernachlässigen kann, so hat man den Kolben für die Kurbelstellungen C_2 und C_4 genau in der Mitte seines Laufes in K_2 beziehungsweise K_4 anzunehmen. Diese Voraussetzung einer sehr langen Lenkerstange möge hier immer gemacht werden, indem auf das in Thl. III, 1 über das Kurbelgetriebe Gesagte verwiesen werden muß, wenn es sich darum handelt, die Bewegung des Kolbens genauer unter Berücksichtigung der Schubstangenlängen zu ermitteln.

Sind nun a, b und c die Mündungen der betreffenden Dampfcanäle, so soll zunächst ein Muschelschieber angenommen werden, dessen beide Flanschen oder Lappen in I gerade die beiden Canäle a und c verschließen, und es soll diese Schieberstellung als die mittlere angesehen werden, von welcher aus dem Schieber nach jeder Seite ein gleicher Ausschlag ertheilt werden soll.

Fig. 576.



Da der Schieber durch eine excentrische Scheibe, d. h. ebenfalls durch eine Kurbel bewegt wird, so hat man für diese Kurbel bei der Schieberstellung S_1 eine mittlere Stellung in E_1 zwischen den beiden Todtlagen E_2 und E_4 vorauszusetzen, oder mit anderen Worten, man hat die Excentricität des Excenters WE rechtwinkelig zu der Stellung des Kurbelarms WC anzunehmen. In der Figur sind überall Kurbel und Excenter der Deutlichkeit wegen neben einander, auf getrennten Wellen sitzend, gezeichnet, in Wirklichkeit hat man sich beide Theile auf derselben Welle hinter einander befindlich zu denken.

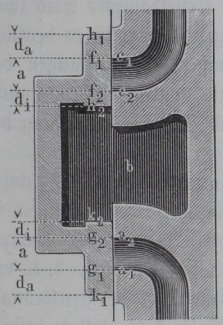
Man erkennt nun leicht, daß bei der hier angegebenen Stellung des Excenters rechtwinkelig zum Kurbelarme die Bewegung des Schiebers eine solche ist, wie sie einer regelrechten Dampfvertheilung entspricht, vorausgesetzt, daß die Drehung der Kurbelwelle in dem durch die Pfeile angedeuteten Sinne der Uhrzeigerbewegung gedacht wird. In I nämlich, wo beide Canäle a

und c gerade verschlossen sind, kann weder Dampf durch a ein- noch durch c austreten. Beides ist aber möglich, sobald die Kurbelwelle nur wenig über den todten Punkt im Sinne des Pfeiles gedreht wird, weil bei dieser Drehung der Schieber S_1 durch das Excenter E_1 schnell emporgehoben wird. Hierdurch wird a mit dem Schieberkasten und c mit dem Ausblaserohre in Verbindung gesetzt, wie es der aufsteigenden Bewegung des Kolbens entspricht. Bei einer Drehung der Kurbel um 90^0 nach C_2 hat der Schieber seinen größten Ausschlag oberhalb seiner Mittellage erreicht und er fängt nunmehr an, sich wieder seiner Mittellage zu nähern, welche er gerade in dem Augenblicke erreicht, in welcher sich die Kurbel um 180^0 gedreht hat und der Kolben in seine höchste Stellung K_3 getreten ist. Während dieser ganzen Zeit ist der Canal a für den frischen Kesseldampf geöffnet und der Canal c mit dem Ausblaserohre in Verbindung gewesen, so daß der Kolben in Folge des Dampfüberdruckes auf die untere Seite thatsächlich die hier vorausgesetzte aufsteigende Bewegung angenommen und die Kurbelwelle um 180^0 gedreht hat. Es ist nun leicht zu erkennen, wie bei der folgenden halben Umdrehung der Kurbel durch C_4 in die Anfangslage C_1 der Schieber aus seiner Mittellage S_3 nach unten in die tiefste Lage S_4 verschoben und wieder in die Mittellage S_1 zurückgezogen wird, so daß während dieser Zeit fortwährend der obere Dampfcanal c mit dem Eintrittsrohre und der Canal a mit dem Ausblaserohre b in Verbindung steht, wie es einer Abwärtsbewegung des Dampfkolbens unter dem Einflusse des Dampfdruckes entsprechend ist. Es geht hieraus hervor, daß bei der angenommenen Stellung des Excenters die Kurbelwelle durch die Wirkung des Dampfdruckes auf den Kolben eine Umdrehung in der Richtung der Pfeile annehmen muß, d. h. das Excenter geht der Kurbel in deren Bewegungsrichtung um 90^0 vor. Es ist dagegen leicht ersichtlich, daß eine Umdrehung der Kurbel in der den Pfeilen entgegengesetzten Richtung eine solche Oeffnung der Canäle durch den Schieber veranlaßt, vermöge deren hinter dem Kolben stetig durch die Schieberhöhlung hindurch Dampf oder Luft aus dem Canale b in den Cylinder angesaugt und vor dem Kolben in den Schieberkasten, beziehungsweise in den Kessel eingepreßt werden würde. Aus der Dampfmaschine wird in diesem Falle, d. h. wenn die Kurbel durch eine äußere Kraft in der den Pfeilen entgegengesetzten Richtung umgedreht wird, eine Compressionsmaschine, und es beruht hierauf die Wirkung der Schiebergebläse, welche in Thl. III, 2 näher besprochen werden. Ebenso erklärt sich hieraus die ebenfalls in Thl. III, 2 angeführte Wirkung des Contredampfes bei Locomotiven, welche sich dann ergiebt, wenn man der noch im Vorwärtsgange befindlichen Maschine den Dampf in solcher Weise zuführt, daß unter dem Einflusse dieses Dampfes die Maschine sich rückwärts umdrehen würde. Alsdann wird durch die einmal in Bewegung befindliche

Masse des ganzen Zuges in Folge des Beharrungsvermögens die Umdrehung der Kurbelwelle in dem vorwärts gerichteten Sinne noch eine Zeit lang unterhalten.

Es wurde bisher angenommen, daß die Stellung des Excenters von der Kurbelstellung genau um 90^0 abweiche, und daß die Breite der Schieberlappen $f_1 f_2$ und $g_1 g_2$, Fig. 577, genau gleich der Oeffnungsweite $c_1 c_2$ und $a_1 a_2$ der Dampfcanäle sei, so daß in der mittlern Schieberstellung beide Dampfcanäle gerade abgeschlossen sind. Um nun aber schon in den äußersten Stellungen des Kolbens, in denen ein Wechsel in dessen Bewegungsrichtung eintritt, dem ein- und austretenden Dampfe eine gewisse Oeffnung darzubieten, ist es nothwendig, die Abweichung des Excenters von der Kurbel etwas größer als 90^0 anzunehmen, und zwar um einen gewissen Winkel δ, welcher bei verschiedenen Maschinen zwischen 10^0 und 30^0 schwankt, und welcher Winkel in der Regel als der Voreilungswinkel bezeichnet wird. Es ist leicht ersichtlich, daß in Folge einer derartigen Excenterstellung der Schieber in jedem äußersten Kolbenstande bereits um eine gewisse, diesem Voreilungswinkel entsprechende Größe λ über seine mittlere Lage hinausgetreten ist. Ebenso groß würde daher die Oeffnung jedes Canals sein, wenn die Breite der Schieberlappen genau mit der Weite der Canäle übereinstimmte. Aber auch hiervon weicht man bei den wirklichen Ausführungen ab, indem man die Schieberlappen immer breiter macht als die Canalmündungen, und zwar läßt man den Schieber in seiner mittlern Stellung jeden Dampfcanal um eine gewisse Größe d_a nach außen und eine ebenfalls bestimmte Größe d_i nach innen überragen, so daß die Breite jedes Schieberlappens zu $a + d_a + d_i$ gegeben ist, wenn a die lichte Canalweite bedeutet. Die Größe d_a nennt man die äußere und die Größe d_i die innere Ueberdeckung oder Ueberlappung. In Fig. 577, in welcher der Schieber in seiner mittlern Stellung gezeichnet ist, stellen $f_1 h_1 = g_1 k_1 = d_a$ die äußere und $f_2 h_2 = g_2 k_2 = d_i$ die innere Ueberdeckung vor.

Fig. 577.



Es ist nun zu erkennen, wie der Einfluß der Ueberdeckungen beim Beginn eines Kolbenlaufes dem Einflusse der Voreilung entgegenwirkt, indem die letztere eine vorzeitige Eröffnung der Canäle bewirkt, während dieselben durch die Ueberdeckungen länger geschlossen gehalten werden. Wenn daher λ den Ausschlag des Schiebers über seine Mittellage, die sogenannte lineare Voreilung, beim Beginn eines Kolbenlaufes bedeutet, so bietet der Eintrittscanal dem Dampfe eine Oeffnung von der Breite $\lambda - d_a$ dar, während

der entweichende Dampf eine Oeffnung im Betrage $\lambda - d_i$ vorfindet. Diese Differenzen sind immer positive Größen, da man die Deckungen d_a und d_i bei allen Maschinen kleiner macht als den Betrag der linearen Voreilung λ. Es leuchtet nun ein, daß diese beim Beginn eines Kolbenlaufs bereits vorhandene Eröffnung der Canäle um $\lambda - d_a$ und beziehungsweise $\lambda - d_i$ in der unmittelbar vorhergegangenen Zeit entstanden sein muß, also bevor der Kolben das Ende seines Laufes erreicht hatte, d. h. es muß dem Kolben während des letzten Theiles seiner vorhergehenden Bewegung einerseits schon frischer Kesseldampf entgegengetreten sein, und andererseits muß dem hinter dem Kolben treibend wirkenden Dampfe schon vor Ende des Laufes Gelegenheit zum Entweichen gegeben sein. Demgemäß spricht man bei den Dampfmaschinen von dem sogenannten Voreintritt und von dem Voraustritt des Dampfes. Durch den Voreintritt des frischen Kesseldampfes wird zwar dem Dampfkolben ein gewisser Widerstand entgegengesetzt, doch ist es deutlich, daß gerade dieser Voreintritt, welcher gewissermaßen ein Auffangen des Dampfkolbens gegen Ende seines jedesmaligen Laufes durch frischen Dampf bewirkt, viel dazu beitragen muß, eine sanfte und stoßfreie Bewegung der Maschine zu veranlassen.

Faßt man dagegen die Bewegung des Kolbens gegen Ende seines Laufes ins Auge, so findet man, daß die Voreilung und die Ueberdeckungen in gleichem Sinne wirken, indem beide einen frühern Abschluß der Dampfcanäle herbeiführen, als ohne sie der Fall wäre. Ein früheres, d. h. vor Beendigung des Kolbenlaufes erfolgendes Abschließen des Eintrittscanals muß offenbar eine Expansionswirkung des hinter dem Kolben befindlichen treibenden Dampfes zur Folge haben, und zwar wird der Dampf so lange durch seine Expansion auf den Kolben wirken, bis vor vollständiger Beendigung des Kolbenlaufs durch die erwähnte vorzeitige Eröffnung des Austrittcanals der Voraustritt sich einstellt. Andererseits wird ein vorzeitiges Abschließen des Austrittscanals eine Compression des noch vor dem Kolben befindlichen Dampfes so lange im Gefolge haben, bis durch die oben erwähnte Voröffnung dieses Canals für den frischen Kesseldampf der Voreintritt beginnt.

Diejenigen Kolbenstellungen, in denen die Eröffnung und der Abschluß des Eintritts- und Austrittscanals erfolgen, und welche für die Größe der Expansion und Compression bestimmend sind, lassen sich aus dem Voreilungswinkel, d. h. der Stellung des Steuerungsexcenters gegen die Kurbel sowie aus der Größe des Kurbelarmes und der Excentricität durch Rechnung oder Zeichnung ermitteln. In Betreff der hierüber anzustellenden Rechnungen muß auf die ausführliche Besprechung des Kurbelgetriebes in Thl. III, 1 verwiesen werden. Um einen schnellen Ueberblick über diese Verhältnisse zu erlangen, ist es allgemein gebräuchlich, sich graphischer

Darstellungen, der sogenannten Schieberdiagramme zu bedienen, welche für jede beliebige Kolbenstellung den zugehörigen Standort des Schiebers und die Größe der Canalöffnungen ersichtlich machen. Diese Diagramme, welche für die Anordnung der Steuerung einer neu zu erbauenden, sowie für die Beurtheilung der Vorgänge in einer schon vorhandenen Maschine von hervorragender Bedeutung sind, sollen im Folgenden kurz angeführt werden.

Schieberbewegung. Es stelle in der schematischen Fig. 578 (a. f. S.) AB_1 die Kurbel einer Dampfmaschine in dem todten Punkte B_1 vor, und es sei für diese Lage E_1 der Mittelpunkt des Excenters von der Excentricität $AE_1 = e$. Der Voreilungswinkel FAE_1 sei mit δ bezeichnet. Von dem Excenter, welches als eine Kurbel von der Länge e zu betrachten ist, geht die Excenterstange E_1C_1 von der Länge l nach dem Scharnierbolzen C_1 der den Schieber S bewegenden Stange, so daß der Schieber eine mit dem Punkte C_1 übereinstimmende Bewegung annimmt. Der symmetrisch geformte Schieber habe für die betrachtete Stellung der Kurbel im todten Punkte B_1 und des Excenters in E_1 eine solche Stellung, daß seine Symmetrieebene oder Mitte in S_1 gelegen ist, und es sei dabei der linke Dampfcanal D_1 um die Größe o_a geöffnet. Man bestimmt nun die Länge der Schieberstange C_1S_1 bei allen Dampfmaschinen derart, daß bei der Stellung der Kurbel in dem zweiten Todtpunkte B_2 die Voröffnung des rechten Dampfcanals D_2 denselben Betrag o_a hat, damit die Bewegung des Kolbens beim Hin- und Rückgange möglichst gleichmäßig erfolge. In dieser zweiten Todtlage der Kurbel AB_2 steht das Excentermittel in E_2, diametral gegenüber E_1, und man erhält die Lage des Kreuzkopfes in C_2, wenn man $E_2C_2 = l$ macht; dieser Stellung entspricht die Lage der Schiebermitte in S_2, so daß $S_1S_2 = C_1C_2 = 2\lambda$ ist. Damit nun die gedachte Bedingung gleichen Voröffnens in den todten Punkten erfüllt werde, hat man daher die Mitte M_c zwischen den ebenfalls symmetrischen Dampfcanälen des Cylinders in der Mitte zwischen S_1 und S_2 anzuordnen, was durch entsprechende Regulirung der Länge der Schieberstange CS immer leicht geschehen kann. Um nun über die Verhältnisse der Dampfvertheilung ein Urtheil zu gewinnen, kommt es nur darauf an, für jede Kurbelstellung die Entfernung der Schiebermitte von der Canalmitte M_c nach der einen oder andern Seite der letztern zu ermitteln. Hierzu genügt es, die Bewegung des Kreuzkopfes C in Bezug auf die Mitte M zwischen C_1 und C_2 zu bestimmen, da die Bewegung des Schiebers S mit derjenigen des Bolzens C genau übereinstimmt. §. 286.

Was nun zunächst die Lage der besagten Mitte M zwischen C_1 und C_2 betrifft, so ist dieselbe leicht zu bestimmen. Man findet nämlich für die

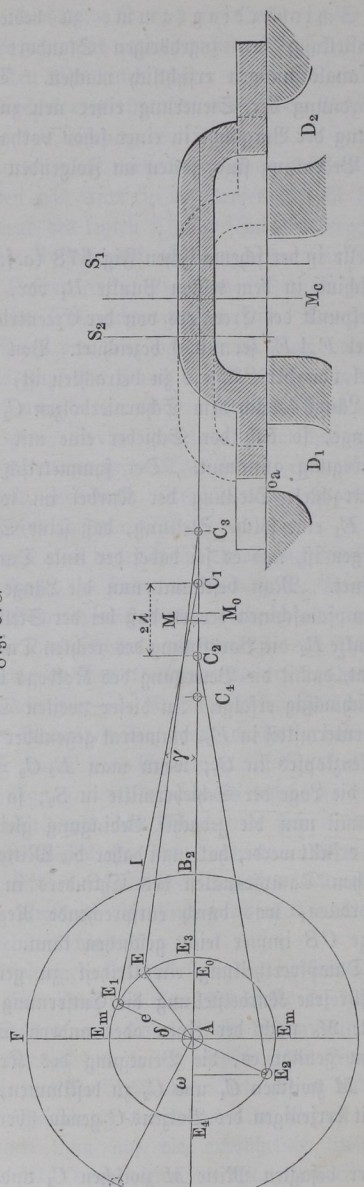


Fig. 578.

Lage C_1 nach der Figur den Abstand $A\,C_1 = c_1$ des Bolzens von der Welle A zu:

$$A\,C_1 = c_1 = l\cos\gamma + e\sin\delta,$$

wenn γ den Neigungswinkel $E_1\,C_1\,A$ der Excenterstange gegen die Schubrichtung bedeutet.

In derselben Weise findet man den Abstand $A\,C_2 = c_2$ für die andere Todtlage zu:

$$A\,C_2 = c_2 = l\cos\gamma - e\sin\delta,$$

da der Neigungswinkel $E_2\,C_2\,A$ der Excenterstange für diese Lage denselben Werth γ hat, für welchen Winkel nach der Figur die Gleichung gilt:

$$\sin\gamma = \frac{e\cos\delta}{l};$$

also:

$$\cos\gamma = \sqrt{1 - \frac{e^2\cos^2\delta}{l^2}}.$$

Man erhält hiernach den Abstand:

$$A\,M = c = \frac{c_1 + c_2}{2}$$

$$= l\cos\gamma$$

$$= l\sqrt{1 - \frac{e^2}{l^2}\cos^2\delta}$$

$$= \sim l\left(1 - \frac{e^2}{2\,l^2}\cos^2\delta\right).$$

Nun ist bei allen Steuerungen die Länge l vielmal größer als die Excentricität e, und es ist daher der

Werth der Klammer hinreichend genau gleich Eins zu setzen. Auch bei den kürzesten Excenterstangen wird l wenigstens gleich $20\,e$, oft aber gleich $30\,e$ bis $40\,e$ und größer sein. Es ist also auch für den geringsten Werth von $l = 20\,e$ und für den Winkel $\delta = 0^0$ das zweite Glied der Klammer nur $\frac{1}{800}$ oder $^1/_8$ Proc., so daß man für alle praktischen Fälle dieses Glied vernachlässigen kann, da der Einfluß desselben immer geringer ist, als die mit der Ausführung verbundene Ungenauigkeit. Man darf daher den besagten Abstand $AM = e = l$ setzen, d. h. man kann annehmen, daß die erwähnte Mittellage M zwischen den Stellungen für die Todtlagen zusammenfällt mit der Mitte M_0 des ganzen Weges $C_3\,C_4 = 2\,e$, welchen der Bolzen C und der Schieber überhaupt durchläuft, während das Excenter zwischen den äußersten Lagen E_3 und E_4 sich bewegt. Die Entfernung MM_0, welche zwischen diesen beiden Mittellagen thatsächlich vorhanden ist, rührt, wie aus dem Vorhergehenden folgt, aus der beschränkten Länge der Excenterstange her und wird um so kleiner, je größer diese Länge l im Vergleich zur Excentricität e gewählt wird. Die hier und im Folgenden gemachte Annahme, daß diese Abweichung gleich Null sei, kommt auf die Annahme einer unendlich langen Lenkerstange hinaus, und der Zapfen C nimmt hierbei diese Mittelstellung ein, wenn das Excentermittel nach E_m in die Normale zur Schubrichtung getreten ist.

Denkt man sich nun die Kurbel aus ihrer Todtlage AB_1 um einen beliebigen Winkel $B_1AB = \omega$ gedreht, wodurch das Excentermittel aus E_1 in die Lage E gelangt, so hat sich der Schieber unter der gemachten Voraussetzung einer sehr langen Excenterstange aus seiner mittlern Stellung um die Größe AE_0 nach rechts bewegt, wenn E_0 die Projection von E auf B_1B_2 ist, d. h. der Ausschlag von der Mitte ist allgemein durch

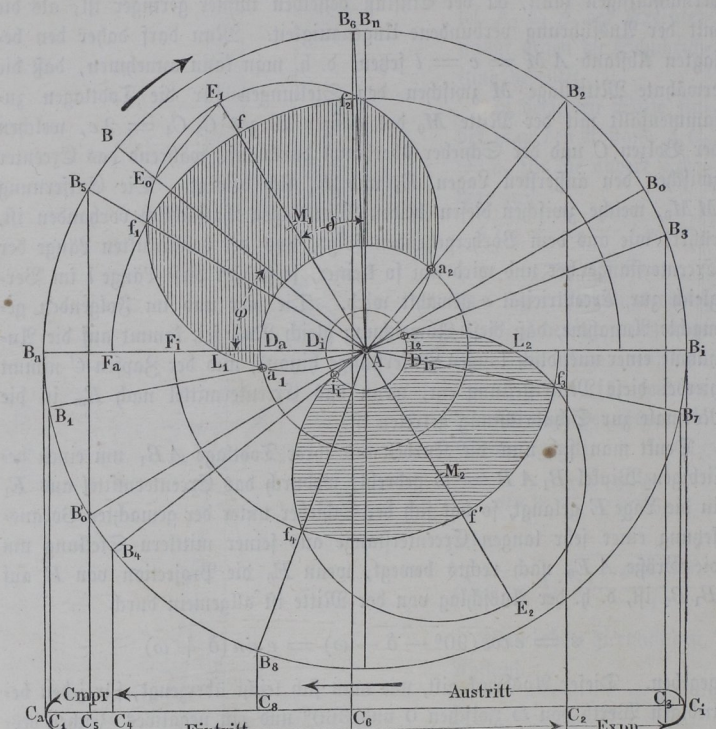
$$s = e\cos(90^0 - \delta - \omega) = e\sin(\delta + \omega)$$

gegeben. Dieser Ausdruck gilt, wie man sich leicht überzeugt, für jeden beliebigen Werth von ω zwischen 0 und 360^0 und ein negatives Zeichen desselben, welches sich einstellt, wenn ω zwischen $180^0 - \delta$ und $360^0 - \delta$ gelegen ist, bedeutet einen Ausschlag des Schiebers nach der linken Seite von M, während die positiven Werthe von s Verschiebungen nach rechts ausdrücken. Der Schieber steht in seiner mittlern Stellung für $s = 0$, d. h. für $\omega = 180 - \delta$ und $\omega = 360 - \delta$, während der größte Ausschlag nach rechts dem Werthe $\omega = 90 - \delta$ und nach links dem Drehungswinkel $\omega = 270 - \delta$ zukommt.

Man kann sich von der Vertheilung des Dampfes durch ein einfaches Diagramm in folgender Weise ein deutliches Bild verschaffen. Der Ausdruck $s = e\cos(90^0 - \delta - \omega)$ bedeutet die rechtwinkelige Projection

der Excentricität e auf eine unter dem Winkel $90^0 - \delta - \omega$ dagegen geneigte Gerade. Beschreibt man daher um A in Fig. 579 einen Kreis mit einem Halbmesser AB, welcher nach einem verjüngten Maßstabe den Kurbelhalbmesser r vorstellt, trägt an den die beiden Todtpunkte B_a und B_i aufnehmenden Durchmesser den Winkel $B_a A E_1 = 90 - \delta$ an und macht

Fig. 579.



$AE_1 = e$, so findet man für irgend eine Kurbelstellung AB den Ausschlag des Schiebers aus der Mitte in der Projection AE_0 der Excentricität AE_1 auf die Kurbelrichtung AB, denn es ist $AE_0 = AE_1 \cos(90 - \delta - \omega)$. Denkt man sich diese Construction für alle möglichen Drehungswinkel ω von 0 bis 360^0 ausgeführt, so liegen die Fußpunkte E_0 sämmtlich auf den Umfängen zweier Kreise vom Durchmesser $AE_1 = AE_2 = e$, deren Mittelpunkte M_1 und M_2 auf der durch A gezogenen Geraden E_1E_2 liegen, welche unter dem Winkel $90 - \delta$ gegen die Schubrichtung B_aB_i geneigt ist. Die gemeinschaftliche Tangente B_0B_0' an diese Kreise giebt diejenigen

beiden Kurbelstellungen AB_0 und AB'_0, für welche der Ausschlag des Schiebers gleich 0 ist, d. h. für welche der Schieber seine mittlere Stellung einnimmt, und für jede andere Kurbelrichtung AB erhält man den zugehörigen Ausschlag des Schiebers aus der Mitte in derjenigen Sehne AE_0, welche auf dieser Richtung AB von einem der beiden Kreise E abgeschnitten wird. Es ist auch leicht zu erkennen, daß der obere Kreis E_1 den Ausschlag des Schiebers nach rechts angiebt, welcher der Kurbelbewegung durch den Halbkreis $B'_0 B_a B_0$ zugehört, während die Sehnen des untern Kreises E_2 die Verschiebungen nach links vorstellen, wie sie während der Kurbelbewegung durch den Halbkreis $B_0 B_i B'_0$ vorkommen. In der Todtlage AB_a der Kurbel ist demgemäß eine Verschiebung des Schiebers nach rechts um die Länge $AL_1 = \lambda$ vorhanden, und folglich ist die Voröffnung des linken Eintrittscanals daselbst durch

$$o_a = \lambda - d_a = L_1 D_a$$

gegeben, wenn man die äußere Deckung d_a gleich AD_a macht. Ebenso erhält man in $L_1 D_i = o_i$ die Eröffnung des rechten Austrittscanals, wenn man die innere Deckung d_i gleich AD_i macht. Denkt man sich um A Kreise mit den Halbmessern AD_a und AD_i beschrieben, so erhält man durch die Punkte a_1, a_2, i_1 und i_2, in welchen diese Kreise von den Kreisen E_1 und E_2 geschnitten werden, diejenigen Kurbelstellungen, in denen die Verschiebung des Schiebers aus der Mitte gerade den Betrag der äußern beziehungsweise der innern Deckung erreicht hat. Diesen Kurbelstellungen entspricht daher der Beginn oder das Ende der Eröffnung des Eintritts oder beziehungsweise des Austritts. Faßt man nur die eine Cylinderseite links vom Kolben ins Auge, so ergiebt die Figur das Folgende. In der Todtstellung der Kurbel AB_a, wenn der Kolben die äußerste linke Stellung erreicht hat, findet der Dampf eine Oeffnung gleich $o_a = L_1 D_a$ vor, welche schon während der vorhergegangenen Drehung der Kurbel von B_1 nach B_a entstanden ist. Der Canal bleibt darauf dem eintretenden Dampfe geöffnet bis zu der durch a_2 gegebenen Kurbelstellung AB_2, in welcher der Eintritt verschlossen ist. In Folge dessen findet bei weiterer Kurbeldrehung eine Expansion des Dampfes hinter dem Kolben statt, welche so lange anhält, bis der Cylinder mit dem Austrittsrohre in Verbindung gebracht wird. Dies findet in der durch i_2 bestimmten Kurbelstellung B_3 statt, für welche der Schieber gerade um den Betrag d_i der innern Deckung nach links verschoben ist. Der Bogen $B_3 B_i$ entspricht daher dem sogenannten Vorausstritte des Dampfes. Der Austritt findet nun ununterbrochen bis zu der durch i_1 bestimmten Stellung der Kurbel in AB_4 statt, in welchem Zeitpunkte eine Compression des noch zurückgebliebenen Dampfes beginnt. Diese Compression dauert bis zu der Stellung der Kurbel in AB_1, für welche der

Canal bereits dem Kesseldampfe aufs Neue eröffnet wird, worauf der beschriebene Vorgang sich wiederholt. Zeichnet man noch um A als Mittelpunkt die beiden Kreise durch F_a und F_i mit den bezüglichen Halbmessern $d_a + a$ und $d_i + a$, so geben die Schnittpunkte f_1, f_2, f_3 und f_4 dieser Kreise mit denjenigen E_1 und E_2 diejenigen Stellungen der Kurbel an, in denen der Canal um seine ganze Breite a für den Eintritt und beziehungsweise für den Austritt geöffnet ist. Der Canal ist daher während der Drehung der Kurbel durch den Winkel $f_1 A f_2$ für den Eintritt und während der Drehung durch $f_3 A f_4$ für den Austritt gänzlich eröffnet, und die beiden in der Figur schraffirten Flächen zwischen den Kreisen E, F und D lassen für jede Kurbelstellung die Weite der zugehörigen Canalöffnung erkennen. Die obere vertical schraffirte Fläche gilt dabei für den Eintritt und die untere horizontal schraffirte Fläche für den Austritt des Dampfes.

Es ist auch leicht, für jede Kurbelstellung die zugehörige Verschiebung des Kolbens zu bestimmen. Wollte man auch hierfür die Neigung der Lenkerstange gegen die Schubrichtung vernachlässigen, so hätte man einfach die einzelnen Lagen des Kurbelzapfens B auf eine zur Schubrichtung parallele Gerade $C_a C_i$ zu projiciren, wie es in der Figur geschehen ist. Wenn man jedoch die Kolbenstellungen genauer unter Berücksichtigung der beschränkten Schubstangenlängen ermitteln will, so hat man die vorstehend angeführten genauen Formeln für die Verschiebung des Kreuzkopfes (s. auch Thl. III, 1, das Kurbelgetriebe) zu benutzen, oder man kann sich für eine graphische Ermittelung des im Folgenden angegebenen Müller'schen Diagramms bedienen.

Aus den in die Figur eingeschriebenen Bezeichnungen ergiebt sich der Vorgang der Dampfvertheilung für die eine (linke) Seite des Kolbens, und es gelten für die andere (rechte) Kolbenseite unverändert die nämlichen Betrachtungen. Das hier angeführte Diagramm ist zuerst mit etwas anderer Herleitung von Zeuner*) angegeben, welcher die beiden Kreise E_1 und E_2 die Schieberkreise und die Kreise D_a und D_i die Deckungskreise nennt.

Während man für die Schieberbewegung immer die Länge der Excenterstange als unendlich groß annehmen darf, da, wie vorstehend nachgewiesen, die damit verbundene Ungenauigkeit immer sehr klein ist, so genügt eine solche Annäherung meist nicht mehr für die Bestimmung der Kolbenbewegung, indem hierbei die Länge l der Lenkerstange immer eine verhältnißmäßig geringere ist, welche etwa zu $5r$ bis $6r$, nur selten $7r$ bis $8r$ angenommen wird, unter r den Kurbelhalbmesser verstanden. Bei einer Länge $l = 5r$ befindet sich der Kolben, wenn die Kurbel um 90^0 vom todten Punkte aus gedreht ist, von der Axe nach dem Vorangegangenen in einem Abstande gleich

*) Siehe Zeuner, Die Schiebersteuerungen.

$$l\cos\gamma = l\sqrt{1-\left(\frac{r}{l}\right)^2} = l\sqrt{\frac{24}{25}} = 0{,}9798\,l,$$

während dieser Abstand unter Annahme einer unendlich langen Lenkerstange zu l sich ergiebt. Der mit dieser Annahme verbundene Fehler beziffert sich daher zu

$$0{,}0202\,l = 0{,}0404\,r$$

oder zu etwa 2 Proc. des ganzen Kolbenlaufes $2r$, welcher Betrag groß genug ist, um in vielen Fällen eine genauere Bestimmung des Kolbenweges nöthig zu machen.

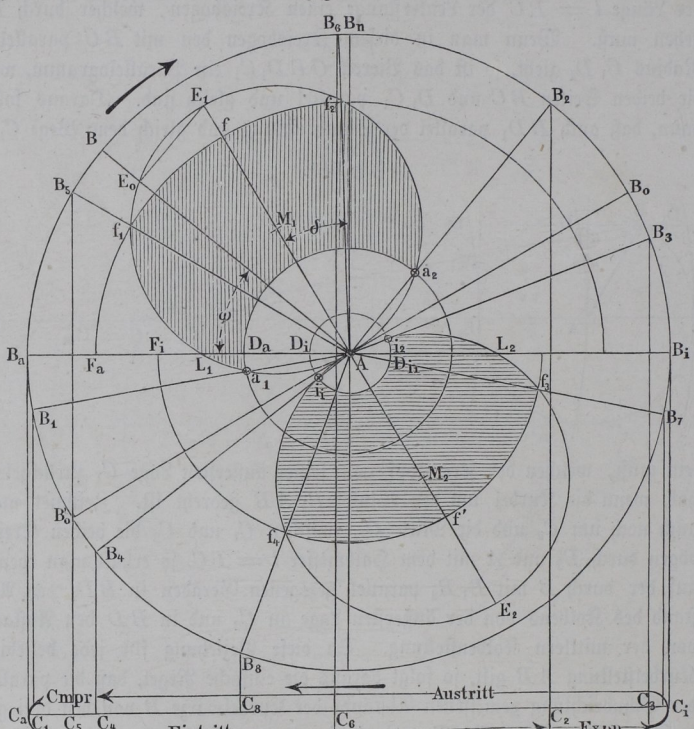
Da eine ausführliche Berechnung des Kurbelgetriebes in Thl. III, 1 gegeben ist, so soll hier nur noch angeführt werden, wie man in einfacher Weise durch ein Diagramm den zu jeder Kurbelstellung zugehörigen Kolbenstand bestimmen kann. Hierzu eignet sich vorzüglich das von Müller*) angegebene Diagramm, welches sich in folgender Art ergiebt. Ist AB, Fig. 580 (a. f. S.), eine Kurbel von der Länge r, welche bei ihrer Drehung im Sinne des Pfeiles mittelst der Lenkerstange $BC = l$ den Kreuzkopf und damit den Kolben zwischen C_1 und C_2 um die Länge $2r$ hin- und herbewegt, so denke man sich dem ganzen Getriebe in allen seinen Theilen eine zusätzliche Drehung ertheilt, welche gleich und entgegengesetzt der Kurbeldrehung ist. Durch diese Hinzufügung wird, wenn sie auf alle Theile, also auch auf das Gestell und den Cylinder sich erstreckt, an der relativen Bewegung der einzelnen Theile gegen einander nichts geändert. Die Kurbel selbst kommt durch diese zusätzliche Bewegung vollständig in Ruhe und es entsteht dadurch aus dem Kurbelmechanismus das Getriebe der sogenannten rotirenden Kurbelschleife, welche als eine kinematische Umkehrung des gewöhnlichen Schubkurbelgetriebes anzusehen ist (s. Thl. III, 1). Denkt man sich dabei etwa die Kurbel in der Todtlage AB_2 stehend, so beschreiben die beiden Endpunkte C_1 und C_2 der Geradführung, zwischen denen der Kreuzkopf C sich bewegt, zwei um A concentrische Kreise, während der Kreuzkopf oder Endpunkt der Lenkerstange den um B_2 mit dem Radius l gezeichneten Kreis K durchläuft. Es ist nun ohne Weiteres klar, daß dieser von Müller sogenannte Distanzkreis K für jede Kurbelrichtung auf dem zwischen den Kreisen C_1 und C_2 gelegenen Stücke die relative Lage des Kolbens angiebt. So folgt beispielsweise für die Kurbelstellung AB die Verschiebung des Kreuzkopfes von C_1 gleich FK. Zeichnet man noch durch die Mitte C_m zwischen C_1 und C_2 den um A concentrischen Kreis, so findet man daher mittelst des Durchschnittes K_m desselben mit dem Distanzkreise diejenige Kurbelstellung AB_m, für welche der Kolben genau in der Mitte seines

*) Civilingenieur, Bd. 7, S. 347.

Anwendung zur graphischen Behandlung der Umsteuerungen der Locomotiven*) gemacht hat. Auch das von Reuleaux angegebene Diagramm läßt sich aus der Fig. 581 herleiten.

§. 287. **Fortsetzung.** Die Betrachtung der Fig. 579 läßt leicht die Einflüsse erkennen, welche die einzelnen Elemente, wie Voreilungswinkel, Excentricität, innere und äußere Deckung, auf die Vertheilung des Dampfes ausüben. In

Fig. 579.



dem todten Punkte B_a der Kurbel ist der Schieber der Figur zufolge um die Größe der linearen Voreilung $\lambda = AL_1$ aus seiner mittlern Stellung nach rechts verschoben, und es ist in diesem Augenblicke eine Oeffnung des Eintrittscanales vorhanden, welche durch $L_1 D_a = \lambda - d_a$ dar-

*) Die Umsteuerungen der Locomotiven in rein graphischer Behandlung von Albert Fliegner.

gestellt ist. Wäre die äußere Deckung d_a gerade gleich der linearen Voreilung λ, so würde der Canal im todten Punkte sich gerade zu öffnen beginnen. Da aber, wie schon bemerkt, die Eröffnungen schon früher ihren Anfang nehmen, der Dampf also dem Kolben noch vor Beendigung seines Laufes entgegentreten soll, so hat man unter allen Umständen die äußere Deckung d_a kleiner anzunehmen als das lineare Voreilen λ. Die Eröffnung des Canales geschieht demzufolge schon in der durch a_1 festgelegten Kurbelstellung AB_1, so daß dem von rechts ankommenden Kolben auf dem letzten Stücke $C_1 C_a$ seines Weges schon der frische Kesseldampf entgegentritt.

Wenn die Kurbel ihre Drehung mit gleichförmiger Geschwindigkeit vollführt, so ist unmittelbar nach Ueberschreitung des todten Punktes die Bewegung des Kolbens nur langsam, da die Kolbengeschwindigkeit von dem Werthe Null im todten Punkte nur allmälig zunimmt, während der Schieber in dieser Stellung mit verhältnißmäßig großer Geschwindigkeit sich bewegt, und daher sogleich beim Beginn der Kolbenbewegung die Canäle schnell aufgerissen werden. Man erkennt dieses Verhalten daraus, daß die betreffende, von A ausgehende Sehne des Schieberkreises sehr schnell wächst, wenn dieselbe aus der Todtlage AB_a im Sinne des Pfeiles gedreht wird. In Folge hiervon ist denn auch der Canal in seiner ganzen Breite dem eintretenden Dampfe bereits geöffnet, wenn die Kurbel die durch den Punkt f_1 bestimmte Stellung AB_5 eingenommen hat, in welcher Stellung der Kolben nur etwa den Weg $C_a C_5$ zurückgelegt hat. Dieses schnelle Oeffnen des Dampfcanals ist eine sehr gute Eigenschaft der hier betrachteten Steuerung, indem in Folge hiervon die sogenannte Drosselung des Dampfes, d. h. die Hindurchführung desselben durch verengte Querschnitte, nur in geringem Maße auftritt. Solche Drosselung ist immer möglichst zu vermeiden, da mit derselben stets eine Spannungsermäßigung und Verkleinerung der Leistung verbunden ist.

Die Figur zeigt, daß der Canal für den eintretenden Dampf vollständig geöffnet bleibt, während die Kurbel den Winkel $B_5 AB_6$ durchläuft, also der Kolben sich von C_5 bis C_6 verschiebt. Der Schieber hat während dieser Zeit sogar größere Verschiebungen erhalten, als zur vollständigen Eröffnung nur nöthig sind, was zur Folge hat, daß die äußere (linke) Kante des Schieberlappens noch um eine gewisse Größe über die innere Kante des Canals nach rechts hin zurückgegangen ist, so daß man wohl von einer Ueberöffnung des Schiebers spricht, welche ihren größten Betrag $E_1 f = e - (a + d_a)$ in der Kurbelstellung AE_1, also bei einem Drehungswinkel von $B_a AE_1 = 90 - \delta$ erlangt, für welchen die Excentricität in die Lage AB_i gekommen ist und der Schieber seinen größten Ausschlag nach rechts angenommen hat.

Bei der weiteren Drehung der Kurbel über AB_6 hinweg beginnt der Schieber den Canal für den eintretenden Dampf wieder zu schließen, so daß in der Kurbelstellung AB_2 der vollständige Abschluß eingetreten ist. Für die Geschwindigkeit dieses Verschlusses sind wiederum die Sehnen des Schieberkreises zwischen Af_2 und Aa_2 maßgebend, und man erkennt auch, daß der Winkel B_6AB_2, um welchen sich die Kurbel während des Abschließens dreht, gerade gleich dem Winkel B_1AB_5 ist, der dem Eröffnen zukommt. Der Kolben hat sich jedoch während des Abschließens um die viel größere Strecke C_6C_2 bewegt, so daß also der Schluß im Vergleich mit der Kolbenbewegung verhältnißmäßig langsam erfolgt, womit eine gewisse Drosselung des Dampfes verbunden ist, welche auch durch das Indicatordiagramm (siehe weiter unten) angezeigt wird.

Der in dem Cylinder abgesperrte Dampf wirkt nun durch seine Ausdehnung treibend auf den Kolben bis zu der Kurbelstellung AB_3, in welcher der Schieber aus seiner mittlern Lage, die er in der Kurbelstellung AB_0 inne hat, um die Größe $Ai_2 = d_i$ der innern Deckung nach links verschoben ist. Von diesem Augenblicke an, in welchem der Kolben die Stellung C_3 einnimmt, kann der Dampf entweichen nach der freien Luft oder dem Condensator, und es stellt sich daher hinter dem Kolben eine Spannung des Dampfes ein, welche die atmosphärische oder die des Condensators nur wenig übertrifft. Dies wird insbesondere durch die schnelle Eröffnung des Austrittscanals bewirkt, welche während der Drehung der Kurbel um B_3AB_i oder während der Verschiebung des Kolbens um die geringe Länge C_3C_i von Null bis auf den Betrag $D_{i_1}L_2 = \lambda - d_i$ sich vergrößert. Bereits in der durch f_3 bestimmten Kurbelstellung AB_7 ist der Canal für den Austritt gänzlich geöffnet und bleibt dies während Bewegung der Kurbel nach AB_8 oder des Kolbens nach C_8. Jetzt beginnt der Abschluß der Austrittsöffnung, welcher in der Kurbelstellung AB_4 beendet ist. Für die Geschwindigkeit des Oeffnens und Schließens der Austrittsöffnung sind wieder die Veränderungen maßgebend, welche die Sehnen des untern Schieberkreises in den Winkeln i_2Af_3 und f_4Ai_1 erleiden, und es gelten hierfür, sowie in Betreff der Ueberöffnung E_2f' des Austrittscanals ganz ähnliche Betrachtungen wie sie vorstehend für den Eintritt angestellt wurden. Von der Kolbenstellung C_4 an, bei welcher die Austrittsöffnung verschlossen ist, wird nun der noch in dem Cylinder befindliche Dampf so lange comprimirt, bis in der Stellung der Kurbel in AB_1 und des Kolbens in C_1 der frische Kesseldampf wieder Zutritt erhält und dem Kolben während des letzten Wegtheiles von C_1 nach C_a entgegentritt. Von hier an wiederholen sich die Vorgänge genau in derselben Folge und es ist auch klar, daß für die rechte Kolbenseite alle Verhältnisse dieselben sind wie für die linke, nur daß die entsprechenden Kurbelstellungen sämmtlich um 180^0 von den hier für die linke Seite betrachteten

abweichen. Aus den vorstehenden Bemerkungen ergiebt sich, daß durch die dem Diagramm der Fig. 579 zugehörige Steuerung der Dampf einer Expansion ausgesetzt wird, welche, wenn man hier von den schädlichen Räumen absieht, durch das Verhältniß der Kolbenwege $C_a C_2$ zu $C_a C_3$ dargestellt ist, und daß in gleicher Weise zwischen C_4 und C_1 eine Compression des zurückgebliebenen Dampfes in dem Verhältnisse $C_a C_4$ zu $C_a C_1$ stattfindet. In welcher Weise die schädlichen Räume zu berücksichtigen sind, die besonders bei der Compression einen erheblichen Einfluß ausüben, ist leicht zu erkennen.

Man ersieht aus der Figur, daß es nicht möglich ist, mit der betrachteten Steuerung eine einigermaßen erhebliche Expansion zu erreichen, ohne gleichzeitig eine beträchtliche Compression des Dampfes in Kauf nehmen zu müssen. Man kann nämlich eine Veränderung des Expansionsverhältnisses erzielen durch eine Veränderung entweder der äußern Ueberdeckung d_a oder des Voreilungswinkels δ oder der Excentricität e.

Vergrößert man unter Beibehaltung aller übrigen Elemente die äußere Deckung d_a, also den Halbmesser AD_a des bezüglichen Kreises, so rückt der Punkt B_2 nach links, was einem frühern Abschlusse des Dampfes und somit einem größern Expansionsgrade entspricht. Man muß indeß bemerken, daß mit einer größern äußern Deckung d_a auch entweder eine vergrößerte Excentricität e oder ein größerer Voreilungswinkel δ angenommen werden muß, wenn die lineare Voröffnung denselben Werth $D_a L_1$ beibehalten soll. Mit einer größern Excentricität $e = AE_1$ rückt aber die Kurbelstellung AB_2, bei welcher der Abschluß erfolgt, wieder nach rechts, so daß der Abschluß wieder entsprechend verzögert wird, während eine größere Voreilung den Winkel $B_n A E_1$ vergrößert, so daß damit der Punkt i_1 oder die Kurbellage AB_4 bedeutend weiter nach rechts rückt als die Kurbelstellung AB_1. In Folge dessen wird wieder die Compression beträchtlich größer und hierdurch der Widerstand des Kolbens in unzulässiger Weise vermehrt, wie auch die Voröffnung früher stattfinden würde. Aus diesen Gründen darf man bei den gewöhnlichen Dampfmaschinen die Voreilung, Excentricität und die äußere wie innere Deckung nicht über gewisse erfahrungsmäßige Werthe wachsen lassen.

Nach Zeuner wählt man für gewöhnlich den Voreilungswinkel δ zwischen 10^0 und 30^0, die Excentricität e zwischen 50 und 80 mm und die Breite der Dampfeintrittscanäle zwischen 30 und 50 mm, wobei man 3 bis 6 mm äußeres Voröffnen geben kann. Nach v. Reiche soll man die Excentricität für langsam gehende Dampfmaschinen $e = a + d_i$, dagegen für schnell gehende $e = a + d_a$ machen, im erstern Falle wird der Canal nur für den Austritt, im letztern für den Eintritt ganz geöffnet. Danach wäre zu machen:

Füllung	δ	d_a	d_i	e	für:
0,91	20^0	$\frac{e}{4}$	$\frac{e}{12}$	$\frac{12}{11}\,a$	kleine Kolbengeschwindigkeit.
				$\frac{4}{3}\,a$	große „
0,80	30^0	$0{,}4\,e$	$\frac{e}{10}$	$\frac{10}{9}\,a$	kleine „
				$\frac{5}{3}\,a$	große „

Die Weite a_0 des mittlern oder Austrittscanals hat man so groß zu machen, daß auch in der äußersten Schieberstellung noch eine Ausgangsöffnung gleich der Canalweite a verbleibt, und dazu ist (nach Fig. 577) eine Weite von mindestens

$$e + d_i + a - d_s = a_0$$

erforderlich, wenn d_s die Stärke des Steges zwischen zwei Canälen bedeutet, welche man zu

$$d_s = 0{,}5\,a + 10\text{ mm}$$

annehmen kann. Die Canalweite a ergiebt sich aus dem Querschnitte f der Dampfcanäle, welchen man so zu bestimmen hat, daß die Geschwindigkeit des Dampfes einen gewissen Werth nicht übersteigt. Diese Geschwindigkeit soll man nach v. Reiche passend zu 30 m für den eintretenden und zu 10 m für den austretenden Dampf annehmen. Ist daher F der Querschnitt des Dampfcylinders und v die durchschnittliche Kolbengeschwindigkeit in Metern pr. Secunde, so hat man den Querschnitt der Dampfcanäle für den Eintritt zu $f = F\,\frac{v}{30}$ und für den Austritt zu $f_0 = F\,\frac{v}{10}$ zu machen. Ist b die Breite der Dampfcanäle, welche man je nach den Umständen zu $4\,a$ bis $10\,a$ annimmt, so hat man

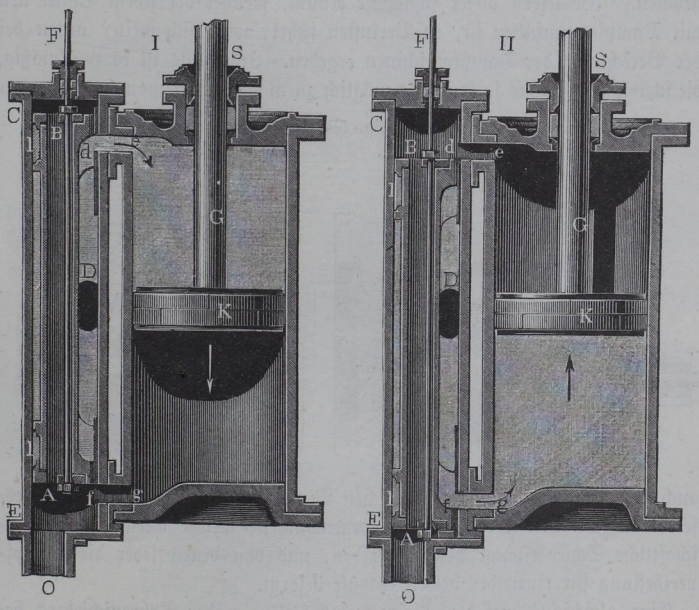
$$f = ab = 4\,a^2 \text{ bis } 10\,a^2$$

zu setzen, woraus a sich ergiebt. An einem Beispiel soll die Rechnung weiter unten erläutert werden.

§. 288. **Entlastete Schieber.** Da der Muschelschieber durch den Druck des den Schieberkasten anfüllenden Dampfes mit großer Kraft gegen die Gleitfläche oder den Schieberspiegel gepreßt wird, so entsteht hierdurch eine bedeutende Reibung, welche bei der Bewegung des Schiebers überwunden

werden muß. Diese Reibung verzehrt bei den gewöhnlichen Dampfmaschinen einen erheblichen Theil von der Arbeit des Dampfes, welchen man beispielsweise für Locomotiven zu etwa 6 Proc. der gesammten Arbeit angiebt. Um diese Reibung zu verringern, hat man sich vielfach bestrebt, sogenannte entlastete Schieber, d. h. solche auszuführen, welche nur mit geringer Kraft gegen den Schieberspiegel gepreßt werden. Eine solche Entlastung darf niemals eine vollkommene sein, denn zum Dichtschließen ist immer eine gewisse Pressung des Schiebers gegen den Schieberspiegel erforderlich. Aus dem Grunde haben sich denn solche Schieber, welche eine

Fig. 582.



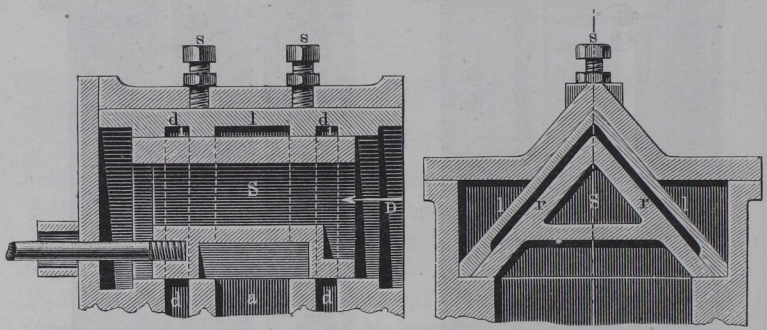
vollständige Entlastung gewähren, wie z. B. die Kolbenschieber (s. Fig. 403), nicht bewährt.

Dem Kolbenschieber ähnlich ist der röhrenförmige D-Schieber, Fig. 582. Bei demselben umgiebt der durch D eingeführte frische Kesseldampf die Röhre AB, welche an beiden Enden zu Kolben von D-förmigem oder halbkreisförmigem Querschnitte ausgebildet ist, deren ebene Flächen die Canäle d und f entsprechend öffnen und verschließen, während durch die Liderungen l ein dampfdichter Abschluß gegen die halbcylindrische Dampfkammer erreicht wird. Der abgehende Dampf tritt durch O nach dem Conden-

sator, und zwar dient die Röhre, um dem aus dem obern Canale *e* austretenden Dampfe (in *II*) den Abgang nach *O* zu gestatten. Da hierbei der Schieber ringsum vom Dampfe umgeben ist, so findet eine Pressung des erstern gegen den Schieberspiegel gar nicht statt, in Folge dessen wird zwar die Reibung geringer, auf einen dampfdichten Schluß aber auch nicht zu rechnen sein.

Ein Vorzug der durch Fig. 582 dargestellten Anordnung muß jedoch darin erkannt werden, daß hierbei die Dampfcanäle *de* und *fg* nur kurz sind, daher der schädliche Raum viel geringer ausfällt, als bei dem gewöhnlichen Muschelschieber, bei welchem die Dampfcanäle eine größere Länge annehmen. Inwiefern dieser schädliche Raum, welcher bei jedem Spiele neu mit Dampf anzufüllen ist, zu Verlusten führt, wird sich weiter unten bei der Berechnung der Dampfmaschinen ergeben. Jedenfalls ist es zweckmäßig, die schädlichen Räume so klein als möglich zu machen, und man hat deswegen

Fig. 583.



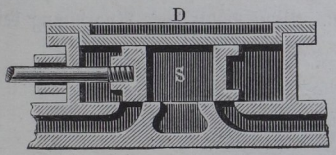
auch bei Anwendung des gewöhnlichen Muschelschiebers eine Theilung desselben in zwei besondere Schieber vorgenommen, welche durch eine gemeinschaftliche Schieberstange bewegt werden, und von denen jeder die Dampfvertheilung für einen der beiden Canäle besorgt.

Eine gleichfalls auf dem Princip des Kolben- oder Röhrenschiebers beruhende Einrichtung zeigt der entlastete Schieber von Jobin, Fig. 583. Der in Gestalt eines dreiseitigen Prismas gebildete Röhrenschieber *S* gleitet mit seiner Basis auf dem Schieberspiegel, während die beiden Rückenflächen *r* durch eine dagegen gepreßte winkelförmige Liderungsplatte *l* abgedichtet werden. Der bei *D* eintretende frische Dampf füllt das Innere des Schiebers und die Dampfkammer zu beiden Seiten der Platte *l* aus, so daß aus dem Dampfdrucke eine Belastung des Schiebers nicht hervorgeht, und zwar auch dann nicht, wenn der Schieber einen der Dampfcanäle *d* abschließt, da die in der Dichtungsplatte *l* angebrachten Aussparungen d_1 auch für

diesen Fall eine Entlastung bewirken. Der abgehende Dampf gelangt durch die Schieberhöhlung nach dem Canale *a*. Zur Erzeugung des dichten Schlusses soll die Liderungsplatte *l* mittelst der Schrauben *s* gegen den Schieber gedrückt werden, die Schwierigkeit hierbei besteht nur darin, daß diese Platte *l* gleichzeitig auf dem Rücken *r* des Schiebers und auf dem Schieberspiegel dicht schließen muß, was auf die Dauer kaum zu erreichen sein dürfte.

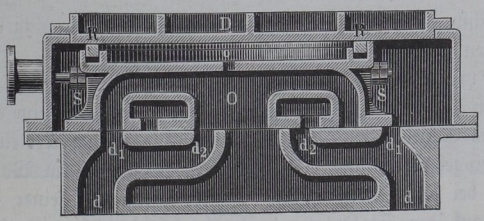
Die besseren Schieberentlastungen beruhen entweder darauf, daß man einen bestimmten Theil der Schieberoberfläche der Einwirkung des Dampfdruckes gänzlich entzieht, oder daß man den Dampfdruck auf eine bestimmte Fläche durch ein unterstützendes Organ aufnimmt. Nach dem erstern Principe erreicht man beispielsweise eine Entlastung, wenn man den Schieber *S*, Fig. 584, mit seinem Rücken dampfdicht gegen den Deckel *D* des Schieberkastens treten läßt, eine Einrichtung, die aber ihre großen praktischen Schwierigkeiten hat, nicht nur, weil dabei der Deckel *D* nachstellbar gemacht werden muß, sondern auch, weil die verschiedene Ausdehnung der einzelnen Theile in Folge von Temperaturveränderungen zu Klemmungen oder zum Undichtwerden Veranlassung giebt.

Fig. 584.



Besser ist in dieser Beziehung die Entlastung, wie sie durch Fig. 585 angedeutet ist. Auf dem Rücken des Muschelschiebers *S* ist hierbei eine

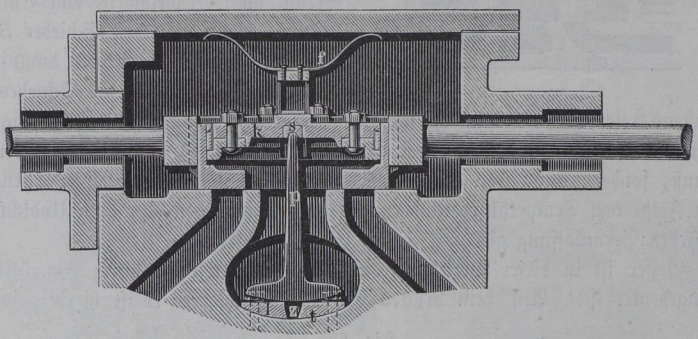
Fig. 585.



kreisförmige Nuthe angebracht, in welche ein Metallring *R* eingelegt ist, der durch eine untergelegte Feder gegen den eben gehobelten Deckel *D* des Schieberkastens gedrückt wird. Bezeichnet *r* den Halbmesser dieses Ringes, so wird vermöge dieser Anordnung die dem Dampfdrucke ausgesetzte Fläche des Schiebers um die Größe πr^2 verkleinert, und man hat es daher in der Hand, durch geeignete Größe des Ringes *R* die Entlastung bis zu einem beliebigen Grade vorzunehmen. Der Raum *o* innerhalb des Ringes ist

durch eine Durchbohrung des Schieberrückens mit der Höhlung O des Schiebers in Verbindung gebracht worden, um den durch etwaige Undichtheiten des Ringes R in diesen Raum eintretenden Dampf abzuführen. Man ersieht hieraus, wie bei einer ungenügenden Dichtung des Ringes ein namhafter Dampfverlust eintreten muß, welcher die Vortheile der Entlastung verringern oder ganz aufheben kann. Es mag bemerkt werden, daß jeder Dampfcanal d in Fig. 585 in zwei Ausmündungen d_1 und d_2 verästelt ist, und daß dem entsprechend der Muschelschieber eine solche Gestalt erhalten muß, vermöge deren sowohl der Eintritt des Dampfes aus dem Schieberkasten stets durch beide Oeffnungen geschehen kann, wie auch zum Entlassen des gebrauchten Dampfes jederzeit beide Oeffnungen mit der Schieberhöhlung O in Verbindung treten müssen. Man wählt diese Anordnung bei

Fig. 586.



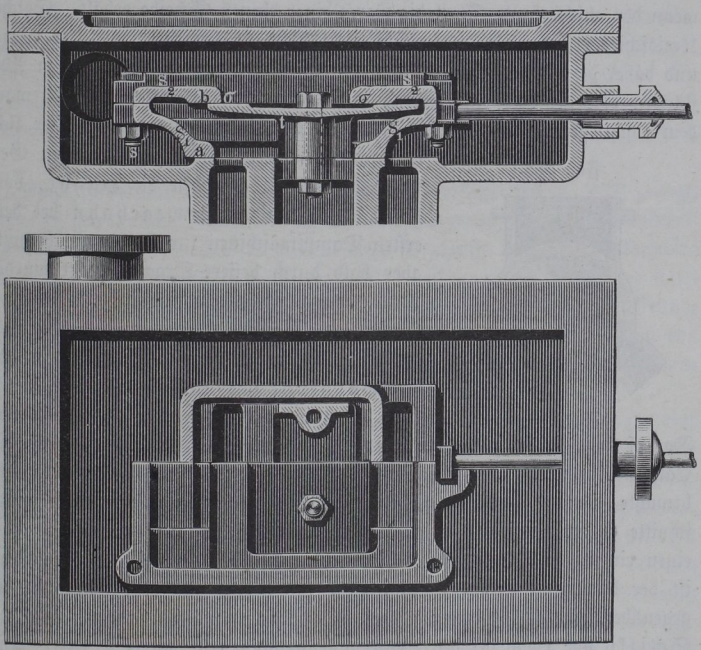
großen Maschinen mit weiten Dampfcanälen, um dabei die Schieberbewegung kleiner machen zu können.

Bei dem von Lindner angegebenen Schieber, Fig. 586, ist die Entlastung durch eine kreisförmige Scheibe k bewirkt, welche in eine entsprechende Bohrung des Schiebers mit einem Liderungsringe nach Art eines Kolbens dampfdicht eingesetzt ist und welche ihre Stütze auf einem Walzenpendel p findet, das bei der Bewegung des Schiebers sich mit seiner cylindrischen Stützfläche auf der Stahlplatte t abwälzt. Hiernach wird der auf den Kolben k entfallende Dampfdruck direct durch die Pendelstütze aufgenommen, daher der Schieber um diesen Druck entlastet wird. Die Liderung des Kolbens k ist nur mit Rücksicht auf die allmälige Abnutzung des Schiebers nöthig, da bei der Bewegung eine Verschiebung des Kolbens in dem Schieber nicht stattfindet, insofern der Stützpunkt s des Kolbens wegen der cylindrischen Fläche des Pendels p stets denselben Abstand von der Stützbahn t behält. Der in einen Einschnitt der Bahn t eingreifende

Zahn z soll nur die richtige Lage des Pendels erhalten. Die Feder f verhindert das Abklappen des Schiebers, wenn der Dampf vom Schieberkasten abgestellt ist und die Maschine doch bewegt wird, wie es bei den Locomotiven vorkommt.

Eine andere, durch Fig. 587 veranschaulichte Einrichtung von Schaltenbrand*) bewirkt die Entlastung in ähnlicher Weise, wie es bei den sogenannten Doppelsitzventilen geschieht, nämlich durch Anordnung von zwei verschiedenen unterstützenden Flächen. Man ersieht aus der Figur, daß

Fig. 587.



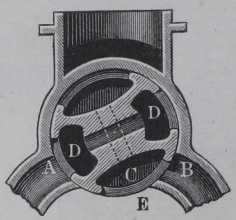
der Schieber aus zwei durch Schraubenbolzen s zusammengehaltenen Theilen S_1 und S_2 besteht und gleichzeitig mit der untern Fläche a auf dem Schieberspiegel und mit einer obern innern Fläche b auf der Stützplatte t gleitet. Diese Stützplatte t ist, wie aus Fig. 587 II. ersichtlich, im Grundriß rechteckig gebildet und man erkennt leicht, daß die Entlastung des Schiebers dem

*) Dingler's polyt. Journal 1862.

Dampfdrucke gleichkommt, welcher auf eine zwischen den dichtenden Kanten σ enthaltene Fläche wirkt. Diese Construction dürfte sich durch ihre verhältnißmäßige Einfachheit, sowie wegen des Wegfalls aller Liderungen vor den anderen Constructionen besonders auszeichnen. Man wird annehmen können, daß die beiden Gleitflächen sich während des Betriebes gleichmäßig dicht schleifen, da bei dem Eintreten einer größern Abnutzung an der einen Fläche der Druck auf die andere steigen muß, so daß hierdurch von selbst eine Ausgleichung und ein Dichtschleifen eintritt.

Man hat auch wohl anstatt der geradlinig bewegten Schieber solche mit rotirender Bewegung ausgeführt, welche als Kreisschieber auftreten, wenn der abschließende Theil die Form einer ebenen Scheibe erhält. Solche Kreisschieber sind erfahrungsmäßig nicht dicht zu erhalten, weil die Wege und daher die Abnutzungen an den einzelnen Stellen den verschiedenen Abständen von der Axe entsprechend verschieden groß ausfallen. Giebt man dem abschließenden Theile dabei die Form eines Kegelstumpfes, welcher sich in einem genau passenden kegelförmigen Gehäuse bewegt, so entstehen die Hähne, von denen der bekannte Vierwegehahn bei den ersten Dampfmaschinen zur Steuerung benutzt, aber bald durch bessere Organe ersetzt wurde. Auch hat man Hähne so eingerichtet, daß ihre Wirkungsweise mit derjenigen des Muschelschiebers übereinstimmt. Dieser Art ist der Schwartzkopf'sche Drehschieber, Fig. 588. Der durch die axialen Canäle D zuströmende Dampf tritt je nach der Stellung des Schiebers abwechselnd durch die Canäle A und B über oder unter den Dampfkolben, wogegen der gebrauchte Dampf durch dieselben Canäle zurückkehrend nach dem Einschnitte C des Schiebers geleitet wird, um durch E zu entweichen. Um einen einseitigen Druck des Drehschiebers gegen das Gehäuse zu vermeiden, ist der diametrale Canal zwischen DD angebracht und dem Einschnitte C gegenüber eine Elidirung oder Aussparung vorhanden, wie der Schitko'sche Hahn bei den Wassersäulenmaschinen sie hat (s. §. 148). Die Einrichtung der Drehschieber bei den Corlißmaschinen wird weiter unten angegeben werden.

Fig. 588.



Auch die conischen und cylindrischen Drehschieber leiden an dem Uebelstande eines baldigen Undichtwerdens, besonders wenn dieselben einer Oscillation abwechselnd nach der einen oder andern Richtung unterworfen sind, weniger fühlbar tritt der Uebelstand bei solchen Schiebern auf, welche vermöge ihrer Construction die Steuerung durch Drehungen ermöglichen, die stets in demselben Sinne erfolgen.

Entlastete Schieber überhaupt haben nur verhältnißmäßig wenig Anwendung gefunden. Abgesehen von der in der Regel complicirten Einrichtung ist es schwierig, die Dichtung an zwei Flächen gleichmäßig zu erhalten, wie dies meistens erforderlich ist, und bei unvollkommenem Abschlusse führt gar leicht ein directes Entweichen von Dampf aus dem Schieberkasten nach dem Abblaserohre zu Arbeitsverlusten, welche die Ersparnisse überwiegen, die durch die Verkleinerung der Reibung erzielt werden können. Wie schon bemerkt, ist eine vollständige Entlastung überhaupt mit dem Erforderniß eines dichten Abschließens nicht vereinbar, und es darf die Entlastung auch deshalb nicht zu weit getrieben werden, weil sonst leicht ein Abheben des Schiebers von dem Spiegel eintritt, sobald im Innern des Cylinders eine erhebliche Compression auftritt, wie dies insbesondere bei Locomotiven oft vorkommt. Bei vielen Entlastungsschiebern ist es außerdem schwierig, besondere Expansionsschieber anzubringen, deren Anwendung mit Rücksicht auf möglichst vortheilhafte Ausnutzung der Dampfkraft von hervorragender Bedeutung ist.

Expansionsschieber. Es wurde in den §§. 286 u. 287 gezeigt, §. 289.
daß der gewöhnliche Muschelschieber die Erreichung nur geringer Expansionsgrade ermöglicht, da mit einem verfrühten Abschlusse des frischen Dampfes auch eine vorzeitige Absperrung der Austrittsöffnung und damit eine starke Compression des gebrauchten Dampfes verbunden ist. Aus diesem Grunde kann man mit dem Muschelschieber nur eine Expansion im Verhältniß von etwa 4 : 3 erreichen, entsprechend einer Anfüllung des Cylinders mit frischem Dampfe im ungefähren Betrage von $^3/_4$ seines ganzen Inhalts.

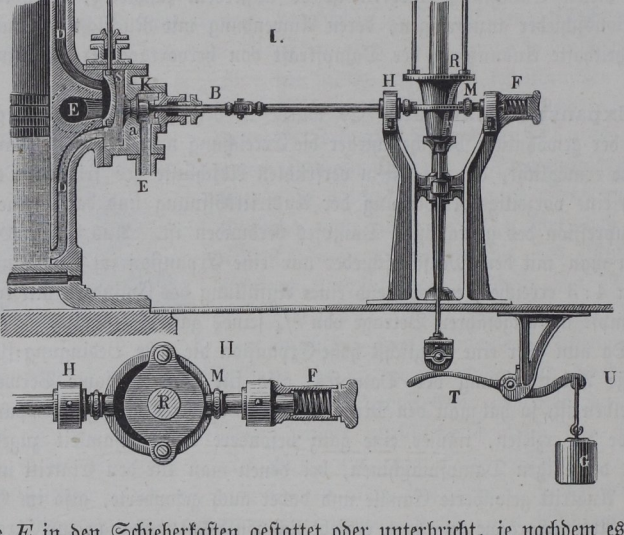
Da nun aber eine möglichst hohe Expansion die erste Bedingung für eine große Arbeitsleistung des Dampfes, also für eine sparsame Verwendung desselben ist, so hat man den Mitteln, welche dazu dienen, höhere Expansionsgrade zu erzielen, immer eine ganz besondere Aufmerksamkeit zugewandt. Bei denjenigen Dampfmaschinen, bei denen man für den Eintritt und für den Austritt gesonderte Canäle und daher auch gesonderte, also im Ganzen vier Abschlußorgane anordnet, ergiebt sich von selbst, daß man zur Erreichung eines gewünschten Expansionsgrades nur die Abschlußvorrichtungen der Eintrittscanäle in der gehörigen Kolbenstellung zu verschließen hat, während die Austrittscanäle annähernd während des ganzen Kolbenlaufes offen gehalten werden. Diese Steuerungen werden weiter unten näher besprochen werden.

Bei den Maschinen jedoch, welche, wie die bisher betrachteten, nur zwei abwechselnd für den Ein- und Austritt dienende Canäle haben, behält man den besprochenen Muschelschieber zwar bei, fügt demselben aber noch ein zweites Abschlußmittel hinzu, welches zu beliebiger Zeit den Abschluß des frischen Dampfes gestattet, ohne den Austritt des gebrauchten zu beeinflussen.

Dieses Mittel besteht jetzt fast immer in einem zweiten, dem sogenannten Expansionsschieber, früher wurde zu dem Zwecke wohl auch ein Ventil, das sogenannte Expansionsventil verwendet, welches in dem Dampfzuführungsrohre angebracht, einen Abschluß dieses Rohres gestattete.

Die Einrichtung einer solchen Steuerung mit Expansionsventil, wie sie von Meyer angewendet worden ist, läßt sich aus Fig. 589 erkennen. Der Dampfcylinder ist hier mit den beiden Dampfcanälen D versehen, welchen der Dampf durch den gewöhnlichen Muschelschieber S in der besprochenen Weise zugeführt wird. Auf dem Deckel der Schieberkammer K ist das Kegelventil a angebracht, welches den Zutritt von frischem Dampf aus dem

Fig. 589.



Rohre E in den Schieberkasten gestattet oder unterbricht, je nachdem es geöffnet oder geschlossen ist. Hierzu wird die Bewegung des Expansionsventils a mittelst der durch eine Stopfbüchse gedichteten Stange BHM bewirkt, welche zu einer rahmenartigen Erweiterung HM ausgebildet ist und am Ende mit einem Stifte in das Gehäuse der Feder F hineintritt. Der Druck dieser Feder hält das Ventil für gewöhnlich geschlossen, es wird aber geöffnet durch den mit zwei diametralen Längsrippen versehenen Kamm R, welcher auf der verticalen Welle C angebracht, an der Drehung derselben theilnehmen muß. Wenn diese Welle von der Kurbelwelle der Dampfmaschine angetrieben, mit dieser gleich viel Umdrehungen macht, so muß vermöge dieser Anordnung bei jeder Umdrehung, also bei jedem Doppelhube

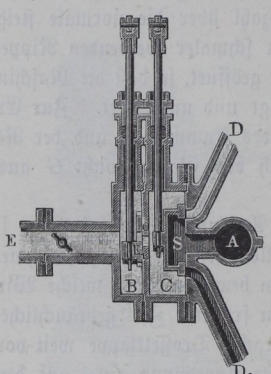
des Dampfkolbens zweimal das Ventil durch die besagten daumenförmigen Rippen geöffnet werden. Der Dampf findet daher während dieser Eröffnung Eintritt und es ist leicht ersichtlich, daß der Eintritt um so länger andauert, je größer die Erstreckung der Daumen im Umfange gemessen ist. Wenn man daher diese Daumen in verschiedener Höhe verschieden breit ausführt, so hat man gleichzeitig ein Mittel, den Füllungsgrad veränderlich zu machen, indem hierzu nur eine entsprechende Verschiebung des Kammes R auf der Welle C nöthig ist. Diese Verschiebung ist bei der abgebildeten Steuerung einem auf der Welle C angebrachten Schwungkugelregulator übertragen, an dessen Hülse (s. Thl. III, 1) der Kamm R durch zwei Stangen gehängt ist, so daß er den Verschiebungen der Hülse folgen muß. Bei einer Steigerung der Umdrehungszahl über die normale steigt R empor und hält wegen der nach unten hin schmaler werdenden Rippen das Expansionsventil nur während kürzerer Zeit geöffnet, so daß die Maschine wegen geringerer Füllung ihren Gang ermäßigt und umgekehrt. Zur Erleichterung dieser Bewegung ist das Gewicht des Kammes R und der Regulatorhülse mit Hülfe des Hebels TM durch das Gegengewicht G ausgeglichen.

Die hier dargestellte Einrichtung läßt die Art und Weise erkennen, in welcher man überhaupt in neuerer Zeit bei allen besseren Dampfmaschinen den Regulator eine Veränderung der Expansion bewirken läßt, welche Wirkung, wie schon oben angegeben wurde, der in früherer Zeit gebräuchlichen Regulirung durch eine im Dampfrohre angebrachte Drosselklappe weit vorzuziehen ist. Die zu dem Behufe hier gewählte Anordnung eines auf dem Deckel des Schieberkastens angebrachten Expansionsventils kann jedoch eine zweckmäßige nicht genannt werden. Abgesehen nämlich von den Stoßwirkungen, denen der ganze Apparat bei schnellem Gange der Maschine durch die häufigen Bewegungen des Ventils ausgesetzt ist, welches für jede Umdrehung der Maschine zweimal geöffnet und zweimal geschlossen werden muß, und in Folge wovon bald ein todter Gang zwischen den einzelnen Betriebstheilen herbeigeführt wird, ist auch die Art der Dampfvertheilung hierbei eine unvortheilhafte. Nach dem jedesmaligen Verschluß nämlich des Expansionsventils nimmt auch der in dem Schieberkasten befindliche Dampf an der Expansion und Spannungsverringerung Theil und es muß daher beim nachherigen Oeffnen des Ventils der Schieberkasten erst mit frischem Dampfe angefüllt werden, welcher mit großer Gewalt aus dem Dampfrohre einströmt. Mit jedem dieser Vorgänge ist ein namhafter Verlust verbunden, welcher darauf zurückzuführen ist, daß jedesmal der Uebergang einer gewissen Wärmemenge von dem heißen Kesseldampfe an den durch die Expansion abgekühlten Dampfe stattfindet und mit jedem solchen Uebergange nach §. 227 eine Verkleinerung des ausnutzbaren Wärmegefälles verbunden ist.

Man hat zwar den hier hervorgehobenen Uebelstand dadurch zu beseitigen gesucht, daß man das Ventil a nicht auf den Deckel des Schieberkastens, sondern auf dem Schieber S selbst angeordnet hat, aber die anderweiten Uebelstände dieser Steuerung, welche hierbei noch complicirter ausfällt, sind damit nicht gehoben. Aus diesen Gründen wird die Anwendung eines solchen Expansionsventils heute nicht mehr gewählt, und es dürfte diese Anordnung nur mehr ein historisches Interesse haben.

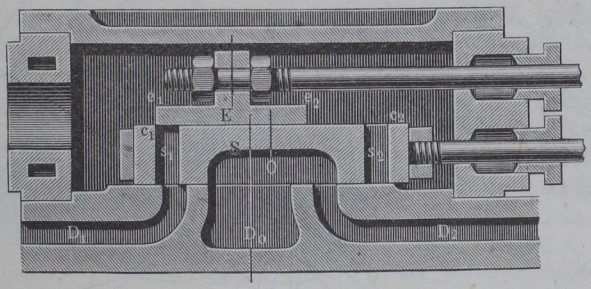
Dagegen ist die Anwendung eines zweiten oder Expansionsschiebers heute eine sehr verbreitete. Bei den ersten Steuerungen dieser Art ordnete man diesen, durch ein besonderes Excentrik bewegten Schieber E nach Fig. 590 in einem besondern Schieberkasten B an, so daß derselbe bei seiner Bewegung eine Oeffnung o abwechselnd frei ließ und verschloß, welche in der Zwischenwand zwischen der Kammer B des Expansionsschiebers und C des Vertheilungsschiebers S angebracht war. Es stellt sich bei dieser Einrichtung derselbe Uebelstand ein, welcher mit der Anordnung eines Expansionsventils verbunden ist, daß der die Schieberkammer C erfüllende Dampf stets an der Expansion Theil nimmt und diese Kammer immer von Neuem mit frischem Dampfe gefüllt werden muß. Hierzu gesellt sich der Nachtheil, daß der Steuerungsschieber S nur sehr schwer zugänglich ist. Daher findet man in neuerer Zeit fast allgemein die durch Fig. 591 dargestellte Einrichtung, bei welcher die gedachten Uebelstände einfach dadurch beseitigt sind, daß hier der Expansionsschieber E direct auf der eben gehobelten Rückenfläche des Vertheilungsschiebers S beweglich ist. Der hier angewandte Vertheilungsschieber S unterscheidet sich von dem gewöhnlichen Muschelschieber nur dadurch, daß er zum Durchlassen des Dampfes mit zwei senkrecht zu seinen Gleitflächen angeordneten Canälen s_1 und s_2 versehen ist, von denen jeder zur geeigneten Zeit durch eine der beiden Kanten e_1 oder e_2 des Expansionsschiebers E abgeschlossen werden kann. Der letztere besteht aus einer einfachen rechteckigen Platte, welche mittelst der Stange T_2 durch ein besonderes Excenter ihre hin- und hergehende Bewegung erhält. In der Figur sind die beiden Schieber so gezeichnet, daß die Kante e_1 gerade den Canal s_1 abzuschließen beginnt, wonach links von dem Kolben der abgesperrte Dampf durch Expansion zur Wirkung kommt, während der rechts vom Kolben befindliche Dampf ungehindert durch D_2

Fig. 590.



und O nach D_0 entweichen kann, da der Schieber S seine von links nach rechts gehende Bewegung noch nicht gänzlich beendet hat. Es ist leicht ersichtlich, daß bei der entgegengesetzten Kurbelstellung die andere Kante e_2 des Expansionsschiebers in gleicher Art den rechten Canal s_2 des Vertheilungsschiebers abschließt und daß man es in der Hand haben wird, diesen Abschluß jederseits gerade in dem gewünschten Kolbenstande stattfinden zu lassen, so daß man für den Füllungsgrad jeden beliebigen Werth, natürlich denselben Werth für beide Kolbenseiten, annehmen kann. Der Augenblick des Abschließens ist hierbei nicht nur abhängig von der Größe der Verschiebung des Expansionsschiebers, d. h. also von der Excentricität des zugehörigen Excenters, sondern auch von der Stellung dieses Excenters

Fig. 591.

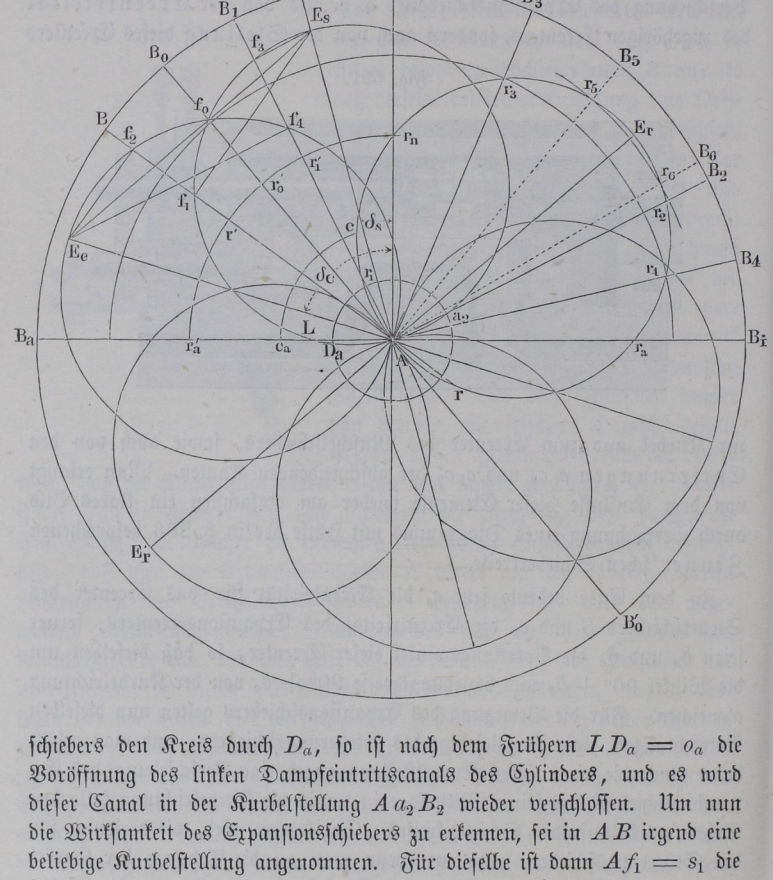


zur Kurbel und zum Excenter des Muschelschiebers, sowie auch von den Entfernungen $e_1 e_2$ und $c_1 c_2$ der abschneidenden Kanten. Man erlangt von dem Einflusse dieser Elemente wieder am einfachsten ein klares Bild durch Verzeichnung eines Diagramms mit Hülfe der in §. 286 besprochenen Zeuner'schen Schieberkreise.

Zu dem Ende bedeute jetzt e_s die Excentricität für das Excenter des Steuerschiebers S und e_e die Excentricität des Expansionsexcenters, ferner seien δ_s und δ_e die Voreilungswinkel dieser Excenter, so daß dieselben um die Winkel $90^0 + \delta_s$ und beziehungsweise $90^0 + \delta_e$ von der Kurbelrichtung abweichen. Für die Bewegung des Expansionsschiebers gelten nun dieselben Betrachtungen, wie für diejenige des Steuerungsschiebers, und man erhält daher auch die einer jeden Kurbelstellung zugehörige Verschiebung des Expansionsschiebers aus seiner Mittellage in der in die Kurbelrichtung fallenden Sehne des betreffenden Schieberkreises. Der letztere wird, wie derjenige für den Steuerungsschieber, erhalten, wenn man an die Todtlage der Kurbel den Winkel $90^0 - \delta_e$ im Sinne der Kurbeldrehung anträgt und auf der so erhaltenen Geraden den Durchmesser für jeden der beiden Schieberkreise

gleich der Excentricität e_e des Expansionsexcenters annimmt. Diese Construction ist in Fig. 592 ausgeführt, und zwar ist darin $AE_s = e_s$ und $AE_e = e_e$ gemacht worden, so daß die über diesen Längen als Durchmesser beschriebenen Kreise durch ihre von A ausgehenden Sehnen die Verschiebungen der beiden Schieber aus ihren mittleren Stellungen angeben. Zeichnet man auch noch um A mit der äußern Deckung $d_a = AD_a$ des Steuerungs-

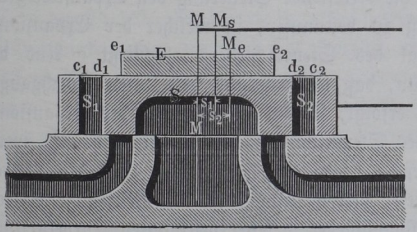
Fig. 592.



schiebers den Kreis durch D_a, so ist nach dem Frühern $LD_a = o_a$ die Voröffnung des linken Dampfeintrittscanals des Cylinders, und es wird dieser Canal in der Kurbelstellung Aa_2B_2 wieder verschlossen. Um nun die Wirksamkeit des Expansionsschiebers zu erkennen, sei in AB irgend eine beliebige Kurbelstellung angenommen. Für dieselbe ist dann $Af_1 = s_1$ die Verschiebung des Steuerschiebers aus seiner mittlern Lage und $Af_2 = s_2$ diejenige des Expansionsschiebers ebenfalls aus seiner mittlern Stellung.

Zeichnet man beide Schieber S und E in ihrer mittlern Lage, Fig. 593, so daß ihre Mittellinien mit der Mittellinie M zwischen den Canälen D zusammenfallen*), so erkennt man daraus, daß in Folge der gedachten Verschiebungen $s_1 = MM_s$ des Steuerungsschiebers und $s_2 = MM_e$ des Expansionsschiebers eine relative Verschiebung des letztern gegen den erstern um die Größe $s = M_sM_e = s_2 - s_1$ eingetreten ist, und zwar ist diese relative Verschiebung in dem betrachteten Falle, wo $s_2 > s_1$ ist, nach rechts gerichtet. Für $s_2 = s_1$, wie dies für die Kurbelstellung AB_0, Fig. 592, der Fall ist, wird die relative Verschiebung der Schieber gegen einander gleich Null, d. h. die Mitte M_e des Expansionsschiebers fällt mit der Mitte M_s des Steuerungsschiebers in einer Entfernung $s_0 = Af_0$ rechts von der Mitte M der Dampfcanäle zusammen. Wird $s_2 < s_1$, wie dies z. B. für die Kurbelstellung AB_1 der Fall ist, so deutet das negative Vorzeichen von $s = s_2 - s_1 = Af_4 - Af_3$ eine nach links gerichtete relative Verschiebung des Expansionsschiebers gegen den Steuerschieber an.

Fig. 593.



Die Differenz $s_2 - s_1$ der beiden Verschiebungen ist aus der Figur leicht zu entnehmen, wie die folgende Betrachtung lehrt. Verbindet man E_s mit E_e, so stellen für jede beliebige Kurbelstellung, wie z. B. für AB die Verschiebungen $s_1 = Af_1$ und $s_2 = Af_2$ die rechtwinkeligen Projectionen der Durchmesser AE_s und AE_e auf die Kurbelrichtung vor, und die Differenz $s_2 - s_1$ dieser beiden Projectionen ist stets gleich der Projection f_1f_2 der Verbindungslinie E_sE_e auf die Kurbelrichtung nach dem geometrischen Satze, wonach für jedes Dreieck die Projection einer Seite auf eine beliebige Richtung gleich ist der algebraischen Summe der Projectionen der beiden andern Dreiecksseiten auf eben dieselbe Richtung. In der Figur ist z. B. f_2f_1 die Projection von E_eE_s auf AB und f_4f_3 diejenige von E_eE_s auf AB_1. Man kann nun diese Projection der Verbindungslinie E_eE_s leicht als die Sehne eines dritten Paares von Schieberkreisen darstellen, deren Durchmesser man erhält, wenn man an A die Strecken AE_r und AE_r' parallel und gleich der Verbindungslinie E_eE_s anträgt. Man findet dann auf der Kurbelrichtung AB in Ar die Pro-

*) Diese Stellung einer gleichzeitigen Mittellage beider Schieber kommt übrigens in Wirklichkeit niemals vor.

jection von AE_r, welche nach der Construction gleich $f_2 f_1 = s_2 - s_1$ ist, und ebenso stellt Ar_1 die Größe $f_4 f_3 = s_2 - s_1$ für die Kurbelstellung AB_1 vor. Die Kurbelrichtung AB_0, für welche $s_2 = s_1$ ist, berührt die Kreise AE_r, entsprechend einer Länge der Sehne gleich Null. Es folgt hieraus, daß für irgend eine Kurbelstellung die auf der Richtung der Kurbel gelegene Sehne des Kreises AE_r die relative Verschiebung der beiden Schieber gegen einander ergiebt. Es ist auch ersichtlich, daß die durch $B_0 B'_0$ bestimmten Kurbellagen die Grenzen ergeben, welche die relativen Verschiebungen nach den beiden Seiten von einander scheiden, so daß einer Stellung der Kurbelwarze in $B_0 B_i B'_0$ eine Verschiebung nach links und einer Stellung in $B'_0 B_a B_0$ eine Verschiebung nach rechts entspricht. Die Kreise AE_r sind also als die der relativen Schieberbewegung entsprechenden anzusehen.

Nunmehr ist es leicht, für die betreffende Steuerung den Expansionsgrad, d. h. diejenige Kurbelstellung zu bestimmen, in welcher der Expansionsschieber den Durchgangscanal des Steuerschiebers abschließt. Aus der Fig. 593 nämlich erkennt man, daß der Abschluß des linken Durchgangscanals S_1 im Steuerschieber erfolgt, sobald die Kante e_1 des Expansionsschiebers über die Kante c_1 des Steuerschiebers getreten ist, d. h. also, wenn die relative Bewegung des erstern gegen den letztern nach links den Betrag des Abstandes $k = e_1 c_1$ dieser beiden Kanten in der Mittellage erreicht hat. Soll daher der Expansionsschieber in einer bestimmten Kurbelstellung z. B. in der mittlern AB_n den Dampf abschließen, so hat man den besagten Abstand k gleich der zugehörigen Sehne Ar_n des Kreises AE_r zu machen. Beschreibt man dann noch um A durch r_n den Kreisbogen $r_a r'_a$, so findet man den Abstand der Kanten c_1 und e_1 (Fig. 593) in den Kurbelstellungen: AB_a zu $r_a r'_a$; AB zu rr'; AB_0 zu Ar'_0; AB_1 zu $r_1 r'_1$ u. s. w. Macht man noch $r'_a c_a$ gleich der Weite c des Durchgangscanals $c_1 d_1 = c_2 d_2$ des Steuerschiebers (Fig. 593) und zeichnet durch c_a um A den Kreisbogen $c_a c$, so ist leicht zu erkennen, daß die Fläche $c_a c r_n r'_0 r'_a$ für jede Kurbelrichtung in der auf dieser gemessenen radialen Strecke die Eröffnung des Durchgangscanals im Steuerschieber ergiebt, und die Begrenzung cr_n dieser Fläche läßt ein Urtheil zu über die Geschwindigkeit, mit welcher der Abschluß erfolgt, der in der Kurbelstellung AB_n eintritt. Sollte in irgend einer andern Kurbelstellung, z. B. in AB_3, der Abschnitt des Dampfes erfolgen, so hätte man in derselben Weise den erwähnten Abstand k der abschneidenden Kanten gleich Ar_3 zu machen. Der um A durch r_3 gezeichnete Kreis schneidet den Schieberkreis E_r für die relative Bewegung in einem zweiten Punkte r_4, woraus man schließen muß, daß der linke Durchgangscanal, welcher in der Kurbelstellung AB_3 abgeschlossen wird, noch vor Ende des Kolbenlaufes, nämlich in der Kurbelstellung AB_4, bereits

wieder eröffnet wird. Dieser Umstand ist aber deshalb ohne Einfluß, weil, wie oben bemerkt wurde, bereits in der Kurbelstellung AB_2 der linke Dampfcanal durch den Steuerschieber geschlossen wird, aus diesem Grunde also, trotz der Eröffnung des linken Durchgangscanals, Dampf nicht in den Cylinder treten kann. Nur wenn dieser zweite Schnittpunkt vor r_2 also etwa nach r_6 fiele, d. h. wenn der Abstand k der abschließenden Canalränder gleich $Ar_5 = Ar_6$ gemacht wäre, würde, nachdem der Dampf in der Kurbelstellung AB_5 abgeschnitten ist, später, wenn die Kurbelwarze den Punkt B_6 überschreitet, zum zweiten Male Dampf in den Cylinder treten, bis in der Kurbelstellung AB_2 der Abschluß zum zweiten Male und zwar durch den Steuerungsschieber erfolgt. Eine derartige abnorme Wirkung läßt sich indeß immer durch geeignete Wahl der Verhältnisse ausschließen.

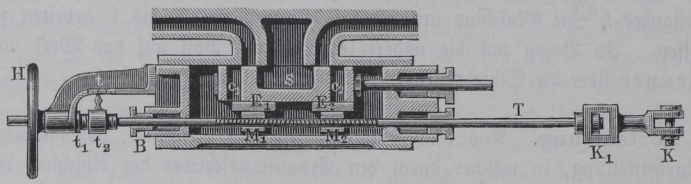
Eine nähere Untersuchung des Diagramms zeigt, daß man, bei geeigneter Wahl der Verhältnisse, insbesondere der beiden Excentricitäten und der Voreilungswinkel, es in der Hand hat, lediglich durch Veränderung des Kantenabstandes k eine Maschine mit allen Füllungen von 0 bis 1 arbeiten zu lassen. In Bezug auf die nähere Untersuchung muß auf das Werk von Zeuner über die Schiebersteuerungen verwiesen werden.

Fortsetzung. Aus dem Diagramm ist auch ersichtlich, daß diejenige §. 290.
Kurbelstellung, in welcher durch den Expansionsschieber der Abschluß des Durchgangscanals erfolgt, nicht nur von der Entfernung k der betreffenden Kanten, sondern auch von der Excentricität e_e und von dem Voreilungswinkel δ_e des Expansionsexcenters abhängig ist. Man kann daher den Augenblick des Abschließens und damit den Füllungsgrad des Cylinders, also die Größe der Expansion, durch Veränderung eines jeden dieser drei Elemente k, e_e und δ_e veränderlich machen. Es ist schon mehrfach erwähnt, daß es immer am vortheilhaftesten ist, eine Aenderung der von der Maschine zu leistenden Arbeit entsprechend den verschiedenen zu überwindenden Arbeitswiderständen durch eine Veränderung des Expansionsgrades zu erzielen. Aus diesem Grunde sind solche Steuerungsvorrichtungen, welche veränderliche Expansionsgrade leicht zu erreichen gestatten, von besonderer Bedeutung für alle diejenigen Dampfmaschinen, die sehr veränderliche Widerstände zu bewältigen haben, und dies ist bei den meisten Betriebsmaschinen in Fabriken der Fall. Diejenigen Steuerungen, welche die Veränderung des Füllungsgrades durch Aenderung der Excentricität e_e oder des Voreilungswinkels δ_e des Expansionsexcenters erreichen lassen, haben in der Praxis eine größere Anwendung nicht gefunden; es ist bei denselben die erreichbare Veränderung auch nur eine beschränkte, indem es nicht möglich ist, mit solchen Vorrichtungen alle Grade der Füllung von 0 bis 1 zu erzielen. Dagegen sind

diejenigen Einrichtungen sehr verbreitet, welche die Veränderung der Expansion durch Aenderung des Abstandes k der abschneidenden Kanten des Expansionsschiebers und des Durchgangscanals (e_1 und c_1 in Fig. 593) erreichen lassen. Zu diesem Zwecke ist bei diesen Steuerungen der Expansionsschieber aus zwei Theilen bestehend, welche durch einen geeigneten Stellapparat so bewegt werden können, daß die abschneidenden Kanten e dieser Theile einander genähert und von einander entfernt werden können, so daß der Abstand k einer solchen Kante von der betreffenden Kante c des Durchlaßcanals die erforderliche Größe annimmt. Die verbreitetste Steuerung dieser Art ist die Meyer'sche, welche folgende Einrichtung hat.

Auf dem Steuerungsschieber S, Fig. 594, welcher die aus dem Vorstehenden bekannte Anordnung mit zwei Durchgangscanälen c_1 und c_2 zeigt, bewegen sich zwei besondere, rechteckig geformte Expansionsschieberplatten E_1 und E_2, welche ihre übereinstimmende Bewegung wie ein einziges Stück von

Fig. 594.



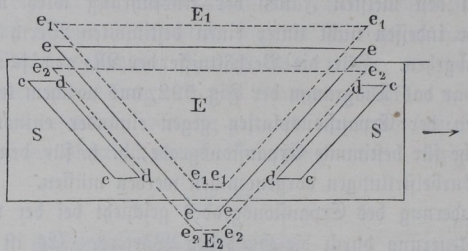
dem Expansionsexcenter mittelst der Stange T erhalten. Die Verkuppelung dieser Schieberplatten mit der Stange T ist durch zwei zwischen entsprechende Knaggen der Schieberplatten eingelegte Schraubenmuttern M_1 und M_2 bewirkt, für welche die Schieberstange T das zugehörige Schraubengewinde trägt. Da von diesen Gewinden das eine rechtsgängig und das andere linksgängig ist, so veranlaßt eine Drehung der Schieberstange T nach der einen oder andern Richtung die Muttern und die Schieberplatten, sich einander zu nähern oder von einander zu entfernen, und damit wird eine Veränderung des Abstandes k der abschneidenden Kanten e und c und hierdurch eine Veränderung des Expansionsgrades erzielt. Um eine solche Drehung der Schieberstange T unbeschadet ihrer hin- und hergehenden Bewegung jederzeit leicht zu ermöglichen, ist die Schieberstange T mit dem Kreuzkopfe K der Excenterstange bei K_1 drehbar verbunden und das hintere Ende der Stange T bei B durch eine zweite Stopfbüchse aus dem Schieberkasten herausgeführt. Das freie Ende dieser Stange führt sich mittelst einer Nuth und Feder in der langen Hülse t_1, welche in dem festen Lagerbocke t drehbar gelagert ist und an dem freien Ende das Handrad H trägt, an welchem die Verstellung der Schieberplatten jederzeit, auch während des Ganges der Maschine vor-

genommen werden kann. Um auch von außen die Stellung der Schieber gegen einander zu erkennen, ist das freie Ende der langen Hülse t_1 mit Schraubengewinde versehen, auf welchem die Mutter t_2 sich bei der Drehung von t_1 verschiebt, und man kann auf dem Führungsbocke t eine entsprechende Eintheilung anbringen, welche den einem jeden Stande von t_2 entsprechenden Füllungsgrad des Dampfcylinders angiebt. Wie schon vorstehend bemerkt worden, ist man auf diese Weise im Stande, durch eine Veränderung des mehrerwähnten Kantenabstandes k jede beliebige Füllung von 0 bis 1 zu erzielen. In den meisten Fällen der Ausführung wird man mit dem Füllungsgrade indessen nicht unter einen bestimmten Werth von etwa $^1/_4$ oder $^1/_5$ herabgehen. Für die Verhältnisse der Meyer'schen Steuerung gilt unmittelbar das Diagramm der Fig. 592, aus welchem leicht diejenigen Verschiebungen der Expansionsplatten gegen einander entnommen werden können, welche für bestimmte Expansionsgrade, d. h. für den Abschluß bei bestimmten Kurbelstellungen vorgenommen werden müssen.

Die Veränderung des Expansionsgrades geschieht bei der vorstehend besprochenen Steuerung durch die Hand des Wärters. Es ist nun aber für einen regelmäßigen Betrieb und zum Zwecke möglichster Ausnutzung der Dampfkraft wünschenswerth, die Veränderung des Expansionsgrades selbständig durch den Regulator vornehmen zu lassen. Eine hierzu dienende Anordnung, wie sie bei den weiter unten zu besprechenden Präcisionssteuerungen allgemein vorhanden ist, hat man auch bei den Schiebersteuerungen und insbesondere bei der Meyer'schen vielfach zur Anwendung gebracht. Bei der letztern stellt sich indessen der Uebelstand heraus, daß die Hülse des Regulators nicht direkt eine Drehung der Schieberstange bewirken kann, weil der Widerstand dieser Drehung zu groß ist, als daß er durch die dem Regulator innewohnende Energie überwunden werden könnte. Die ausgeführten Steuerungen dieser Art sind daher mit Vorrichtungen für eine indirekte Einwirkung des Regulators (s. Thl. III, 1) versehen, wobei die Hülse des Regulators nur die Verbindung eines von der Maschine selbst betriebenen Organes mit der zu drehenden Expansionsschieberstange herzustellen und beziehungsweise aufzuheben hat. Diese Steuerungen leiden indessen wieder an dem Uebelstande aller indirekten Regulirungen, daß ihre Wirkung nicht rechtzeitig erfolgt. Man hat daher, um eine direkte Wirkung des Regulators auf die Steuerung zu ermöglichen, die Meyer'sche Anordnung in der Weise verändert, daß man die Durchlaßcanäle des Steuerschiebers sowohl wie die abschneidenden Kanten des Expansionsschiebers nicht senkrecht, sondern geneigt gegen die Schieberstange gerichtet hat, so daß nunmehr die Veränderung des Kantenabstandes k durch eine zur Schieberstange senkrechte Verschiebung des Expansionsschiebers erreicht wird, welcher letztere in diesem Falle aus einem einzigen Stücke bestehen kann. Aus

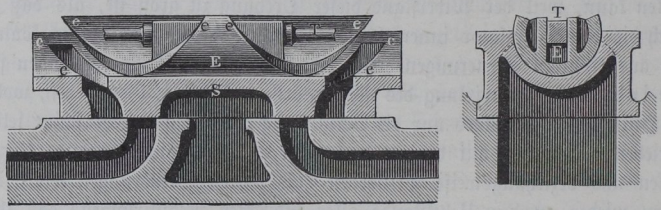
Fig. 595 wird diese Wirkungsweise deutlich. Hier sind die Mündungen der Durchlaßcanäle des Steuerungsschiebers S durch dc angedeutet, und dem Expansionsschieber E ist die Trapezform ee gegeben. Es ist ersichtlich, wie eine Verschiebung dieses Expansionsschiebers in der Richtung seiner Mittellinie nach E_1 oder E_2 eine Vergrößerung oder Verkleinerung des in der Richtung der Schieberbewegung gemessenen Abstandes zwischen den abschließenden Kanten e und c zur Folge hat.

Fig. 595.



Von den verschiedenen hierauf beruhenden Expansionssteuerungen hat die Rider'sche die größte Verbreitung gefunden. Hierbei ist die trapezförmige Expansionsplatte E zu einem um die Schieberstange concentrischen Cylinder gebogen, so daß die Kanten e die Gestalt von Schraubenlinien auf dieser Cylinderfläche annehmen. Selbstverständlich muß dann auch der Rücken des Steuerungsschiebers cylindrisch ausgehöhlt sein, und die Veränderung

Fig. 596.



der Expansion erfolgt dann durch eine von der Regulatorhülse bewirkte Drehung der Schieberstange des Expansionsschiebers, woran der letztere theilnehmen muß. Eine solche Steuerung zeigt Fig. 596, welche an sich klar sein dürfte. Hierbei gestattet die an der betreffenden Stelle prismatisch gestaltete Schieberstange T dem in einem Schlitze erfaßten Expansionsschieber E stets die dichte Berührung mit dem Steuerschieber S. Die Verdrehung der Stange behufs der Aenderung der Expansion bewirkt der Regulator mittelst eines auf die Schieberstange aufgesteckten Hebels, auf dessen

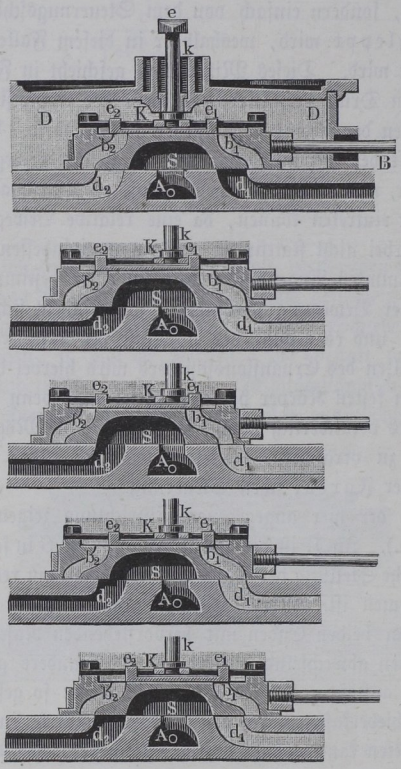
freies Ende die Bewegung der Regulatorhülse durch eine Zugstange übertragen wird. Diese Steuerung hat sich gut bewährt, so lange der Füllungsgrad nicht zu klein ist. Weil nämlich der Expansionsschieber durch den Dampfdruck während der Abschlußperiode fest gegen den Steuerungsschieber gepreßt wird, so ist der Regulator in der Regel nur im Stande, eine Drehung des Expansionsschiebers während derjenigen Zeit hervorzubringen, in welcher die Canäle geöffnet sind.

Man hat auch Steuerungen so ausgeführt, daß dabei der auf dem Rücken des Steuerungsschiebers liegende Expansionsschieber nicht durch einen besondern Excenter bewegt wird, sondern einfach von dem Steuerungsschieber mitgenommen oder *mitgeschleppt* wird, weshalb er in diesem Falle als *Schleppschieber* bezeichnet wird. Dieses Mitnehmen geschieht in Folge der Reibung, welche aus dem Drucke resultirt, mit dem der Expansionsschieber durch den Dampf gegen den Steuerungsschieber gepreßt wird. Vermöge dieser Anordnung nimmt der Expansionsschieber die gleiche Bewegung an wie der Steuerungsschieber, und es würde ein Abschluß der Durchgangscanäle des letztern daher nicht eintreten können, da eine relative Bewegung zwischen beiden Schiebern hierbei nicht stattfindet. Wenn man indessen den Schleppschieber in einem bestimmten Augenblicke, d. h. in einer bestimmten Stellung des Kolbens, an der Bewegung verhindert, so verschiebt sich der Steuerungsschieber gegen ihn und es erfolgt der Abschluß des betreffenden Durchlaßcanals. Das Festhalten des Expansionsschiebers wird hierbei durch Anstoßen desselben gegen einen festen Körper hervorgerufen, und wenn man den Anstoßpunkt dieses Körpers veränderlich macht, so ist damit die Möglichkeit gegeben, die Expansion zu verändern. Diese Steuerung führt nach ihrem Erfinder den Namen der *Farcot*'schen Steuerung.

Einen Schleppschieber von der hier angegebenen Einrichtung zeigen die Figuren 597 I. bis V. (a. f. S.). In I. ist der Steuerungsschieber S in seiner Mittellage gezeichnet, für welche Stellung der Dampfkolben nahezu am rechten Ende seines Weges angekommen ist. Der Expansionsschieber besteht aus einer ebenen Platte, welche an beiden Enden mit hervorstehenden Nasen e_1 und e_2 versehen ist, von denen abwechselnd die eine oder die andere gegen den feststehenden Daumen K anstößt. In I. ist dieser Schieber so gestellt, daß der Dampf aus dem Schieberkasten durch den Durchlaßcanal b_1 in das rechte Ende des Cylinders treten kann, sobald dem Steuerungsschieber durch sein Excenter eine nach links gerichtete Bewegung ertheilt worden, wie dies in II. angegeben ist. In dieser Stellung stößt die Nase e_1 des Expansionsschiebers gegen den Daumen K, so daß bei weiterer Bewegung des Steuerungsschiebers nach links der Canal b_1 unter dem Expansionsschieber sich verschiebt, und der Abschluß des Dampfes erfolgt, wie dies durch III. dargestellt ist. Der Kolben bewegt sich daher unter Einfluß des expandirenden Dampfes

weiter nach links, während der Steuerungsschieber nach Vollendung seines Hubes die entgegengesetzte Bewegung nach rechts annimmt, an welcher Bewegung nunmehr der durch den Dampfdruck angepreßte Expansionsschieber theilnimmt, wie IV. und V. zeigen. Hierbei bleibt fortwährend der Durchlaßcanal b_1 abgeschlossen. In Fig. V. ist der Steuerschieber, wenn der Kolben nahezu das linke Ende des Hubes erreicht hat, wieder in seine Mittellage zurückgekehrt, und bei seiner weitern Bewegung nach rechts wiederholen sich die Vorgänge in entsprechender Weise, indem hierbei die linke Nase e_2 gegen den Daumen K stößt. Auf die Abführung des gebrauchten Dampfes durch die Schieberhöhlung hindurch nach dem Abblaserohre A hat offenbar die Zugabe des Expansionsschiebers keinen Einfluß; diese Abführung geschieht ganz in derselben Weise wie bei der gewöhnlichen Steuerung mit dem einfachen Muschelschieber.

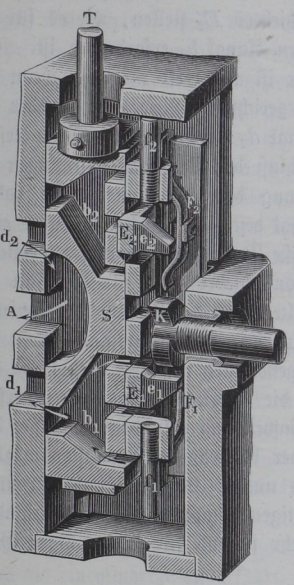
Fig. 597.



Der Anstoßkörper K besteht aus einer auf der Axe k befestigten unrunden Scheibe mit zwei diametral zu einander angeordneten symmetrischen Daumen. Es ist hieraus erkenntlich, wie man durch geringe Verdrehung dieser Axe und der daran befindlichen Daumen den Zeitpunkt des Anstoßens der Nasen und damit den Füllungsgrad verändern kann, und wenn man diese Verdrehung durch die auf- und absteigende Hülse des Regulators bewirken läßt, so ist die Aufgabe erreicht, den Füllungsgrad selbstthätig je nach den verschiedenen Arbeitsleistungen zu verändern, welche die Maschine auszuüben hat. Es ist aber auch leicht zu ersehen, daß man mit dieser Steuerung nicht jeden beliebigen Füllungsgrad erreichen kann. Da nämlich bei der betrachteten Be-

wegung des Kolbens von rechts nach links ein Abschluß des rechten Durchlaßcanals offenbar nur so lange erfolgen kann, als der Schieber ebenfalls sich von rechts nach links bewegt, und da dies bei einem Voreilungswinkel δ des Steuerungsexcenters nur stattfindet, so lange die Kurbel vom todten Punkte um nicht mehr als $90^0 - \delta$ absteht, so folgt daraus, daß man auch nur während derjenigen Kolbenbewegung das Abschließen des Dampfes bewirken kann, welche dieser Kurbeldrehung um $90^0 - \delta$ entspricht. Also selbst in dem Falle, daß $\delta = 0$ wäre, würde man Füllungsgrade höchstens bis zu 0,5 erlangen können, wenn der Expansionsschieber überhaupt zur Wirkung kommt. Wenn bei einer Abweichung der Kurbel vom todten Punkte um $90^0 - \delta$ der Abschluß noch nicht erfolgt ist, so findet er wegen der dann beginnenden rückkehrenden Bewegung des Steuerungsschiebers überhaupt gar nicht durch den Expansionsschieber statt, die Dampfzuführung wird dann lediglich durch den Steuerungsschieber bestimmt. Diese Eigenschaft ist ein großer Nachtheil der Schleppschiebersteuerung gegenüber der Meyer'schen, welche nach dem Vorbemerkten jeden Füllungsgrad zu erreichen gestattet.

Fig. 598.



Man hat diese Steuerung auch mit zwei gesonderten Schleppschiebern ausgeführt, wovon in Fig. 598 eine Darstellung gegeben ist. Hier ist jeder der beiden Durchlaßcanäle b_1 und b_2 des Steuerungsschiebers S zu drei engeren Ausmündungen verästelt, und die beiden Expansionsschieberplatten E_1 und E_2 sind dem entsprechend mit Durchbrechungen so versehen, daß die drei Oeffnungen gleichzeitig für den eintretenden Dampf geöffnet oder verschlossen werden. Das Anhalten der Schleppschieber erfolgt hierbei einerseits durch das Anstoßen der Nasen e_1 und e_2 gegen den verstellbaren Daumen K, andererseits durch die Anstoßstifte f, welche an den Stirnwänden des Schieberkastens ein Hinderniß finden. In der gezeichneten Stellung steht der Dampfkolben unten und der Dampf strömt durch die drei Oeffnungen und den Canal d_1 unter den Kolben, während der über dem Kolben befindliche Dampf

durch d_2 nach dem Ausblaserohre A entweichen kann. Steigt nun der Steuerschieber S empor, so nimmt er den Schleppschieber E_1 mit empor, bis die Nase e_1 gegen den Daumen K trifft, wodurch der Abschluß herbeigeführt wird. Dagegen bleibt bei dieser Bewegung der obere Schleppschieber E_2 stehen, indem sein Stift f_2 gegen die Wand des Schieberkastens trifft, so daß hierdurch die drei Mündungen des obern Durchlaßcanals b_2 sich unter die Durchbrechungen des Schleppschiebers E_2 stellen, wie es für ein Durchlassen des Dampfes durch den obern Canal b_2 erforderlich ist. Ein Eintritt dieses Dampfes in den Cylinder ist aber erst möglich, wenn der Steuerschieber in seiner entgegengesetzt gerichteten Bewegung wieder die mittlere Stellung erreicht und den Canal d_2 eröffnet hat. Man sieht hieraus, daß der Daumen K den Verschluß der Durchgangsöffnungen bewirkt, während die Stifte f die Eröffnung derselben zum Zwecke haben. Die Veräftelung der Durchgangscanäle hat den Zweck, schon vermöge einer geringen relativen Verschiebung eine große Durchgangsöffnung zu erzielen. Die Federn F dienen dazu, die Expansionsschieber auch für den Fall mit dem Steuerschieber in Berührung zu erhalten, daß der Dampf vom Schieberkasten abgesperrt ist. Solche Federn sind bei einer horizontalen Lage des Schieberspiegels, wie sie in Fig. 597 angenommen ist, nicht nöthig, da hier das Eigengewicht der Schleppschieber die Wirkung der Federn ersetzt. Schleppschiebersteuerungen haben wenig Anwendung gefunden; da außer dem gedachten Mangel derselben in Betreff der beschränkten Expansionsmöglichkeit das wiederholte Anstoßen der Nasen und Stifte die Ursache zu einem baldigen Verschleißen und zu einem stetigen Klappen ist, das besonders bei schneller Bewegung der Maschine sehr störend für den ruhigen Gang werden kann.

§. 291. **Umsteuerungen.** Alle bisher betrachteten Steuerungen gestatten den Dampfmaschinen eine Umdrehung nur nach der einen Richtung, so zwar, daß die Mitte des Excenters der Kurbel um den betreffenden Winkel $90^0 + \delta$ im Sinne der Drehungsrichtung *vorangeht* (nicht folgt). Für die gewöhnlichen Dampfmaschinen, wie sie zum Betriebe industrieller Anlagen dienen, ist auch immer die Umdrehung in dem gleichen Sinne erforderlich und nur in Ausnahmsfällen hat man die Maschinen so einzurichten, daß dieselben je nach Belieben nach den entgegengesetzten Richtungen bewegt werden. Die hierzu dienenden Steuerungen führen den Namen *Umsteuerungen*. Die vornehmste Verwendung finden die Umsteuerungen bei den *Locomotiven* und *Schiffsmaschinen*, außerdem wendet man sie fast nur noch bei den *Fördermaschinen* der Bergwerke und bei manchen *Aufzugsvorrichtungen* an, bei denen das abwechselnde Auf- oder Absteigen der an einem Seile hängenden Last durch Umdrehung der zugehörigen

Seiltrommel nach der einen oder andern Richtung hervorgerufen wird, wie dies ausführlich in Thl. III, 2 besprochen wird.

Sofern die Dampfvertheilung bei diesen Maschinen durch den Muschelschieber bewirkt wird, was bei den Locomotiv- und Schiffsmaschinen allgemein und bei den Fördermaschinen meistens geschieht, bedient man sich zum Umsteuern der sogenannten Coulissensteuerungen. In Betreff der Einrichtung und Wirkungsweise dieser Steuerungen muß auf das in Thl. III, 2 bei den Locomotiven darüber Gesagte verwiesen werden. Fördermaschinen werden zuweilen mit Ventilen gesteuert; die Art, wie hierbei das Umsteuern ermöglicht werden kann, wird aus den folgenden Bemerkungen über die Ventilsteuerungen sich ergeben. Es mag hier nur bemerkt werden, daß diese Ventilumsteuerungen, sobald man die Bewegung der Einlaßventile unabhängig von derjenigen der Auslaßventile vornimmt, jeden beliebigen Expansionsgrad zu erreichen gestatten, während bei den Umsteuerungen mit Coulisse und Schieber Expansionswirkung nur in geringem Maße erreichbar ist, da dieselbe immer mit einer erheblichen Compression des gebrauchten Dampfes verbunden ist, wenn man nicht etwa die Anordnung eines besondern Expansionsschiebers wählt. Bei den Locomotiven ist man aus den in Thl. III, 2 angegebenen Gründen jedoch von der Verwendung besonderer Expansionsschieber zurückgekommen. Da es bei den gedachten Maschinen mit abwechselnd rechts- und linksläufiger Bewegung erforderlich ist, diese Bewegung von jeder beliebigen Stellung aus mit Sicherheit vornehmen zu können, so pflegt man dieselben, ebenso wie die Locomotiven, fast immer mit zwei Cylindern zu versehen, deren Kurbeln rechtwinkelig zu einander gestellt sind, um Todtstellungen hierdurch zu vermeiden. Nur ganz kleine Fördermaschinen finden sich zuweilen als eincylindrige ausgeführt.

Ventilsteuerungen. Bei den durch Ventile gesteuerten Maschinen §. 292.
hat man für jede Kolbenseite dem Dampfcylinder zwei Ventile, das eine für den eintretenden, das andere für den abgehenden Dampf zu geben, so daß doppeltwirkende Maschinen im Ganzen vier Ventile, zwei Einlaß- und zwei Auslaßventile zu erhalten haben. Dabei kann jedes der vier Ventile durch einen besondern Canal mit dem Dampfcylinder in Verbindung gebracht sein, oder man kann zu jeder Kolbenseite für das Einlaß- und Auslaßventil eine gemeinschaftliche Oeffnung anordnen. Bei allen besseren Maschinen der Neuzeit findet man die erstere Anordnung getrennter Ein- und Ausmündungen vertreten, indem man hierdurch die Wärmeverluste umgehen will, welche bei Anordnung gemeinschaftlicher Canäle für den Ein- und Austritt dadurch entstehen, daß bei jedem Kolbenspiele abwechselnd der heiße Kesseldampf und darauf der kältere Abdampf mit der die Verbindung begrenzenden Canalwand in Berührung kommt, wodurch ein vergrößerter

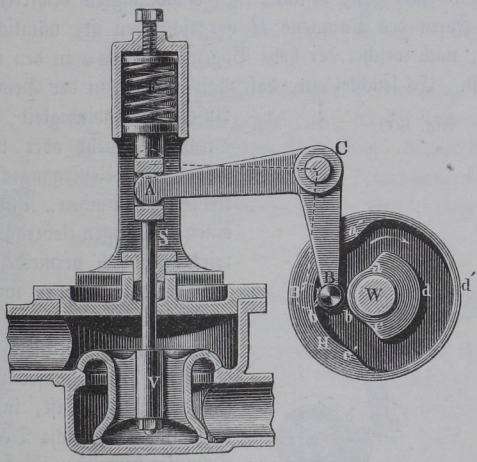
Wärmeaustausch zwischen Dampf und Cylinderwand herbeigeführt wird, welcher, wie jeder Wärmeübergang, immer mit einer Verringerung der zu gewinnenden Arbeit verbunden ist.

Die Bewegung der Ventile ordnet man jetzt fast immer so an, daß das Oeffnen und Schließen der Einlaßventile unabhängig von demjenigen der Auslaßventile durch einen besondern Mechanismus geschieht, und es ist hierbei leicht, das Expansionsverhältniß beliebig groß zu wählen, indem man nur dafür zu sorgen hat, in der betreffenden Kolbenstellung das Eintrittsventil zu schließen, wodurch das Auslaßventil der andern Kolbenseite nicht beeinflußt wird. Früher ordnete man wohl Ventilsteuerungen so an, daß alle vier Ventile durch ein gemeinschaftliches Excenter ihre Bewegung empfingen, welche Anordnung, wie sich leicht erkennen läßt, ebenso wie der einfache Muschelschieber nur geringe Expansionswirkung erreichen läßt, da mit einem frühern Abschnitte des eintretenden Dampfes wegen der gedachten Abhängigkeit aller Ventile von einander auch der Austritt früher beendet, daher der Dampf stark comprimirt wird. Diese Anordnung ist daher nicht mehr in Gebrauch.

Die verschiedenen Ventilsteuerungen unterscheiden sich von einander hauptsächlich durch die Art, wie die Bewegung der Ventile vorgenommen wird. In Betreff dieser Bewegung lassen sich zunächst folgende allgemeine Bemerkungen machen. Da jedes Ventil während derjenigen Zeit in Ruhe verbleiben muß, während welcher es den betreffenden Canal verschlossen halten soll, so ist die zwangläufige Verbindung der Ventilstange mit einer Kurbel oder einem Excenter in der bei den Schiebern allgemein üblichen Art von vornherein ausgeschlossen, da die Kurbelbewegung mit Ruhepausen nicht verbunden ist. Will man dennoch einem Excenter die Bewegung eines Ventils übertragen, so ist dies nur dadurch zu ermöglichen, daß man dem die Ventilstange ergreifenden Bolzen der Excenterstange einen gewissen freien Spielraum oder todten Gang in der Ventilstange gestattet, in Folge dessen das Excenter seine Bewegung ungehindert fortsetzen kann, auch wenn das Ventil sich in Ruhe befindet. Während dieser Zeit des Abschlusses ist also thatsächlich der kinematische Zusammenhang zwischen dem Excenter und dem Ventile aufgehoben, und das letztere wird in seiner Ruhelage nicht mehr durch einen Zwang von Seiten des Bewegungsmechanismus erhalten, sondern es müssen dazu andere Kräfte, entweder die von Gewichten oder Federn angewendet werden. Erst nachdem die Bewegung der Excenterstange den Betrag des besagten todten Ganges erreicht hat, ist wieder eine zwangläufige Verbindung mit dem Ventile hergestellt, welches letztere nunmehr durch das Excenter entgegen den Gewichts- oder Federkräften geöffnet wird. Diese Bemerkung, wonach der Bewegungsmechanismus nur das Oeffnen und eine äußere Kraft das Schließen bewirkt, gilt nicht nur für die Bewegung durch Excenter oder Kurbeln, sondern ganz allgemein für alle Betriebsarten, z. B.

für die durch unrunde Scheiben oder sogenannte Höcker, wie man sich folgendermaßen überzeugt. - Gesetzt, ein beliebiges Ein- oder Auslaßventil V, Fig. 599, solle mittelst des um C drehbaren Winkelhebels ABC bewegt werden, dessen einer Arm A die geschlitzte Ventilstange S ergreift, während der andere Arm B eine schwingende Bewegung durch die Curvenscheibe H erhält, die auf einer stetig rotirenden Steuerwelle W befestigt ist. Da diese Curvenscheibe aus zwei zur Axe W concentrischen Bogen abc und cda besteht, welche den Stellungen des Ventils im geschlossenen und geöffneten Zustande entsprechen, so erkennt man, wie der Schluß des Ventils unter dem Einflusse der Feder F bewirkt wird, so lange die Rolle B mit dem niedern Bogen abc in Berührung ist, während der hohe Bogen cda die Rolle B

Fig. 599.

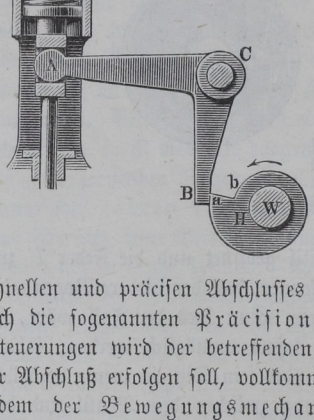


in die Lage B' bringt, wodurch das Ventil geöffnet und die Feder F zusammengedrückt wird. Es ist leicht zu erkennen, daß der niedere Bogen abc die Rolle B gar nicht berühren darf, denn wenn dies der Fall wäre, so würde ein Abschließen durch das Ventil sofort unmöglich werden, sobald durch die wiederholten Schläge das Ventil oder sein Sitz ein wenig verdrückt worden wäre. Die kinematische Verbindung zwischen dem Ventil und der Curvenscheibe ist daher thatsächlich so lange als gelöst zu betrachten, als das Ventil durch die Feder geschlossen gehalten wird. Man erkennt auch, daß es aus demselben Grunde nicht möglich ist, die Wirkung der Feder durch diejenige der Curvenscheibe, nämlich dadurch zu ersetzen, daß man anstatt des einfachen Daumens eine Nuth $aa'bb'cc'dd'$ anbringt, in welcher die Rolle B zwangläufig geführt wird. Wenn eine derartige Anordnung viel-

leicht auch anfänglich den beabsichtigten dichten Schluß des Ventils zu erreichen gestattete, so würde derselbe indeß nicht mehr erzielt werden, sobald das Ventil oder sein Sitz ein wenig zusammengedrückt oder sobald die Nuth bei $a'b'c'$ ein wenig abgenützt wäre. Aus diesen Gründen ist die Wirkung einer äußern Kraft zum Schließen des Ventils nicht zu vermeiden, sei es nun, daß diese Kraft durch das Eigengewicht des Ventils selbst oder der damit verbundenen Massen, sei es, daß sie durch die Spannung einer Feder ausgeübt wird.

Es ist ferner leicht zu erkennen, daß es einen Unterschied bedingen wird, ob der Feder bei der gedachten Schließung des Ventils freies Spiel gelassen ist oder nicht. Bei der in Fig. 599 dargestellten Einrichtung ist der Feder keineswegs Freiheit ihrer Bewegung gelassen, indem dieselbe den Schluß des Ventils nur mit einer ganz bestimmten Geschwindigkeit bewirken kann, wie sie durch die Form des Daumens H vorgeschrieben ist, nämlich durch diejenige Curve, nach welcher der hohe Bogen cda bei a in den niedern abc übergeführt ist. Es leuchtet ein, daß man es ganz in der Gewalt hat, die Abschlußgeschwindigkeit des Ventils durch die mehr oder minder steile Form dieses Ueberganges größer oder kleiner zu machen, und daß durch einen allmäligen Uebergang die Stoßwirkungen sich vermeiden lassen, zu welchen ein schneller und plötzlicher Abschluß führt.

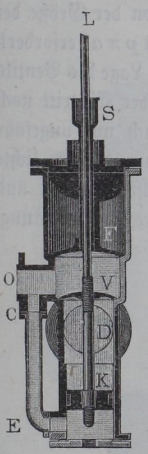
Fig. 600.



Da nun aber ein möglichst schneller Abschluß des Dampfes von Vortheil für die Wirkung ist, insofern dabei die immer schädliche Drosselung des Dampfes vermieden wird, so hat man zur Erreichung eines solchen möglichst schnellen und präcisen Abschlusses der Einlaßventile in neuerer Zeit vielfach die sogenannten Präcisionssteuerungen construirt. Bei diesen Steuerungen wird der betreffenden Feder in dem Augenblicke, in welchem der Abschluß erfolgen soll, vollkommen freies Spiel auf das Ventil gelassen, indem der Bewegungsmechanismus in diesem Augenblicke ganz von dem Ventile abgelöst wird. Man kann sich hiervon eine Vorstellung durch Fig. 600 verschaffen, worin ACB wieder der durch die Feder F belastete Ventilhebel und H ein Daumen auf der Welle W ist. Die radiale Stufe ab dieses Daumens gestattet dem Hebelende B in dem Augenblicke, in welchem a darunter tritt, eine nach rechts gerichtete Bewegung, welche den Schluß des Ventils bewirkt, und welche mit

einer Geschwindigkeit erfolgt, die außer von schädlichen Nebenwiderständen nur von der beschleunigenden Kraft der Feder und den zu beschleunigenden Massen, nicht aber von der Form des Daumens abhängt. Der Abschluß wird daher im Allgemeinen bei hinreichender Kraft der Feder schnell und präcis erfolgen, weshalb man derartige auslösbare Steuerungen auch *Präcisionssteuerungen* nennt. Im Gegensatze dazu heißen Steuerungen, bei denen die Bewegung der Ventile durch die Art des Bewegungsmechanismus vorgeschrieben ist, wie dies durch Fig. 599 erläutert wurde, *schleichende Steuerungen*. Man erkennt hieraus einerseits, daß auch die bisher betrachtete Schiebersteuerung den schleichenden beigezählt werden muß und andererseits, daß die Anwendung von Federn oder Gewichten zum Abschließen allein nicht das Kennzeichen der Präcisionssteuerungen abgiebt, sondern daß bei denselben der Abschluß *lediglich* durch diese äußeren Kräfte bei ausgelöstem Bewegungsmechanismus erfolgen muß.

Fig. 601.



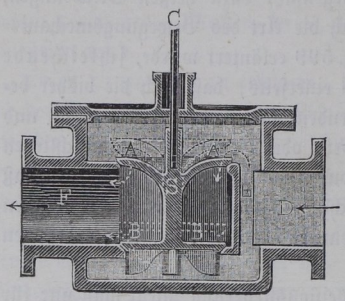
Eine derartige Präcisionssteuerung pflegt man nur für die Einlaßventile anzuordnen; die Auslaßventile erhalten immer eine schleichende Bewegung. Bevor die verschiedenen Steuerungen eingehender besprochen werden, sollen die Ventile selbst einer nähern Betrachtung unterworfen werden.

Steuerungsventile. Um die Bewegung der Ventile mit geringer Kraft bewirken zu können, werden dieselben stets als *entlastete* und zwar meistens als *Doppelsitzventile* ausgeführt. Die Entlastung der Ventile durch Gegenkolben, wie sie durch Fig. 601 dargestellt ist, findet jetzt kaum noch Anwendung. In dieser Figur stellt *V* ein gewöhnliches Kegelventil vor, welches, wenn geschlossen, den durch *D* zutretenden Dampf von dem nach dem Cylinder führenden Canale *O* abschließt. Mit dem Ventile ist der Gegenkolben *K* verbunden, welcher, in dem cylindrischen Gehäuse dichtschließend beweglich, durch den Dampf mit einer Kraft abwärts gedrückt wird, die dem aufwärts gerichteten Dampfdrucke auf die Unterfläche des Ventils nahezu gleich ist. Zur Bewegung des Ventils hat man daher an der Stange *L* nur eine der Differenz dieser beiden Druckkräfte und der Kolbenreibung entsprechende Kraft anzubringen. Das obere Ventil *F*, dessen Stiel behufs Durchführung der Stange *L* hohl gebildet ist, dient zum Ablassen des gebrauchten und durch *O* zurücktretenden Dampfes. §. 293.

Einfacher und vollkommener wird der Zweck der Entlastung durch die *zweisitzigen* Ventile erreicht, deren Wirkungsweise durch das *Laternen-*

ventil, Fig. 602, verdeutlicht wird. Der Verschlußtheil besteht hier aus den beiden durch einen Stiel verbundenen kreisrunden Scheiben A und B, welche dicht in die conisch ausgedrehten Sitze des Gehäuses EF eingeschliffen sind. Der bei D zutretende Dampf, welcher den Sitz E umgiebt, drückt auf beide Ventilteller, so daß die Kraft zum Aufziehen des Ventils an der Stange C bei dem Dampfüberdrucke p nur die Größe

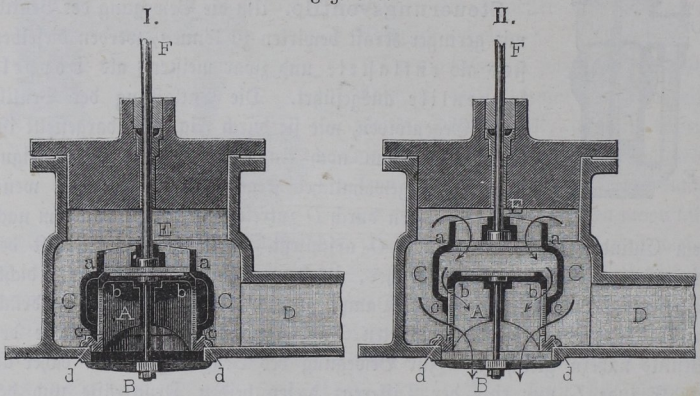
Fig. 602.



$$P = p\pi(a^2 - b^2)$$

zu haben braucht, wenn a und b die Halbmesser der conischen Sitzflächen von A (außen) und von B (innen) bedeuten, während ein einfaches Kegelventil von der Größe der Scheibe A eine Kraft $p\pi a^2$ erfordert. Da in der erhobenen Lage des Ventils dem Dampfe in der Kammer E sowohl bei A wie bei B der Eintritt nach F gestattet ist, so braucht ein derartiges Doppelsitzventil auch nur ungefähr halb so hoch gehoben zu werden als ein einfaches Ventil, um dieselbe lichte Oeffnung darzubieten. Dieser Umstand ist für die Ventilsteuerungen und insbesondere für die Präcisionssteuerungen deswegen von großer Bedeutung,

Fig. 603.



weil die geringere Hubhöhe der Ventile auch eine kleinere Aufschlaggeschwindigkeit derselben und daher eine weniger starke Abführung der Abschlußorgane im Gefolge hat.

Gewöhnlich führt man die Doppelsitzventile als Glocken- oder als Röhrenventile aus. Ein Glockenventil ist durch Fig. 603 dar-

gestellt, und zwar zeigt I. dasselbe im geschlossenen und II. im geöffneten Zustande. Man erkennt hieraus, daß der ringförmige Abschlußkörper oder die Glocke C mit den conisch abgedrehten Flächen a und c sich dichtschließend auf die entsprechend geformten Kegelflächen b und d des mittelst der Schraube B in dem Gehäuse befestigten Ventilsitzes A setzt. Zur besseren Verdeutlichung des Ventils ist dasselbe in Fig. 604 theilweise im Durchschnitte noch besonders gezeichnet. Hier stellen f die radialen, der Glocke zur Führung dienenden Stege und e die Arme vor, an denen die Hubstange F die Glocke erfaßt. Bei dem in Fig. 605 dargestellten Röhrenventile bildet die an beiden Enden mit conisch abgedrehten Rändern versehene Röhre AB das Verschlußstück, welches auf den Sitzflächen E und F des Gehäuses aufruht. Wie bei einer verticalen Erhebung der durch einzelne Längsrippen f und e

Fig. 604.

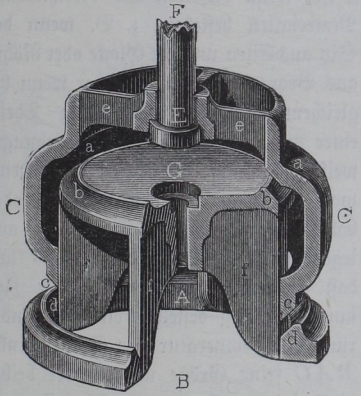
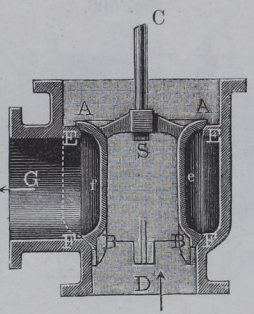


Fig. 605.



geführten Röhre der bei D zugeführte Dampf zwischen F und B und durch das Ventil hindurch zwischen A und E nach dem Canale G gelangen kann, ist ersichtlich.

Bedeutet bei einem Glocken- oder Röhrenventile etwa a den mittleren Durchmesser der beiden Sitzflächen, welche von einander nur wenig abweichen, und ist d der Durchmesser der zugehörigen Dampfleitungsröhre, so findet man die Erhebung x, welche dem Ventile zu geben ist, damit die Oeffnung gleich dem Querschnitte der Dampfleitung wird, aus der Gleichung

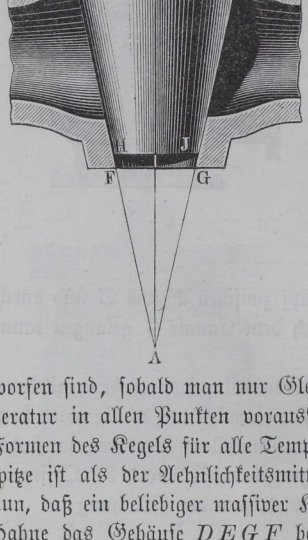
$$2a\pi \,.\, x = \pi \frac{d^2}{4} \text{ zu } x = \frac{d^2}{8a},$$

und wenn etwa $a = d$ angenommen wird, zu $x = \frac{d}{8}$.

Die Herstellung der doppelsitzigen Ventile muß mit besonderer Sorgfalt und zwar so geschehen, daß der dichte Abschluß gleichzeitig in den beiden Sitzflächen geschieht. Damit nun dieser dichte Abschluß auch durch Temperaturveränderungen nicht gestört werde, wird meistens zu dem Ventilsitze und dem Verschlußtheile (Glocke oder Röhre) gleiches Material verwendet, so daß diese beiden Theile einer gleichen Ausdehnung unterliegen. Als solches Material dient in der Regel Bronze, welche einerseits dem Rosten nicht unterworfen ist, wie dies beim Eisen und Stahl der Fall ist, und andererseits genügende Härte und Festigkeit besitzt, um trotz geringer Auflagerflächen nicht verdrückt oder verschlagen zu werden.

Collmann hat zuerst gezeigt, daß man bei gehöriger Construction der Doppelsitzventile den dichten Abschluß doch erhalten kann, auch wenn die beiden in Berührung kommenden Theile einer verschiedenen Ausdehnung unterworfen sind, wie dies der Fall ist, wenn dieselben aus verschiedenen Materialien bestehen, z. B. wenn der Sitz aus Eisen und die Glocke oder Röhre aus Bronze gefertigt ist, oder wenn bei gleichem Materiale die beiden Theile einer ungleichen Erwärmung beziehungsweise Abkühlung unterworfen sind. Denkt man sich nämlich einen massiven oder hohlen Kegel ABC, Fig. 606, aus irgend welchem Materiale, so ist es klar, daß bei einer Ausdehnung oder Zusammenziehung desselben durch Veränderung der Temperatur der Spitzenwinkel BAC seine Größe unverändert beibehält, indem alle linearen Abmessungen, also z. B. der Durchmesser BC und eine Kegelseite AB, einer Längenveränderung in demselben Verhältnisse unterworfen sind, sobald man nur Gleichförmigkeit des Materials und der Temperatur in allen Punkten voraussetzt. Unter dieser Voraussetzung sind die Formen des Kegels für alle Temperaturen unter sich ähnlich, und die Kegelspitze ist als der Aehnlichkeitsmittelpunkt aufzufassen. Hieraus ergiebt sich nun, daß ein beliebiger massiver Kegel, wie z. B. $BCJH$, welcher in einem Hahne das Gehäuse $DEGF$ bei irgend einer Temperatur überall dichtschließend berührt, dies auch bei jeder andern Temperatur thun muß, sobald die beiden Theile in der Spitze A festgehalten werden. Eine Verschiedenheit der Ausdehnungen beider Theile macht sich dabei nur durch eine relative Verschiebung derselben in ihren gegenseitigen Berührungsflächen geltend, ohne

Fig. 606.



daß hierdurch die Berührung aufhört oder eine übermäßige Pressung auftritt. Das letztere wird dagegen der Fall sein, wenn, wie dies bei Hähnen meistens der Fall ist, die Verbindung des Kegels mit dem Gehäuse an einer andern Stelle als der Spitze A, z. B. bei FG, stattfindet. Wenn hierbei die Ausdehnung des Kegels größer oder kleiner ist als die des Gehäuses, so muß im ersten Falle ein Festklemmen, im zweiten ein Undichtwerden bemerkbar werden.

Demgemäß gestaltet Collmann die Doppelsitzventile derart, daß die beiden Sitzflächen als Kegelflächen ausgeführt werden, welche eine gemeinschaftliche Spitze haben. In Fig. 607 ist ein Glockenventil und in Fig. 608 ein Röhrenventil dieser Art angegeben. In beiden Figuren ist A die gemeinsame Spitze der beiden Kegelflächen ABC und ADE, in denen der

Fig. 607.

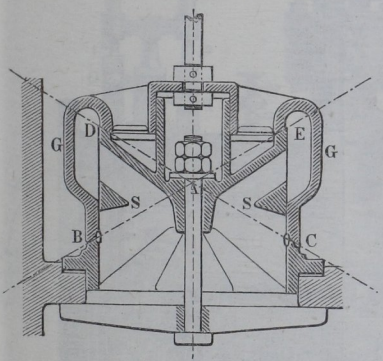
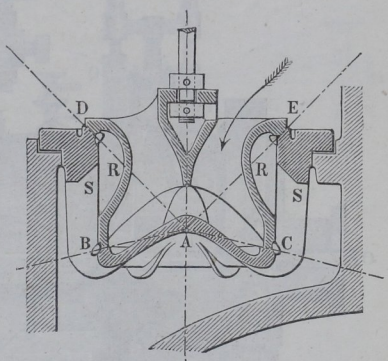


Fig. 608.

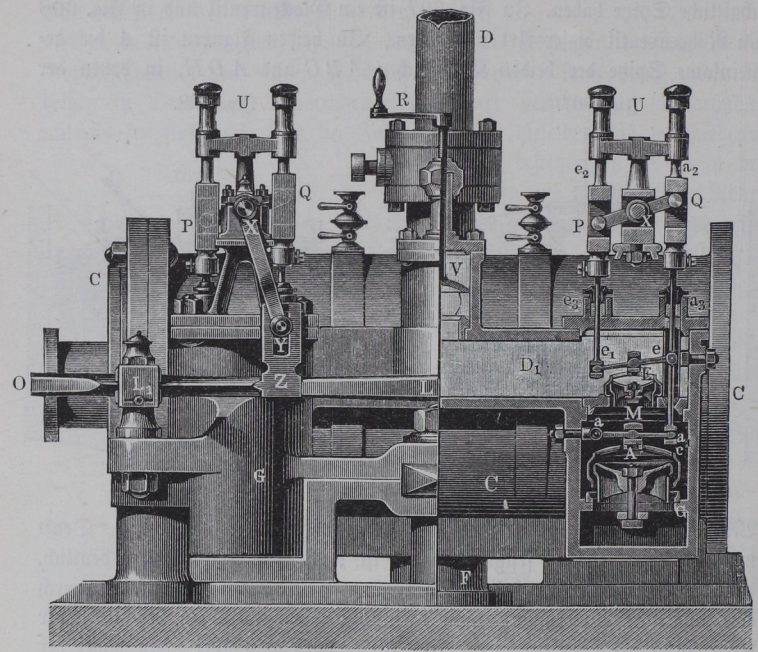


Ventilsitz S von der Glocke G oder der Röhre R berührt wird. Denkt man sich den Punkt A festgehalten, so ist nach dem Vorbemerkten deutlich, daß die Berührung der beiden Theile in den gedachten Kegelflächen durch eine ungleiche Ausdehnung nicht beeinflußt wird. Als ein Nachtheil der Anordnung des Glockenventils, Fig. 607, wird angeführt, daß dabei der eintretende Dampf stark gedrosselt werde wegen der beträchtlichen Richtungsabweichungen, denen er beim Durchgange zwischen den Sitzflächen ausgesetzt ist. Dies ist der Grund, weshalb man den Glockenventilen meistens eine Gestalt nach Fig. 604 giebt, bei welcher die beiden kegelförmigen Sitzflächen ihre Mittelpunkte ober- und unterhalb des Ventils erhalten. Bei dieser Anordnung hat man aus den angeführten Gründen die Glocke und den Sitz nothwendig aus gleichem Materiale herzustellen.

Ventilsteuerung mit einem Excenter. Man kann die vier §. 294. Ventile einer Dampfmaschine durch ein gemeinsames Excenter bewegen,

welches ebenso wie für die Steuerung durch den gewöhnlichen Muschelschieber auf der Kurbelwelle mit einem Voreilungswinkel δ, d. h. unter reiner Abweichung von $90^0 + \delta$ von der Kurbelrichtung befestigt ist. Die Anordnung einer solchen Steuerung ist aus Fig. 609 zu ersehen. An den Dampfcylinder C sind die beiden Ventilgehäuse G angesetzt, von denen jedes zwei Glockenventile über einander angeordnet enthält, ein kleineres Eintrittsventil E oberhalb und ein größeres Auslaßventil A unterhalb. Der aus dem Dampfzuleitungsrohre D durch das Absperrventil V in den Canal D_1 eintretende

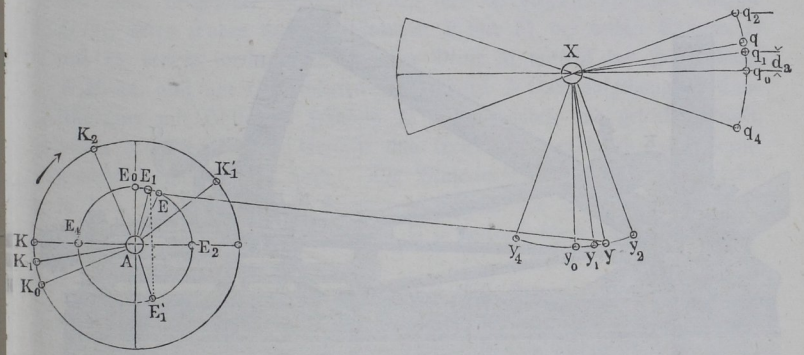
Fig. 609.



Dampf gelangt nach Eröffnung des Ventils E in die zwischen den beiden Ventilen befindliche Abtheilung M und von hier durch den Dampfcanal c nach dem Cylinder, während die Eröffnung des Auslaßventils A dem in dem Cylinder zur Wirkung gekommenen Dampfe durch denselben Canal c den Rückweg und den Austritt nach dem Abblaserohre F gestattet. Die Bewegung der Ventile E und A geschieht mit Hülfe der einarmigen Hebel $e e_1$ und $a a_1$ durch die Zugstangen $e_1 e_2$ und $a_1 a_2$, welche, bei e_3 und a_3 durch Stopfbüchsen aus den Ventilgehäusen heraustretend, oberhalb der letzteren mit geschlitzten Verdickungen zum Angriff für die zweiarmigen Hebel $P Q$

versehen sind. Jeder dieser Hebel PQ erhält eine schwingende Bewegung durch einen auf seiner Axe X festsitzenden dritten Hebelarm XY, dessen freies Ende Y mit der Schubstange OL verbunden ist, die durch das besagte Steuerungsexcenter die nöthige hin- und hergehende Bewegung empfängt. Diese Stange, welche in den Führungen L_1 gleitet, ergreift die Zapfen Y mit den Ansätzen Z, deren Schlitze den Gleitlagern von Y die erforderliche Verticalbewegung gestatten. Wie man aus der Figur erkennt, haben die Zapfen P und Q in den Schlitzen der Ventilstangen ein freies Spiel oder einen todten Gang, und zwar ist die Wirkung eine derartige, daß die Hebel PQ nur das Oeffnen oder Erheben der Ventile bewirken, während das Niedergehen derselben durch die Einwirkung von Federn geschieht, welche in den Federgehäusen U enthalten sind und welche beim Erheben der Ventile

Fig. 610.

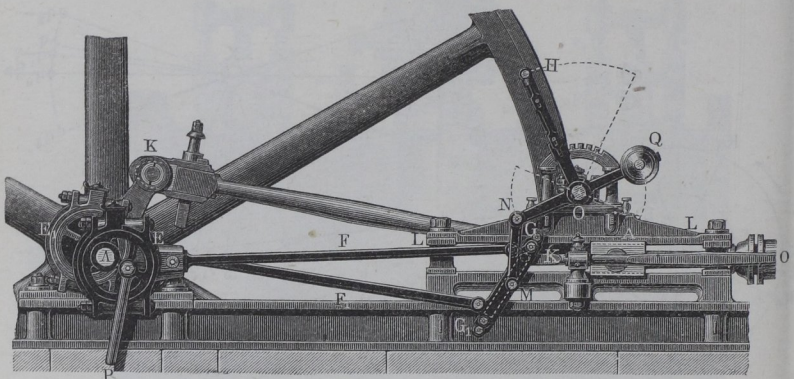


durch die in die Federgehäuse eintretenden Ventilstangen e_2 und a_2 zusammengedrückt werden. Durch Schrauben lassen sich diese Federn beliebig anspannen.

Die Größe des besagten todten Ganges von P und Q in den Ventilstangen, sowie die Wirkung der ganzen Steuerungsvorrichtung erkennt man aus der schematischen Fig. 610. Es bedeute hierin A die Kurbelwelle und AK (in verkleinertem Maßstabe) die Länge der Kurbel, gegen welche das Excenter, dessen Mitte E sein soll, um den Winkel $KAE = 90^0 + \delta$ versetzt ist. Ferner ist X die Axe des einen Ventilhebels PQ, von dessen Arme Xq das linke Einlaßventil bewegt wird. Wenn die Länge der Excenterstange so groß angenommen wird, daß von der Neigung derselben gegen die Schubrichtung abgesehen werden kann, so steht das Excenter in der Mittelstellung E_0, wenn von dem Ventilhebel der eine Arm XQ die horizontale Lage Xq_0 und der Arm XY die verticale Stellung Xy_0 einnimmt. Die Kurbel steht dafür in K_0 um den Winkel δ vor dem todten Punkte.

Dreht sich die Kurbel aus dieser Lage um δ bis in die Todtlage AK, so nimmt der Mechanismus die Stellung $EyXq$ ein, und da in dieser Stellung bereits eine gewisse Voröffnung des Ventils vorhanden sein soll, so muß der Zapfen q auf seinem Wege von q_0 nach q dieselbe erzeugt haben. Wenn dieser Zapfen daher in der Lage q_1 gegen die Ventilstange trifft, so daß ihm also zunächst ein todter Gang $q_0 q_1$ belassen ist, so hat sich das Ventil für den todten Punkt K der Kurbel um die Größe $q_1 q$ geöffnet. Bei weiterer Drehung der Kurbel wird das Ventil mehr und mehr geöffnet, bis es in der Stellung $K_2 E_2 y_2 q_2$ die größte Erhebung erhält. Von da an beginnt es, sich unter dem Einflusse der Feder und nach Maßgabe der absteigenden Bewegung des Zapfens Q wieder zu schließen, bis in der Stellung q_1 dieses Zapfens, für welche das Excenter in E_1' und die Kurbel in K_1' steht, der Schluß

Fig. 611.



wieder erreicht ist. Bei der weitern Drehung des Excenters von E_1' bis zur äußersten Lage E_4 muß der Zapfen Q freies Spiel im Schlitze der Ventilstange haben, und eine erneuete Einwirkung auf die letztere findet erst in der Stellung des Excenters in E_1 und der Kurbel in K_1 statt, von welchem Augenblicke an der hier betrachtete Vorgang sich in derselben Art wiederholt.

Man erkennt aus dieser Betrachtung, daß der freie Spielraum $q_0 q_1$, um welchen sich der Zapfen Q aus seiner Mittelstellung in q_0 zunächst bewegen muß, ehe die Eröffnung des Eintrittsventils beginnt, dieselbe Rolle spielt wie die äußere Ueberdeckung d_a bei dem gewöhnlichen Muschelschieber. Auch die übrigen Verhältnisse sind bei beiden Steuerungen übereinstimmend, indem z. B. die Größe $q_0 q$ mit der linearen Voreilung λ des Muschelschiebers und die Oeffnungsweite $q_1 q = \lambda - d_a$ mit der Voröffnung des Eintrittscanals übereinstimmt. Es ist ebenso ersichtlich, daß für die beiden Auslaßventile

dieselben Betrachtungen gelten, und daß hierbei der freie Spielraum $q_0 q_1$ der innern Schieberdeckung d_i des Muschelschiebers entspricht.

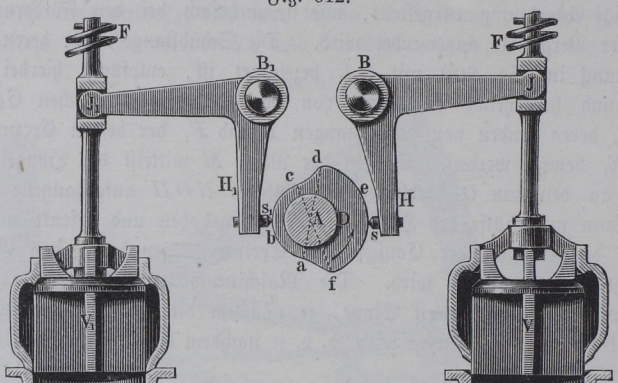
Hiernach ist für die Bewegung der Ventile das für den gewöhnlichen Muschelschieber in §. 286 entworfene Diagramm ohne Weiteres gültig, und auch hinsichtlich der Umsteuerung gelten die in §. 291 angeführten Bemerkungen. Man kann daher diese Ventilsteuerung in derselben Weise wie bei der Anwendung des Muschelschiebers dadurch sofort zur Umsteuerung verwenden, daß man sich zur Bewegung der Schubstange OL, Fig. 609, anstatt eines einfachen Excenters einer Coulisse bedient, wie sie bei den Locomotiven in Thl. III, 2 besprochen wird. In Fig. 611 ist eine derartige Anordnung dargestellt, wie sie mehrfach bei den Fördermaschinen der Bergwerke angewendet wird. Die Schubstange KO, deren Verlängerung in Fig. 609 mit OL bezeichnet ist, empfängt hierbei ihre hin- und hergehende Bewegung von der Stephenson'schen Coulisse GG_1, deren Enden von den Stangen F und F_1 der beiden Excenter E und E_1 bewegt werden. Die in der Mitte M mittelst der Hängeschiene NM an dem um O drehbaren Winkelhebel NOH aufgehangene Coulisse kann mit Hülfe des Händels H leicht gehoben und gesenkt werden, indem das Gewicht der Coulisse und Excenterstangen durch das Gegengewicht Q ausgeglichen wird. Die Maschinenwelle C dreht sich hierbei in dem einen oder andern Sinne, je nachdem die Stange K durch das Excenter E oder E_1 bewegt wird, d. h. je nachdem die Coulisse gesenkt oder gehoben ist.

Für die durch ein Excenter oder eine Coulisse bewegten Ventilsteuerungen gilt ebenso wie für die in gleicher Art bewegten Einschiebersteuerungen die Bemerkung, daß man damit nicht im Stande ist, hohe Expansionsgrade zu erzielen, ohne gleichzeitig beträchtliche Compression in Kauf zu nehmen. Deshalb pflegt man in allen solchen Fällen, wo größere Expansionsgrade zur Erzielung eines sparsamen Betriebes nöthig sind, die Ventile in anderer Weise zu bewegen, worüber im Folgenden gesprochen wird.

Unrunde Scheiben. Die zur regelrechten Steuerung der Ventile §. 295.
erforderliche Bewegung wird denselben zuweilen durch unrunde Scheiben oder Höcker ertheilt, welche, auf rotirenden Axen befestigt, bei ihrer Umdrehung vermittelst der auf ihnen angebrachten Hervorragungen oder Stufen nach der Art von Daumen auf die Ventilstangen wirken. Man erhält von der Wirkungsweise dieser Daumen durch Fig. 612 (a. f. S.) eine Vorstellung. Hierin stellt A die für alle vier Ventile dienende Steuerwelle vor, welche von der Kurbelwelle durch Zahnräder in gleichmäßig rotirende Bewegung versetzt wird und ebenso viele Umdrehungen macht wie die Kurbelwelle. Ist V irgend ein Einlaß- oder Auslaßventil, welches seine Bewegung durch den

um B drehbaren Winkelhebel HBJ unter Mitwirkung der auf J drückenden Feder F erhält, so erkennt man, wie diesem Hebel durch den auf A sitzenden Daumen D die zur Oeffnung und Schließung des Ventils nöthige schwingende Bewegung ertheilt wird. Da nämlich der Stift s durch die Feder F stetig gegen den Umfang des Daumens gedrückt wird, so muß das Ventil so lange geöffnet sein, als der Stift s den Umfang def vom größern Halbmesser berührt, wenn die Verhältnisse so gewählt sind, daß bei der Berührung von s mit dem Umfange abc das Ventil gerade geschlossen ist. Die Dauer des geöffneten und des geschlossenen Zustandes hängt dabei offenbar von der

Fig. 612.



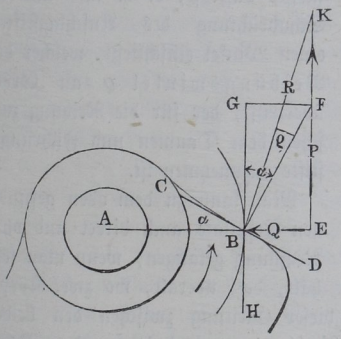
Größe der Centriwinkel $w_1 = dAf$ und $w_2 = aAc$ der gedachten Umfänge ab, während die Winkel $\gamma_1 = cAd$ und $\gamma_2 = fAa$ das Maß für die Geschwindigkeit ergeben, mit denen das Oeffnen und beziehungsweise das Schließen des Ventils erfolgt.

Anstatt für jedes Ventil einen besondern Höcker, also im Ganzen deren vier, anzuordnen, kann man auch mit nur zwei Höckern, einem für die Einlaßventile und einem für die Auslaßventile auskommen, wenn man, wie es in Fig. 612 angedeutet ist, die beiden Anschlagstifte s und s_1 der zugehörigen Ventilhebel den Daumen in Punkten berühren läßt, welche genau diametral gegenüberliegen, wie dies ohne Weiteres aus der Gleichheit der Dampfvertheilung zu beiden Seiten des Dampfkolbens folgt. Es ist auch klar, daß man mit dieser Steuerung jeden beliebigen Füllungsgrad erzielen kann, indem es nur darauf ankommt, für den oder die Höcker der Einlaßventile dem Winkel w_1, welcher dem geöffneten Zustande entspricht, die entsprechende Größe, nämlich denjenigen Betrag zu geben, um welchen die Kurbelwelle sich während des Dampfeintritts dreht. Auch eine Veränderung des Füllungsgrades läßt sich hierbei erreichen, wenn man den Einlaßhöcker auf der

Steuerungswelle A in axialer Richtung verschieblich anbringt, so daß der Anschlagstift s mit verschiedenen Querprofilen des Höckers in Berührung kommt, in denen der gedachte Winkel w_1 verschiedene Größen hat.

Eine besondere Beachtung verdient die Gestalt des Höckers an denjenigen Stellen cd und fa, welche den Uebergang zwischen den beiden cylindrischen Umfängen für den geöffneten und geschlossenen Zustand bilden. Offenbar hängt von diesen Uebergangscurven die größere oder geringere Geschwindigkeit des Oeffnens und Schließens ab, und die Winkel γ_1 und γ_2 können, wie bemerkt, als das Maß für diese Geschwindigkeit angesehen werden. Da nun, um eine Drosselung des Dampfes möglichst zu vermeiden, ein schnelles Oeffnen und Schließen der Einlaßventile erwünscht ist, so wird man die Winkel γ_1 und γ_2 so klein als möglich zu machen haben. Diese Winkel müssen aber, wenn die Bewegungsübertragung überhaupt möglich sein soll,

Fig. 613.



einen bestimmten, hauptsächlich von der Reibung zwischen dem Daumen und Anschlagstifte abhängigen Werth mindestens haben, welcher sich wie folgt ergiebt. Es sei der betreffende Anschlagstift im Punkte B, Fig. 613, mit einer beliebigen, durch die Ventilfeder ausgeübten Kraft $Q = EB$ gegen den Umfang des Höckers gedrückt und zwar soll die Richtung dieses Druckes durch den Mittelpunkt A der Steuerwelle gehend angenommen werden, welche Annahme annähernd immer erfüllt ist. Die Tangente an die Daumencurve in B sei durch die Gerade CD gegeben, welche mit dem Radius AB den Winkel $ABC = \alpha$ bilden soll. Wird die Steuerwelle in der Richtung des Pfeiles gedreht, wie dies einem Auswärtsschieben des Stiftes von B nach E entspricht, so muß in B eine gewisse Kraft P in der Richtung HB des Umfanges auf den Stift ausgeübt werden. Um diese Kraft P unter Berücksichtigung der Reibung am Daumen zu bestimmen, sei mit N der Normaldruck bezeichnet, mit welchem in B der Anschlagstift und die Daumenfläche gegenseitig auf einander einwirken. Alsdann ist in B eine Reibung gleich φN in der Richtung CD der Daumenfläche zu denken, wenn φ den Reibungscoefficienten daselbst bedeutet. Es können jetzt genau dieselben Betrachtungen angestellt werden, wie für geneigte Ebenen in Thl. I geschehen, indem man sich zu denken hat, der Daumen wirke bei einer unendlich kleinen Drehung wie ein unter den Stift

geschobener Keil oder eine geneigte Ebene. Man findet daher wie dort die Gleichgewichtsbedingungen zu:

$$Q = N\sin\alpha - \varphi N\cos\alpha = N(\sin\alpha - \varphi\cos\alpha)$$
$$P = N\cos\alpha + \varphi N\sin\alpha = N(\cos\alpha + \varphi\sin\alpha)$$

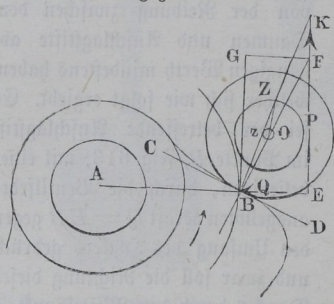
woraus mit $\varphi = tang\ \varrho = \frac{\sin\varrho}{\cos\varrho}$:

$$\frac{Q}{P} = \frac{\sin\alpha - \varphi\cos\alpha}{\cos\alpha + \varphi\sin\alpha} = \frac{\sin\alpha\cos\varrho - \cos\alpha\sin\varrho}{\cos\alpha\cos\varrho + \sin\alpha\sin\varrho} = tg\,(\alpha - \varrho),$$

also: $$P = \frac{Q}{tang\,(\alpha - \varrho)} = Q\,cotg\,(\alpha - \varrho)$$

folgt. Dieser Werth wird unendlich groß, sobald $\alpha = \varrho$ wird, und es ergiebt sich daher, daß die Daumencurve so zu zeichnen ist, daß ihre Tangente in irgend einem Punkte mit dem Halbmesser daselbst, d. h. also mit der Schubrichtung des Anschlagstiftes, einen Winkel einschließt, welcher den Reibungswinkel ϱ an Größe übertrifft, der für die Reibung zwischen dem Daumen und Führungsstifte anzunehmen ist.

Fig. 614.



Man kann zu dem oben gefundenen Resultate auch direct und ohne Rechnung gelangen, wenn man festhält, daß überall, wo zwei Körper auf einander gleiten, die während dieser Gleitung zwischen den beiden Körpern auftretende Kraft um den Reibungswinkel von der Normalen zur Berührungsebene in dem Berührungspunkte abweichen muß.

Zeichnet man daher in B die Gerade BK, welche um den Reibungswinkel $FBK = \varrho$ von der normalen Richtung BF abweicht, so erhält man in BK die Richtung, in welcher während der Bewegung der Höcker auf den Anschlagstift wirkt. Zieht man daher durch E eine mit HB parallele Gerade EK, so erhält man in BK die Druckwirkung R des Daumens auf den Stift und in $EK = Q\,cotg\,(\alpha - \varrho) = P$ die Größe der in B senkrecht zum Halbmesser AB anzubringenden Kraft. Die Figur ergiebt diese Kraft P unendlich groß, sobald der Winkel $FBG = \alpha$ gleich dem Reibungswinkel ϱ ist.

Diese Betrachtung kann man auch unmittelbar auf den Fall anwenden, in welchem der Ventilhebel sich nicht mit einem gleitenden Stifte, sondern mittelst einer Reibungsrolle gegen den Höcker anlegt, Fig. 614. Es sei hier

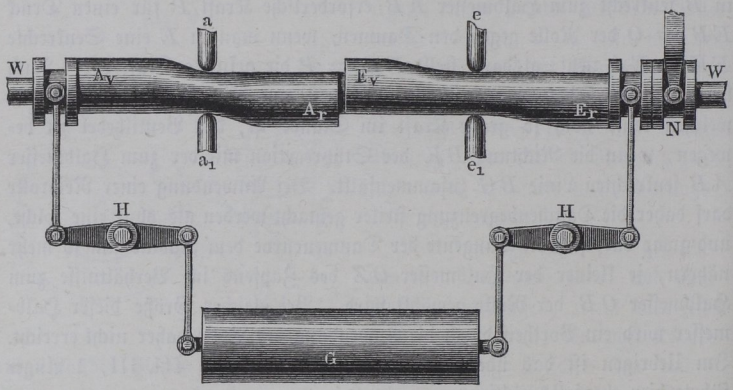
der Ventilhebel mit einer Reibrolle vom Halbmesser BO, deren Zapfen den Halbmesser OZ hat, versehen, gegen welche der Daumen mit der Fläche CD in B drückt. Zeichnet man auch hier die Normale BF zu der Tangente CD des Daumens, welche Normale durch den Mittelpunkt O der Rolle geht, so hat man sich für den Zustand der Bewegung die Reactionsrichtung zwischen dem Daumen und der Rolle in einer Richtung BK zu denken, welche die Stützfläche des Zapfens in Z in einer um den Reibungswinkel $\varrho = OZB$ vom Halbmesser OZ abweichenden Richtung trifft. Man erhält daher diese Richtung in der von B aus an einen Kreis vom Halbmesser $Oz = \varphi . OZ$ gelegten Tangente, welcher Kreis in Thl. III, 1, Anhang, als der Reibungskreis des betreffenden Zapfens vom Halbmesser OZ bezeichnet wurde. In Betreff dieser Richtung BK gilt nun dasselbe, was für BK in Fig. 613 gesagt wurde, d. h. man findet die in B senkrecht zum Halbmesser AB erforderliche Kraft P für einen Druck $EB = Q$ der Rolle gegen den Daumen, wenn man in E eine Senkrechte EK zu EA zieht; alsdann stellt $EK = P$ die gesuchte Kraft vor. Auch hier erhält man den Grenzfall, für welchen P unendlich groß wird, d. h. für welchen keine noch so große Kraft im Stande ist, den Ventilhebel zu bewegen, wenn die Richtung BK der Stützreaction mit der zum Halbmesser AB senkrechten Linie BG zusammenfällt. Bei Anwendung einer Reibrolle darf daher die Daumenbegrenzung steiler gemacht werden als ohne eine solche, und zwar darf sich die Tangente der Daumencurve dem Radius um so mehr nähern, je kleiner der Halbmesser OZ des Zapfens im Verhältnisse zum Halbmesser OB der Rolle gewählt wird. Bei gleicher Größe dieser Halbmesser wird ein Vortheil durch die Anwendung der Rolle daher nicht erreicht. Im Uebrigen ist das über das Curvenschubgetriebe in Thl. III, 1 Angeführte hier ebenfalls gültig.

Damit man also ein möglichst schnelles Oeffnen und Schließen des Ventils erlange, hat man die Uebergangscurven cd und af der Fig. 612 so zu zeichnen, daß daselbst die Tangente in irgend einem Punkte mit dem Radius den möglich kleinsten Winkel bildet. Soll dieser Winkel überall denselben Betrag haben, so bestimmen sich die gedachten Uebergangscurven bekanntlich als logarithmische Spiralen. Legt man für gewöhnlich einen Reibungscoefficienten $\varphi = 0{,}2$ zu Grunde, so ist der geringste Werth dieses Winkels bei Anwendung eines Anschlagstiftes ohne Reibrolle zu $arctg\ 0{,}2 = 11^0$ anzunehmen. Wie man leicht erkennt, ist dieser Winkel auch bei den für veränderliche Expansion auf der Steueraxe verschieblichen Höckern als das geringste Maß der Abweichung der Schubrichtung von der Fläche des Höckers in irgend einem Axenschnitte festzuhalten, wenn eine solche Verschiebung überhaupt möglich sein soll.

Wenn eine Maschine mit Höckersteuerung bald rechts, bald links umgehen

soll, so kann man dies dadurch erreichen, daß man für die Auslaßventile sowohl wie für die Einlaßventile zwei diametral entgegengesetzt angeordnete Höcker anbringt, welche sämmtlich mit einander verbunden und so auf der Steuerwelle verschieblich angebracht sind, daß je nach Bedarf das eine oder andere Paar der Höcker die Bewegung der Ventile übernimmt. Fig. 615 zeigt eine solche von Kraft für Fördermaschinen angewandte Steuerung. Auf der Steuerwelle W sind die beiden entgegengesetzten Höcker A_v und A_r für die Auslaßventile und E_v und E_r für die Einlaßventile angebracht, welche den Stiften a und a_1 der Auslaßventile beziehungsweise denjenigen e und e_1 für den Einlaß die Bewegung ertheilen. Alle Höcker sind mittelst einer gemeinschaftlichen genutheten Hülse auf der mit einer Feder versehenen Steuerwelle W verschieblich angebracht und zur Verschiebung dient ein in die Hals-

Fig. 615.



nuth N eingreifender Steuerhändel. Die gezeichnete Stellung entspricht dem Stillstande der Maschine, und es stellt sich eine Umdrehung nach vorwärts oder rückwärts ein, je nachdem durch eine Verschiebung der Hülse nach rechts oder links die Höcker A_v und E_v oder diejenigen A_r und E_r zur Wirkung auf die Ventile gebracht werden. Hierbei sind die Einlaßhöcker für veränderliche Expansion eingerichtet, so daß der Füllungsgrad um so größer wird, je weiter die Höckerhülse aus ihrer mittleren Lage nach der Seite verschoben wird. Das Gewicht G dient hierbei zur Ausgleichung der Höckerhülse mittelst der doppelarmigen Hebel H, um die Bewegung der ersteren zu erleichtern.

§. 296. **Collmann'sche Steuerung.** Man kann beliebige Füllungen oder Expansionsgrade auch durch die mittelst Excenter bewegten Ventilsteuerungen erreichen, wenn man nur die Bewegung der Einlaßventile von derjenigen

der Auslaßventile unabhängig macht. Auf die Bewegung der letztern hat die Größe des Füllungsgrades keinen Einfluß und daher werden die Auslaßventile auch bei den Expansionssteuerungen immer in derselben Weise durch Excenter oder Daumen bewegt, wie es bei den oben besprochenen Steuerungen der Fall ist. Zur Erzielung eines beliebigen Füllungsgrades ist also nur eine Einrichtung nöthig, welche den Schluß der Einlaßventile in dem gewünschten Zeitpunkte herzustellen gestattet. Man hat dabei aus dem schon mehrfach erwähnten Grunde eines möglichst ökonomischen Betriebes die Steuerungen meistens so ausgeführt, daß der Expansionsgrad der erforderlichen Arbeitsleistungen entsprechend veränderlich gemacht werden kann, sei es nun, daß diese Veränderung durch die Hand oder durch die Hülfe des Regulators bewirkt wird. Von den vielen Ventilsteuerungen dieser Art, welche in der neueren Zeit angegeben worden sind, soll nur die durch ihre vorzügliche Wirksamkeit ausgezeichnete und vielfach ausgeführte Steuerung von Collmann hier näher besprochen werden.

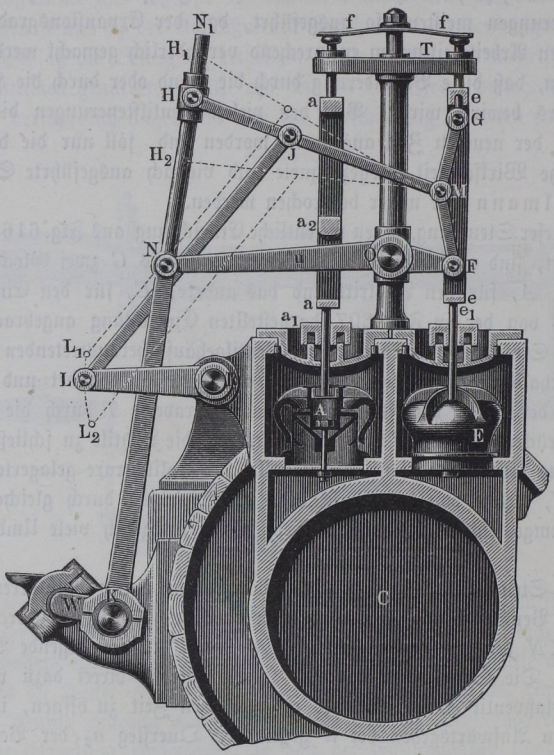
Bei dieser Steuerung, deren wesentliche Einrichtung aus Fig. 616 (a. f. S.) hervorgeht, sind an jedem Ende des Dampfcylinders C zwei Glockenventile, das eine, A, für den Austritt und das andere, E, für den Eintritt des Dampfes von der in Fig. 607 dargestellten Einrichtung angebracht. Die durch die Stopfbüchsen a_1 und e_1 der Ventilgehäuse heraustretenden Stangen sind oberhalb zu geschlitzten Rahmen aa und ee ausgebildet und erhalten oberhalb der ihnen zur Führung dienenden Traverse T durch die auf ihre Enden drückende Feder ff stetig ein Bestreben, die Ventile zu schließen. Zur Bewegung der letztern dient eine parallel zur Cylinderaxe gelagerte Steuerwelle W, welche von der Kurbelwelle der Maschine durch gleiche conische Räder umgedreht wird, daher mit dieser Welle gleich viele Umdrehungen macht.

Diese Steuerwelle trägt für jedes Paar der an einem Cylinderende angebrachten Ventile A und E ein Excenter oder eine Kurbel K, deren Lenkerstange KN den um O drehbaren Hebel NOF in schwingende Bewegung versetzt. Die Schwingungen dieses Hebels werden direct dazu verwendet, das Auslaßventil A während der erforderlichen Zeit zu öffnen, indem der Hebel im Aufwärtsgehen bei u gegen den Quersteg a_2 der Ventilstange trifft und das Auslaßventil erhebt. Für diese Bewegung gelten die in §. 294 gemachten Bemerkungen, und es ist dem entsprechend auch dem Hebel NO unterhalb der genügende todte Gang in dem Schlitze der Ventilstange aa belassen, um die Bewegung des Hebels auch während der Zeit zuzulassen, für welche das Ventil A durch die Feder f geschlossen gehalten wird.

Zur Bewegung des Einlaßventils E ist das Ende F des schwingenden Hebels mit dem Rahmen ee durch den Bolzen G verbunden, und zwar ist die Verbindung mit Hülfe eines Kniegelenks FMG bewirkt, dessen unterer

Bolzen F die Bewegung des Hebelarms OF empfängt. Würde die Verbindung zwischen F und G durch ein starres Glied geschehen, so müßte die Bewegung der Stange e und des Ventils lediglich durch die Kurbel K erfolgen. Nun wird aber gleichzeitig mit dieser auf- und niedergehenden Bewegung von F dem mittlern Gelenke M des Knies eine seitliche Bewegung ertheilt, in Folge wovon der Punkt M von der linken Seite der Stange e nach

Fig. 616.



der rechten und umgekehrt sich bewegt, wodurch also das Knie abwechselnd gestreckt und wieder eingeknickt wird. Diese seitliche Bewegung erhält der Mittelbolzen M von der über N hinaus verlängerten Kurbelstange KN mittelst einer Schubstange HM, die an eine auf NN_1 verschieblich aufgesteckte Hülse H angeschlossen ist. Es ist nun ersichtlich, daß die hierdurch auf M übertragene seitliche Bewegung ein Emporsteigen oder ein Abwärtsgehen des Bolzens G und damit der Ventilstange ee zur Folge haben muß,

je nachdem der Bolzen M sich der geraden Verbindungslinie FG nähert oder davon entfernt. In Folge dieser Anordnung wird das Ventil E mit einer der Summe oder der Differenz der beiden auf F und M übertragenen Bewegungen gehoben werden, je nachdem diese Bewegungen gleich oder entgegengesetzt gerichtet sind. Folglich wird das Ventil wieder geschlossen sein, sobald die durch M veranlaßte absteigende Bewegung den Betrag der Erhebung erreicht hat, um welchen der Bolzen F aus derjenigen Lage bewegt worden ist, die dem geschlossenen Zustande des Ventils entspricht. Man erkennt nun, daß dieser Augenblick, in welchem das Ventil wieder zum Schluß gelangt, von der Größe der dem Mittelzapfen M ertheilten seitlichen Bewegung abhängig sein muß, und zwar wird der Schluß um so früher eintreten, je größer diese Seitenbewegung ist, während beim gänzlichen Fortfall dieser Seitenbewegung das Ventil sich nur unter dem Einflusse der Kurbel K bewegen würde, d. h. es würde wie bei der in §. 294 besprochenen Steuerung der Dampf nahezu während des ganzen Kolbenschubes eintreten können. Die Veränderung der auf den Mittelbolzen M übertragenen Seitenbewegung wird nun in einfacher Weise durch eine Verschiebung der Gleithülse H auf der cylindrischen Stange NN_1 bewirkt, denn der seitliche Ausschlag, welchen diese Hülse H erfährt, wächst mit der Entfernung derselben von dem Bolzen N, um welchen die Kurbelstange KNN_1 schwingt. Um diese Verschiebung zu erzielen, dient der Hebel RL, welcher bei einer ihm ertheilten Drehung in die punktirten Lagen L_1 oder L_2 vermittelst der Stange LJ eine Verschiebung der Hülse H auf NN_1 nach H_1 oder H_2 veranlaßt. Die Drehung des Hebels RL kann dabei entweder durch die Hand oder dadurch geschehen, daß man die Hülse des Regulators mittelst einer Zugstange auf einen auf R angebrachten Hebel wirken läßt. Die hier beschriebene Anordnung ist, wie erwähnt, für jedes Cylinderende vorhanden und die Drehung der Welle R wird eine Verstellung der beiden auf den Kurbelstangen NN_1 verschieblichen Hülsen H in gleicher Weise bewirken. Bei geeigneter Wahl der Verhältnisse gestattet diese Steuerung, alle Füllungsgrade zwischen 0,01 und 0,9 zu erreichen.

Da nach dem Schluß des Eintrittsventils dem Hebelmechanismus die durch die Kurbel K ertheilte Bewegung gestattet sein muß, insbesondere der Bolzen F auch bei geschlossenem Ventile an der niedergehenden Bewegung nicht gehindert sein darf, so muß auch bei dieser Steuerung ebenso wie bei der in §. 294 angegebenen einfachen Excenterbewegung für ein bestimmtes freies Spiel oder einen todten Gang des Mechanismus gesorgt sein. Dies ist hier dadurch erzielt, daß der obere Schenkel MG des Kniegelenks nach Fig. 617 (a. f. S.) aus zwei in einander verschieblichen Theilen besteht, von denen der eine, g, die Gestalt einer Röhre hat, die durch den Bolzen G mit der geschlitzten Ventilstange ee verbunden ist, während der Bolzen M mit

einem cylindrischen Stabe g_1 vereinigt worden, der in der Hülse g verschieblich ist. Auf diese Weise kann der untere Schenkel MF des Knies bei feststehender Ventilstange ee nach unten frei ausweichen, und eine Erhebung des Ventils findet erst von dem Augenblicke an statt, wo der Anschlagbund p des Stabes g_1 sich gegen das Ende q der Röhre g setzt, welches Ende zur Milderung der Stöße mit einem elastischen Material ausgefüttert ist.

Diese Steuerung, welche, wie bemerkt wurde, in neuerer Zeit vielfach an Dampfmaschinen zur Anwendung gebracht ist, hat sich sehr gut bewährt und

Fig. 617.

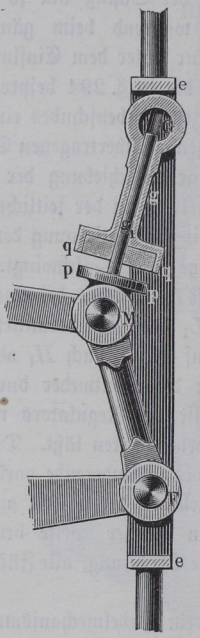
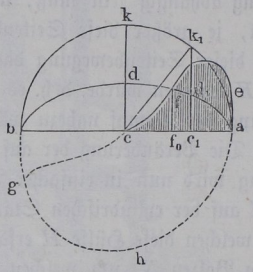


Fig. 618.



sich namentlich dadurch ausgezeichnet, daß der Füllungsgrad zwischen sehr weiten Grenzen leicht durch den Regulator verändert werden kann, und daß sowohl das Eröffnen wie das Abschließen der Eintrittsventile mit der gehörigen Geschwindigkeit geschieht, welche eine Drosselung des Dampfes vermeiden läßt. Von dieser Geschwindigkeit des Oeffnens und Schließens erhält man am besten Aufschluß durch ein Diagramm, wie es in Fig. 618 gezeichnet ist.

In diesem Diagramm, welches der Collmann'schen Patentschrift *) entnommen worden, und das für einen Füllungsgrad gleich $^1/_2$ gilt, stellt ab in verjüngtem Maßstabe den Kolbenhub vor, und die zu dieser Axe ab senkrechten Ordinaten der Curve $aefgh$ bedeuten für jede Kolbenstellung den verticalen Abstand, in dem der Mittelpunkt der Anschlagscheibe p, Fig. 617, von derjenigen Höhenlage sich befindet, in welcher der Mittelpunkt der Anschlagfläche q im geschlossenen Zustande des Ventils gelegen ist. Demnach stellen

*) P.-R. 2714 vom 19. August 1877.

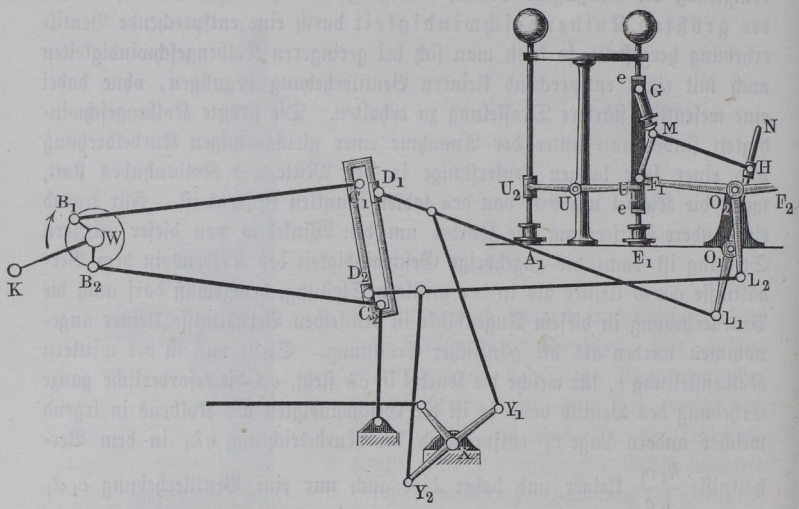
die Ordinaten der oberhalb ab gelegenen schraffirten Fläche $aefc$ die Eröffnungen des Ventils vor, während die Ordinaten des unterhalb gelegenen Curvenzweiges $cgha$ die verticalen Verschiebungen angeben, welche dem Stabe g_1 in der Hülse g zugelassen werden müssen. Um aus den Eröffnungen des Ventils ein Urtheil über die Größe der eintretenden Drosselung des Dampfes beim Durchgange durch das Ventil zu gewinnen, kann man folgende Bemerkung machen.

Hat man für irgend eine Maschine mit Rücksicht auf die Erfahrung für die Eintrittscanäle eine bestimmte Größe des Querschnitts festgestellt, und demgemäß die Größe des Ventils bemessen, und ist dieser Querschnitt bei der größten Kolbengeschwindigkeit durch eine entsprechende Ventilerhebung hergestellt, so kann man sich bei geringeren Kolbengeschwindigkeiten auch mit einer entsprechend kleinern Ventilerhebung begnügen, ohne dabei eine wesentlich stärkere Drosselung zu erhalten. Die größte Kolbengeschwindigkeit findet nun unter der Annahme einer gleichförmigen Kurbeldrehung und einer sehr langen Lenkerstange in der Mitte des Kolbenhubes statt, wenn die Kurbel um 90^0 von den todten Punkten entfernt ist. Für irgend eine andere Entfernung der Kurbel um den Winkel ω von dieser mittlern Stellung ist dann die zugehörige Geschwindigkeit des Kolbens in dem Verhältnisse $\cos\omega$ kleiner als in der mittlern Stellung, demgemäß darf auch die Ventilerhebung in diesem Augenblicke in demselben Verhältnisse kleiner angenommen werden als bei gänzlicher Eröffnung. Stellt nun in der mittlern Kolbenstellung c, für welche die Kurbel in ck steht, cd die erforderliche ganze Erhebung des Ventils vor, so ist die Geschwindigkeit des Kolbens in irgend welcher andern Lage c_1 entsprechend der Kurbelrichtung ck_1 in dem Verhältnisse $\frac{k_1 c_1}{kc}$ kleiner und daher hier auch nur eine Ventilerhebung $c_1 d_1 = \frac{k_1 c_1}{kc}\, cd$ nöthig. Es ist leicht ersichtlich, daß die über ab und durch d gezeichnete Ellipse adb durch ihre Ordinaten für jede Kolbenstellung angiebt, wie hoch das Ventil dabei erhoben sein muß, wenn der oben angegebenen Bedingung für die Weite der Eintrittsöffnung genügt werden soll. Man erkennt daher aus der Figur, daß auf dem Wege des Kolbens von a bis f_0 das Ventil mehr als genügend eröffnet ist und nur auf der Strecke von f_0 bis c eine zu geringe Oeffnung vorhanden ist, die auch eine entsprechende Drosselung im Gefolge haben muß. Es ist dies eine Folge der schleichenden Bewegung, welche dem Ventile mittelst der betrachteten Steuerung ertheilt wird, und hierin unterscheidet sich die letztere wesentlich von den Präcisionssteuerungen, bei denen der Abschluß schneller erfolgt und welche in den folgenden Paragraphen besprochen werden sollen.

Auch für Umsteuerungen hat Collmann verschiedene Anordnungen an-

gegeben, von denen hier nur die durch das D. R.-P. Nr. 2714 vom 19. August 1877 geschützte angeführt werden soll. Auf der Kurbelwelle W, Fig. 619, sind hierbei zwei Excenter B_1 und B_2 befestigt, welche von der Kurbel WK nach beiden Seiten hin um den Winkel $\varphi = 70^0$ abweichen und deren Stangen eine schwingende Coulisse $C_1 C_2$ ergreifen. Auf dieser letztern sind die beiden Gleitstücke D_1 und D_2 verschieblich angebracht, von denen Schubstangen nach den beiden Hebeln $O_1 L_1$ und $O_2 L_2$ gehen. Der letztere Hebel $O_2 L_2$ ist mit dem Doppelarme $F_1 O_2 F_2$ verbunden, von

Fig. 619.



welchem je ein Arm F_1 und F_2 zur Bewegung eines Einlaßventiles dient. Hierzu hängt das Einlaßventil E_1 wieder an einer rahmenförmig geschlitzten Ventilstange e, auf welche die Bewegung von F_1 mit Hülfe des Kniehebels $F_1 MG$ in der oben angegebenen Weise übertragen wird. Ebenso empfängt der Mittelzapfen M dieses Kniegelenks eine seitliche Bewegung durch die Stange HM, deren Endpunkt an einem Gleitstücke H angebracht ist, das auf der Verlängerung $O_1 N$ des Hebels $O_1 L_1$ verstellbar ist. Man ersieht hieraus, wie unter dem Einflusse der beiden auf F_1 in verticaler Richtung und auf M horizontal ausgeübten Bewegungen das Einlaßventil in gleicher Art gesteuert wird, wie bei der Anordnung der Fig. 616, und man kann den Augenblick des Verschließens durch Verstellung der Hülse H auf $O_1 N$ ebenfalls verändern, wozu ein in der Figur nicht weiter angegebener Winkelhebel von ähnlicher Einrichtung wie in Fig. 616 angewendet werden kann.

Wenn die Kurbel im Sinne des Pfeiles sich dreht, so wird zunächst das linksseitige Einlaßventil E_1 geöffnet, indem der Hebel $O_2 L_2$ von seiner verticalen Mittelstellung nach links ausschlägt, und während der Kolben sich nach rechts verschiebt, wird der Eintritt so lange offen gehalten, als dies der Stellung des Gleitstückes H auf $O_1 N$ entspricht. Das zugehörige Auslaßventil A_1 ist während dieser Zeit geschlossen und dasselbe wird erst geöffnet, wenn kurz vor Beendigung des Kolbenlaufes der Hebelarm $O_2 L_2$ aus seiner verticalen Mittelstellung nach rechts ausschlägt, in welchem Augenblicke der Endpunkt F_1 auf den um U drehbaren Hebel $U_1 U_2$ drückt, wodurch das Auslaßventil A_1 gehoben wird.

Um die Maschine umzusteuern, hat man nur nöthig, mit Hülfe des um X drehbaren Hebels $Y_1 Y_2$ die Gleitstücke D auf der Coulisse zu verschieben, so daß D_1 seine Bewegung von B_2 und D_2 von B_1 empfängt; wegen der symmetrisch zur Kurbelrichtung aufgestellten Excenter muß dann die Maschine in der entgegengesetzten Richtung umlaufen.

Präcisionssteuerungen. Die Präcisionssteuerungen sind nach dem früher Bemerkten dadurch gekennzeichnet, daß der Abschluß der Einlaßorgane durch die freie Einwirkung äußerer Kräfte (Gewichte oder Federn) erfolgt, indem zur Erzielung dieses Abschlusses das betreffende Organ gänzlich von dem die Steuerung antreibenden Bewegungsmechanismus losgekuppelt wird. Diesem Mechanismus liegt daher nur das Oeffnen der Einlaßorgane ob, und daraus folgt, daß jedes Einlaßorgan im Verlaufe einer Kurbelumdrehung während einer gewissen Zeit in zwangläufiger Verbindung mit dem Bewegungsmechanismus ist, worauf eine Auslösung dieser Verbindung folgt, welche letztere erst wieder hergestellt wird, sobald nach Ablauf einer vollen Umdrehung von Neuem eine Eröffnung des zugehörigen Eintrittscanals bewirkt werden muß. Bei einer Anzahl von n Umdrehungen der Maschine hat man daher im Ganzen für die beiden Eintrittscanäle $2n$ mal eine Auslösung und $2n$ mal wieder eine Verbindung der gedachten Organe mit dem Bewegungsmechanismus vorzunehmen. §. 297.

Dagegen verbleiben die Auslaßorgane auch bei den Präcisionssteuerungen ununterbrochen in Verbindung mit dem Bewegungsmechanismus, so daß die Bewegung dieser Theile immer eine schleichende ist, für welche die vorstehend gemachten Bemerkungen gelten.

Zum Abschluß der Canäle wendet man auch hier ebensowohl Schieber als Ventile an. Bei den von Corliß, dem Erfinder dieser Steuerungen, ausgeführten und nach ihm benannten Corlißmaschinen, finden sich immer Drehschieber angeordnet, d. h. cylindrische Abschlußkörper, welche nach Art von Hähnen in dicht schließenden Gehäusen untergebracht sind und durch die ihnen ertheilte pendelnde Bewegung das Oeffnen und Schließen der

Canäle bewirken. Bei den später in den verschiedensten Ausführungsformen hergestellten Präcisionssteuerungen dagegen hat man vielfach doppelsitzige Ventile in Glockenform oder Röhrengestalt zur Verwendung gebracht, während ebene Schieber hierbei nur verhältnißmäßig selten verwendet worden sind.

Aus dem vorstehend Angeführten geht schon hervor, daß bei allen Präcisionssteuerungen für jeden Einlaßcanal zwei von einander gesonderte Theile, ein activer und ein passiver, angeordnet werden müssen, von denen der eine active, von der Kurbelwelle aus ununterbrochen bewegte, dazu dient, dem andern passiven mit dem Abschlußorgane fest verbundenen Theile eine solche Bewegung zu ertheilen, wie sie zum Oeffnen des Canals erforderlich ist.

Die ganze Anordnung der Steuerung muß so beschaffen sein, daß diese beiden Theile zur gehörigen Zeit mit einander verbunden und von einander abgelöst werden, und zwar überträgt man die richtige Einstellung der hierzu dienenden Auslösevorrichtung bei allen Präcisionssteuerungen dem Regulator.

Die Art, wie die hier gedachte Ein- und Auslösung bewirkt werden kann, ist nun sehr verschieden, und die vielen in der neuern Zeit bekannt gewordenen Präcisionssteuerungen unterscheiden sich von einander hauptsächlich in diesem Punkte. Man kann indessen alle diese verschiedenen Anordnungen von gewissen Gesichtspunkten aus in bestimmte Gruppen theilen und es möge hier diejenige Eintheilung gewählt werden, welche v. Reiche*) angegeben hat.

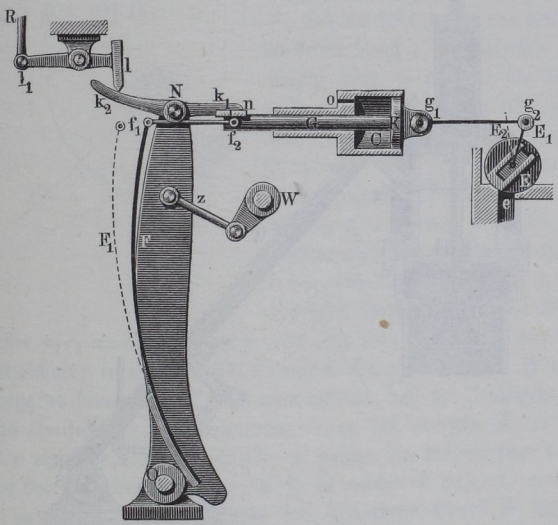
Hiernach hat man zunächst den Fall zu betrachten, für welchen der getriebene Maschinentheil während seines Antriebs durch den treibenden genau dieselbe Bahn durchläuft, in welcher der letztere sich bewegt. In diesem Falle bezeichnet v. Reiche die beiden Theile einfach als Mitnehmer und Mitgänger, und es ergiebt sich leicht, daß zur Verbindung dieser beiden Theile hierbei eine Sperrklinke angebracht werden muß, deren Ausklinkung durch die vom Regulator beeinflußte Auslösevorrichtung bewirkt wird, während das Wiedereinklinken durch die relative Bewegung des Mitnehmers gegen den im Ruhestande befindlichen Mitgänger erfolgt.

Aus Fig. 620 wird diese Anordnung ersichtlich. Hier stellt die Stange G den Mitgänger vor, welcher in horizontaler Richtung verschieblich, mittelst der Kuppelstange $g_1 g_2$ den cylindrischen Schieber E in Schwingungen versetzt, durch welche der Eintrittscanal e abwechselnd geöffnet und verschlossen wird. Als treibender Theil oder Mitnehmer wirkt der um den festen Zapfen O drehbare Hebel ON, welchem durch die schwingende Steuerwelle W mittelst der Zugstange z eine pendelnde Bewegung ertheilt wird. Mit N drehbar

*) Der Dampfmaschinen-Constructeur.

verbunden ist die Sperrklinke $k_1 k_2$, welche, mit einem Ansatze k_1 gegen die Stahlnase n des Mitgängers drückend, den letztern von links nach rechts verschiebt und dadurch den Canal e öffnet, so lange k_1 und n in Berührung sind. Wird aber k_1 gehoben, was dadurch geschieht, daß das hintere Ende k_2 gegen die Auslösungsplatte l trifft, so ist der Mitgänger G von dem Mitnehmer N abgelöst, und der Rückgang von G erfolgt durch die Spannung der Blattfeder F, deren freies Ende mit G durch die Zugstange $f_1 f_2$ verbunden ist. Hierdurch wird der Schieberhebel E_1 in die Stellung E_2 geschnellt, womit ein plötzlicher Abschluß des Eintrittscanals e verbunden ist. Man erkennt leicht, daß der Augenblick dieser Auslösung und damit die Füllung des Cylinders von der Höhenlage der Anstoßplatte l abhängig ist und diese Auslösung um so früher eintritt, je tiefer diese Platte l durch die Erhebung

Fig. 620.

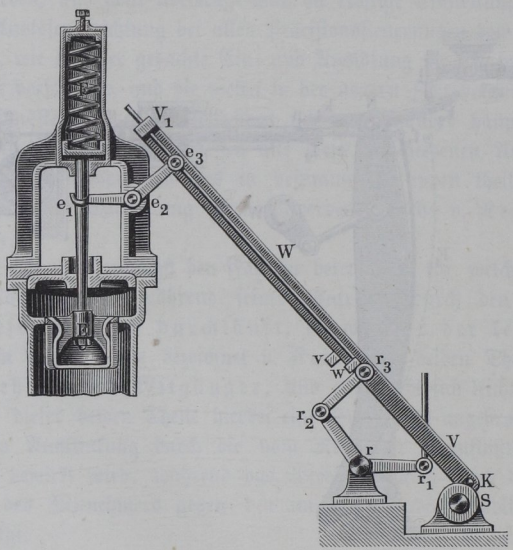


der auf l_1 wirkenden Stange R der Regulatorhülse herabgestellt wird. Das Wiedereinklinken des Ansatzes k_1 gegen die Nase n geschieht bei der rückgängigen Schwingung des Mitnehmerhebels N, und man hat die Verhältnisse derart zu wählen, daß die Einklinkung schon vor beendetem Kolbenlauf geschehen ist, so daß vermöge der darauf folgenden Bewegung des Hebels N nach rechts schon eine gewisse Voröffnung des Eintrittscanals e erzeugt ist, wenn die Kurbel in den todten Punkt getreten ist. Die Feder F, welche in die Lage F_1 gekommen ist, wird bei der Eröffnung des Canals von neuem

gespannt, so daß sie im Augenblicke der wieder stattfindenden Auslösung der Klinke k in der beschriebenen Weise von neuem in Wirkung treten kann. Diese Vorrichtung ist von Corliß bei einzelnen seiner Maschinen angewendet worden. Es ist ersichtlich, daß man die Klinke k auch an dem Mitgänger G anbringen kann, wodurch die Anordnung nicht wesentlich geändert wird.

Von den hier besprochenen, durch Mitnehmer und Mitgänger wirkenden Steuerungen unterscheidet v. Reiche die durch Verdränger und Ausweicher wirkenden, d. h. diejenigen, bei welchen die Bahnen, welche dem treibenden und dem getriebenen Maschinentheile zugelassen sind, nicht zusammenfallen, sondern wobei diese Bahnen zwei verschiedene sich durchschneidende Curven sind. Es ist erkenntlich, daß bei einer

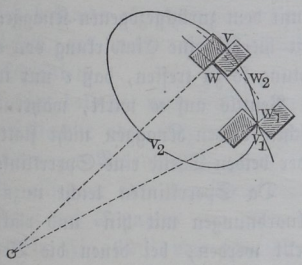
Fig. 621 I.



solchen Anordnung die Berührung des treibenden und des getriebenen Theiles in einem solchen Schnittpunkte der beiden Bahnlinien aufhören muß, und man hat zur Veränderung des Füllungsgrades nur nöthig, diesen Durchschnittspunkt zu verlegen, was dadurch geschehen kann, daß man die Bahn veränderlich macht, welche der eine der beiden Theile, der treibende oder der getriebene, beschreiben kann. Diese Wirkung wird am besten durch Betrachtung der Fig. 621 I. deutlich, welche der Anordnung der (ältern) Steuerung von Sulzer entspricht.

Hierbei hängt jedes Einlaßventil E mittelst seiner Ventilstange an dem einen Arme $e_1 e_2$ eines Winkelhebels $e_1 e_2 e_3$, dessen anderer Arm durch ein Scharnier bei e_3 mit der Stange W verbunden ist, welche hierbei die Stelle des Ausweichers übernimmt. Als Verdränger dient die Stange $V_1 V$ eines Excenters oder einer Kurbel K auf der Steuerwelle S, die mit derselben Umdrehungsgeschwindigkeit wie die Maschinenwelle gedreht wird. Der Endpunkt V_1 dieser gabelförmig geschlitzten Excenterstange kann dabei auf der cylindrischen Ausweicherstange W gleiten, so lange die letztere und das Ventil E in der Ruhelage befindlich sind. Ein mit der Excenterstange V fest verbundener Anschlag v nimmt hierbei eine Bewegung an, vermöge deren jeder Punkt desselben in einer geschlossenen eiförmigen Linie sich bewegt, wie dieselbe in Fig. 621 II. in größerm Maßstabe dargestellt und mit $v v_1 v_2$ bezeichnet ist. An der Ausweicherstange W befindet sich ein entsprechender Knaggen w, welcher die Veranlassung ist, daß die Stange W von dem Augenblicke an durch V fortgeschoben oder verdrängt wird, in welchem sich der Ansatz v gegen ihn legt. Die Stange W ist unterhalb bei r_3 durch eine Pendelstange $r_2 r_3$ mit dem für einen bestimmten Füllungsgrad als fest anzusehenden Zapfen r_2 verbunden, und da $r_2 r_3$ gleich und parallel mit $e_2 e_3$ angeordnet ist, so bewegt sich die Stange W in solcher Art, daß jeder ihrer Punkte einen Kreis vom Halbmesser $r_2 r_3 = e_2 e_3$ beschreibt. In Fig. 621 II. ist mit $w w_1$ derjenige Kreis bezeichnet, in welchem sich die untere Kante w des mit W verbundenen Knaggens bewegen muß, und man erkennt, daß der Durchschnittspunkt w_1 dieses Kreises mit der Bahncurve $v v_1 v_2$ der obersten Kante des Anschlages v diejenige Stellung ergiebt, in welcher ein Abschnappen der beiden Knaggen von einander stattfindet, d. h. in welcher V aufhört, verdrängend auf W zu wirken. Das nunmehr frei gewordene Ventil E schließt sich daher sofort unter dem Einflusse der Schraubenfeder F, wodurch die Stange W wieder gehoben und der Knaggen von w_1 in die Lage w zurückgeführt wird, in welcher er dann von dem auf der Curve $v_1 v_2 v$ umgehenden Anschlage v des Verdrängers von neuem ergriffen werden kann. Bei dem nunmehr erfolgenden Oeffnen des Ventils wird die Feder F gleichzeitig wieder gespannt. Es ist ersichtlich, daß man zur Veränderung des Füllungsgrades nur nöthig hat, die Kreisbahn $w w_1$ der Kante w zu heben oder zu senken, was durch den Hebel $r_2 r r_1$ geschehen kann, auf dessen Arm $r r_1$ die Regulatorhülse einwirkt. Wenn z. B. r_2 gehoben wird, so beschreibt die

Fig. 621 II.



Kante w einen höher gelegenen Kreis, wie er in Fig. 621 II. punktirt angegeben ist, und der Augenblick des Abschnappens tritt in einem frühern, dem Durchschnittspunkte w_2 entsprechenden Augenblicke ein, d. h. die Füllung des Cylinders wird geringer.

Bei der hier besprochenen Einrichtung bewegt sich der verdrängende Knaggen v in einer geschlossenen Curve, und derselbe kommt daher auf dem Wege von v_1 durch v_2 nach v, während das Ventil E geschlossen bleiben muß, nicht in Berührung mit dem Knaggen w, welcher, wie bemerkt, bei der Schlußbewegung durch die Feder F auf demselben Wege $w_1 w$ zurückgezogen wird, auf welchem er von dem Verdränger vorgeschoben wurde. Es giebt indeß auch solche Präcisionssteuerungen, bei denen dem verdrängenden Knaggen anstatt einer in sich geschlossenen eine hin- und wiederkehrende Bewegung ertheilt wird. In diesem Falle, welcher z. B. vorliegt, wenn man den verdrängenden Knaggen v durch ein Excenter so in Schwingung versetzt, daß er die Bahn $v v_1$ hin und zurück durchläuft, kommt derselbe während dieses Rückganges zum zweiten Male mit dem zurückgezogenen Knaggen w des Ausweichers in Berührung. Damit hierbei eine Einwirkung von v auf w nicht stattfinde, hat man die Einrichtung so zu treffen, daß v nur in der einen Richtung behufs Eröffnung des Ventils auf w wirkt, während beim Rückgange von v eine Wirkung zwischen beiden Knaggen nicht stattfinden kann. Man hätte hier dem einen der beiden Theile eine Sperrklinke von entsprechender Anordnung zu geben. Da Sperrklinken leicht unzuverlässig arbeiten, so müssen diejenigen Anordnungen mit hin- und rückkehrendem Verdränger denjenigen nachgestellt werden, bei denen die Bewegung des Verdrängers eine kreisläufige nach Art der Fig. 521 ist, da hierbei die Nothwendigkeit einer Sperrklinke nicht auftritt. Aus demselben Grunde dürfen auch die letztgedachten Anordnungen denjenigen mit Mitnehmer und Mitgänger vorgezogen werden, da diese gleichfalls der Sperrklinken nicht entbehren können.

In welcher Art man nun auch die Steuerung anordnen möge, ob mittelst Mitnehmer oder Verdränger, in allen Fällen handelt es sich darum, daß die beiden auf einander wirkenden Knaggen aus möglichst hartem Stahl gebildet werden, damit die betreffenden Kanten immer hinreichend scharf bleiben, weil nur hiermit eine präcise Wirkung der Steuerung zu erreichen ist. Da unmittelbar vor dem Abschnappen der beiden Kanten der Druck zwischen dem treibenden und getriebenen Organe durch eine sehr kleine Berührungsfläche aufgenommen werden muß, so wird hierdurch ein verhältnißmäßig schnelles Abführen der betreffenden Knaggen und damit eine weniger genaue Wirkung veranlaßt. Dieser Uebelstand tritt besonders stark hervor, wenn die Umdrehungszahl der Maschine eine große ist, so daß die schnell auf einander folgenden Ein- und Auslösungen mit entsprechenden Stoßwirkungen

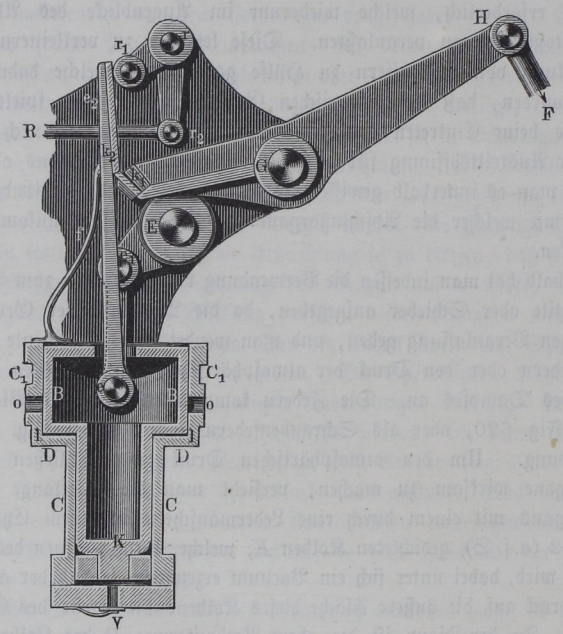
verbunden sind. Aus diesem, sowie auch aus einem andern weiter unten sich ergebenden Grunde eignen sich die Präcisionssteuerungen nicht für schnell gehende Dampfmaschinen.

Zur Erzielung der Schlußbewegung nach geschehener Auslösung wandte Corliß bei seinen ersten Maschinen Gewichte an, welche an Hebeln der Drehschieber angebracht, beim Eröffnen der letztern angehoben wurden, so daß sie nach geschehener Auslösung die Schieber wieder in die Schlußlage zurückführen konnten. Da das Schließen zur Vermeidung der Drosselung des Dampfes möglichst schnell geschehen muß, so waren hierzu schwere Gewichte erforderlich, welche wiederum im Augenblicke des Abschlusses starke Stoßwirkungen veranlaßten. Diese letzteren zu verkleinern, wurde die Wirkung von Luftbuffern zu Hülfe genommen, welche dadurch hergestellt wurden, daß die cylindrischen Gewichte in Gefäßen spielten, aus denen sie beim Eintreten die Luft verdrängen mußten. Durch Regulirung der Austrittsöffnung für die Luft mit Hülfe eines Hahns oder Ventils hat man es innerhalb gewisser Grenzen in der Hand, die Endgeschwindigkeit, mit welcher die Abschlußorgane in der Schlußlage ankommen, zu beschränken.

Gar bald hat man indessen die Verwendung von Gewichten zum Schließen der Ventile oder Schieber aufgegeben, da die Massen dieser Gewichte zu Störungen Veranlassung geben, und man wendet statt ihrer heute entweder Metallfedern oder den Druck der atmosphärischen Luft, zuweilen auch den Druck des Dampfes an. Die Federn kommen entweder als Blattfedern, wie in Fig. 620, oder als Schraubenfedern nach Art der Fig. 621 zur Verwendung. Um den atmosphärischen Druck zum Schließen der Abschlußorgane wirksam zu machen, versieht man die Zugstange des Abschlußorgans mit einem durch eine Ledermanschette in einem Cylinder C, Fig. 622 (a. f. S), gedichteten Kolben K, welcher beim Oeffnen des Ventils gehoben wird, dabei unter sich ein Vacuum erzeugend, so daß der atmosphärische Druck auf die äußere Fläche dieses Kolbens die Stelle des Gewichtes vertritt. In der Figur ist die obere Verbreiterung B des Kolbens angeordnet, um gleichzeitig die Wirkung eines Luftbuffers zu erreichen, indem der Kolben beim Niedergehen die in der obern Cylindererweiterung C_1 enthaltene Luft durch die Oeffnungen o verdrängen muß. Da diese Oeffnung in gewisser Höhe über dem Boden D der Erweiterung sich befindet, so wird hierdurch eine kleine Luftmenge abgeschlossen, welche wie eine Feder wirkt; zu größerer Sicherheit ist auch noch die Lederscheibe l eingelegt. Das kleine, durch eine Feder von außen angedrückte Ventil v dient dazu, die etwa durch Undichtigkeiten in den Cylinder C eingetretene Luft beim Niedergange des Kolbens K aus dem Cylinder C wieder auszutreiben. Den Dampfdruck hat man nur selten zum Schließen der Canäle verwendet.

Die Geschwindigkeit, mit welcher der Abschluß der Dampfcanäle durch die Anwendung eines der vorgedachten Mittel erreicht werden kann, hängt von den zu beschleunigenden Massen einerseits und von der zur Bewegung derselben verfügbaren Kraft andererseits ab, wogegen die Geschwindigkeit der Kurbelwelle hierauf ohne Einfluß ist. Wenn diese letztere eine große Anzahl von Umdrehungen machen soll, so müßten die Beschleunigungen der Abschlußorgane so beträchtlich werden, daß dadurch die Dauer dieser Theile wesentlich beeinträchtigt würde, andernfalls würden die Abschlußvorrichtungen

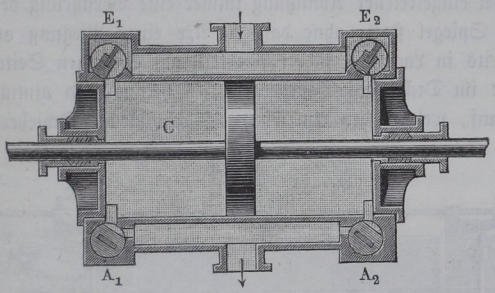
Fig. 622.



in ihrer Bewegung dem schnellen Gange der Maschine nicht folgen und der Schluß eines Eintrittscanals würde möglicher Weise erst erfolgen, wenn der Austrittscanal an demselben Cylinderende schon geöffnet ist. Hierdurch wäre dem Dampfe ein directes Entweichen nach dem Ausgangsrohre ermöglicht, womit natürlich ein bedeutender Verlust verknüpft wäre. Dies ist ein anderer Grund, warum die Präcisionssteuerungen für schnell gehende Maschinen ungeeignet sind und weshalb man für solche Maschinen die Abschlußorgane stets mit dem Bewegungsmechanismus ununterbrochen in zwangläufiger Verbindung erhält, d. h. diese Steuerungen als schleichende ausführt.

Corlissteuerung. Die Abschlußvorrichtungen bestehen bei den Corliß- §. 298.
maschinen aus vier cylindrischen Drehschiebern, welche nach Fig. 623 an den beiden Enden des Cylinders ober- und unterhalb der Axe desselben und rechtwinkelig zu derselben angebracht sind. Bei manchen Constructionen, z. B. bei der von Bede und Farcot (s. d. folg. Paragr.) werden diese

Fig. 623.



Schieber auch in den Cylinderdeckeln untergebracht, wodurch für dieselben zwar eine große axiale Länge ermöglicht wird, ohne daß der schädliche Raum größer ausfällt, wodurch aber die Zugänglichkeit zu dem Cylinder, d. h. die Abnahme der Deckel erschwert wird. In der Figur bedeuten E_1 und E_2 die beiden Einlaßschieber, während A_1 und A_2 den Austritt des Dampfes

Fig. 624.

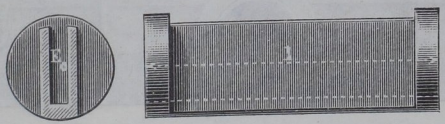
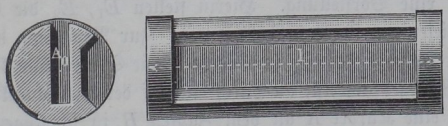


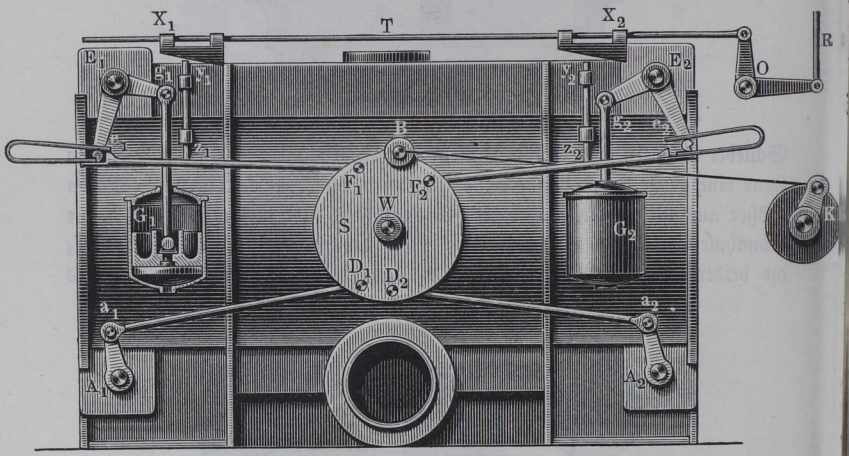
Fig. 625.



reguliren. Eine genauere Darstellung dieser Schieber ist durch die Figuren 624 und 625 gegeben. Man erkennt hieraus, daß die Schieber selbst nur in schmalen Cylinderstreifen das Gehäuse berühren, um die Reibung möglichst gering zu machen, und daß die axiale Länge l der Schieber groß gewählt ist, um eine mäßige Breite der Canäle und damit nur geringe Drehungen

der Schieber nöthig zu machen. In jedem Falle sind diese Schieber so anzuordnen, daß sie durch den Dampfüberdruck gegen ihre Gehäuse gedrückt werden. Zur Aufnahme der einen Schieber umdrehenden Stange oder Axe ist die letztere an der betreffenden Stelle flach gearbeitet und lose in den dazu vorgesehenen Schlitz E_0 oder A_0 des Schiebers eingelegt. In Folge dieser Anordnung, welche derjenigen der gewöhnlichen Muschelschieber entsprechend ist, findet bei eingetretener Abnutzung immer eine Berührung des Schiebers mit seinem Spiegel statt; ohne daß die Axe einer Biegung ausgesetzt ist. Die beiderseits in Lagern geführte Axe tritt auf der einen Seite durch eine Stopfbüchse im Deckel des Schiebergehäuses heraus und nimmt außerhalb den Hebel auf, welcher den Antrieb zur Drehung des Schiebers empfängt.

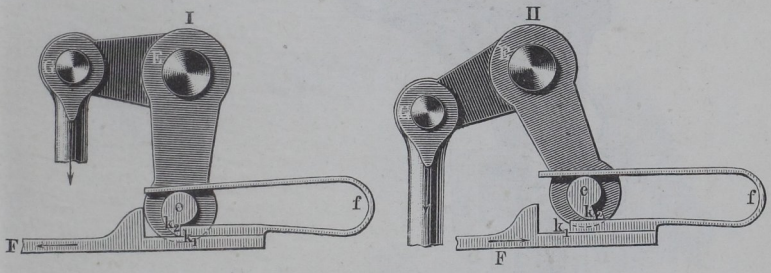
Fig. 626.



Von der zur Bewegung der Schieber dienenden Einrichtung giebt die Skizze der Fig. 626 eine Vorstellung. Hierin stellen E_1, E_2 die Einlaßschieber, A_1 und A_2 diejenigen für den Auslaß vor. Zur Bewegung dieser Schieber vermittelst der Hebel e_1, e_2, a_1 und a_2 dient die Steuerwelle W, auf welcher eine Scheibe S angebracht ist, die durch ein auf der Kurbelwelle angebrachtes Excenter oder eine Kurbel K an dem Zapfen B in schwingende Bewegung versetzt wird. Vier andere an dieser Scheibe befindliche Zapfen F und D dienen zur Bewegung der Schieber, und zwar sind die Hebel a der Auslaßschieber durch die Stange $D_1 a_1$ und $D_2 a_2$ ununterbrochen in Verbindung mit der Steuerscheibe S. Dagegen sind die von F ausgehenden Stangen $F_1 e_1$ und $F_2 e_2$ an e_1 und e_2 mit Hülfe von ausrückbaren Sperrklinken angeschlossen, derart, daß diese Stangen als Mitnehmer und die Hebel

$E_1 e_1$ und $E_2 e_2$ als Mitgänger (s. §. 297) zu betrachten sind. Die Anordnung ist dabei so getroffen, daß das Oeffnen der Schieber durch den Zug der Stangen in der Richtung von e nach F erfolgt, womit ein Heben der Kolben G verbunden ist. Das rechtzeitige Auslösen der Klinken wird durch die verticalen Hemmstangen $y_1 z_1$ und $y_2 z_2$ bewirkt, indem nämlich jede Schubstange Fe bei ihrer Bewegung, wobei die einzelnen Punkte sowohl vertical wie horizontal schwingen, in einem gewissen Augenblicke gegen das untere Ende z der zugehörigen Hemmstange yz stößt. Es ist ersichtlich, daß das mit diesem Anstoßen verbundene Auslösen der Klinken um so früher erfolgen muß, je weiter die betreffenden keilförmigen Anschläge X_1 und X_2 nach links geschoben werden, welche mit der horizontal verschieblichen Schiene T verbunden sind. Die Verstellung dieser Schiene T ist dem Regulator übertragen, dessen Hülse durch die Stange R mittelst des Winkelhebels O derart auf die Schiene T wirkt, daß bei vergrößerter Geschwindigkeit der Maschine die emporsteigende Hülse eine Verschiebung der Schiene T nach links bewirkt und damit ein früheres Auslösen der Sperrklinken zur Folge hat. Wie bei

Fig. 627.



ausgelösten Sperrklinken durch den Druck der Atmosphäre auf die Kolben G_1 und G_2, welche die Hebel g_1 und g_2 niederziehen, eine Rückbewegung der Schieber und damit ein Schluß der Eintrittscanäle bewirkt wird, ist deutlich.

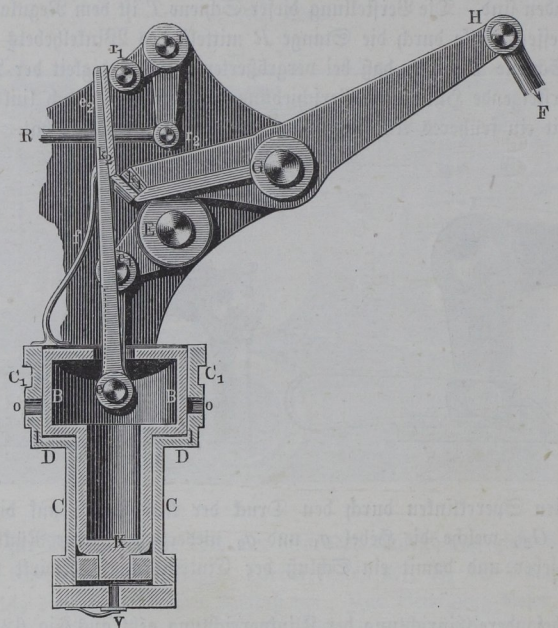
Die besondere Einrichtung der Klinkvorrichtung geht aus Fig. 627 hervor, welche die Verbindung einer Schubstange Fe mit dem Schieberhebel Ee zeigt. Der Zapfen e des letztern ist hier mit einer Nase k_2 versehen, gegen welche sich der Ansatz k_1 der Zugstange F unter dem Einflusse des federnden Bügels f anlegt. Wenn jedoch bei der nach links gerichteten Bewegung von e, wobei die Zugstange F gleichzeitig erhoben wird, ein Anstoßen derselben gegen die Hemmstange z erfolgt, so muß ein weiteres Emportreten des an die Steuerscheibe geschlossenen Endes der Zugstange ein Ausklinken von k_1 aus k_2 bewirken, so daß der atmosphärische Druck auf den Kolben

den Hebel G niederziehen kann, um den Schieber zu schließen. Hierbei wird der Zapfen e in der Schleife f gehalten (s. Fig. 627 II), so daß beim nachherigen Rechtsgange der Schubstange F wieder ein Einklinken von k_1 in k_2 eintritt.

Die Einrichtung der Kuppelungsvorrichtung zwischen dem Mitnehmer und dem Mitgänger, und die Art der Auslösung hat man sehr verschieden ausgeführt und es ist schon in Fig. 620 eine derartige, ebenfalls von Corliß herrührende Anordnung angegeben.

Bei neueren Corlißmaschinen findet sich mehrfach die durch Fig. 622 dargestellte Einrichtung. Hier sitzt der Hebel GH, an welchem die Stange F

Fig. 622.

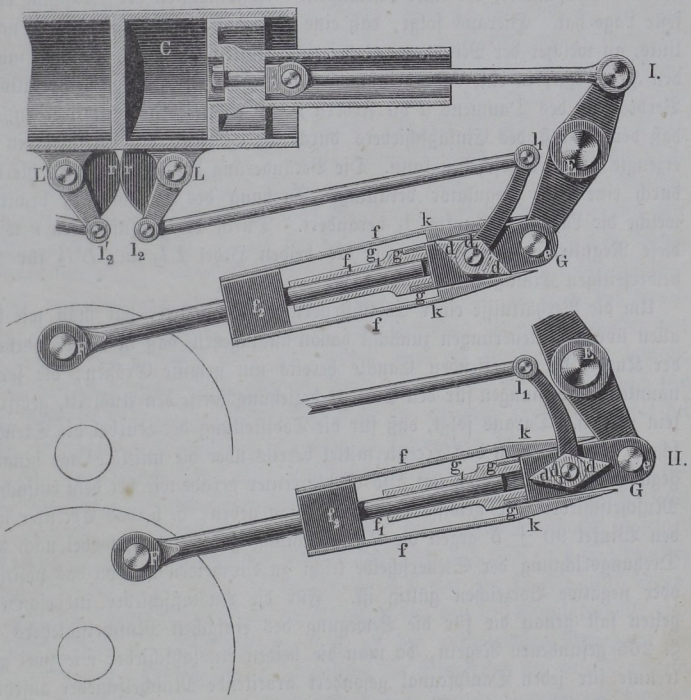


der Steuerscheibe angreift, nicht auf der Axe E des Einlaßschiebers, sondern auf einer besondern Axe G und die Stahlnase k_1 dieses Hebels drückt gegen die Stahlplatte k_2 einer Stange ee_2, die in e mit dem Plungerkolben B verbunden ist. Von demselben Bolzen e geht eine zweite Stange ee_1 nach dem Schieberhebel Ee_1, so daß nach geschehener Ausklinkung von k_2 aus k_1 der Ventilhebel E durch den atmosphärischen Druck auf den Kolben K niedergezogen wird. Die Ausklinkung geschieht mit Hülfe der Rolle r_1, welche durch die auf den Winkelhebel $r_1 r r_2$ wirkende Regulatorstange R

eingestellt wird, und welche die Stahlplatte k_2 beim Aufwärtssteigen wegen der schrägen Richtung dieser Platte zur Seite drängt. Die Feder f drückt die Stange ee_2 stetig nach rechts, um das selbstthätige Einklinken von k_1 in k_2 beim Abwärtsgehen von k_1 zu veranlassen. Die Einrichtung des Luftbuffers B wurde schon früher angegeben.

Ein Vorzug dieser in Fig. 622 angegebenen Anordnung besteht darin, daß die zum Aufziehen des Luftkolbens K erforderliche Kraft nicht durch den Schieberhebel E und dessen Axe aufgenommen werden muß.

Fig. 628.



Von den sonstigen, demselben Zwecke dienenden Einrichtungen möge nur noch die durch Fig. 628 dargestellte von Inglis und Spencer angeführt werden*). Hier ist die an den Zapfen F der Steuerscheibe drehbar ange-

*) Die Dampfmaschinensteuerungen der Wiener Weltausstellung von Müller-Melchiors und die Steuerungen der Dampfmaschinen von E. Blaha.

schlossene Mitnehmerstange mit zwei an die Verdickung f_2 geschraubten Blattfedern f versehen, deren Nasen k sich gegen die entsprechenden Ansätze g des Mitgängers G legen, sobald sie nicht durch den Daumen d aus einander gespreizt werden (Fig. 628 I). Der Mitgänger G, welcher den Zapfen e des Schieberhebels Ee ergreift, ist zu einer Hülse g_1 gestaltet, welche sich mit ihrer Bohrung lose auf dem Stifte f_1 schiebt, in welchen die Mitnehmerstange F sich innerhalb der Blattfedern fortsetzt. Der Daumen d ist mit seiner Axe d_1 in dem Mitgänger G drehbar gelagert und ein auf der Axe d_1 aufgesetzter Hebel $d_1 l_1$ ist bei l_1 an eine Stange $l_1 l_2$ geschlossen, deren hinterer Endpunkt l_2 bei einer bestimmten Geschwindigkeit der Maschine eine feste Lage hat. Hieraus folgt, daß eine Bewegung der Zugstange F nach links, an welcher der Mitgänger G bei eingeklinkten Nasen theilnehmen muß, den Hebel $l_1 d_1$ in eine Lage bringt wie in I, wodurch vermöge der relativen Verdrehung des Daumens d die Federn f aus einander gespreizt werden, so daß der Schluß des Einlaßschiebers durch die während des Oeffnens in C erzeugte Luftleere geschehen kann. Die Veränderung der Füllung wird hierbei durch eine vom Regulator veranlaßte Drehung des Hebels Ll_2 bewirkt, welche die Lage des Punktes l_1 verändert. Durch die Zahnsectoren r wird diese Regulirung gleichmäßig auf die beiden Hebel Ll_2 und $L'l_2'$ für die beiderseitigen Einlaßventile übertragen.

Um die Verhältnisse einer Corlißsteuerung festzustellen, hat man wie bei allen übrigen Steuerungen zunächst davon auszugehen, daß in einer Todtlage der Kurbel die betreffenden Canäle bereits um gewisse Größen, die sogenannten Voröffnungen für den Eintritt beziehungsweise den Austritt, geöffnet sein müssen. Daraus folgt, daß für die Todtstellung der Kurbel die Steuerscheibe und also auch das Excentermittel bereits über die mittlere Lage hinaus gegangen sein muß, man hat also dem Excenter gerade wie bei dem einfachen Muschelschieber eine gewisse Voreilung δ zu geben, d. h. das Excenter um den Winkel $90 \pm \delta$ gegen die Kurbelrichtung zu versetzen, wobei nach der Drehungsrichtung der Steuerscheibe leicht zu entscheiden ist, ob das positive oder negative Vorzeichen gültig ist. Für die Auslaßschieber insbesondere gelten fast genau die für die Bewegung des einfachen Muschelschiebers in §. 265 gefundenen Regeln, da man die beiden Auslaßschieber wie zwei getrennte für jeden Dampfcanal gesondert arbeitende Muschelschieber ansehen kann. In Betreff der Einlaßschieber wird man in jedem Falle am einfachsten durch die Zeichnung selbst die Verhältnisse, z. B. die Lage der Zapfen auf der Steuerscheibe feststellen und auch die Anordnung des Stellzeugs zur Veränderung der Füllung bestimmen.

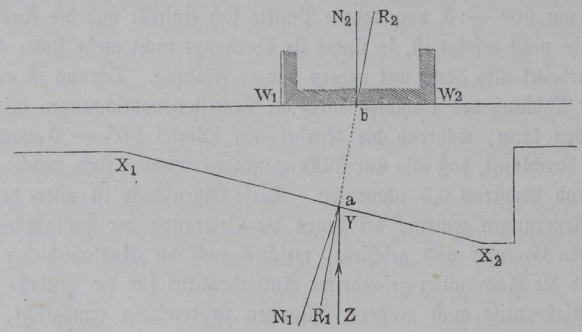
Hinsichtlich der mit der Corlißsteuerung überhaupt erreichbaren Expansionsgrade läßt sich leicht erkennen, daß es nicht möglich ist, mit den vorstehend beschriebenen Steuerungen jeden beliebigen Füllungsgrad zu erzielen.

Stellt man sich nämlich die Steuerscheibe und das dieselbe bewegende Excenter in der mittlern Stellung vor, für welche die Kurbel um den Voreilungswinkel δ von dem todten Punkte entfernt steht, so ist in dieser Stellung der demnächst zu eröffnende Einlaßschieber vollständig geschlossen, und derselbe wird erst kurz darauf, noch ehe der Kolben am Ende seines Weges anlangt, geöffnet, so daß in der Todtlage der Kurbel eine bestimmte Voröffnung sich eingestellt hat. Während dessen hat sich die Kurbel und das Excenter um δ gedreht, so daß das letztere um $90^0 - \delta$ von dem andern todten Punkte absteht. Nun ist es aber ersichtlich, daß ein Ausklinken nur so lange möglich ist, als die Mitnehmerstange und die Steuerscheibe in derselben, ein Oeffnen des Schiebers bewirkenden Richtung sich bewegt, nicht aber erst während der rückläufigen Bewegung der Mitnehmerstange. Wenn daher die Steuerscheibe den größten Ausschlag angenommen hat, welcher bei einem Abstande der Kurbel um $90^0 - \delta$ vom todten Punkte sich einstellt und die Ausklinkung bis dahin nicht erfolgt ist, so findet sie überhaupt nicht mehr statt; die Maschine arbeitet also dann mit nahezu ganzer Füllung. Daraus ist ersichtlich, daß der Abschluß des Dampfes durch die Präcisionsvorrichtungen hierbei nur stattfinden kann, während die Kurbel den Winkel $90^0 - \delta$ vom todten Punkte durchläuft, daß also nur Füllungsgrade erreichbar sind, welche zwischen Null und höchstens 0,5 schwanken. Diese Eigenschaft ist allen denjenigen Corlißsteuerungen gemein, bei denen die Bewegung der Einlaßschieber von demselben Excenter aus geschieht, welches auch die Auslaßschieber bewegt, während die Anordnung gesonderter Antriebsmittel für die Einlaß- und für die Auslaßventile auch größere Füllungen zu erreichen ermöglicht, wie bei der im nächsten Paragraphen besprochenen Steuerung der Fall ist.

Bei der Anordnung des von dem Regulator zu regierenden Stellzeuges für die Auslösung der Klinken hat man darauf zu achten, daß die Steuerung nicht auf den Regulator zurückwirke und denselben dadurch in seiner Beweglichkeit hemme, wie man sich mit Hülfe der Fig. 629 (a. f. S.) deutlich machen kann. Hierin stelle beispielsweise ZY eine der in Fig. 626 ebenso bezeichneten Hemmstangen vor, welche durch den von der Regulatorhülse eingestellten Keil X zurückgehalten, d. h. an der aufsteigenden Bewegung gehindert wird. Die gedachte Rückwirkung der Steuerung auf den Regulator würde stattfinden, wenn in Folge des in ZY aufwärts gerichteten Druckes in der Keilstange ein horizontaler Druck von links nach rechts erzeugt würde, welcher eine abwärts ziehende Belastung der Regulatorhülse zur Folge hätte. Dies würde wegen der Keilform von X immer der Fall sein, wenn die Reibung nicht vorhanden wäre; mit Rücksicht aber auf die Reibung, welche sich einer Verschiebung des Keiles X in a und an der obern Führung W entgegensetzt, läßt sich leicht bestimmen, unter welcher Bedingung eine solche Rückwirkung nicht stattfindet. Stellt nämlich aN_1 die Normale zu der Keil-

flanke $X_1 X_2$ im Angriffspunkte a der Hemmstange vor, so ist nach der Lehre von der gleitenden Reibung bekannt, daß in dem Momente, in welchem der Keil nach rechts ausweichen würde, in a eine Reactionskraft zwischen $X_1 X_2$ und YZ auftreten müßte, welche von der Normalrichtung aN_1 die Abweichung $N_1 a R_1 = \varrho_1$ hat, unter ϱ_1 den Reibungswinkel zwischen X und Y verstanden. Diese Richtung $R_1 a$ schneidet das Widerlager W in einem Punkte b, und es muß nach demselben Gesetze das feste Widerlager W im Momente des Gleitens gegen den Keil in einer Richtung $R_2 b$ reagiren, die um den Reibungswinkel $\varrho_2 = N_2 b R_2$ von der Normalen zu $W_1 W_2$ abweicht. Sobald daher diese beiden Richtungen $R_1 a$ und $R_2 b$ in dieselbe Gerade fallen, heben sie sich gegenseitig auf, und dem Keile wird ein Bestreben zur

Fig. 629.

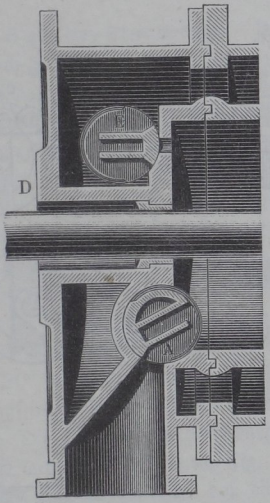


Verschiebung nicht ertheilt. Dies ist aber nach der Figur der Fall, wenn die Keilflanke $X_1 X_2$ gegen die Stangenrichtung $W_1 W_2$ unter einem Winkel $\varrho_1 + \varrho_2$ geneigt ist. Man zieht hieraus die Regel, daß zur Vermeidung der gedachten Rückwirkung die Abweichung der Keilflanke $X_1 X_2$ von der Verschiebungsrichtung $W_1 W_2$ kleiner oder höchstens gleich der Summe $\varrho_1 + \varrho_2$ der beiden Reibungswinkel oder bei gleichen Reibungswinkeln ϱ höchstens gleich 2ϱ sein muß. Bei einem größern Keilwinkel würde eine bestimmte Rückwirkung auf den Regulator stattfinden, welche eine entsprechende Energie des letztern bedingen würde und welche man leicht durch die Zerlegung der in ZY auftretenden Kraft nach $R_1 a$ und $R_2 b$ würde bestimmen können. In dieser Beziehung kann hier auf die in Thl. III, 1 Anhang, angeführte graphische Ermittelung der Reibungswiderstände in Maschinengetrieben verwiesen werden.

§. 299. **Die Steuerung von Bede und Farcot.** Die oben hervorgehobene Beschränkung der im vorstehenden Paragraphen beschriebenen Corliß-

steuerungen hinsichtlich der damit erreichbaren Füllungsgrade läßt sich großentheils beseitigen, wenn man die Eröffnung der Einlaßschieber durch Anordnung eines besondern Excenters oder sonstigen Antriebsmittels von der Bewegung der Auslaßschieber unabhängig macht. Eine derartige Steuerung ist die von Bede und Farcot, deren wesentliche Einrichtung im Folgenden angegeben werden soll. Hier ist zunächst die Anordnung der Drehschieber insofern von der oben besprochenen verschieden, als diese Schieber in den Cylinderdeckeln anstatt ober- und unterhalb des Cylinders angebracht sind.

Fig. 630.

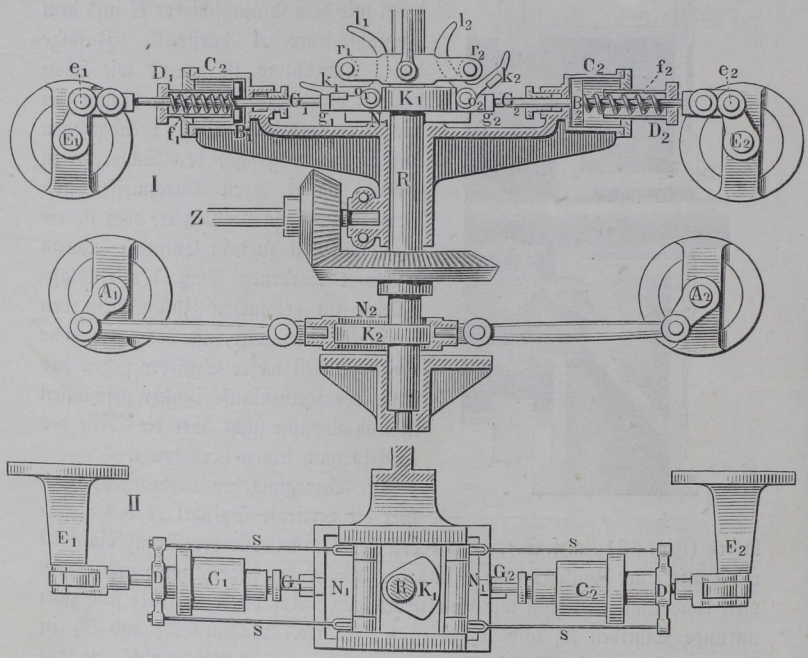


Die dazu vorgesehene Einrichtung ist aus Fig. 630 deutlich, welche einen Cylinderdeckel mit dem Einlaßschieber E und dem Auslaßschieber A darstellt. Zufolge dieser Anordnung ist zwar, wie schon bemerkt wurde, der schädliche Raum auf das kleinstmögliche Maß herabgezogen und durch die große, den Schiebern zu gebende Länge deren Durchmesser und Bewegungsbogen verkleinert, doch ist die Zugänglichkeit zu dem Cylinder dadurch erschwert worden. Daß der Auslaßschieber im geöffneten Zustande in den Cylinder hineintritt, ist deswegen ohne Belang, weil dieser Schieber gegen das Ende des Kolbenlaufs immer geschlossen ist und alsdann nicht über die Ebene des Deckels nach innen hervorragt.

Zur Bewegung der Drehschieber dient hier die verticale Spindel R des Regulators (Fig. 631, a. f. S.), welche von der Kurbelwelle der Dampfmaschine mit Hülfe einer Zwischenwelle Z und conischer Räder gedreht wird und ebenso viele Umdrehungen macht wie die Kurbelwelle. Auf dieser Spindel sind zwei unrunde Scheiben K_1 und K_2 befestigt, die zwei Rahmen N_1 und N_2 in hin- und hergehende Bewegung versetzen, von welchen Rahmen N_1 die Eröffnung der Einlaßschieber E und N_2 die schleichende Bewegung der Auslaßschieber A bewirkt. Zur Bewegung der Einlaßschieber E sind an deren Hebel Ee durch Gelenke die Stangen G_1 und G_2 geschlossen, welche mit den Knaggen g_1 und g_2 versehen sind, gegen welche die entsprechenden Nasen k_1 und k_2 sich legen können. Diese letzteren sind an drehbaren Klinken lok angebracht, deren Drehzapfen o_1 und o_2 mit dem Rahmen N_1 verbunden sind. Jede Stange G ist mit einem in dem festliegenden Luftcylinder C verschieblichen Bufferkolben B verbunden und geht frei durch den Boden des

hohlen Federgehäuses D hindurch, in dem eine Schraubenfeder f enthalten ist. Jedes Federgehäuse D selbst ist durch zwei Verbindungsstangen s mit dem Rahmen N_1 verbunden, an dessen Verschiebung es also theilnimmt. Wird der Rahmen N_1 durch Drehung der unrunden Scheibe K_1 nach links bewegt, so wird vermöge der eingesprungenen Klinke k_1 die Stange G_1 nach links geschoben und der Einlaßschieber E_1 geöffnet, wobei der Bufferkolben B_1 und vermöge der Stangen s auch das Federgehäuse mitgeführt wird, so daß also die Spannung der vorher zusammengedrückten Feder f hierbei nicht

Fig. 631.



geändert wird. Dieses Oeffnen von E_1 dauert so lange, bis das gekrümmte Horn l_1 der Klinke gegen die Rolle r_1 stößt, wodurch die Auslösung von k_1 erfolgt, so daß nun die Feder die Stange G_1 zurückschnellt und den Schluß des Schiebers E_1 veranlaßt, wobei durch den Bufferkolben B_1 der Stoß gemildert wird.

Bei dieser Bewegung ist auch die Klinke o_2 nach links geführt worden, so daß die Nase k_2 sich hinter den Knaggen g_2 der in Ruhe befindlichen Stange G_2 legen konnte, und da gleichzeitig das Federgehäuse D_2 folgte, der Buffer-

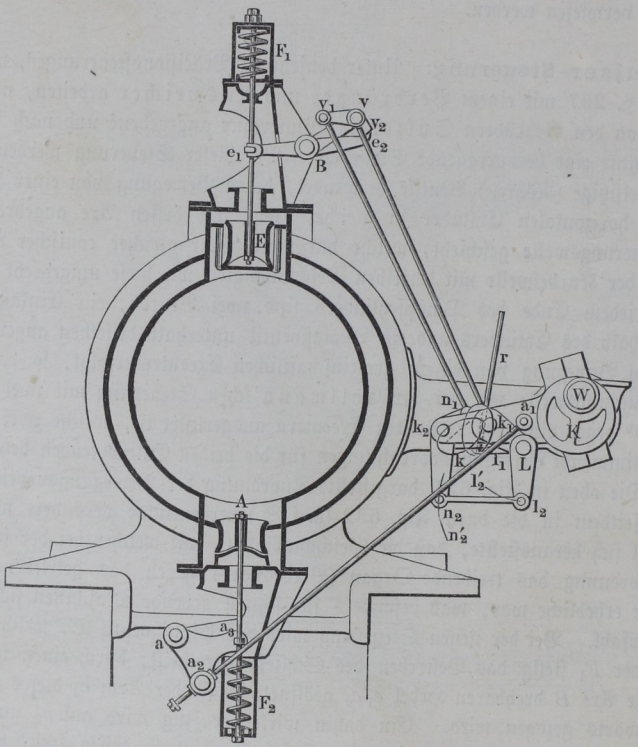
kolben B_2 aber still stand, so wurde dadurch die Feder f_2 in den für den demnächstigen Schluß von E_2 erforderlichen Spannungszustand versetzt. Es ist ersichtlich, wie der Moment der Auslösung von der höhern oder tiefern Stellung der Rollen r abhängig ist, und man hängt daher diese Rollen einfach an die Hülse des Regulators. Bei geeigneter Form der unrunden Scheibe K_1 ist es möglich, mit dieser Steuerung alle Füllungsgrade von 0 bis 0,9 zu erzielen. In Betreff der Verzeichnung der unrunden Scheiben K_1 und K_2 muß auf das in Thl. III, 1 über das Curvenschubgetriebe Gesagte verwiesen werden.

Sulzer-Steuerung. Unter denjenigen Präcisionssteuerungen, welche nach §. 297 mit einem Verdränger und Ausweicher arbeiten, nimmt die von den Gebrüdern Sulzer in Winterthur angegebene und nach ihnen benannte eine hervorragende Stelle ein. Bei dieser Steuerung werden vier doppelsitzige (Röhren) Ventile verwendet, deren Bewegung von einer neben dem horizontalen Cylinder in gleicher Höhe mit dessen Axe angebrachten Steuerungswelle geschieht, welche durch ein Paar gleicher conischer Räder von der Kurbelwelle mit derselben Geschwindigkeit wie diese umgedreht wird. An jedem Ende des Dampfcylinders sind zwei Ventile, ein Einlaßventil oberhalb des Cylinders und ein Auslaßventil unterhalb desselben angebracht, deren Bewegung von einem gemeinschaftlichen Excenter erfolgt, so daß die Steuerungswelle wie bei der Collmann'schen Steuerung mit zwei unter 180^0 gegen einander verstellten Excentern ausgerüstet ist, welche zwei übereinstimmende Bewegungsvorrichtungen für die beiden Cylinderenden betreiben. §. 300.

Die oben in Fig. 621 dargestellte Anordnung der Bewegungsvorrichtung ist seitdem in die durch Fig. 632 (a. f. S.) verdeutlichte verändert worden, weil sich herausstellte, daß die Geschwindigkeit, mit welcher bei der frühern Anordnung das treibende Organ (Verdränger) gegen das getriebene traf, eine erhebliche war, was besonders für schnell gehende Maschinen sich nicht empfahl. Bei der neuen Steuerung wird das Einlaßventil E, welchem die Feder F_1 stetig das Bestreben des Schließens ertheilt, durch einen um die feste Axe B drehbaren Hebel $e_1 e_2$ geöffnet, sobald der Arm e_2 dieses Hebels abwärts gezogen wird. Ein dahin wirkender Zug wird auf e_2 ausgeübt durch den lose um B schwingenden Hebel Bv, sobald dessen freies Ende v mittelst der daran hängenden Zugstange vk_1 nach unten gezogen wird. Wie man aus der Figur erkennt, wirkt hierbei das Hebelende v nicht direct auf e_2, sondern durch die Vermittelung des kleinen, ebenfalls drehbar an v angebrachten Winkelhebels $v_1 v v_2$, dessen abwärts gerichteter Arm bei v_2 nach einer um v concentrischen cylindrischen Fläche (s. auch Fig. 633) geformt ist, mit welcher er sich auf das entsprechend gestaltete Hebelende e_2 auffetzt. Außer der um B schwingenden Bewegung des Zapfens v wird dem Winkel-

hebel $v_1 v_2$ eine Schwingung um v durch die Zugstange $v_1 n_1$ mitgetheilt, welche unterhalb an den Zapfen n_1 eines andern Winkelhebels $n_1 k_2 n_2$ angeschlossen ist, dessen Bewegung in folgender Art hervorgerufen wird. Auf der besagten Steuerwelle W ist ein Excenter K angebracht, dessen Stange $K k_1 k_2$ in k_1 durch die um den festen Drehzapfen L pendelnde Schwinge $L k_1$ unterstützt wird, während das freie Ende k_2 dieser Excenterstange den Drehzapfen des Winkelhebels $n_1 k_2 n_2$ aufnimmt.

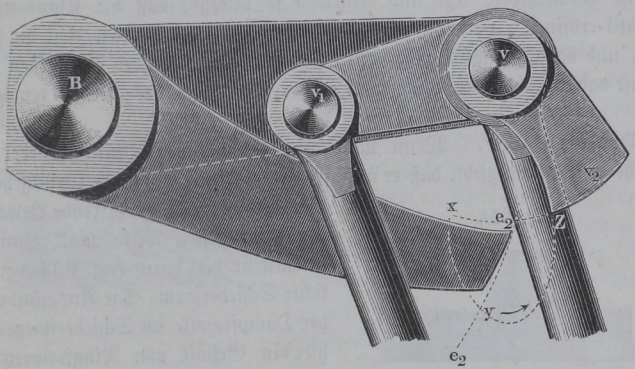
Fig. 632.



Von diesem Winkelhebel wird der Endpunkt n_2 des andern Armes ebenfalls durch eine Lenkschiene $l_2 n_2$ geführt, so daß n_2 in einem um l_2 concentrischen Kreisbogen sich bewegen muß, so lange der Punkt l_2 festgehalten wird, was für eine bestimmte Füllung der Maschine der Fall ist. Nur wenn bei einer Geschwindigkeitsänderung der letztern die Regulatorhülse sich verschiebt, wird von derselben durch die Zugstange r der um L frei drehbare Winkelhebel $l_1 l_2$ gedreht und dadurch eine Aenderung der Lage von l_2

in dem um L concentrischen Kreisbogen hervorgebracht. Mit einer solchen Drehung von $l_1 l_2$ ist dann eine Veränderung des Füllungsgrades verbunden, wie man aus der Betrachtung der beiden durch den beschriebenen Mechanismus auf den Hebel $v_1 v v_2$ übertragenen Bewegungen erkennt. Der Stützpunkt k_1 der Excenterstange bewegt sich in einem um L concentrischen Kreisbogen und in Folge davon beschreibt der Endpunkt e_2 des Hebels $B e_2$ den um B concentrischen Kreisbogen $e_2 e_2'$, Fig. 633. Ebenso beschreibt n_2 den um l_2 concentrischen Kreisbogen $n_2 n_2'$, während der Endpunkt k_2 der Excenterstange die geschlossene eiförmige Curve $k_2 k$ durchläuft. In Folge

Fig. 633.



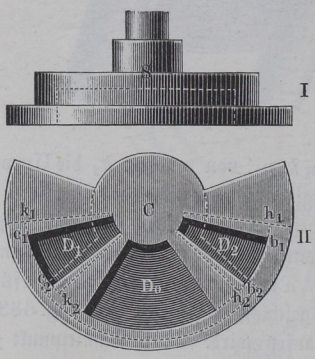
der beiden Bewegungen des Winkelhebels $n_1 k_2 n_2$, von welchem k_2 die Curve $k_2 k$ und n_2 den Bogen $n_2 n_2'$ beschreibt, ergiebt sich der Weg des Punktes n_1 als die in der Figur durch n_1 gehende geschlossene Curve. Hieraus geht hervor, daß der Hebel $v v_1 v_2$ außer der durch $v k_1$ ihm ertheilten Schwingung um B gleichzeitig um v oscillirt. Daraus ergiebt sich endlich für die Kante v_2 dieses Hebels als Bahn eine geschlossene Curve xyz, Fig. 633, welche in dem Sinne des Pfeiles durchlaufen wird. Der Schnittpunkt y dieser Curve mit der Kreisbahn $e_2 e_2'$ des Endpunktes e_2 entspricht derjenigen Lage der Kurbel, in welcher der Verdränger $v v_2$ den Ausweicher $B e_2$ verläßt und in welchem daher der Schluß des Einlaßventils durch die Feder F_1 bewirkt wird. Die Construction ergiebt, daß dieser Schnittpunkt von der Stellung des Punktes l_2 abhängig ist und der Schluß um so früher erfolgt, je weiter dieser Punkt l_2 durch den Zug der Regulatorstange r nach links gezogen wird. Bei der äußersten Lage von l_2 in l_2' kommt der Verdränger $v v_2$ gar nicht zur Berührung mit dem Hebel $B e_2$ und das Ventil wird daher auch gar nicht gehoben. Andererseits gestattet diese Steuerung bei geeigneter Wahl der Verhältnisse jeden Füllungsgrad bis zu 0,9 zu erreichen.

Der Verlauf der Curve xyz, Fig. 633, welche die Kante des Verdrängers v_2 durchläuft, zeigt aus der beinahe horizontalen Richtung dieser Curve in zx, daß der Verdränger sich sanft auf den Ventilhebel auflegt und dann von x an schnell das Niederdrücken des Hebels bewirkt, so daß die Stoßwirkungen beim Aufsetzen nahezu vermieden werden und doch ein schnelles Eröffnen des Ventils stattfindet, wie es zur Vermeidung der Drosselung erforderlich ist.

Die Bewegung des Auslaßventils A erfolgt ebenfalls von der Excenterstange aus durch die in a_1 angeschlossene Schubstange $a_1 a_2$, welche beim Aufwärtsgange mit einem Bundringe sich gegen den Arm a_2 des um a drehbaren Winkelhebels legt und denselben so bewegt, daß die Klaue a_3 das Ventil eröffnet. Den Schluß desselben bewirkt zur gehörigen Zeit die Feder F_2, und da die Zugstange $a_1 a_2$ in der Hülse a_2 sich frei verschieben kann, so ist dadurch ihre Bewegung auch in der Schlußlage des Ventils ermöglicht.

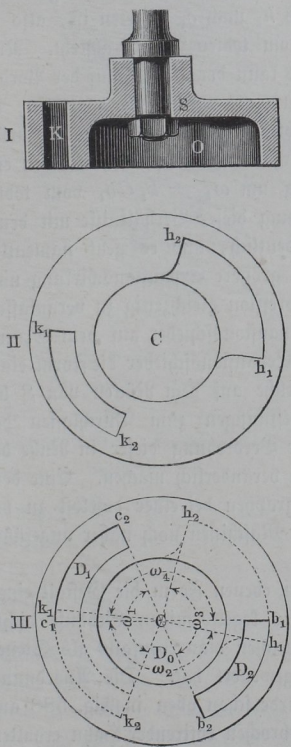
§. 301. **Drehschieber.** Wenn man dem gewöhnlichen Muschelschieber eine solche Einrichtung giebt, daß er anstatt der geradlinig hin- und zurückgehenden Verschiebung eine oscillirende Bewegung um einen festen Mittelpunkt annimmt, so entsteht die durch Fig. 634 versinnlichte Schieberform. Die Ausmündungen der Dampfcanäle im Schieberspiegel sind hier in Gestalt von Ringsectoren mit nach dem Mittelpunkte C gerichteten Kanten auszuführen, und ebenso müssen die abschneidenden Kanten des Schiebers diese Richtung haben. Es stellen D_1 und D_2 diese Mündungen für die beiden nach den Cylinderenden führenden Canäle vor, während D_0 die Mündung des Ausblasecanals bedeutet. Der Schieber S ist in II in mittlerer Stellung punktirt eingezeichnet, woraus man erkennt, daß die äußeren Kanten k_1 und h_1 am äußern Umfange der Canäle um die Größe $h_1 c_1 = h_1 b_1 = d_a$ über die Canalkanten c_1 und b_1 hinweggreifen, so daß diese Größe der äußern Ueberdeckung des Muschelschiebers entspricht. In ähnlicher Weise stimmt die innere Ueberdeckung desselben mit der Größe $k_2 c_2 = h_2 b_2 = d_i$ überein, um welche die Kanten k_2 und h_2 der Schieberhöhlung gegen die Innenkanten c_2 und b_2 der Canalmündungen zurücktreten. Da der Schieber durch ein auf der Kurbelwelle der Dampfmaschine befestigtes Excenter bewegt wird, dessen Stange einen Hebel auf der Schieberaxe ergreift, so erkennt man, daß

Fig. 634.



diesem Excenter wie beim Muschelschieber eine gewisse Voreilung δ gegeben werden muß, derart, daß in der Todtlage der Kurbel der Schieber um eine gewisse Größe λ aus seiner Mittelstellung nach der einen oder andern Seite herausgetreten ist, um in dieser Stellung bereits eine gewisse äußere Voröffnung $o_a = \lambda - d_a$ für den Eintritt und eine innere Voröffnung $o_i = \lambda - d_i$ für den Austritt des Dampfes zu erhalten. Für diese Steuerung gelten daher ganz dieselben Betrachtungen, wie für den gewöhnlichen Muschelschieber, und man kann auch die für diesen angegebenen Diagramme direct verwenden, wenn man nur berücksichtigt, daß irgend eine von dem Excenter auf den Schieberhebel übertragene Bewegung x an dem äußern Umfange $c_1 b_1$ der Canäle eine Verschiebung von $x \frac{r_1}{r_2}$ hervorbringt, unter r_1 den Halbmesser Cc_1 und unter r_2 die Länge des Hebels verstanden. Die Untersuchung soll hier für den oscillirenden Kreisschieber nicht weiter durchgeführt werden, da derselbe bei Dampfmaschinen doch nur selten Anwendung findet, indem er, ohne eine Vereinfachung der Steuerung im Gefolge zu haben, an dem Uebelstande aller Kreisschieber leidet, daß der dichte Schluß auf die Dauer wegen der ungleichen Abnutzung in verschiedenen Axenabständen nicht zu erhalten ist.

Fig. 635.



Dagegen hat man wohl öfter zur Steuerung von Dampfmaschinen Kreisschieber angewendet, welche durch ihre ununterbrochene Umdrehung die Dampfvertheilung bewirken, weil diese Schieber insofern eine Vereinfachung der Bewegungsvorrichtung ermöglichen, als dabei die Nothwendigkeit wegfällt, durch Excenter oder Kurbeln eine hin- und zurückgehende Bewegung zu erzeugen. Aus diesem Grunde können rotirende Kreisschieber in einzelnen Fällen, namentlich bei schnellem Gange der Maschinen in gewissem Grade gerechtfertigt erscheinen, obschon sie den Uebelstand der schwierigen Dichthaltung mit den oscillirenden Schiebern gemein haben.

In Fig. 635 I und II (a. v. S.) ist ein rotirender Schieber in zwei Schnitten durch die Axe und senkrecht dazu dargestellt, während Fig. 635 III die Ansicht des Schieberspiegels von oben zeigt. Hierin bedeuten D_1 und D_2 die Mündungen der beiden Dampfcanäle, während der abgehende Dampf nach der mittlern Oeffnung D_0 durch die Schieberhöhlung O gelangen kann. Der Eintritt des frischen Dampfes erfolgt durch den Durchgangscanal K in dem Schieber S abwechselnd nach D_1 und D_2, je nachdem bei der Drehung des Schiebers dieser Canal über D_1 und D_2 steht. Es geht daraus schon hervor, daß der Schieber in derselben Zeit wie die Dampfmaschine eine volle Umdrehung machen muß. In Fig. 635 III sind die abschneidenden Kanten des Schiebers für die Todtlage der Kurbel punktirt eingezeichnet, und man erkennt daraus, daß die Größe $k_1 c_1$ der Voröffnung o_a für den Eintritt und $b_1 h_1$ derjenigen o_i für den Austritt entspricht. Der Eintritt frischen Dampfes hört auf, wenn k_2 nach c_2 getreten ist, also nach einer Drehung der Kurbel um $k_2 C c_2 = \omega_1$ vom todten Punkte. Alsdann beginnt die Expansion, welche so lange andauert, bis h_1 nach c_1 getreten ist, also die Kurbel um den Winkel $h_1 C c_1 = \omega_2$ vom todten Punkte absteht. Nunmehr beginnt der Voraustritt. Andererseits kann der Dampf auf der Vorderseite des Kolbens während der Drehung um $\omega_3 = h_2 C b_2$ austreten, bis h_2 nach b_2 gelangt ist, in welchem Augenblicke eine Compression des zurückbleibenden Dampfes eintritt, bis der frische Kesseldampf dem Kolben entgegentritt, was nach einer Kurbeldrehung um $\omega_4 = k_1 C b_1$ vom todten Punkte aus geschieht. Die Uebereinstimmung dieser Verhältnisse mit denen der gewöhnlichen Schiebersteuerung sind deutlich, und es geht namentlich hervor, daß auch mit diesem Schieber eine größere Expansionswirkung nicht zu erreichen ist, ohne eine wesentliche Compression gleichzeitig zu veranlassen. Man könnte auch hier einen besondern Expansionsschieber auf dem Grundschieber anbringen, in welchem Falle dieser Expansionsschieber die Form einer kreisrunden Scheibe annehmen würde, welche auf dem Rücken von S befindlich und mit zwei entsprechenden Oeffnungen zum Durchlassen des Dampfes versehen sein müßte. Durch eine Verdrehung dieser in Ruhe befindlichen Platte könnte man die Expansion veränderlich machen. Eine derartige Einrichtung wird im nächsten Paragraphen bei einer daselbst zu besprechenden Hahnsteuerung für Woolf'sche Maschinen noch näher angeführt werden.

Wenn man dem Drehschieber anstatt der ebenen Form die Gestalt eines Kegels giebt und ihn in einem gleichfalls kegelförmigen Gehäuse dichtschließend bewegt, so entsteht der Hahn, welchen man ebenfalls als Steuerungsvorrichtung bei Dampfmaschinen angewendet hat. Die Anordnung eines solchen oscillirenden Hahnes wurde schon oben in Fig. 588 angegeben; die Einrichtung, welche ein ununterbrochen rotirender Hahn erhalten

muß, ist aus Fig. 636 zu ersehen. Hier ist der Hahnkegel mit zwei Canälen C_1 und C_2, deren Mündungen diametral gegenüberliegen, versehen, welche in leicht ersichtlicher Weise bei der Umdrehung des Kegels den bei E eintretenden Dampf abwechselnd nach je einem der beiden Canäle D_1 und D_2 des Dampfcylinders gelangen lassen, während gleichzeitig der andere dieser Canäle mit dem Abblaserohre A in Verbindung steht. Auch hierbei muß der Hahnkegel für jede Umdrehung der Dampfmaschine genau einmal um seine Axe gedreht werden. Man kann aber die Einrichtung auch so treffen, daß eine halbe Umdrehung des Steuerhahnes für jede Kurbelumdrehung der Dampfmaschine genügt, wenn man dem Hahnkegel nach Fig. 637 vier Canäle giebt, deren Mündungen im Umfange gleich weit von einander abstehen,

Fig. 636.

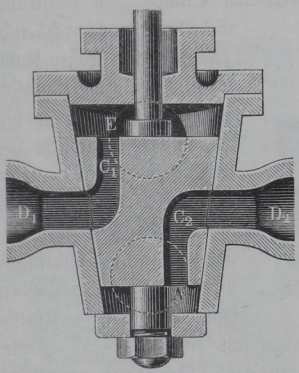
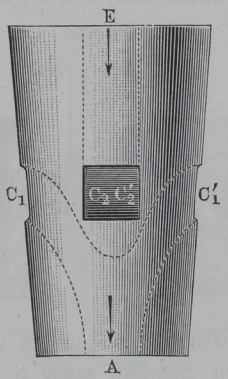


Fig. 637.



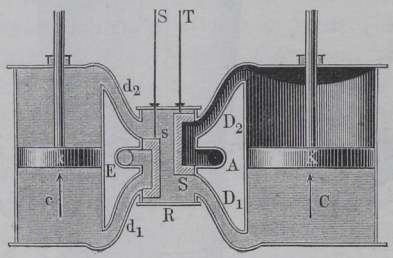
und von denen zwei diametral gegenüberliegende C_1 und C_1' mit dem Ausblaserohre A und die beiden anderen C_2 und C_2' mit dem Dampfzuführungsrohre E in Verbindung stehen. Nach diesem Principe ist der im folgenden Paragraphen zu besprechende Ehrhardt'sche Hahn für Woolf'sche Maschinen angeordnet.

Steuerung Woolf'scher Maschinen. Eine Woolf'sche Maschine §. 302.
ist immer mit zwei Cylindern von verschiedener Größe, einem kleinern Hochdruckcylinder und einem größern Niederdruckcylinder versehen, in welchen letztern der aus dem kleinern Cylinder ausblasende Dampf geführt wird, um daselbst durch die im Verhältnisse der beiden Cylinderräume stattfindende Ausdehnung noch eine bestimmte Expansionsarbeit auszuüben. Die ersten Maschinen dieser Art waren so eingerichtet, daß die beiden Kolben stets in derselben Richtung sich bewegten, indem man beide Kolbenstangen auf eine und dieselbe Kurbel wirken ließ, sei es durch Vermittelung eines

Balanciers bei den stehenden Maschinen, sei es direct bei liegenden Maschinen. In neuerer Zeit hat man jedoch mit Vortheil solche Anordnungen ausgeführt, bei welchen die Bewegung der beiden Kolben stets nach entgegengesetzten Richtungen stattfindet, indem man die Kolbenstangen auf zwei gesonderte, diametral gegenüber angebrachte Kurbeln wirken läßt.

Die Wirkungsweise einer Woolf'schen Maschine mit gleicher Bewegungsrichtung der beiden Kolben ist aus der schematischen Fig. 638 ersichtlich. Jeder der beiden Cylinder c und C ist hier mit einem Muschelschieber s und S versehen, durch dessen Bewegung die Vertheilung des Dampfes in bekannter Weise geschieht. Denkt man sich nun etwa den frischen Kesseldampf durch das Rohr E zugeführt, also umgekehrt der gewöhnlichen Schiebersteuerung, so muß bei der in der Figur vorausgesetzten Aufwärtsbewegung des kleinen Kolbens k der durch d_2 austretende Dampf nach Passirung des Schieberkastens durch den Canal D_1 unter den großen Kolben K treten, denselben gleichfalls nach oben verschiebend, wobei der oberhalb K befindliche Dampf durch den Canal D_2 nach dem Ausblaserohre A gelangt, welches bei Woolf'schen Maschinen mit dem Condensator in Verbindung steht. Man erkennt auch, daß die Zuführung des Dampfes nach beiden Cylindern regelrecht erfolgen wird, wenn den beiden Schiebern s und S stets entgegengesetzte Bewegung ertheilt wird, indem z. B. für die in der Figur gezeichnete Stellung s im Aufsteigen und S im Niedergehen begriffen ist. Es kann übrigens bemerkt werden, daß die beiden Schieber stets in derselben Richtung bewegt werden müssen, wenn man auch dem Schieber s die gewöhnliche Einrichtung giebt, vermöge deren der frische Kesseldampf diesen Schieber von außen umgiebt und nach seiner Wirkung durch die Schieberhöhlung entweicht. In diesem Falle muß natürlich jeder Schieber seine besondere Dampfkammer erhalten und die Kammer des Schiebers S muß mit dem Ausblaserohre des kleinen Cylinders in Verbindung stehen. Wenn in diesem Falle auch die Canalweiten und daher die Hublängen beider Schieber gleich groß sind, so können die letzteren auch mittelst einer gemeinschaftlichen, die beiden Schieberstangen erfassenden Traverse von demselben Excenter aus bewegt werden. Soll, wie man dies meistens anordnen wird, der Dampf bereits in dem kleinen Cylinder einer Expansion unterliegen, so hat man den Schieber s dieses kleinen Cylinders mit einer der früher be-

Fig. 638.



sprochenen Expansionsvorrichtungen zu versehen, etwa mit einer Expansionsschieberplatte (s. §. 289, Fig. 591), die durch ein besonderes Expansionsexcenter bewegt wird. Für den großen Cylinder ist eine solche Vorrichtung aber natürlich nicht anzubringen, wenn während des ganzen Kolbenlaufs der Dampf aus dem Hochdruckcylinder in den Niederdruckcylinder überströmen soll.

Man kann die beiden Vertheilungsschieber einer Woolf'schen Dampfmaschine auch durch einen einzigen von der Hick'schen Construction nach Fig. 639 ersetzen, welcher Schieber in seinem Innern außer mit der gewöhnlichen Muschel h noch mit einem Canale k versehen ist, der in gewissem Sinne als die Dampfkammer für den Schieber des Niederdruckcylinders angesehen werden kann. Der Schieberspiegel enthält hier außer der mittlern

Fig. 639.

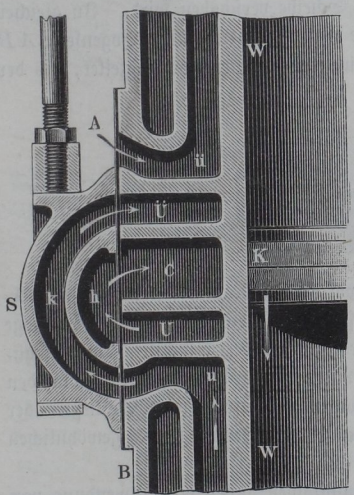
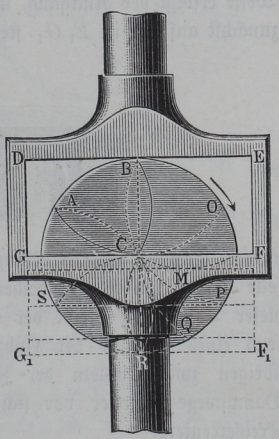


Fig. 640.

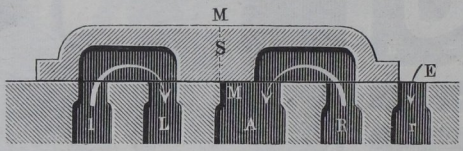


mit dem Condensator verbundenen Austrittsöffnung C für den abgehenden Dampf noch die Mündungen von vier Canälen, von denen u und $ü$ den Dampf unter und über den kleinen Kolben und U und $Ü$ unter und über den großen Kolben leiten. Es ist ersichtlich, wie bei der gezeichneten Schieberstellung frischer Kesseldampf durch $ü$ über den kleinen Kolben gelangt, während der unter demselben befindliche Dampf durch u und den Canal k nach $Ü$ über den großen Kolben treten kann, unterhalb dessen der gebrauchte Dampf durch U und die Muschelhöhlung h nach dem Austrittsrohre C gelangt.

Zur Bewegung dieses Schiebers ist öfter anstatt eines Kreisexcenters das in Fig. 640 gezeichnete Bogendreieck von Hornblower verwendet worden.

Dieses Dreieck ist ein durch drei gleiche Kreisbogen von je 60^0 Länge begrenzter Daumen ABC, welcher auf einer rotirenden Scheibe so befestigt ist, daß die eine Ecke C mit dem Mittelpunkte und der gegenüberliegende Bogen mit dem Umfange derselben zusammenfällt. Die den Schieber bewegende Steuerstange umfängt das Dreieck in Gestalt eines rechteckigen Rahmens $DEFG$, dessen Weite dem Halbmesser CB der Scheibe gleich ist. Bei einer Umdrehung der Scheibe im Sinne des Pfeiles um 60^0 verbleibt der Rahmen in seiner höchsten Stelle in Ruhe, wobei der Bogen BA auf der Seite DE des Rahmens gleitet, bis das Dreieck die Lage BOC angenommen hat. Bei einer weitern Drehung um 60^0 wird der Rahmen durch die auf GF sich wälzende vordere Bogenseite CB abwärts bewegt, wobei der Berührungspunkt M von C nach P rückt und bei weiterer Drehung um 60^0 gelangt die Vorderseite CB nach CR, so daß der Rahmen im Ganzen um den Halbmesser CR der Scheibe verschoben wird. In gleicher Weise erfolgt der Rückgang, indem die nach PR gekommene Bogenseite AB zunächst auf der in $F_1 G_1$ stehenden untern Rahmenseite hingleitet, bis der

Fig. 641.

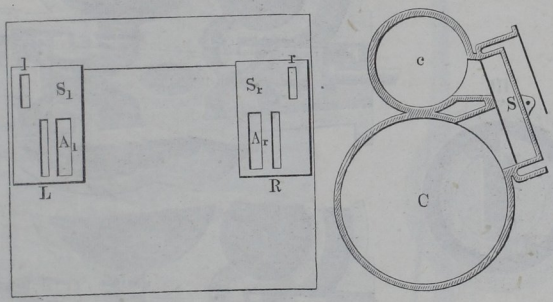


vordere Eckpunkt nach S gelangt ist, worauf der Rahmen durch die Vorderseite wieder um den Scheibenhalbmesser emporgeschoben wird. Vermöge dieser Anordnung bleibt der Schieber in jeder der äußersten Lagen während eines Drittels der Hubzeit in Ruhe, und daher geht das in den übrigen zwei Dritteln der Zeit erfolgende Oeffnen und Schließen der Dampfwege schneller vor sich als bei der Anwendung des gewöhnlichen Kreisexcenters.

Wenn die Bewegung der beiden Dampfkolben wegen der Anwendung von zwei diametral gegenüberstehenden Kurbeln jederzeit nach entgegengesetzten Richtungen erfolgt, wie dies neuerdings bei liegenden Maschinen vortheilhaft angeordnet wird, so kann man die Dampfvertheilung für beide Cylinder ebenfalls durch einen einzigen Schieber erzielen, wenn man demselben die durch Fig. 641 versinnlichte Einrichtung giebt. Hier stellt A den Austrittscanal für den aus dem großen Cylinder entweichenden Dampf vor und l und r sind die nach der linken und beziehungsweise rechten Kolbenseite des kleinen Cylinders führenden Canäle, während L und R dieselbe Bedeutung für den großen Cylinder haben. Es leuchtet ein, daß bei der gezeichneten Schieberstellung der Kolben des Hochdruckcylinders von rechts

nach links, dagegen der Niederdruckkolben von links nach rechts bewegt wird. Um hierbei zur Verkleinerung des schädlichen Raumes die Dampfcanäle kürzer zu machen, kann man den Schieber nach der Mittellinie MM in zwei Theile trennen, welche man nach den beiden Enden der Dampfcylinder verlegt, woselbst man auch die betreffenden Canäle ausmünden läßt. Diese Anordnung ist durch Fig. 642 versinnlicht, worin S_l und S_r die Spiegel für die beiden durch eine gemeinsame Stange bewegten Schieber sind. Der

Fig. 642.



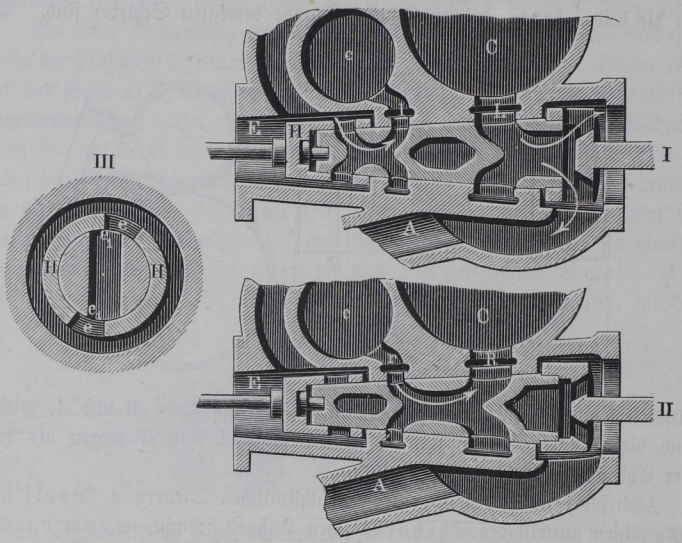
Austrittscanal A findet sich hier ebenfalls an jedem Ende A_l und A_r wieder' und die Canäle l und r sind gegen diejenigen L und R wegen der Lage der Cylinder seitlich versetzt.

Schließlich sei hier noch einer eigenthümlichen Steuerung Woolf'scher Maschinen mittelst des Ehrhardt'schen Hahnes gedacht, wie eine derartige Steuerung an einer in Wien 1873*) ausgestellten Maschine der Dingler'schen Maschinenfabrik in Zweibrücken angebracht war. Die beiden horizontal neben einander gelagerten Cylinder C und c von gleicher Länge tragen an jedem Ende einen Steuerhahn, wie er in Fig. 643 I und II (a. f. S.) dargestellt ist. Diese beiden Hähne sind ganz gleich gebildet, aber um 90^0 gegen einander verstellt eingesetzt. Die Hahnkegel werden von der Dampfmaschinenwelle aus durch Räder ununterbrochen umgedreht, so zwar, daß die Kegel für jeden vollen Umgang der Dampfmaschine genau eine halbe Drehung machen. In der Figur stellt I den Hahn am linken und II den am rechten Ende für diejenige Zeit vor, in welcher der kleine Kolben von links nach rechts und der große von rechts nach links sich bewegt. Für die entgegengesetzte Bewegungsrichtung ist jeder Hahn um 90^0 gedreht anzunehmen, d. h. es gilt II für den linken und I für den rechten Steuerhahn. Aus der mit der frühern übereinstimmenden Bezeichnung ergiebt sich die Art der

*) S. d. Deutsch. Ausstellungsbericht der Wiener Weltausstellung, Gruppe 13, von Rittershaus.

Dampfvertheilung. Um auch schon in dem kleinen Cylinder eine gewisse Expansion zu erlangen, ist über das Ende jedes Hahnkegels eine conische Hülse H geschoben, deren Schlitze e die Dampfeintrittsöffnungen e_1 im Kegel bei dessen Drehung während gewisser Zeit offen lassen und wieder verschließen

Fig. 643.

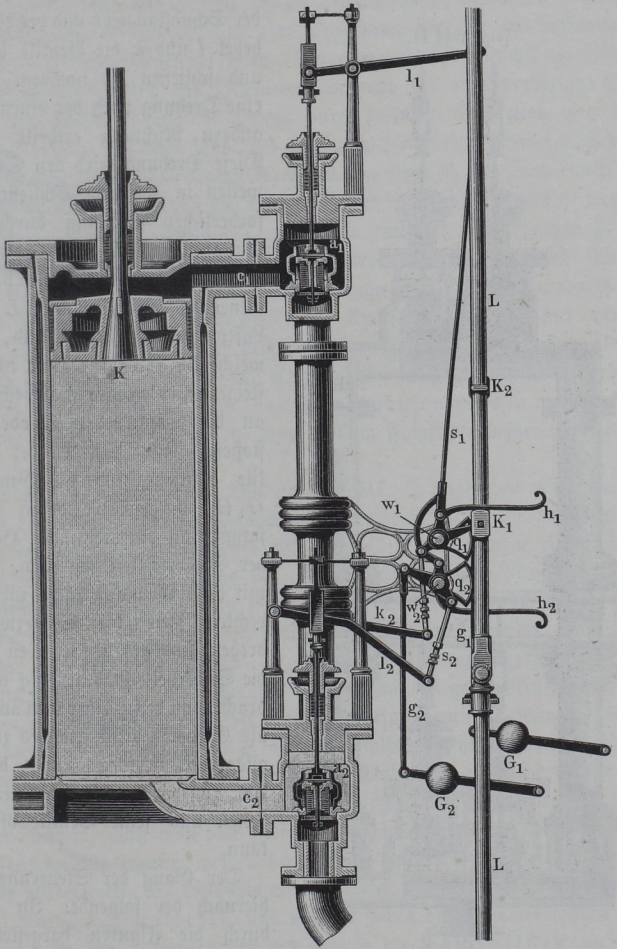


(Fig. 643 III). Diese Hülse befindet sich in Ruhe, und sie erhält nur durch den Regulator diejenige geringe Verdrehung, welche zu einer Veränderung des Füllungsgrades erforderlich ist.

§. 303. **Ventilsteuerung mit Sperrklinken.** Die Ventilsteuerungen finden vorzugsweise Anwendung bei den alternirenden Maschinen, wie sie zur Wasserbewältigung in Bergwerken gebraucht werden und über deren nähere Einrichtung in Thl. III, 2 gehandelt wird. Man wendet hierbei vielfach die aus §. 154 bekannte Sperrklinkensteuerung an, von welcher in Fig. 644 I u. II ein Beispiel gegeben ist. Diese Figuren stellen eine der in Cornwall gebräuchlichen doppeltwirkenden Wasserhaltungsmaschinen vor. Man ersieht aus der Fig. 644 II (S. 1094), daß zur Steuerung vier Ventile, zwei kleinere e_1, e_2 für den Einlaß und zwei größere a_1 a_2 für den Austritt des Dampfes vorhanden sind. Die nach dem Dampfcylinder führenden Röhren c_1 c_2 münden unterhalb der Eintrittsventile e und oberhalb der Austrittsventile a in die zugehörigen Ventilgehäuse ein. Während das Rohr E zur Zuführung

des Kesseldampfes dient, wird der gebrauchte Dampf durch das Rohr A nach dem Condensator geleitet. Man erkennt, daß bei der Eröffnung der

Fig. 644 I.

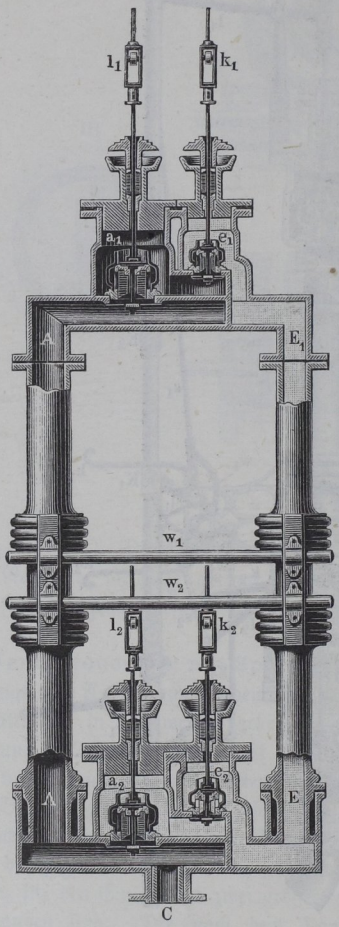


Ventile e_1 und a_2 der frische Dampf über den Kolben K treten und der gebrauchte Dampf aus dem untern Cylindertheile nach dem Condensator gelangen kann. Umgekehrt wird nach der Oeffnung der beiden anderen Ventile

e_2 und a_1 der unter den Kolben tretende Dampf den erstern emporschieben, während der Abdampf von oben entweicht.

Zur Bewegung der Ventile ist die Maschine mit zwei Steuerwellen w_1 und w_2 ausgerüstet, welche mittelst der auf ihnen befindlichen Hebel $h_1 h_2$, der Schubstangen s und der Ventilhebel l und k die Ventile öffnen und schließen, je nachdem ihnen eine Drehung nach der einen oder andern Richtung ertheilt wird. Diese Drehung wird den Steuerwellen in der zum Schließen erforderlichen Richtung durch die Anstoßknaggen K_1 und K_2 ertheilt, welche auf der als Steuerbaum dienenden Kolbenstange L der Luftpumpe angebracht sind, und welche bei ihrer auf- und niedersteigenden Bewegung abwechselnd an die Steuerhebel h_1 oder h_2 stoßen. Zum Oeffnen der Ventile dagegen sind die Gewichte $G_1 G_2$ vorgesehen, deren Zugstangen an entsprechenden Hebeln der Steuerwellen angreifen. Damit diese Gewichte nicht zur unrechten Zeit die Steuerwellen drehen, sind auf den letzteren noch die Sicherheitsquadranten q angebracht, von denen einer dem andern als Gesperre dient, welches zuerst ausgerückt werden muß, bevor das zugehörige Gewicht niedersinken und seine Ventile öffnen kann.

Fig. 644 II.



Der Gang der Steuerung ist hiernach der folgende: In dem durch die Figuren dargestellten Zustande ist der Dampfkolben K oben angekommen, der Knaggen K_1 hat während des Aufganges die Steuerwelle w_1 an ihrem Arme h_1 ergriffen und derart gedreht, daß die an dieser Welle hängenden Ventile e_2 für den Eintritt unten und a_1 für den Austritt

oben geschlossen worden sind. Gleichzeitig wurde dabei das an der Stange g_1 hängende Gewicht G_1 angehoben, um demnächst zur Wirkung bereit zu sein, und außerdem wurde der Quadrant q_1 aus demjenigen q_2 herausgedreht, so daß nunmehr die andere Steuerwelle w_2 nicht mehr gehemmt ist. In Folge hiervon kann das Gewicht G_2 an der Stange g_2 niedersinken, wodurch die Steuerwelle w_2 gedreht und eine Eröffnung der mit ihr verbundenen Ventile e_1 und a_2 eingeleitet wird. Der Dampfcylinder empfängt frischen Dampf oberhalb durch das Ventil e_1, während der vom vorherigen Hube unter dem Kolben befindliche Dampf durch das Ventil a_2 nach dem Condensator gelangt. Gegen Ende des hierdurch veranlaßten Niederganges der Steuerstange trifft der Knaggen K_2 gegen den Arm h_2 der Steuerwelle w_2, diese so herumdrehend, daß die Ventile e_1 und a_2 wieder geschlossen werden, das an g_2 hängende Gewicht G_2 angehoben und der vorher gegen q_1 gefallene Quadrant q_2 wieder zurückgedreht wird. Hierdurch wird die Steuerwelle w_1 frei, dem Zuge der Gewichtsstange g_1 zu folgen, wodurch das untere Eintrittsventil e_2 und das obere Auslaßventil a_1 geöffnet werden, der Dampfkolben daher wieder zum Aufsteigen genöthigt wird. Der Dampf kommt in dieser Maschine durch Expansion nicht zur Wirkung, ebenso arbeitet die Maschine nicht mit Stillstandspausen zwischen den einzelnen Hüben; wie dies erreicht werden kann, soll im Folgenden besprochen werden.

Kataraktsteuerung. Wie im Thl. III, 2 angegeben wird, kommt §. 304.
es bei den Wasserhaltungsmaschinen der Bergwerke darauf an, zwischen zwei auf einander folgende Hübe der Maschine Stillstandspausen einzuschalten, um hierdurch eine Regulirung des Förderquantums nach Maßgabe der zu bewältigenden Wassermenge zu ermöglichen. Damit nun nach Ablauf einer solchen Pause die Maschine von Neuem in Gang gesetzt werden kann, ist es nöthig, das betreffende Ventil, durch dessen Eröffnung die Bewegung eingeleitet wird, durch eine außerhalb der Maschine liegende Kraft zu öffnen. Hierzu wendet man, wie bei der vorstehend besprochenen Maschine, Gewichte an, welche durch die Bewegung des Dampfkolbens gehoben werden, so daß sie nachher fähig sind, die beabsichtigte Wirkung durch ihr Niederfallen auszuüben. Damit nun aber hierbei die gewünschte Pause von bestimmter Zeitdauer eintrete, muß man eine geeignete Einrichtung treffen, vermöge deren die Zeit beliebig regulirt werden kann, nach welcher und in welcher das gedachte Niedersinken der Gewichte erfolgt. Die hierzu dienende Vorrichtung führt den Namen Katarakt, und von ihr haben die mit einer solchen Einrichtung versehenen Steuerungen den Namen der Kataraktsteuerungen erhalten.

Ein Katarakt besteht im Wesentlichen aus einer Pumpe, deren Kolben durch die Maschine emporgezogen wird, und welcher hernach durch die Ein-

wirkung eines auf ihm lastenden Gewichtes das Bestreben erhält, wieder nieder zu sinken. Diesem Bestreben setzt sich ein bestimmter Widerstand entgegen, welcher dadurch hervorgerufen wird, daß der Kolben beim Niedersinken das unter ihm in dem Cylinder befindliche Wasser durch eine Oeffnung hindurchpressen muß. Hiernach ist es deutlich, daß die Geschwindigkeit dieses Sinkens um so kleiner, die Dauer des Sinkens also um so größer ausfallen wird, je enger die gedachte Oeffnung ist, durch welche das Wasser hinausgetrieben werden muß. Man hat demnach in der Regulirung dieser Oeffnung ein bequemes Mittel, um die Fallzeit des Gewichtes und damit die Dauer der Pause zu regeln.

Die Einrichtung eines Kataraktes ist aus Fig. 645 ersichtlich. In dem mit Wasser oder Oel gefüllten Kasten W ist der Pumpencylinder C aufgestellt, dessen Plungerkolben K durch den um O drehbaren Hebel H bewegt

Fig. 645.

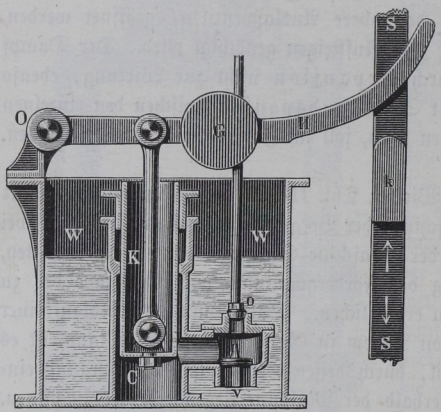
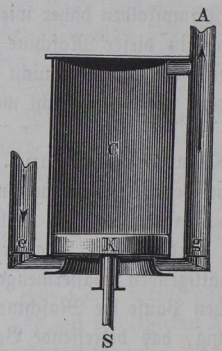


Fig. 646.



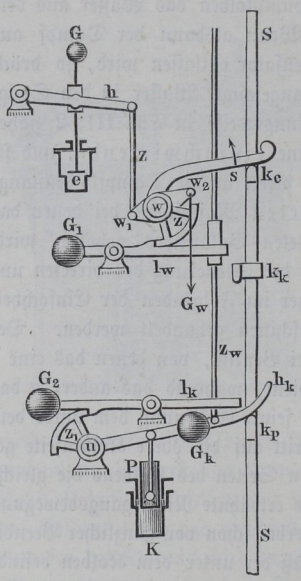
wird. Das Aufziehen dieses Hebels geschieht durch die mit dem Gestänge verbundene Steuerstange S, welche mit dem Anstoßknaggen k gegen den Hebel H trifft, denselben mit sich emporziehend, wogegen das Niedersinken des Kolbens durch das gleichfalls gehobene Gewicht G bewirkt wird. Beim Anheben des Kolbens wird durch das Saugventil v Wasser aus dem Kasten W angesaugt, welches beim Niedersinken des Kolbens durch die regulirbare Oeffnung o wieder in den Kasten W zurücktritt. Bei diesem Niedersinken kann der Hebel H gegen einen Ausrückhebel des betreffenden Ventilgewichtes drücken und dadurch dieses Gewicht von einer vorhandenen Hemmung auslösen, so daß nunmehr die Eröffnung dieses Ventils veranlaßt wird. In solchem Falle nennt man den Katarakt einen auslösenden, im Gegen-

satze zu einem steuernden Katarakte, welcher so eingerichtet ist, daß der Kataraktheb el H beim Niedersinken direct die Eröffnung des betreffenden Ventils besorgt. Der in der Figur dargestellte Katarakt kann, wenn der Knaggen k seinen Hebel H freiläßt, unmittelbar niedersinken, weshalb man ihn als einen freien Katarakt bezeichnet. Es kann aber auch die Einrichtung so getroffen werden, daß dem Hebel H erst dann das Sinken ermöglicht wird, nachdem eine besondere, in der Figur nicht näher angegebene Hemmung desselben durch die Steuerstange S ausgeklinkt worden ist; der Katarakt heißt dann ein gehemmter.

Von der Wirkungsweise und den verschiedenen Einrichtungen des Kataraktes erhält man am besten eine Vorstellung, wenn man sich die Wirkung des Dampfes in den betreffenden Wasserhaltungsmaschinen vergegenwärtigt. Zu dem Ende sei C in Fig. 646 der Dampfcylinder einer direct wirkenden Wasserhaltungsmaschine, an dessen Kolbenstange S das zugehörige Pumpengestänge hängt. Durch den Dampfdruck auf den Kolben K wird dieses Gestänge gehoben, wobei der angehängte Pumpkolben das Wasser aus dem Pumpensumpfe in der Grube ansaugt. Wenn alsdann der Dampf aus dem Cylinder ins Freie oder in den Condensator entlassen wird, so drückt das Gestänge durch sein Eigengewicht das angesaugte Wasser in den Steigröhren der Pumpen empor, wie diese Wirkungsweise in Thl. III, 2 näher erläutert wird. Die Maschine ist sonach eine einfachwirkende, und sie heißt directwirkend, weil das Gestänge direct an die Dampfkolbenstange gehängt ist, im Gegensatze zu den indirecten Maschinen, bei denen das Gestänge vermittelst eines zwischengeschalteten Balanciers gehoben wird. Ein wesentlicher Unterschied besteht nicht in der Steuerung der directen und der indirecten Maschinen, und es soll daher im Folgenden der Einfachheit halber nur von den direct wirkenden Maschinen gehandelt werden. Der zugehörige Cylinder C hat hierbei nur zwei Ventile, von denen das eine e zum Einlassen des frischen Kesseldampfes dient, während das andere g das sogenannte Gleichgewichtsventil nach seiner Eröffnung dem unter dem Kolben K befindlichen Dampfe den Uebertritt auf die obere Kolbenseite gestattet. In Folge hiervon herrscht zu beiden Seiten des Kolbens die gleiche Pressung, so daß dem Pumpengestänge die erwähnte Niedergangsbewegung ermöglicht ist. Das Einlaßventil e wird hierbei schon vor gänzlicher Beendigung des Aufganges geschlossen, derart, daß der unter dem Kolben befindliche Dampf durch Expansion zur Wirkung kommt, und daß die in der Gestängmasse aufgespeicherte lebendige Kraft in die zu einer gewissen fernern Erhebung des Gestänges erforderliche mechanische Arbeit umgesetzt wird. In gleicher Art wird auch das Gleichgewichtsventil g schon vor beendigtem Niedergange des Kolbens geschlossen, damit der unter dem Kolben noch befindliche Dampf wie ein Buffer den Stoß der niedergehenden Massen

mildere. Bei den mit Condensation wirkenden Maschinen dieser Art ist außer den beiden hier gedachten Ventilen noch ein drittes, das Auslaß- oder Condensatorventil in dem Austrittsrohre A vorhanden, welches gleichzeitig mit dem Einlaßventile geöffnet wird, während es geschlossen gehalten werden muß, wenn nach Eröffnung des Gleichgewichtsventils der Rückgang des Gestänges durch sein Eigengewicht veranlaßt wird. Wäre ein solches Condensatorventil nämlich nicht vorhanden, oder würde es beim Kolbenniedergange nicht geschlossen, so würde der Dampfkolben unter sich Dampf von so geringer Dichte vorfinden, daß auf die erwähnte Wirkung eines elastischen Buffers nicht zu rechnen sein würde. Beim Vorhandensein dieses Condensatorventils dagegen hat der nach beendigtem Niedergange oberhalb des Kolbens befindliche Dampf ungefähr dieselbe Spannung, wie sie unterhalb des Kolbens zu Ende des Aufganges vorhanden war. Ist diese letztgedachte Spannung eine große, wie es der Fall ist, wenn der Dampf wenig oder gar nicht expandirte, so würde zur nachherigen Condensirung dieses dichten Dampfes eine große Menge Einspritzwasser nöthig sein; aus diesem Grunde pflegt man daher in solchen Fällen einen Theil des unter dem Kolben befindlichen Dampfes durch Eröffnung eines zu dem Zwecke vorgesehenen Ausblaseventils in die freie Atmosphäre zu entlassen. Die mehr erwähnten Hubpausen erzielt man, wie aus dem Vorstehenden ersichtlich sein wird, dadurch, daß man vor Eröffnung eines der beiden Ventile e oder g eine gewisse durch die Katarakte regulirte Zeit verstreichen läßt.

Fig. 647.



Nach dem Vorhergegangenen erklärt sich nun die Einrichtung und Wirkungsweise des Kataraktes wie folgt. Es sei e, Fig. 647, das Einlaßventil einer einfachwirkenden, directen Wasserhaltungsmaschine, mit deren Kolbenstange die Steuerstange S fest verbunden ist, so daß sie die auf- und abgehende Bewegung derselben mitmacht. Die Bewegung des Ventils e geschehe mit Hülfe des einarmigen Hebels h und der Zugstange z, welche an den Arm des um w drehbaren Hebels w_1 angeschlossen ist. Es ist aus der getroffenen Einrichtung ersichtlich, wie der Schluß des Ventils erfolgen muß, sobald der auf der Steuerstange ange-

brachte Knaggen k_e beim Aufsteigen den Hebel s in der Richtung des Pfeiles herumdreht, während ein Eröffnen des Ventils erfolgt, sobald die Welle w, die sogenannte Steuerwelle, dem Zuge des Gewichtes G_w folgen kann, welches an den Arm w_2 dieser Welle angehängt ist. In der Figur ist das Ventil im geschlossenen Zustande gezeichnet, wie er dem Augenblicke entspricht, in welchem der Dampfkolben seinen höchsten Stand erreicht hat. Denkt man sich, daß nach Ablauf der zugehörigen Pause das Gleichgewichtsventil durch seinen hier nicht weiter angegebenen Katarakt geöffnet werde, so beginnt die absteigende Bewegung des Kolbens und des Steuerbaumes S, so daß der Knaggen k_e den Steuerhebel s verläßt. Trotzdem kann die Steuerwelle dem Zuge des Gewichtes G_w so lange noch nicht folgen, als sie durch den Sperrhebel l_w daran gehindert ist, gegen dessen Ansatz der auf der Steuerwelle w angebrachte Zahn z sich stemmt. Erst wenn diese Sperrung ausgelöst worden ist, kann das Gewicht G_w niedersinken und dadurch das Ventil e aufreißen, so daß der frische Kesseldampf unter den Kolben treten und denselben zu neuem Aufgange zwingen kann. Diese Auslösung des Gesperres l_w nun ist dem Katarakte K übertragen. Der Plunger desselben ist nämlich in der gehobenen Lage befindlich, in welche ihn der Anstoßknaggen k_p des Steuerbaumes beim vorherigen Aufsteigen gebracht hat. Wenn dieser Plunger unter Einfluß seines Gewichtes G_k niedersinkt, so zieht er die mit ihm verbundene Auslösestange z_w nach sich, und diese Stange trifft dabei gegen den Sperrhebel l_w, denselben niederdrückend und den Sperrzahn z befreiend. Jetzt erst kann das Gewicht G_w die beabsichtigte Oeffnung des Ventils e bewirken, und es hängt die frühere oder spätere Eröffnung wesentlich von der Geschwindigkeit ab, welche dem niedersinkenden Plunger P durch die Austrittsöffnung des Wassers zugelassen ist. Der Katarakt ist daher hier als ein auslösender wirksam; derselbe ist außerdem ein gehemmter, denn man ersieht aus der Figur, daß das Sinken des Kataraktthebels h_k nicht früher erfolgen kann, als bis der Sperrhebel l_k niedergedrückt worden ist, wodurch der Ansatz desselben den Sperrzahn z_1 des Hebels h_k frei giebt. Die Auslösung dieses Kataraktgesperres ist der Steuerstange S übertragen, welche beim Niedergange mit dem Knaggen k_k gegen den Hebel l_k trifft.

Man erkennt leicht, daß die beiden Gesperre sich von selbst wieder einrücken, sobald der aufwärts gehende Steuerbaum S die Wellen w und u in der dem Pfeile entsprechenden Richtung umdreht; die Gewichte G_1 und G_2 sind zu diesem Zwecke angeordnet.

Es ist nach dem Vorstehenden nicht schwer, die Einrichtung anzugeben, welche den Katarakt zu einem freigehenden und zu einem steuernden macht. Läßt man nach Fig. 648 (a. f. S.) die Hemmung l_k und z_1 des Kataraktthebels fort, so kann derselbe seine niedergehende Bewegung in demselben Augenblicke beginnen, in welchem der abwärtsgehende Steuerbaum

ihm den Knaggen k_p entzieht. Im Uebrigen ist die Wirkung dieses freien Kataraktes dieselbe wie vorher, d. h. es wirkt derselbe ebenfalls auslösend auf das Gesperre des Ventilhebels w_1. Der Unterschied besteht wesentlich nur darin, daß der freie Katarakt, Fig. 648, während der ganzen Niedergangszeit und der darauf folgenden Pause im Niedersinken begriffen ist, wogegen der gehemmte Katarakt, Fig. 647, nur während dieser Pause vor dem erfolgenden Aufgange in Thätigkeit kommt. Man wird

Fig. 648.

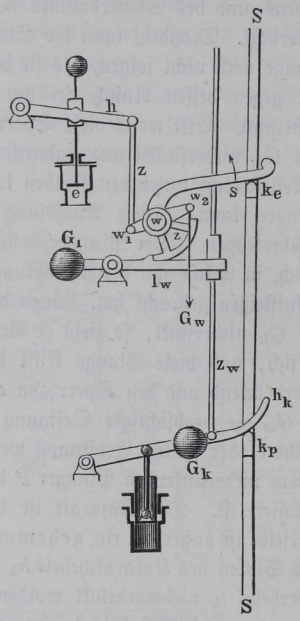
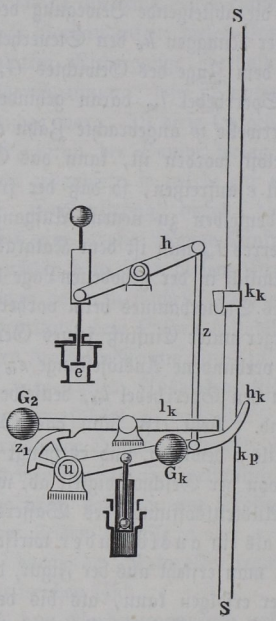


Fig. 649.



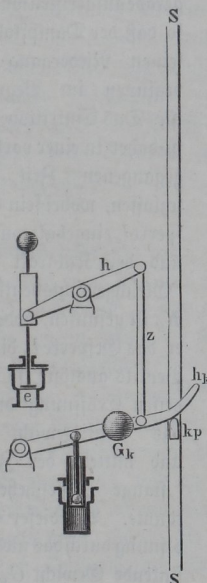
mit Rücksicht hierauf auch den freien Katarakt größer machen müssen als den gehemmten.

Läßt man andererseits die Hemmung des Ventilgewichtes weg, so entsteht unter Beibehaltung der Hemmung des Kataraktes die Anordnung der Fig. 649, welche einen gehemmten steuernden Katarakt vorstellt. Die letztere Bezeichnung rechtfertigt sich mit Rücksicht darauf, daß hier der niedersinkende Kataraktheber h_k direct das Ventil e für den Eintritt des Dampfes öffnet. Diese Eröffnung erfolgt daher nur so langsam, wie es der Senkung des Plungers entspricht; die Thätigkeit des Kataraktes ist wegen der vorhandenen Hemmung desselben auf die Zeit der Ruhepause beschränkt, die dem Aufgange vorhergeht, gerade so wie bei dem Katarakte der Fig. 647.

Läßt man endlich von dem zuerst besprochenen Katarakte beide Hemmungen fort, so entsteht die einfachste Form des freien steuernden Kataraktes nach Fig. 650, bei welcher der Hebel h_k unmittelbar nach seiner Erhebung durch den Steuerknaggen k_p wieder sinken kann und dabei direct auf die Eröffnung des Eintrittsventils wirkt.

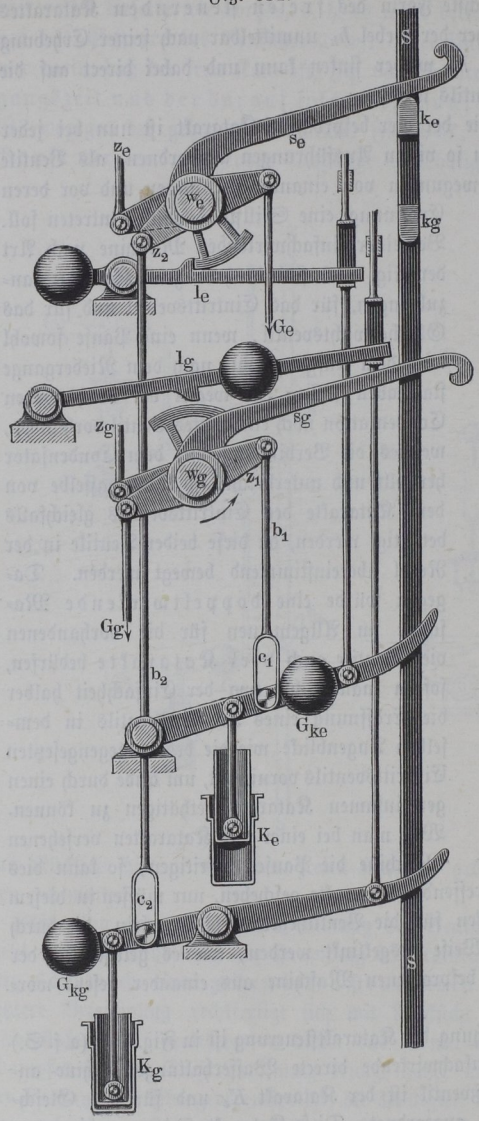
Ein solches Getriebe wie der hier besprochene Katarakt ist nun bei jeder Wasserhaltungsmaschine in so vielen Ausführungen anzuordnen, als Ventile vorhanden sind, deren Bewegungen von einander verschieden und vor deren Eröffnung eine Stillstandspause eintreten soll. Bei einer einfachwirkenden Maschine nach Art der Fig. 646 sind deshalb zwei Katarakte anzubringen, für das Eintrittsventil und für das Gleichgewichtsventil, wenn eine Pause sowohl nach dem Aufgange wie nach dem Niedergange statthaben soll. Ist wegen der vorhandenen Condensation noch ein drittes Ventil vorhanden, welches die Verbindung mit dem Condensator herstellt und unterbricht, so kann dasselbe von dem Katarakte des Eintrittsventils gleichfalls bethätigt werden, da diese beiden Ventile in der Regel übereinstimmend bewegt werden. Dagegen würde eine doppeltwirkende Maschine im Allgemeinen für die vorhandenen vier Ventile auch vier Katarakte bedürfen, sofern man nicht etwa der Einfachheit halber die Eröffnung eines Austrittsventils in demselben Augenblicke wie die des entgegengesetzten Eintrittsventils vornimmt, um beide durch einen gemeinsamen Katarakt bethätigen zu können. Will man bei einer mit Katarakten versehenen Maschine die Pausen beseitigen, so kann dies durch Aushängung der betreffenden Katarakte geschehen, nur müssen in diesem Falle besondere Sperrklinken für die Ventilhebel vorhanden sein, die durch den Steuerbaum in der Weise ausgeklinkt werden, wie es gelegentlich der im vorigen Paragraphen besprochenen Maschine aus einander gesetzt worden ist.

Fig. 650.



Zur größern Verdeutlichung der Kataraktsteuerung ist in Fig. 651 (a. f. S.) das Schema für eine einfachwirkende directe Wasserhaltungsmaschine angegeben. Für das Einlaßventil ist der Katarakt K_e und für das Gleichgewichtsventil derjenige K_g angeordnet. Diese Katarakte sind gegen die zuvor besprochene Einrichtung in der Weise vereinfacht, daß jedes Ventilgewicht bei

Fig. 651.



seinem Niedersinken zugleich das Kataraktgewicht des andern Ventils aufzieht, was in folgender Weise erreicht wird. Die Steuerung ist in derjenigen Stellung gezeichnet, in welcher das Gleichgewichtsventil gerade aufgerissen wurde, so daß der Dampfkolben seinen Niedergang zu beginnen im Begriffe ist. Das Eintrittsventil ist daher in einer vorhergegangenen Zeit geschlossen, wobei sein Gesperre l_e eingehakt wurde, und der Katarakt des Gleichgewichtsventils K_g ist gesunken, wodurch er das Gesperre l_g dieses Ventils auslöste, so daß dessen Eröffnung durch das Ventilgewicht G_g und mittelst der Zugstange z_g geschehen konnte. Bei dieser Eröffnung durch das niedersinkende Gewicht G_g ist die Steuerwelle w_g im Sinne des Pfeiles gedreht worden, und ein auf dieser Welle angebrachter Hebel z_1 hat mittelst der Zugstange b_1 das Gewicht des Kataraktes K_e für das Eintrittsventil angehoben, so daß dasselbe nachher zur Wirkung bereit ist,

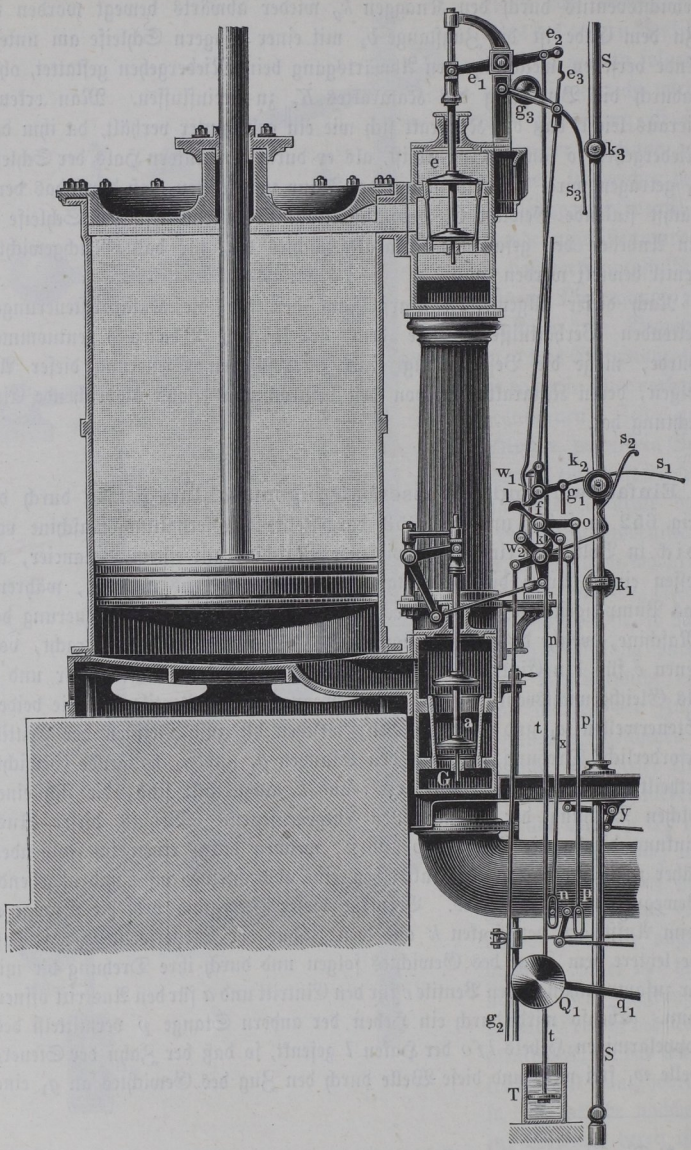
nachdem in der folgenden Niedergangsperiode der Steuerhebel s_g des Gleichgewichtsventils durch den Knaggen k_g wieder abwärts bewegt worden ist. Zu dem Ende ist die Zugstange b_1 mit einer längern Schleife am untern Ende versehen, welche ihr den Abwärtsgang beim Niedergehen gestattet, ohne dadurch die Bewegung des Kataraktes K_e zu beeinflussen. Man erkennt hieraus leicht, daß der Katarakt sich wie ein gehemmter verhält, da ihm das Niedergehen so lange verwehrt ist, als er durch den untern Hals der Schleife c_1 getragen wird. Ebenso ist aus der Figur zu erkennen, daß durch das demnächst sinkende Gewicht G_e des Eintrittsventils vermittelst der Schleife c_2 ein Anheben des gefallenen Kataraktgewichtes G_{kg} für das Gleichgewichtsventil bewirkt werden muß.

Nach dieser allgemeinen Darstellung der für die Kataraktsteuerungen geltenden Verhältnisse, welche dem Werke von Blaha*) entnommen wurde, möge die Beschreibung einer ausgeführten Steuerung dieser Art folgen, deren Katarakt eine von den besprochenen etwas abweichende Einrichtung hat.

Einfachwirkende Wasserhaltungsmaschine. Die durch die Fig. 652 (a. f. S.) und Fig. 653 dargestellte Wasserhaltungsmaschine von Hick in Bolton ist eine einfachwirkende Maschine mit einem Balancier, an dessen einem Arme die Kolbenstange des Dampfkolbens angreift, während das Pumpengestänge an den andern Arm gehängt ist. Zur Steuerung der Maschine, welche durch Expansion wirkt, sind drei Ventile angebracht, von denen e für den Eintritt, a für den Austritt nach dem Condensator und g als Gleichgewichtsventil dient. Zur Bewegung dieser Ventile sind die beiden Steuerwellen w_1 und w_2 vorhanden, welchen die zum Oeffnen der Ventile erforderliche Drehung durch an den Stangen g_1 und g_2 hängende Gewichte ertheilt wird, sobald die Gesperre l und k ausgeklinkt sind, die sich einer solchen Drehung der Steuerwellen entgegensetzen. Behufs dieser Ausklinkung dienen die Stangen p und n, welchen durch einen im Folgenden näher zu besprechenden Kataraktkolben eine abwechselnd auf- und abgehende Bewegung mitgetheilt wird. Vermöge dieser Bewegung hebt die Stange n beim Aufsteigen den Haken k aus dem Zahne der Steuerwelle w_2, so daß die letztere dem Zuge des Gewichtes folgen und durch ihre Drehung die mit ihr zusammenhängenden Ventile e für den Eintritt und a für den Austritt öffnen kann. Ebenso wird durch ein Heben der andern Stange p vermittelst des doppelarmigen Hebels lfo der Haken l gesenkt, so daß der Zahn der Steuerwelle w_1 frei wird und diese Welle durch den Zug des Gewichtes an g_1 eine §. 305.

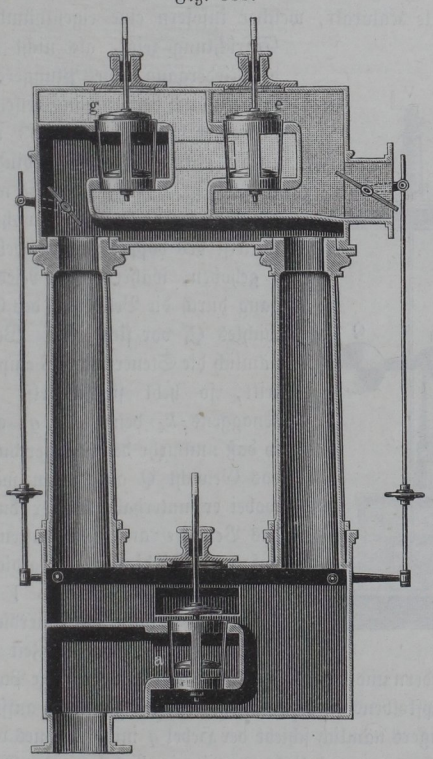
*) Die Steuerungen der Dampfmaschinen, von Emil Blaha. Berlin 1878.

Fig. 652.



solche Drehung annehmen kann, wie sie zum Oeffnen des Gleichgewichtsventils g erforderlich ist. Das Schließen der Ventile dagegen geschieht bei dieser Maschine wie gewöhnlich durch den Steuerbaum S, welcher gleichzeitig mit dem Dampfkolben auf- und abgeht. Hierzu trägt dieser Steuerbaum die Knaggen k_1 für den Hebel s_1 der Steuerwelle w_1 und k_2 für den Hebel s_2 der Steuerwelle w_2, und es ist ersichtlich, wie der aufgehende Knaggen k_1 die Welle w_1 so dreht, daß dadurch das Gleichgewichtsventil g geschlossen wird. Dies geschieht kurz vor Beendigung des Kolbenaufganges, so daß oberhalb des Kolbens der noch vorhandene Dampf die Wirkung eines Buffers ausüben kann. Ebenso wird das Austrittsventil a, das die Verbindung des Dampfcylinders mit dem Condensator herstellt, durch die niedergehende Bewegung des Steuerbaumes vermittelst des Knaggens k_2 geschlossen, welcher die Welle w_2 an dem Hebel s_2 ergreift. Der Schluß des Eintrittsventils e dagegen muß hier, da die Maschine mit Expansion wirken soll, in anderer Weise vor sich gehen. Zu dem Zwecke eines frühern Schlusses dieses Ventils ist die Zugstange, welche den Ventilhebel bethätigt, mit dem letztern bei e_2 auslösbar durch ein hakenförmiges Auge e_3 verbunden, so zwar, daß dieser Haken e_3 sich aus dem Ventilhebel $e_1 e_2$ aushängt, sobald der Knaggen k_3 den durch ein Gegengewicht g_3 ausbalancirten Arm s_3 ergreift. Hierauf fällt das nicht mehr getragene Eintrittsventil e nieder und die Expansionswirkung beginnt. Es ist ohne Weiteres klar, daß man durch Verstellung des Knaggens k_3 auf dem Steuerbaume den Füllungs-

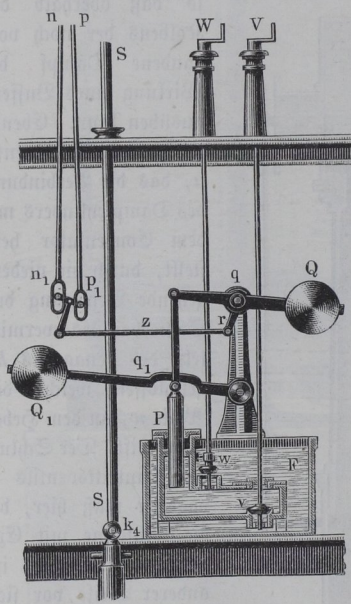
Fig. 653.



grad beliebig verändern kann. Das Wiedereinrücken des Hakens e_3 in den Zapfen des Ventilhebels $e_1 e_2$ geschieht unter Einwirkung des Gewichtes g_3 von selbst, sobald gegen Ende des Niederganges die Steuerwelle w_2 durch den Knaggen k_2 gedreht wird, wodurch nicht nur der Haken e_3 gehoben wird, so daß er sich in den Zapfen des Ventilhebels $e_1 e_2$ wieder einhakt, sondern auch die Erhebung des vorher gefallenen Gewichtes g_2 veranlaßt wird.

Zur entsprechenden Bewegung der beiden Auslösestangen p und n dient der in Fig. 654 dargestellte Katarakt, welcher insofern eine eigenthümliche Einrichtung zeigt, als nicht nur der Niedergang seines Plungers P, sondern auch der Aufgang desselben mit einer durch die Ventile v und w zu regulirenden Geschwindigkeit erfolgt. Zu dem Ende wird der Plunger durch das Gewicht Q mittelst des doppelarmigen Hebels q gehoben, während sein Niedergang durch die Belastung des Gewichtes Q_1 vor sich geht. Wenn nämlich die Steuerstange S emportritt, so hebt sie mittelst des Knaggens k_4 den Hebel q_1 auf, so daß nunmehr der Plunger durch das Gewicht Q aufgezogen wird, wobei er unterhalb Wasser durch das Ventil v aus dem Kasten F ansaugt. Da die Eröffnung dieses Ventils durch die Schraube V regulirt werden kann, so ist hierdurch ein Mittel gegeben, die Zeit des Plungeraufganges zu verändern und dadurch eine mehr oder minder lange Pause in der Bewegung des Dampfkolbens zu veranlassen. Bei der gedachten aufsteigenden Bewegung des Plungers nämlich schiebt der Hebel q mittelst seines verticalen Armes r die Schubstange z nach links, womit eine Erhebung der Auslösestange n verbunden ist, wie solche nach dem Vorstehenden erforderlich ist, um den Sperrhaken k in Fig. 652 auszuklinken und die Eröffnung des Eintrittsventils e zu veranlassen, nach welcher der Niedergang des Dampfkolbens beginnt. Hiermit ist auch ein Herabgehen der Steuerstange und des Knaggens k_4 verbunden, in Folge wovon der Hebel q_1 frei wird, dem Zuge des Gewichtes Q_1 gemäß den Plunger wieder zum Sinken zu bringen. Bei diesem

Fig. 654.



Niedergehen des Plungers zieht der Hebelarm r die Stange z wieder nach rechts und erhebt die andere Auslösestange p, so daß hierdurch die Ausklinkung von l aus w_1 bewirkt und die Eröffnung des Gleichgewichtsventils eingeleitet wird, welche den Aufgang des Dampfkolbens zur Folge hat. Da auch das Ventil w durch die Schraube W stellbar ist, und hierdurch die Geschwindigkeit des Sinkens von P geregelt werden kann, so geht hieraus die Möglichkeit hervor, die Pause zu reguliren, welche vor dem erfolgenden Aufgange des Dampfkolbens eintritt.

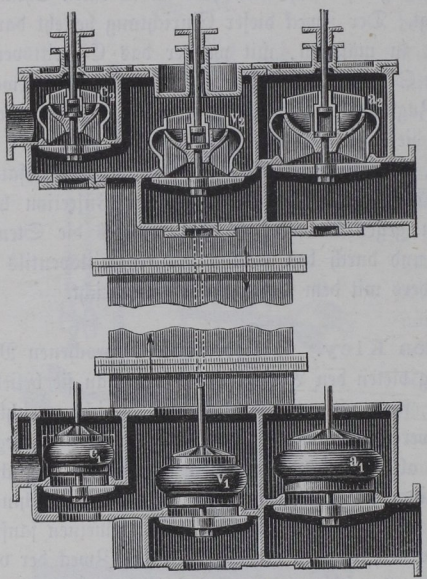
In der Figur 652 bemerkt man noch eine mit dem Hebel $e_1 e_2$ des Eintrittsventiles e verbundene Stange t, welche unterhalb die in einen Cylinder hineintretende Scheibe T trägt. Der Zweck dieser Einrichtung besteht darin, die Geschwindigkeit möglichst zu mäßigen, mit welcher das Eintrittsventil beim Niedergehen auf seinen Sitz aufstößt. Ferner ist an der Steuerwelle w_2 des Eintrittsventils eine Zugstange x angebracht, welche dem Zwecke dient, gleichzeitig mit dem Oeffnen dieses Ventils durch den Winkelhebel y u. s. w. das Einspritzventil zu öffnen, welches dem Condensator das zur Condensation des Dampfes erforderliche Einspritzwasser zuführt. Diese Injection hört auf, wenn der Dampfkolben gegen Ende seines Niederganges die Steuerwelle w_2 wieder zurückdreht und durch den Schluß des Austrittsventils die Verbindung des Dampfcylinders mit dem Condensator unterbricht.

Kataraktsteuerung von Kley. §. 306. Die vorstehend besprochenen Maschinen mit Kataraktsteuerung bieten den Vortheil dar, daß man sie beliebig langsam arbeiten lassen kann, was mit rotirenden Maschinen nicht erreichbar ist, auch wenn man sehr schwere Schwungräder anordnen wollte. Dagegen ist die Betriebssicherheit der alternirenden Maschinen wegen des möglichen Durchschlagens derselben geringer, als diejenige von rotirenden Maschinen, deren Bewegung auch wegen der vorhandenen Kurbel im Allgemeinen sanfter ist. Die Vortheile der beiden Systeme zu vereinen, ist der Zweck der von Kley an seinen Wasserhaltungsmaschinen getroffenen Einrichtung, indem diese Maschinen die Einschaltung von Hubpausen gestatten, trotzdem sie mit einem Schwungrade versehen sind. Die allgemeine Einrichtung einer solchen Maschine ist in Thl. III, 2 angegeben, ohne daß daselbst die verwendete Steuerung einer nähern Besprechung unterworfen werden konnte, die daher an dieser Stelle ihren Platz finden soll. Als Unterlage für diese Besprechung hat die zugehörige Patentschrift P. R. 2345 benutzt werden können.

Die betreffende Maschine arbeitet mit einem Balancier, an dessen einem Arme das Pumpengestänge, an dessen anderm Arme der Dampfcylinder angreift, beziehungsweise die Dampfcylinder, wenn die Maschine, wie hier vorausgesetzt werden soll, nach dem Woolf'schen Systeme ausgeführt ist. Das

freie Ende des Balanciers auf der Dampfcylinderseite ist zur Anbringung der Lenkerstange für die Bewegung der Schwungradwelle benutzt. Für die Steuerung der doppeltwirkenden Maschine sind sechs Ventile erforderlich, von denen zwei als Einlaßorgane für den kleinen Cylinder dienen, zwei andere den Austritt des gebrauchten Dampfes aus dem großen Cylinder nach dem Condensator regeln und die beiden übrigen dazu gebraucht werden, den aus dem kleinen Cylinder austretenden Dampf auf die jeweilig entgegengesetzte Kolbenseite des großen Cylinders gelangen zu lassen. Von diesen sechs Ventilen, von denen drei an jedem Ende des Cylinders angebracht sind, giebt die Fig. 655 eine schematische Darstellung. Die Ventile sind so zu steuern, daß bei einem Gange, z. B. beim Aufsteigen des Kolbens, das untere Eintrittsventil e_1 des kleinen Cylinders und oberhalb die beiden Ventile a_2 und v_2 geöffnet sind, welche den Dampf von der obern Seite des großen Kolbens nach dem Condensator entlassen und die Verbindung herstellen zwischen dem obern Raume des kleinen und dem untern Raume des großen Cylinders. Von diesen Ventilen wird wegen der zu erzielenden Expansion zuerst das Eintrittsventil e_1 geschlossen, während der Verschluß der beiden Ventile a_2 und v_2 erst gegen das Ende des Aufganges erfolgt. Zur Einleitung des Niederganges sind dann kurz hinter einander das untere Austrittsventil a_1, das untere Uebergangsventil v_1 und das obere Eintrittsventil e_2 zu eröffnen.

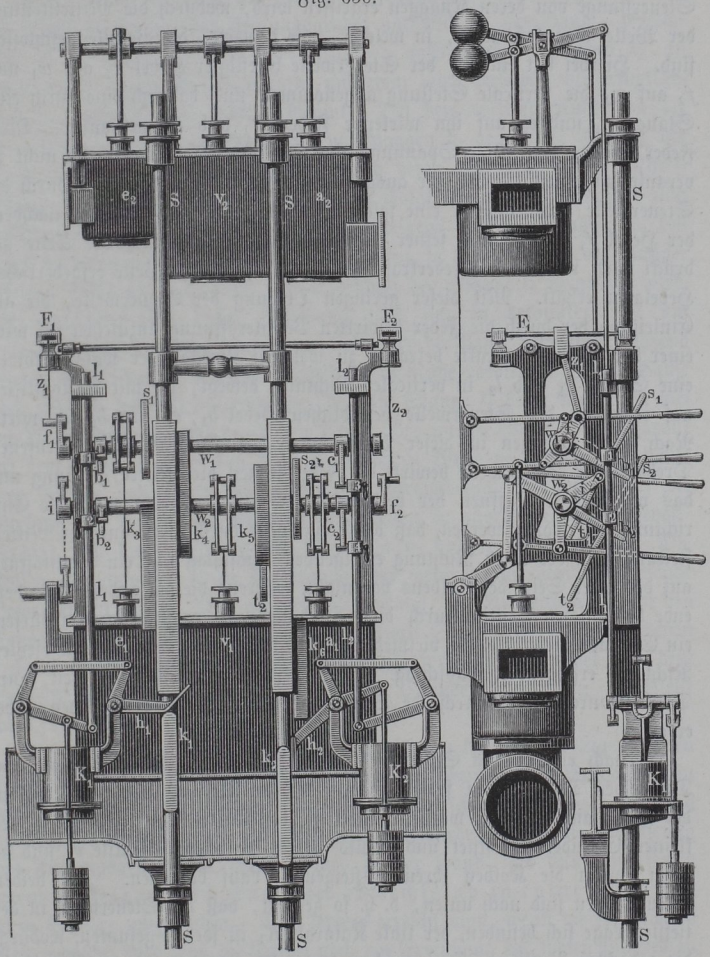
Fig. 655.



Zur Bewegung der Ventile sind zwei Steuerwellen w_1 und w_2, Fig. 656, vorgesehen, von denen w_1 die Eintrittsventile und w_2 die Aus- und Uebertrittsventile bethätigt. Da die Maschine mit Stillstandspausen am obern wie am untern Ende des Kolbenlaufes arbeiten soll, so sind hierfür die beiden mit K_1 und K_2 bezeichneten Katarakte angebracht. Die Bewegung der Steuerarme und der Katarakthebel erfolgt durch die Knaggen der doppelten

Steuerstange S, welche ihre auf- und niedergehende Bewegung von dem Balancier der Maschine mittelst eines Hülfsbalanciers, also unabhängig von der Kurbelwelle empfängt.

Fig. 656.



Die Steuerwellen sind hier, abweichend von der gewöhnlichen Ausführung, so angeordnet, daß sie doppeltwirkend arbeiten, indem sie in ihrer mittlern Stellung die an ihnen hängenden Ventile geschlossen halten und je nach ihrem Ausschlagen von dieser Mittelstellung nach der einen oder andern

Seite die Eröffnung oben oder unten bewirken. Hierzu sind auf jeder Steuerwelle zwei Steuerhebel, s_1 und t_1 auf w_1, sowie s_2 und t_2 auf w_2 angebracht, von denen der eine beim Aufgange und der andere beim Niedergange der Steuerstange von deren Knaggen ergriffen wird, wodurch die Mittelstellung der Welle veranlaßt wird, in welcher, wie bemerkt, die Ventile geschlossen sind. Hierbei hat ein auf der Steuerwelle befestigter Hebel f_1 auf w_1 und f_2 auf w_2 die verticale Stellung angenommen und dadurch eine durch eine Stange z_1 und z_2 auf ihn wirkende Feder F_1 und F_2 gespannt. Diese Feder vermag trotz ihrer Spannung eine Drehung der Steuerwelle nicht zu veranlassen, weil die von ihr ausgeübte Kraft in dieser Stellung durch die Steuerwelle hindurchgeht; eine solche Drehung wird erst möglich, nachdem der Hebel f_1 oder f_2 aus seiner verticalen Lage etwas nach der Seite gedrückt wird, wodurch die Federkraft den zur Drehung der Welle erforderlichen Hebelarm erhält. Mit dieser geringen Drehung der Steuerwelle, die als Einleitung der durch die Feder bewirkten Ventileröffnung anzusehen ist, wird einer der beiden Katarakte betraut, zu welchem Zwecke jeder Kataraktkolben eine Stange l_1 und l_2 in verticaler Richtung bewegt, die mit Anstoßstiften auf einen an der Steuerwelle befindlichen Hebel b_1, c_1 und b_2, c_2 wirkt. Nach einer geringen in dieser Weise durch den Katarakt hervorgerufenen Drehung der Steuerwelle bewirkt die Feder schnell die weitere Drehung und das vollständige Oeffnen der betreffenden Ventile. Hierzu muß die Einrichtung so getroffen werden, daß die Steuerwelle durch ihren aus der Mittelstellung nach der einen Richtung erfolgenden Ausschlag nur ein Ventilöffnen auf der einen Seite des Kolbens veranlaßt, während die am andern Cylinderende befindlichen Ventile durch diese Drehung nicht geöffnet werden dürfen, ein Eröffnen dieser Ventile vielmehr nur durch den nach der entgegengesetzten Richtung erfolgenden Ausschlag der Steuerwelle veranlaßt werden kann. Dies ist durch die entsprechende Stellung der die Ventile bewegenden Hebel erreicht.

Hiernach erfolgt das Spiel der Steuerung, wie nachstehend angegeben. Die beiden Dampfkolben seien in ihrer tiefsten Lage vorausgesetzt, wie in der Figur angenommen worden; dann ist das untere Eintrittsventil e_1 des kleinen Cylinders geöffnet und ebenso stehen die oberen Ventile v_2 und a_2 offen, wenn die Kolben ihren aufsteigenden Lauf beginnen. Die beiden Steuerwellen sind nach unten, d. h. so gedreht, daß die Steuerhebel in der tiefsten Lage sich befinden, der linke Katarakt K_1 ist soeben gesunken, wodurch die gedachten Ventile eröffnet wurden, der rechte Katarakt K_2 dagegen ist in der vorhergegangenen Zeit des Niederganges durch den Knaggen k_2 aufgezogen worden, wird jedoch vorläufig am Sinken dadurch gehindert, daß sein Hebel h_2 sich gegen den langen Knaggen k_2 legt. Beim Aufsteigen der Steuerstange wird nun zunächst das Eintrittsventil e_1 dadurch geschlossen,

daß der Knaggen k_3 gegen den Steuerhebel s_1 tritt und die Welle w_1 in ihre Mittelstellung dreht, womit eine Verticalstellung des Hebels f_1 und die Spannung der Feder F_1 verbunden ist. Durch die Versetzung des Knaggens k_3 auf seiner Steuerstange hat man den Zeitpunkt des Abschließens von e_1 und somit die Größe des Füllungsgrades natürlich in der Hand. Gleichzeitig ist der linke Katarakt K_1 durch den aufsteigenden Knaggen k_1 an seinem Hebel h_1 aufgezogen worden, und zwar wird derselbe, wie ersichtlich, durch den Knaggen k_1 selbst gehemmt. Bei dem weitern Aufsteigen der Steuerstange S trifft dieselbe mit dem Knaggen k_6 gegen den Arm s_2 der untern Steuerwelle w_2, und schließt durch deren Drehung in die Mittelstellung die beiden Ventile a_2 und v_2, in Folge wovon die Maschine zum Stillstande kommt. Gegen Ende des Aufsteigens hat der Knaggen k_2 den Hebel h_2 des rechten Kataraks K_2 frei gelassen, so daß nunmehr der Plunger desselben sinken kann, wodurch eine Erhebung der Stange l_2 veranlaßt wird. Die Geschwindigkeit dieser Erhebung läßt sich in bekannter Art am Katarakte regeln, und damit ist auch die Dauer der Pause bestimmt, während welcher die Kolben in der obern Stellung in Ruhe verbleiben. Diese Pause wird nämlich dadurch unterbrochen, daß die Stange l_2 beim Aufsteigen mit dem Anstoßstifte *4* zuerst gegen den Arm c_2 der untern Welle w_2 und darauf mit dem Stifte *3* gegen den Arm c_1 der obern Welle w_1 trifft und dadurch diese Wellen aus ihren Mittelstellungen herausbringt, wonach durch die Wirkung der Federn die Drehung der Wellen in angegebener Art vervollständigt und die Eröffnung der Ventile $a_2 v_2$ und e_2 bewirkt wird. Die Kolben beginnen jetzt ihren Niedergang, für welchen ganz übereinstimmende Bemerkungen gelten. Die gehörige Zuführung des Einspritzwassers in den Condensator wird durch einen mit der untern Steuerwelle w_1 verbundenen Hebel i bewirkt, so daß der Zufluß des Einspritzwassers immer mit dem Austritte des Dampfes aus dem großen Cylinder gleichzeitig hergestellt wird.

Die mit dieser Steuerung versehenen Maschinen können, den Eigenschaften der Kataraktsteuerung gemäß, beliebig langsam arbeiten. Das Vorhandensein der Schwungradwelle andererseits gestattet sehr schnellen Gang, ohne daß dadurch die Sicherheit des Betriebes gefährdet würde. Durch die Regulirung des Füllungsgrades hat man es hier in der Hand, die Maschine stets nach derselben Richtung, oder abwechselnd in entgegengesetztem Sinne umzudrehen. Das letztere erreicht man, wenn die Füllung so klein gewählt wird, daß die Kurbel noch vor Erreichung des todten Punktes in Ruhe kommt. Dies wurde schon in Thl. III, 2 angeführt, wie auch daselbst bemerkt worden ist, daß die Maschine im Falle eines Gestängbruches am Durchgehen verhindert ist, indem die Kurbel alsdann, über den todten Punkt hinweg sich bewegend, den betreffenden Katarakt schon wieder aufzieht, noch ehe

derselbe zur Wirkung gelangen und neuen Dampfeintritt vermitteln konnte. Soll die Maschine ganz ohne Ruhepausen arbeiten, so können die Kataraкte ausgehängt werden, wenn man die Wirkung der Anstoßstifte *1, 2* und *3, 4* durch diejenige von fest mit der Steuerstange verbundenen Knaggen ersetzt.

Für eincylindrige Maschinen mit oder ohne Condensation wird diese Steuerung natürlich einfacher, indem hierfür nur vier Ventile, eine Steuerstange, eine Steuerwelle und ein Katarakt nöthig sind. Außer für Wasserhaltungen kann diese Steuerung auch an Wasserwerks- und Gebläsemaschinen, stehenden oder liegenden, Verwendung finden.

§. 307. **Condensation.** Es wurde schon in §. 276 angeführt, daß man die treibende Kraft des Dampfkolbens dadurch vergrößern kann und vielfach vergrößert, daß man den aus dem Dampfcylinder abgehenden Dampf nicht in die freie Atmosphäre entweichen läßt, sondern zu tropfbarem Wasser verdichtet. Diese Verdichtung oder Condensation muß stets, wenn der Zweck erreicht werden soll, in einem vollständig von der Atmosphäre abgeschlossenen Raume geschehen, welcher den Namen des Condensators führt. Es ist selbstredend, daß eine einfache Einleitung des abgehenden Dampfes in Wasser, wie es z. B. bei Schiffsmaschinen geschehen könnte, mit einer Verminderung des Gegendruckes nicht verbunden ist, daher auch nicht in dem hier geltenden Sinne eine Condensation genannt werden kann, auch wenn in der That der Dampf verdichtet wird. In diesem Sinne hat man daher die bei manchen Locomotiven gebräuchliche Einführung des Abdampfes in den Tender behufs Vorwärmung des Speisewassers nicht als eine Condensation anzusehen.

Die Verdichtung des Dampfes kann hauptsächlich in zweifacher Weise geschehen, je nachdem man den zu condensirenden Dampf in directe Berührung mit dem Kühlwasser bringt, das zu dem Behufe in den Condensator eingespritzt wird, Einspritzcondensatoren, oder den Dampf durch geschlossene Gefäße, meistens von Röhrenform, leitet, deren entgegengesetzte Wandung von dem Kühlwasser umgeben ist, Oberflächencondensatoren. Diese letztere Art der Condensation wird hauptsächlich für die Maschinen der Dampfschiffe gewählt, weil es vermöge derselben gelingt, den Kessel mit reinem, durch das Seewasser nicht verunreinigtem Wasser speisen zu können, wie in Thl. III, 2 näher angegeben ist. Für die stationären Maschinen jedoch pflegt man meistens Einspritzcondensatoren anzuordnen, da die Oberflächencondensatoren wegen der großen erforderlichen Flächen zu theuer werden. Da die zur Condensation nöthige Menge des Einspritzwassers immer eine erhebliche ist, wie die folgenden Untersuchungen zeigen werden, so ist überhaupt die Anwendung der Condensation an das Vorhandensein einer hinreichend großen Kühlwassermenge geknüpft, und der Mangel hieran ist in vielen Fällen der Grund, warum man von dem Vortheile der Condensation keinen Gebrauch macht.

Hierzu kommt außerdem die weniger einfache, daher theurere Bauart der Maschine, welche die Wartung erschwert und leichter zu Betriebsstörungen Veranlassung giebt.

Die Menge des Einspritzwassers, welche man für ein bestimmtes Dampfquantum nöthig hat, ist leicht nach den in §. 234 enthaltenen Angaben über die in dem Dampfe steckende Wärme festzustellen. Gesetzt, es trete in einer gewissen Zeit eine bestimmte Menge Dampf von ebenfalls bestimmter Spannung in den Condensator über, deren Gewicht gleich D kg und deren Spannung gleich p Atm. sein möge, so ist die ganze in diesem Dampfe enthaltene Wärmemenge durch $D\lambda$ ausgedrückt, unter λ die Gesammtwärme des Dampfes verstanden (§. 234). Es möge hierzu eine Wassermenge vom Gewichte gleich W kg und von der Temperatur t_0^0 gebracht werden, so hat das entstehende Gemisch ein Gewicht gleich $D + W$ kg und die Temperatur desselben bestimmt sich einfach dadurch, daß man die Wärme des Gemisches gleich der Summe der Wärmemengen seiner Bestandtheile setzt, indem man von den im Allgemeinen geringen Wärmeverlusten absieht, welche durch Leitung und Strahlung nach außen hin entstehen. Man kann bei dieser Ermittelung mit hinreichender Genauigkeit die specifische Wärme des Wassers constant gleich der Einheit annehmen, da nach (78) in §. 234 diese Größe für die geringen hier in Betracht kommenden Abweichungen der Temperatur von 0^0 C. nur unwesentlichen Aenderungen unterworfen ist. Danach bestimmt sich die Temperatur t des Gemisches durch

$$D\lambda + Wt_0 = (D + W)t \text{ zu } t = \frac{D\lambda + Wt_0}{D + W}.$$

Diese Temperatur ist natürlich um so geringer, je größer die Menge des Einspritzwassers W im Verhältnisse zu der des Dampfes gewählt wird. Bespielsweise ergiebt sich für die 30fache Einspritzmenge und für $t_0 = 15^0$, sowie $\lambda = 640$ W.-E. die Temperatur im Condensator nach der obigen Gleichung zu $t = \frac{640 + 30.15}{31} = 35{,}2^0$, wogegen für eine im Condensator zu erzielende Temperatur von 40^0 die erforderliche Kühlwassermenge unter denselben Voraussetzungen aus

$$40 = \frac{D.640 + W.15}{D + W} \text{ zu } W = \frac{640 - 40}{40 - 15} D = 24\,D$$

folgt.

In dem Condensator sind Dämpfe von einer der Temperatur daselbst entsprechenden Spannung vorhanden, welche Spannung aus der Tabelle in §. 233 jederzeit entnommen werden kann und welche z. B. für $t = 40^0$ zu 0,072 Atm. sich ergiebt. Wäre diese Spannung des Dampfes die ganze im Condensator überhaupt auftretende Pressung, so würde es vortheilhaft erscheinen, die Temperatur daselbst durch Einspritzung einer sehr großen

Wassermenge möglichst niedrig zu halten. Dieser Anwendung einer sehr großen Wassermenge stehen aber auch in dem Falle, wo eine solche vorhanden ist, verschiedene damit verbundene Nachtheile im Wege, welche eine beschränkte Abkühlung als die zweckmäßigste erscheinen lassen. Zunächst ist nicht außer Acht zu lassen, daß das eingeführte Wasser immer mehr oder minder mit atmosphärischer Luft gesättigt ist, welche im Condensator wegen der geringern daselbst herrschenden Spannung frei wird, so daß durch diese Luft die Spannung im Condensator vergrößert wird. Um sich von dem Einflusse dieser von dem Wasser absorbirten Luft Rechenschaft zu geben, hat man zu bemerken, daß nach den hierüber angestellten Versuchen 1 cbm Wasser ein bestimmtes Volumen Luft von derjenigen Spannung aufzunehmen im Stande ist, unter welcher das Wasser befindlich ist, und zwar ist dieses Volumen von derselben Größe für alle beliebigen Spannungen. Es geht hieraus hervor, daß Wasser, welches unter einer bestimmten Pressung, etwa wie hier unter der atmosphärischen, mit Luft gesättigt ist, in einem Raume von geringerer Spannung so viel von der verschluckten Luft entlassen muß, daß die zurückgehaltene Menge das gedachte Volumen bei der geringern Spannung hat. Es erklärt sich hieraus beispielsweise, warum die Luft aus den Druckwindkesseln der Pumpen allmälig verschwindet, in den Saugewindkesseln derselben dagegen sich ansammelt. Die Spannung, welche die solchergestalt aus dem Einspritzwasser frei werdende Luft im Condensator annimmt, bestimmt sich nun nach dem Volumenverhältnisse des von ihr vor und nach dem Freiwerden eingenommenen Raumes, sowie nach der Veränderung ihrer Temperatur beim Vorgange der Condensation, und diese der Luft eigenthümliche Spannung p_l zusammen mit der Spannung p_d des im Condensator vorhandenen Dampfes bestimmt die Spannung im Condensator $p_c = p_d + p_l$.

Die erwähnte Volumenvergrößerung der Luft im Condensator ist nicht von dem Rauminhalte des letztern, sondern nur von den Abmessungen der zur steten Entleerung des Condensators dienenden Luft- und Warmwasserpumpe abhängig, wie sich aus folgender Betrachtung ergiebt. Würde man dieser Pumpe nur solche Abmessungen geben, wie sie erforderlich sind, um gerade das in den Condensator gespritzte, sowie das aus dem Dampfe entstandene Wasser zu beseitigen, so würde eine Entfernung von Luft nicht möglich sein, und es müßte daher durch das stete Freiwerden neuer Luftmengen im Condensator nach kurzer Zeit eine Spannung der Luft sich eingestellt haben, welche der atmosphärischen gleich ist, weil erst von diesem Augenblicke an eine weitere Entwickelung von Luft aus dem Wasser aufhören würde. Dieser Zustand würde sich einstellen, wie groß auch der Condensator sein möchte. Soll die Spannung der im Condensator enthaltenen Luft aber kleiner sein, so ist dies nur dadurch zu erreichen, daß man stetig in dem Maße für eine Entfernung der Luft sorgt, in welchem das

Einspritzwasser neue Luft mitbringt. Es ist zu diesem Zwecke der Luft- und Warmwasserpumpe ein größerer Fassungsraum zu geben, als für die Beseitigung des Wassers allein nöthig sein würde, und man findet diese Regel bei allen Condensationseinrichtungen befolgt. Es ist ersichtlich, daß die Entfernung von Luft aus dem Condensator nur vermöge desjenigen Förderraumes der Pumpe geschehen kann, welcher nach Abzug des zu beseitigenden Wasservolumens von dem ganzen Inhalte der Pumpe noch verbleibt. Es ist auch deutlich, daß dieser überschießende Inhalt der Pumpe während des regelmäßigen Betriebes denjenigen Raum vorstellt, in welchen die während eines Spieles der Pumpe von dem Einspritzwasser mitgebrachte Luft sich ausdehnt. Für die Bestimmung der Spannkraft der Luft ist daher lediglich dieser gedachte Raum maßgebend, um welchen das Fördervolumen der Pumpe das Volumen des zu fördernden Wassers übertrifft. Es folgt hieraus, daß zur Erzeugung einer bestimmten im Condensator höchstens auftretenden Spannung nicht nur die Menge des Einspritzwassers, sondern auch die Größe der Luftpumpe eine nähere Bestimmung nöthig macht. Diese Bestimmung kann in der folgenden Weise geschehen.

Es werde angenommen, daß in einer bestimmten, beliebig groß anzunehmenden Zeit 1 kg Dampf von der Spannung p in dem Condensator mit der $z$fachen Menge Wasser von t_0^0 C. zusammengebracht werde, wodurch eine Temperatur t^0 des Gemisches entsteht, die sich nach der oben angegebenen Formel berechnen läßt. Es möge p_d die dieser Temperatur entsprechende Spannung des Dampfes sein, und es sei ferner vorausgesetzt, daß jedes Kilogramm Wasser ein Volumen Luft gleich l Liter von atmosphärischer Spannung mitbringt. Da diese Luft durch die Condensation des Dampfes ihre Temperatur von t_0^0 auf t^0 erhöht, so entspricht ihr für diese letztere Temperatur und atmosphärische Spannung ein Volumen von $l\,\frac{273+t}{273+t_0}$ Liter, so daß dieses Volumen für die ganze von z kg Wasser mitgeführte Luft $zl\,\frac{273+t}{273+t_0}$ Liter beträgt. Ist nun L das von dem Kolben der Luftpumpe in der gedachten Zeit fördernd beschriebene Volumen, so wird, da das zu fördernde Einspritz- und Condensationswasser den Raum $1+z$ Liter für sich beansprucht, der übrige Theil $L-(1+z)=L_l$ zur Aufnahme der Luft vorhanden bleiben, so daß dieselbe einer Ausdehnung in dem Verhältnisse $zl\,\frac{273+t}{273+t_0}$ zu $L-(1+z)$ ausgesetzt ist. Hiernach bestimmt sich mittelst des Mariotte'schen Gesetzes die Ermäßigung der Spannung von einer Atmosphäre auf den Betrag

$$p_l = \frac{273+t}{273+t_0}\,\frac{zl}{L-(1+z)}.$$

Die gesammte im Condensator vorhandene Spannung berechnet sich daher zu

$$p_c = p_d + p_l = p_d + \frac{273 + t}{273 + t_0} \frac{zl}{L - (1 + z)}.$$

Aus dieser Formel erkennt man zunächst, daß es für die möglichste Erniedrigung der Condensatorpressung keineswegs vortheilhaft ist, die Einspritzmenge z übermäßig groß zu nehmen, wie dies der Fall sein müßte, wenn nur die Spannung des Dampfes in Betracht käme. Es wird vielmehr in jedem besondern Falle, d. h. bei dem Vorhandensein einer Luftpumpe von bestimmter Fassung L ein gewisses Einspritzquantum geben, welches die kleinste Condensatorpressung verspricht. Es ist von vornherein klar, daß eine Vergrößerung der Einspritzmenge bis zu dem Betrage L gar keinen Raum zur Fortschaffung der Luft übrig lassen würde, so daß eine so bedeutende Einspritzmenge den beabsichtigten Zweck nicht würde erreichen lassen. Eine analytische Bestimmung derjenigen Einspritzmenge, welcher bei gegebenem Luftpumpeninhalte das beste Vacuum entspricht, würde nur durch die Einführung einer der Formeln geschehen können, welche die Spannung des Dampfes als Function der Temperatur geben; es soll diese umständliche Rechnung hier nicht durchgeführt werden, vielmehr sei es vorgezogen, an einem Beispiele den Einfluß der Einspritzmenge auf die Condensatorpressung klar zu machen.

Zu diesem Behufe sei etwa die Aufgabe gestellt, diejenige Größe der Luftpumpe anzugeben, welche erfordert wird, wenn die Gesammtspannung im Condensator unter Annahme einer Einspritzmenge gleich dem 30fachen Dampfgewichte nicht größer als 0,1 Atm. werden soll. Für diese Einspritzmenge war schon oben die Temperatur des Gemisches zu 35,2° ermittelt, welcher eine Dampfspannung von 0,055 Atm. zugehört. Der Aufgabe gemäß muß daher die Spannung der Luft nicht größer als 0,1 — 0,055 = 0,045 Atm. werden. Man pflegt nun gewöhnlich anzunehmen, daß ein beliebiges Quantum Wasser bis zu $\frac{1}{14}$ seines Volumens atmosphärische Luft enthalte. Dieser Werth $l = \frac{1}{14}$ soll auch hier zu Grunde gelegt werden, denn wenn auch nach Bunsen der Absorptionscoefficient des Wassers für atmosphärische Luft beträchtlich geringer, nämlich nur 0,025 ist, so hat doch dieser Coefficient für Kohlensäure den hohen Werth von 1,797, so daß die Annahme $l = \frac{1}{14} = 0{,}071$ mit Rücksicht auf den Kohlensäuregehalt der atmosphärischen Luft berechtigt erscheint.

Unter diesen Annahmen ermittelt sich nach der oben aufgestellten Formel die Größe L des vom Pumpenkolben für je 1 kg Dampf fördernd zu beschreibenden Volumens aus

$$0{,}045 = \frac{273 + 35{,}2}{273 + 15}\,\frac{30\,.\,0{,}071}{L - 31} \text{ zu } L = 31 + \frac{308{,}2}{288}\,\frac{2{,}13}{0{,}045}$$
$$= 81{,}7 \text{ Liter},$$

so daß also unter diesen Verhältnissen der Förderraum der Luft- und Warmwasserpumpe den Raum des zu beseitigenden Wassers im Verhältnisse $\frac{81{,}7}{31} = 2{,}64$ übertrifft. Gesetzt, man würde für dieselbe Pumpe das Einspritzwasser in der doppelten Menge, also $z = 60$ kg für jedes Kilogramm Dampf zuführen, so würde man dabei eine Temperatur von

$$t = \frac{640 + 60\,.\,15}{61} = 25{,}2^0$$

und dem entsprechend eine Dampfspannung von nur $p_d = 0{,}031$ Atm. erhalten. Dagegen aber ergäbe sich die Spannung der Luft zu

$$p_l = \frac{273 + 25{,}2}{273 + 15}\,\frac{60\,.\,0{,}071}{81{,}7 - 61} = 0{,}213 \text{ Atm.},$$

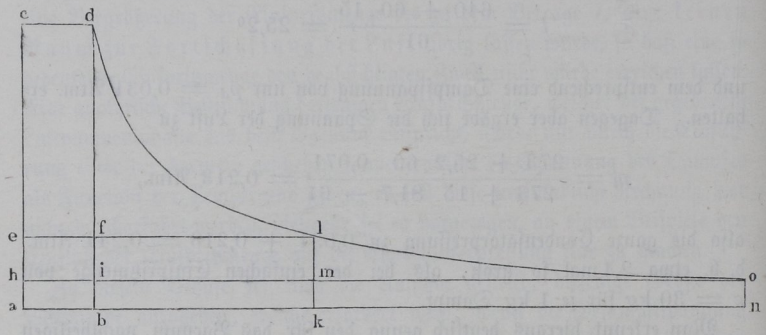
also die ganze Condensatorpressung zu $0{,}031 + 0{,}213 = 0{,}244$ Atm., d. h. etwa 2,4 mal so groß, als bei der einfachen Einspritzmenge von $z = 30$ kg für je 1 kg Dampf.

Man erkennt hieraus deutlich genug den für das Vacuum nachtheiligen Einfluß einer zu weit gehenden Abkühlung des Dampfes durch eine übermäßig große Menge des Einspritzwassers, und es erscheint daher zweckmäßig, bei geringer Arbeit der Dampfmaschine, bei welcher nur entsprechend wenig Dampf zu condensiren ist, nicht das ganze Wasserquantum einzuspritzen, welches die Kaltwasserpumpe beschafft, und welches natürlich für die größte Belastung der Maschine bemessen werden muß. Es giebt außerdem noch einen andern Grund, welcher die möglichste Beschränkung der Einspritzmenge zweckmäßig erscheinen läßt, und von welchem bei der Besprechung der Luftpumpe die Rede sein wird. Daß die hier in Bezug des Verhaltens der Luft gemachten Bemerkungen für die Oberflächencondensatoren keine Gültigkeit haben können, ist ohne Weiteres klar.

Der Gewinn an mechanischer Arbeit, welcher überhaupt durch die Condensation erzielt wird, folgt aus zwei Ursachen. Derselbe entsteht nicht allein aus der Verminderung des schädlichen Gegendruckes auf den Dampfkolben, sondern auch daraus, daß wegen dieser Verminderung der Dampf im Cylinder einer weiter gehenden Expansion unterworfen werden kann. Man gewinnt hiervon am einfachsten ein richtiges Urtheil durch Betrachtung der Fig. 657 (a. f. S.). Denkt man sich ein bestimmtes Dampfquantum, etwa 1 kg von einer Spannung p, die in der Figur durch die Ordinate ac dar-

gestellt sein soll, und es möge das Volumen dieses Dampfes im gesättigten Zustande durch die Abscisse ab ausgedrückt sein. Das Rechteck $abdc$ stellt dann diejenige Arbeit vor, welche diese Dampfmenge leisten könnte, wenn sie in einem Cylinder den Kolben vor sich herschiebt, ohne daß eine Expansion stattfindet. Bedeutet p_0 den atmosphärischen Gegendruck ae, so ist die nutzbar zu machende Arbeit durch das Rechteck $efdc$ dargestellt, wenn von allen Nebenhindernissen hier wie in dem Folgenden abgesehen wird. Würde man den gebrauchten Dampf condensiren und dadurch den Gegendruck auf den kleinern Betrag ah herabziehen, so wäre damit offenbar ein Gewinn an

Fig. 657.



Arbeit erzielt, der durch das Rechteck $hife$ sich darstellt. Gesetzt nun, man ließe den Dampf durch Expansion wirken, so würde bei Vorhandensein des atmosphärischen Gegendruckes eine nützliche Expansion nur so weit einzurichten sein, bis die Spannung des Dampfes von dem Werthe ac auf denjenigen $ae = kl$ herabgesunken ist. Die durch diese Expansion gewonnene Arbeit ist ohne Condensation durch das Dreieck fld dargestellt. Würde man auch jetzt condensiren, so erhielte man dadurch einen Gewinn, der sich durch das Rechteck $hmle$ ausdrückt, der also um die durch das Stück $imlf$ gemessene Arbeit größer ausfällt, als in dem zuerst betrachteten Falle einer Wirkung ohne Expansion. Es ist nun aber ersichtlich, daß man in diesem letztern Falle wegen des geringern Gegendruckes $ah = km$ die Expansion noch weiter treiben kann als vorher, theoretisch nämlich so weit, bis die Dampfspannung auf den Betrag $ah = no$ dieses verringerten Gegendruckes herabgesunken ist. Hierdurch würde sich ein weiterer Gewinn an Expansionsarbeit erzielen lassen, der durch lmo dargestellt ist.

Vergleicht man daher die beiden Wirkungen mit einander, welche sich ergeben, wenn jedesmal der Dampf so weit als möglich expandirt wird, das eine Mal mit und das andere Mal ohne Condensation, welchen beiden Fällen in der Figur die durch die Flächen $hcdlo$ und $ecdl$ ausgedrückten

Arbeiten entsprechen, so erkennt man, daß der ganze durch die Condensation erzielbare Gewinn an Arbeit aus zwei Theilen besteht. Der durch *helm* dargestellte Theil entsteht aus der Verkleinerung des Gegendruckes, während die Fläche *lmo* den zweiten Theil mißt, welcher aus der Möglichkeit sich ergiebt, die Expansion weiter treiben zu können. Es entspricht dies den allgemeinen Regeln der mechanischen Wärmetheorie, §. 223, wonach die aus einer bestimmten Wärmemenge nutzbar zu machende Arbeit um so größer ausfällt, je weiter die Temperaturermäßigung vorgenommen werden kann. Aus dieser Darstellung erkennt man zugleich, daß der Gewinn durch die Condensation um so beträchtlicher ausfällt, je kleiner die Spannung des in den Condensator tretenden Dampfes, d. h. je größer das specifische Volumen dieses Dampfes ist. Hieraus folgt, daß der durch die Condensation erreichbare Gewinn weniger bedeutend ist bei Hochdruckdampfmaschinen mit hoher Füllung, als bei Maschinen mit weitgehender Expansion.

Das in den Condensatoren erzielte Vacuum mißt man durch die sogenannten Vacuummeter, das sind Instrumente, welche wesentlich mit den in §. 16 besprochenen Manometern übereinstimmen. Bei einer gut eingerichteten Condensation wird man etwa die Erniedrigung der Pressung bis auf 0,1 Atm. erreichen.

Luft- und Warmwasserpumpe. Der Zweck dieser Pumpe ist aus §. 308. dem Vorhergegangenen ersichtlich und darin bestehend, den Condensator stetig von dem Wasser und der Luft leer zu halten. Die zu diesem Zwecke erforderliche Größe dieser Pumpe wurde ebenfalls schon besprochen, und es mag hier nur angeführt werden, daß unter der im vorigen Paragraphen berechneten Größe L nur dasjenige Volumen verstanden werden darf, welches in der That fördernd zur Wirkung kommt, also bei einer einfachwirkenden Pumpe nur die Hälfte des Volumens, das vom Kolben in der Zeit durchlaufen wird, in welcher die betrachtete Dampfmenge in den Condensator tritt. Die für die Condensation von Dampfmaschinen zur Anwendung kommenden Pumpen sind ebensowohl einfachwirkende wie doppeltwirkende, sowohl liegend wie stehend angeordnete. Wie man sie aber auch ausführen möge, immer ist darauf zu achten, daß die Saughöhe derselben so klein als möglich sei, denn da die Spannung im Condensator, welche doch allein die Ueberwindung einer Saughöhe ermöglichen kann, thunlichst klein zu machen ist, so ergiebt sich obige Regel ganz von selbst. Es wird, wenn irgend möglich, aus diesem Grunde dahin zu trachten sein, daß die Luftpumpe so tief gelegt werden kann, um ihr das Wasser von selbst aus dem darüber liegenden Condensator zufließen zu lassen. Aus diesem Grunde scheinen auch die liegenden Pumpen vorzüglicher als die stehenden, bei denen, wenigstens, wenn sie nicht tief genug gesetzt werden können, eine größere Saughöhe aufzutreten pflegt.

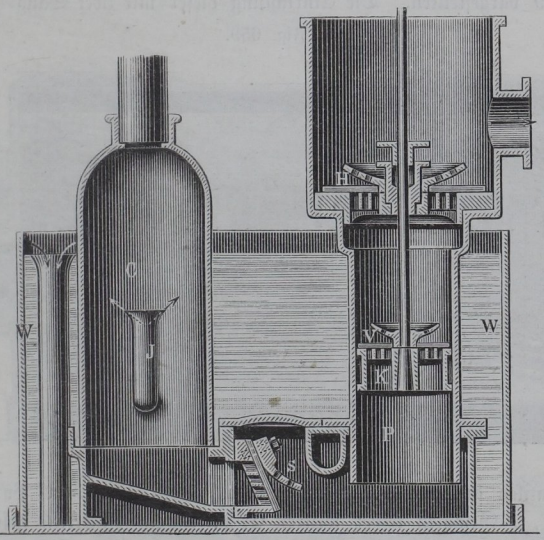
Was die von der Pumpe zu leistende Arbeit oder die zu ihrem Betriebe erforderliche mechanische Leistung anbetrifft, so bestimmt sich dieselbe dadurch, daß die Menge des Einspritz- und Condensationswassers aus dem Condensator an die freie Atmosphäre befördert werden muß. Diese Wirkung ist gleichbedeutend mit dem Erheben dieser Wassermenge auf eine Höhe, welche dem Ueberschusse der Wasserbarometerhöhe $b = 10{,}336$ m über die Wassersäulenhöhe gleich ist, die der Pressung im Condensator p_c zukommt. Daß nach dem Vorhergegangenen die Abmessungen der Luftpumpe wesentlich größere sind als dieser Fördermenge entspricht, ist, abgesehen von den damit verbundenen größeren Reibungswiderständen, für den Kraftbedarf der Luftpumpe ohne Belang, da der Kolben zwar bei dem Absaugen der Luft den auf seine äußere Fläche drückenden atmosphärischen Druck überwinden muß, andererseits aber beim Kolbenrückgange von der Atmosphäre eine gleiche Arbeit wieder nutzbar gemacht wird. Je größer daher die Einspritzmenge gewählt wird, desto größer fällt auch die zum Herausschaffen dieses Wassers aus dem Condensator erforderliche Arbeit aus, weswegen es auch aus diesem Grunde gerathen erscheint, die Einspritzmenge nicht unnöthig groß zu nehmen. Es läßt sich übrigens durch eine einfache Rechnung leicht finden, daß der zu dieser Wirkung erforderliche Arbeitsbetrag im Allgemeinen nur verhältnißmäßig klein ausfällt.

Wenn das zur Einspritzung gelangende Kühlwasser durch eine besondere Pumpe, die Kaltwasserpumpe, aus einer gewissen Tiefe gehoben werden muß, so hat man natürlich auch den zu dieser Hebung aufzuwendenden Arbeitsbetrag als einen durch die Condensation veranlaßten in Rechnung zu bringen. Man hat in solchen Fällen, wo die Tiefe des Wasserspiegels, aus welcher das Kühlwasser gehoben werden muß, die Wasserbarometerhöhe $b = 10{,}336$ m nicht erreicht, die Kaltwasserpumpe auch gänzlich beseitigt, indem man das in dem Condensator vorhandene Vacuum dazu benutzt, das erforderliche Wasser anzusaugen. Ebenso kann man die Entfernung des Wassers aus dem Condensator auch dadurch erzielen, daß man durch eine an dem Condensator hängende Wassersäule von der Wasserbarometerhöhe b dieses Wasser abzieht. Bei einer solchen Anordnung, welche natürlich das Vorhandensein eines hinreichend tief gelegenen Abflusses voraussetzt, kann man indeß die Pumpe zur Entfernung der Luft nicht entbehren. Auch die Wirkung des Injectors hat man in neuerer Zeit zur Entleerung des Condensators oder zur Absaugung des Dampfes benutzt.

Bei den Oberflächencondensatoren hat man nur das aus dem Dampfe sich bildende Condensationswasser abzusaugen, welches Wasser, wie schon bemerkt, durch die Pumpe wieder dem Kessel zugedrückt wird. Auch bei den Einspritzcondensatoren pflegt man das Kesselspeisewasser dem von der Warmwasserpumpe abgehenden zu entnehmen.

Die Einrichtung einer einfachwirkenden stehenden Luftpumpe, wie sie vielfach gefunden wird, ist durch Fig. 658 verdeutlicht. Der Pumpencylinder P steht hierbei ebenso wie der Condensator C in dem Wasserbehälter W, der Cysterne, aus welcher dem Condensator das Einspritzwasser durch das Rohr J zutritt. Der mit einem Gummiventile V versehene Kolben K empfängt seine Bewegung bei Balanciermaschinen von dem Balancier direct, während bei liegenden Maschinen seine Bewegung entweder von dem Kreuzkopfe unter Einschaltung eines Hülfsbalanciers oder von der Kurbelwelle abgeleitet wird. Außer dem Saugventile S zwischen dem Kolben K und dem Condensator C

Fig. 658.

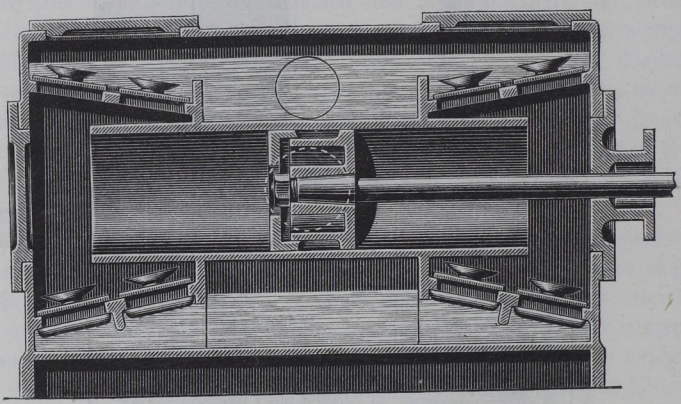


ist noch ein drittes Ventil H oberhalb des Kolbens angebracht, und zwar aus folgendem Grunde: Wenn der Kolben in seiner höchsten Stellung umkehrt, so schließt sich außer dem Saugventile S auch dieses Hubventil H durch das Gewicht des darüber befindlichen Wassers und den Druck der Atmosphäre. Das Kolbenventil V wird sich dann aber erst öffnen können, sobald der Druck der Luft unterhalb desselben den über ihm herrschenden Druck übersteigt. Es stellt sich daher unter dem Kolben zunächst eine Compression und oberhalb desselben eine Luftleere ein, wodurch ein baldiges Oeffnen des Kolbenventils erfolgt, während beim Nichtvorhandensein des obern Hubventils die Compression unter dem Kolben viel größer ausfallen müßte. Das Saugventil S kann zwar entbehrt werden, und man findet dasselbe in

der That zuweilen weggelassen, doch empfiehlt sich diese Vereinfachung deswegen nicht, weil bei dieser Anordnung die unter dem Kolben bei seinem Niedergange stattfindende Compression in den Condensator hinein sich erstreckt, wodurch für den Dampfkolben unnöthiger Weise ein vermehrter Gegendruck entsteht. Die Einspritzung des Wassers in den Condensator geschieht in der Regel durch eine Rohrbrause oder durch eine kegelförmige Mündung des Einspritzrohres, um dem Wasser eine thunlichst große Oberfläche zu geben.

Horizontale Luftpumpen, wie sie meistens bei liegenden Maschinen zur Verwendung kommen, sind in der Regel doppeltwirkend nach Art der in Fig. 659 dargestellten. Die Einrichtung dieser mit zwei Saug- und zwei

Fig. 659.



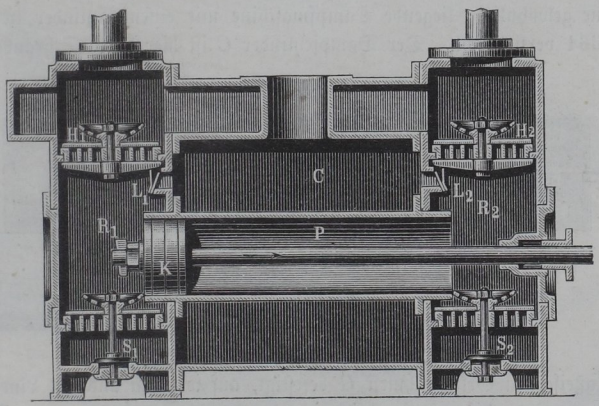
Druckventilen ausgestatteten Pumpe bedarf nach dem über Pumpen in Thl. III, 2 Gesagten keiner weitern Erläuterung. Zuweilen geschieht die Bewegung dieser Pumpe direct durch Verkuppelung ihrer Kolbenstange mit der des Dampfcylinders, indem die Pumpe in die Verlängerung des Dampfcylinders gelegt wird, eine Anordnung, welche indeß eine große Länge der ganzen Maschine im Gefolge hat, abgesehen davon, daß hierbei die Kolbengeschwindigkeit der Pumpe denselben großen Werth annimmt, wie die des Dampfkolbens. Man wählt daher häufiger die indirecte Bewegung der Pumpe mit Hülfe eines Hülfsbalanciers von dem Kreuzkopfe der Dampfmaschine aus.

Eine zweckmäßige Einrichtung zeigt die von Horn angegebene, durch Fig. 660 versinnlichte Luftpumpe, bei welcher außer den Saugventilen S für das Wasser noch die kleinen Luftventile L angeordnet sind. In Folge dieser Einrichtung wird bei dem Beginne der Kolbenbewegung im Sinne

des Pfeils das Ventil L_1 sich öffnen, sobald das Wasser in dem Raume R_1 unter dieses Ventil herabgesunken ist, und es tritt die Luft aus dem Condensatorraume C in denjenigen R_1 über. Das Wasser fließt daher wegen des gleichen Druckes in C und R_1 einfach nach dem Gesetze der communicirenden Röhren durch das Ventil S_1 in den Raum R_1, von wo es nachher durch den Kolben durch das Steigventil H_1 hinausgedrückt wird. Eine Saugwirkung findet daher hier gar nicht statt, so daß auf ein sehr gutes Vacuum gerechnet werden darf.

In Betreff der Verhältnisse, welche man den Theilen der Condensationseinrichtung für gewöhnlich zu geben pflegt, kann bemerkt werden, daß man

Fig. 660.



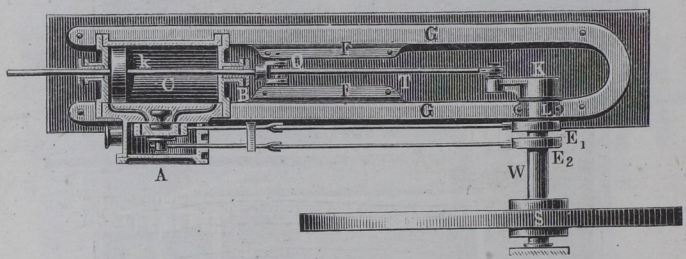
meist das 20- bis 30fache Gewicht des zu condensirenden Dampfes als das des Einspritzwassers annimmt, wonach die Größenverhältnisse der Kaltwasserpumpe zu bestimmen sind. Das Volumen des Condensators machte Watt zwischen $1/3$ und $1/4$ von dem des Dampfcylinders, auch findet man die Regel, dasselbe etwa gleich dem einfachen bis doppelten Volumen der Luftpumpe zu machen. Einen directen Einfluß auf die Größe des Condensatordruckes hat das Volumen des Condensators, wie oben gezeigt wurde, nicht; eine nicht zu geringe Größe ist nur wünschenswerth, um die Schwankungen dieses Druckes möglichst zu vermindern. Wonach die Größe der Luftpumpe zu bestimmen ist, wurde im Vorstehenden angegeben.

Zur Bestimmung der Größe von Oberflächencondensatoren pflegt man die Regel zu geben, daß für jede indicirte Pferdekraft (s. w. unten) eine Kühlfläche von 0,2 bis 0,22 qm anzuordnen ist.

§. 309. **Liegende Dampfmaschinen.** Es mögen nunmehr die hauptsächlich zur Verwendung kommenden Dampfmaschinenanordnungen einer nähern Besprechung unterzogen werden. Die Maschinen mit directer Bewegungsübertragung unterscheidet man nach dem in §. 279 Gesagten in *liegende* und *stehende*, von welchen die ersteren wegen der Einfachheit ihrer Ausführung in neuerer Zeit die größte Verbreitung erlangt haben. Es wurde bereits an der angezeigten Stelle angegeben, daß diese Maschinen an gewissen Uebelständen leiden, von denen der hauptsächlichste die ungünstige Beanspruchung des Kurbellagers durch die horizontalen Kräfte sein dürfte. Trotzdem sind diese Maschinen, wie bemerkt, neuerdings sehr beliebt geworden und finden in allen Fällen Anwendung, wo nicht besondere Umstände die Wahl einer andern Anordnung gebieten oder wünschenswerth erscheinen lassen.

Eine gewöhnliche liegende Dampfmaschine mit einem Cylinder ist durch Fig. 661 versinnlicht. Der Dampfcylinder C ist hier durch Schrauben auf

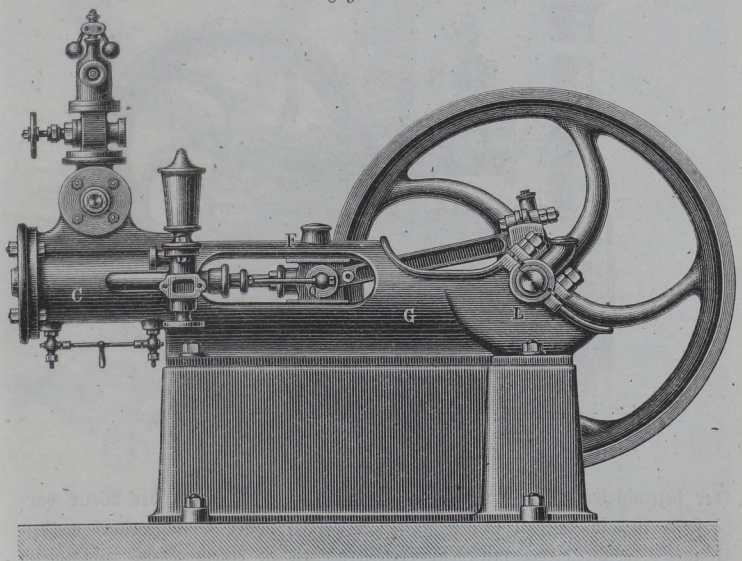
Fig. 661.



dem gußeisernen Gestellrahmen G befestigt, auf welchem auch die Lineale F angebracht sind, die zur Geradführung des Kreuzkopfes Q dienen. Ebenso nimmt der Rahmen das Lager L für die Schwungradwelle W auf, die an ihrem freien Ende mit der Kurbel K versehen ist, an welcher die Lenkerstange T angreift. Das zweite Lager der Schwungradwelle ist unmittelbar neben dem Schwungrade S direct auf das Fundamentmauerwerk gesetzt, mit welchem auch der Gestellrahmen G durch eine Anzahl hinreichend starker Ankerschrauben fest verbunden ist. Die Anordnung des Schieberkastens A sowie die Bewegung des Vertheilungsschiebers und des Expansionsschiebers durch die beiden Excenter E_1 und E_2 der Kurbelwelle erkennt man aus der Figur. Bei der so erläuterten Anordnung werden die in der Maschine selbst auftretenden inneren Kräfte, z. B. die Pressungen des Kreuzkopfes gegen die Führungslineale und der Dampfdruck gegen die Cylinderdeckel durch den Gestellrahmen direct aufgenommen, so daß das Fundament nur die Gewichte der Maschinentheile zu tragen hat. Die Kolbenstange k führt man bei kleineren Maschinen bis etwa zu 0,5 m Cylinderdurchmesser nur

auf der einen Seite aus dem Cylinder durch eine Stopfbüchse B heraus, während man bei größeren Durchmessern diese Stange auch durch den hintern Deckel des Cylinders hindurchführt, um auf diese Weise den Kolben besser zu tragen und ein Ovalschleifen des Cylinders in Folge des Kolbengewichtes nach Möglichkeit zu umgehen. Bei Condensationsmaschinen kann dieses hintere Ende der Kolbenstange dann gleichzeitig zur Bewegung der Luftpumpe benutzt werden. Da an den Gleitflächen des Kreuzkopfes erhebliche Reibungen auftreten, so ist es in jedem Falle anzustreben, diese Führungslineale so dicht als möglich an die Axe des Dampfcylinders heranzurücken, um den Hebelarm für das Moment dieser Reibungen thunlichst klein zu

Fig. 662.

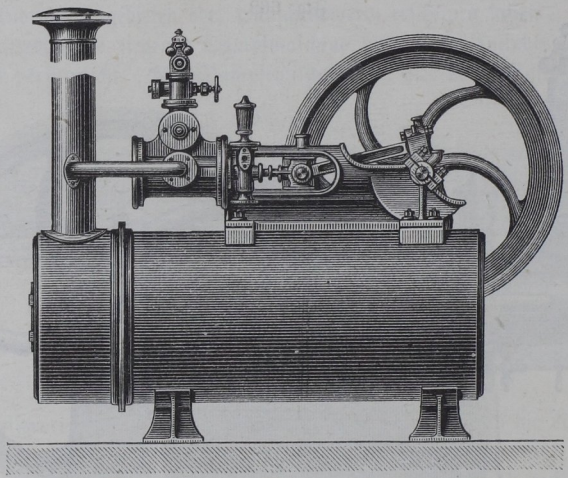


erhalten. Aus diesem Grunde werden auch häufig die Führungslineale ober- und unterhalb der Kolbenstange angebracht, in welchem Falle zwischen denselben natürlich eine genügende freie Höhe für den Ausschlag der Lenkerstange vorhanden sein muß. In Betreff der Form des Gestelles sind mehrere Anordnungen zu bemerken.

Bei der Maschine in Fig. 662 ist der Cylinder C mit seinem vordern Flansch gegen das Gestell G geschraubt, so daß derselbe freischwebend über das letztere hinwegragt; eine Anordnung, welche bei kleineren Maschinen keine Bedenken hat und dafür auch öfter gewählt wird. Dem Gestelle ist

gleichfalls eine cylindrische Gestalt gegeben, so daß der zwischen dem Dampfcylinder und der Kurbelwelle befindliche Theil F gleichzeitig zur Führung des Kreuzkopfes Q dient. Diese Anordnung gewährt den besondern Vortheil, daß vermöge derselben bei der Zusammenstellung der Maschine leicht eine genaue Uebereinstimmung der Axen des Cylinders C und der Geradführung zu erreichen ist, indem die Ausbohrung des Theiles F gleichzeitig mit dem Abdrehen der Stirnfläche geschehen kann, die dem Cylinder zur Befestigung dient. Derartige Hohlgußgestelle sind in der neuern Zeit sehr viel in Gebrauch gekommen. Man ersieht ferner aus der Figur, daß bei

Fig. 663.



der betrachteten Maschine die Kurbel durch eine Kröpfung der Welle dargestellt ist, so daß zu beiden Seiten derselben Lager L angeordnet werden können, welche direct mit dem Gestellrahmen in einem Stück zusammengegossen sind.

Ein solche Anordnung einer gekröpften Welle ist unerläßlich bei denjenigen Dampfmaschinen, welche direct auf transportable Dampfkessel gesetzt und unter dem Namen Locomobilen vielfach in der Landwirthschaft gebraucht werden. Für diese letzteren dient zuweilen der Dampfkessel selbst als Gestellplatte, oder es wird zweckmäßiger die Maschine mit ihrer Gestellplatte auf den Kessel geschraubt, wie die aus der Fig. 663 ersichtlich ist, welche eine solche Locomobile vorstellt, wie sie in der Fabrik von Weise und Monski ausgeführt werden. Solchen Dampfmaschinen mit gekröpfter Kurbelwelle pflegt man meistens zwei Schwungräder, auf jeder Seite eins,

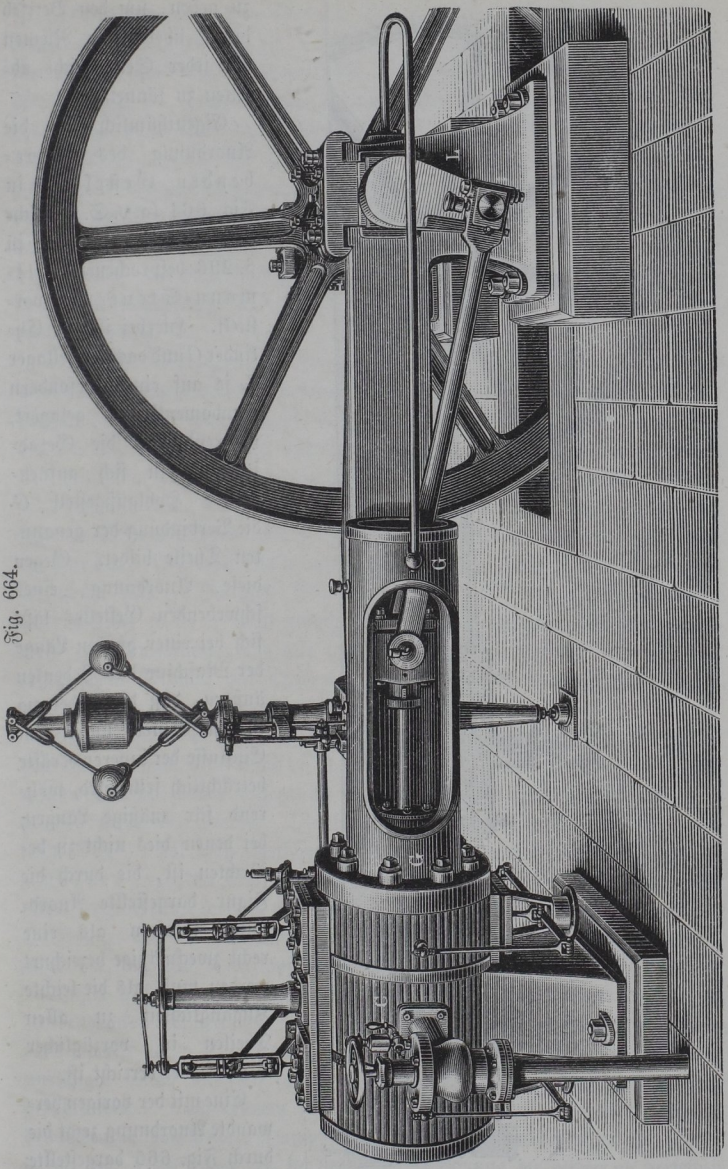


Fig. 664.

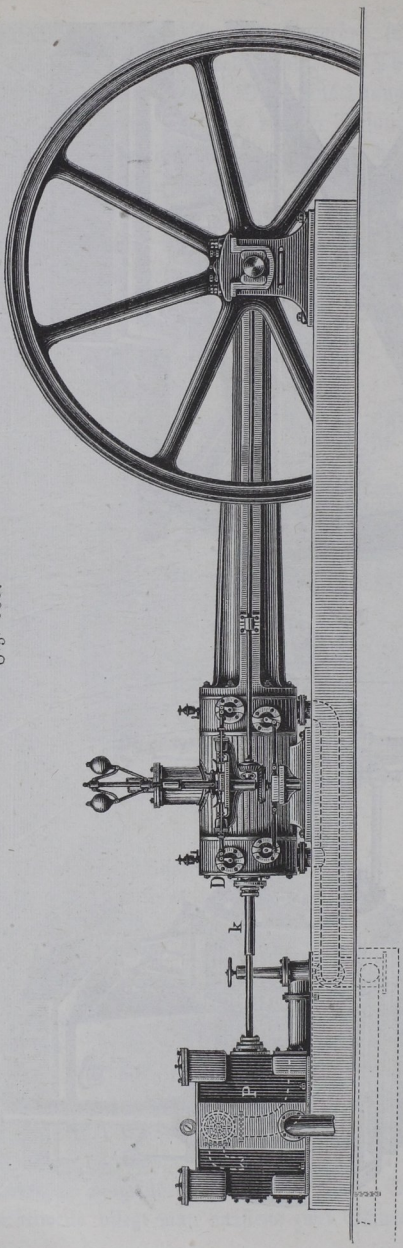


Fig. 665.

zu geben, um den Betrieb durch übergelegte Riemen von jeder Seite leicht ableiten zu können.

Eigenthümlich ist die Anordnung des schwebenden Gestelles in Fig. 664 (a. v. S.), welche eine Maschine mit der in §. 296 besprochenen Collmann-Steuerung vorstellt. Hierbei ist der Cylinder *C* und das Kurbellager *L* je auf einem besondern Fundamentblocke gelagert, während das die Geradführung in sich aufnehmende Hohlgußgestell *G* die Verbindung der genannten Theile bildet. Gegen diese Anordnung eines schwebenden Gestelles läßt sich bei einer großen Länge der Maschine das Bedenken äußern, daß die Federung in dem Gestelle unter dem Einflusse der inneren Kräfte beträchtlich sein wird, während für mäßige Längen, bei denen dies nicht zu befürchten ist, die durch die Figur dargestellte Anordnung insofern als eine recht zweckmäßige bezeichnet werden muß, als die leichte Zugänglichkeit zu allen Theilen in vorzüglicher Weise dabei erreicht ist.

Eine mit der vorigen verwandte Anordnung zeigt die durch Fig. 665 dargestellte

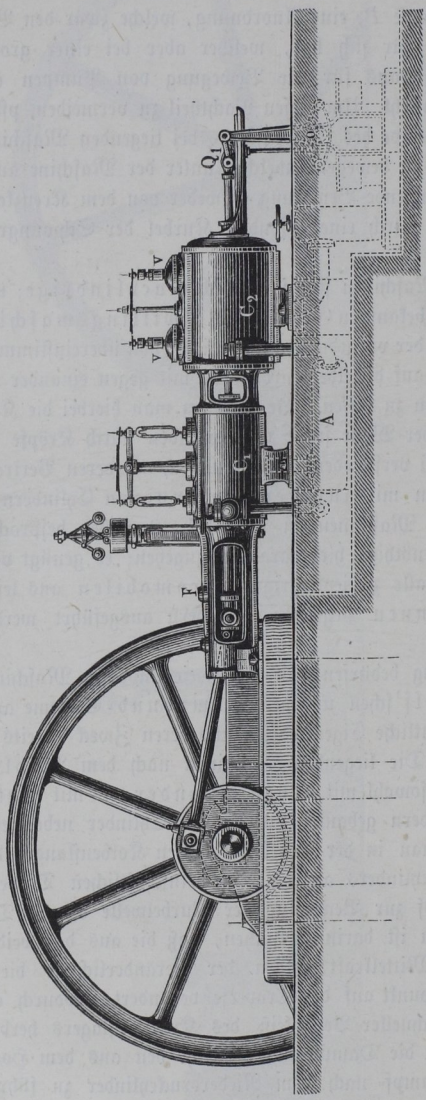
Condensationsmaschine von Bede u. Farcot, deren Steuerung in §. 299 näher besprochen worden ist. Die Kolbenstange k ist hierbei durch den hintern Cylinderdeckel D dampfdicht herausgeführt und dient direct als Kolbenstange für die Luftpumpe P, eine Anordnung, welche zwar den Vortheil möglichster Einfachheit für sich hat, welcher aber bei einer großen Kolbengeschwindigkeit der hieraus für die Bewegung von Pumpen entspringende Nachtheil entgegensteht. Um diesen Nachtheil zu vermeiden, pflegt man in der Regel die Luftpumpe des Condensators bei liegenden Maschinen durch einen besondern Hebel zu bewegen, welcher unter der Maschine angebracht wird, und seine schwingende Bewegung entweder von dem Kreuzkopfe der Dampfkolbenstange oder durch eine besondere Kurbel der Schwungradwelle empfängt.

Die bisher besprochenen Maschinen sind sämmtlich eincylindrige; will man eine Maschine aus den bekannten Gründen als Zwillingsmaschine ausführen, so hat man zwei der vorgedachten Maschinen von übereinstimmender Einrichtung und Größe auf dieselbe Kurbelwelle mit gegen einander um 90^0 versetzten Kurbeln wirken zu lassen. Je nachdem man hierbei die Kurbeln auf die freien Enden der Welle setzt, oder dieselben durch Kröpfe der letzteren bildet, entstehen zwei verschiedene Anordnungen, als deren Vertreter die Locomotivmaschinen mit äußeren oder inneren Cylindern zu betrachten sind. Da diese Maschinen in Thl. III, 2 näher besprochen worden sind, so ist es nicht nöthig, hier darauf einzugehen; es genügt vielmehr die Bemerkung, daß alle zweicylindrigen Locomobilen aus leicht ersichtlichem Grunde mit innen liegenden Cylindern ausgeführt werden müssen.

Einer näheren Besprechung bedürfen von den zweicylindrigen Maschinen hier nur die nach dem Woolf'schen und dem Compound-Systeme ausgeführten, über deren wesentliche Eigenschaften und deren Zweck bereits in §. 278 gesprochen wurde. Die liegenden Maschinen nach dem Woolf'schen Systeme hat man ebensowohl mit neben einander wie mit hinter einander liegenden Cylindern gebaut. Werden die Cylinder neben einander angeordnet, so läßt man in der Regel die beiden Kolbenstangen des Hochdruck- und Niederdruckcylinders an einer gemeinschaftlichen Traverse angreifen, die als Kreuzkopf zur Bewegung der Kurbelwelle dient. Der Nachtheil dieser Construction ist darin zu suchen, daß die aus den beiden Kolbendrucken resultirende Mittelkraft wegen der Veränderlichkeit dieser Kolbenkräfte ihren Angriffspunkt auf der Traverse verändert, wodurch ein unruhiger Gang und ein schneller Verschleiß des Kreuzkopflagers herbeigeführt wird. Auch nehmen die Dampfcanäle, welche den aus dem Hochdruckcylinder abgehenden Dampf nach dem Niederdruckcylinder zu führen haben, eine große Länge an, da bei dieser Anordnung die beiden an derselben

Kurbel hängenden Kolben immer in gleicher Art sich bewegen, folglich der Dampf aus dem vordern Ende des kleinen Cylinders nach dem hintern des großen und umgekehrt geleitet werden muß. Der letztere Uebelstand bleibt auch noch bestehen, wenn man die Cylinder in derselben Axe hinter einander anordnet, und es nimmt hierbei die ganze Maschine eine große Länge an. Man hat daher in neuerer Zeit mehrfach die beiden Cylinder an besonderen Kurbeln angreifen lassen, welche um 180^0 gegen einander versetzt sind, so daß der eine Kolben im Hingange befindlich ist, wenn der andere umkehrt. Bei dieser Anordnung werden die betreffenden Dampfcanäle nur kurz, so daß dadurch die schädlichen Räume nur klein ausfallen. In der ganzen Zusammensetzung hat eine solche Maschine eine große Aehnlichkeit mit derjenigen einer liegenden Compoundmaschine, welche sich davon nur durch die Versetzung der Kurbeln um 90^0 unterscheidet.

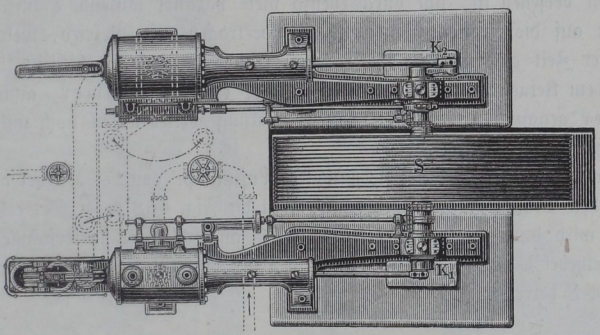
Fig. 666.



Eine Woolf'sche Maschine mit hinter einander liegenden Cylindern ist in Fig. 666 gegeben. Diese Maschine, welche ebenso, wie die durch die Figuren 664 und 667 dargestellten,

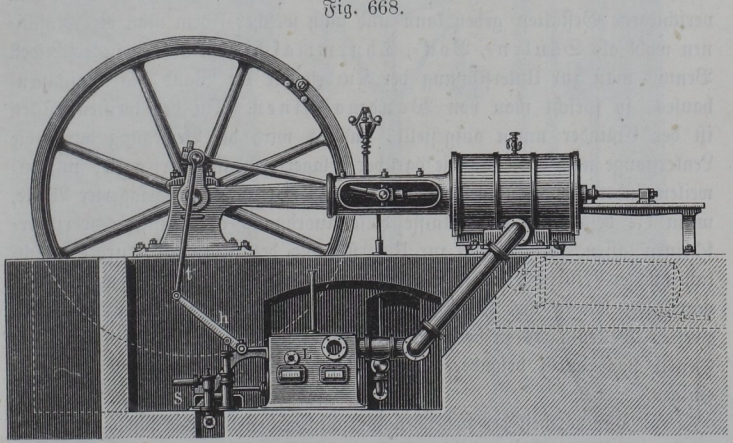
von der Görlitzer Maschinenfabrik gebaut wird, zeigt das bekannte Hohlgußgestell, welches bei F die Geradführung bildet, während die Cylinder C_1 und C_2 auf besondere Fundamente gesetzt sind. Der mit Collmannsteuerung versehene kleine Cylinder C_1 sendet die abgehenden Dämpfe wie

Fig. 667.



bei den Compoundmaschinen zunächst nach dem Gefäße oder Aufnehmer A, aus welchem sie dem großen Cylinder C_2 durch die Steuerungsventile v zugehen. Zur Bewegung der Pumpen für die Condensation ist die nach

Fig. 668.



hinten durch eine Stopfbüchse aus dem großen Cylinder heraustretende Kolbenstange mit einem geführten Kreuzkopfe Q_1 versehen, welcher dem um o schwingenden Winkelhebel die Bewegung ertheilt, die für die Pumpenkolben nöthig ist.

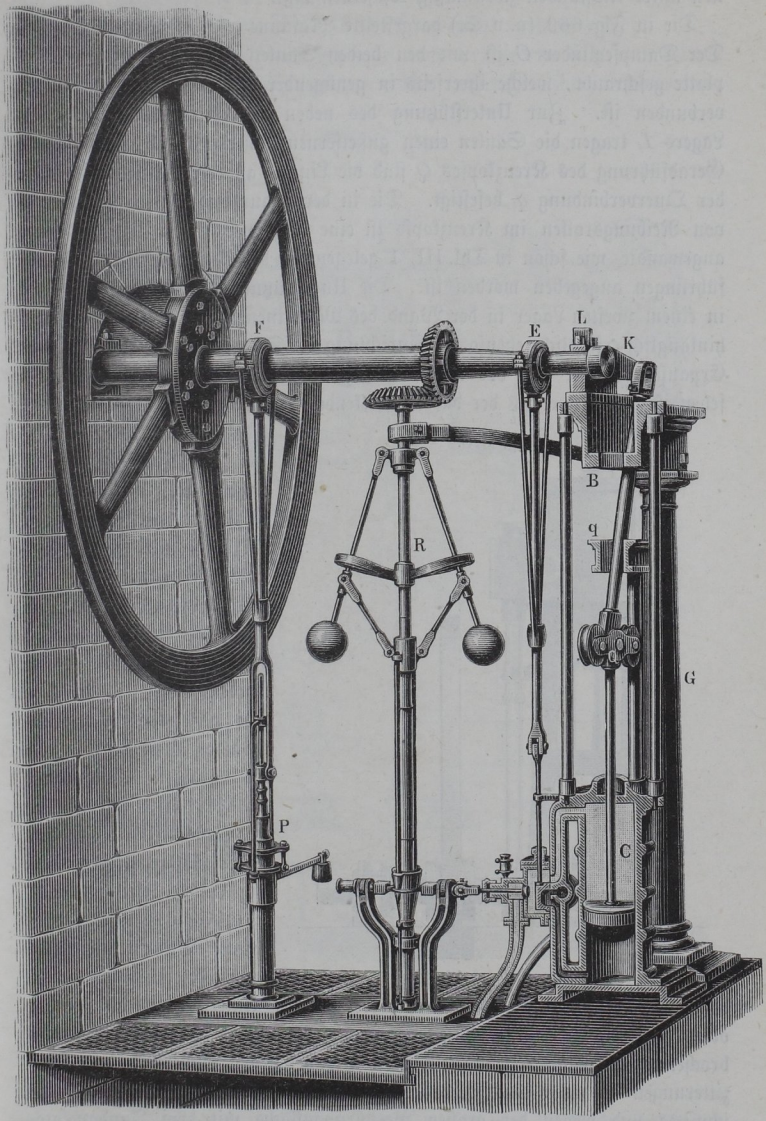
Dieselbe Art der Pumpenbewegung zeigt auch die in Fig. 667 im Grundrisse gezeichnete Compoundmaschine, bei welcher die Lenkerstangen an zwei verschiedenen um 90^0 gegen einander versetzten Kurbeln K_1 und K_2 auf den freien Enden der Welle angreifen. Das Schwungrad ist hier in Gestalt der Seilscheibe S ausgeführt, welche mit einer größern Anzahl von Seilnuthen versehen ist, um durch ebenso viele parallel laufende Hanfseile die Kraft auf die Transmissionswelle zu übertragen, ein Betrieb, welcher in neuerer Zeit eine größere Verbreitung erlangt hat. Auch hier ist für den aus dem kleinen Cylinder tretenden Dampf ein Aufnehmer, auch Receiver genannt, angeordnet, dessen Wirkung weiter unten noch näher besprochen werden soll.

In welcher Weise die Bewegung der Luftpumpe von der Kurbel aus bei liegenden Maschinen geschehen kann, läßt die Fig. 668 (a. v. S.) erkennen. Hier wird durch die an den Kurbelzapfen angeschlossene Lenkerstange t der Winkelhebel h bewegt, welcher die Kolben der Luftpumpe L und der Speisepumpe S betreibt.

§. 310. **Stehende Dampfmaschinen.** Unter den stehenden Maschinen versteht man solche mit directer Uebertragung, d. h. ohne Balancier, deren Cylinder senkrecht steht. Die Lagerung der Kurbelwelle erfordert bei diesen Maschinen die Anordnung eines entsprechend hohen Gestelles, welchem man verschiedene Gestalten geben kann und nach welcher Form man die Maschinen wohl als Säulen-, Bock-, Thurmmaschinen u. s. w. unterscheidet. Benutzt man zur Unterstützung der Kurbelwelle die Wand des Maschinenhauses, so spricht man von Wandmaschinen. In den meisten Fällen ist der Cylinder unten aufgestellt, und es wird die Bewegung durch die Lenkerstange nach oben auf die darüber gelagerte Welle übertragen; nur zuweilen findet sich die umgekehrte Aufstellung mit unterhalb gelagerter Welle, wenn die besonderen Verhältnisse diese Anordnung als wünschenswerth erscheinen lassen. Auch wenn zur Unterstützung des neben der Kurbel befindlichen Lagers ein gußeisernes Bock- oder Säulengerüst angebracht wird, pflegt man doch häufig die Wand des Maschinenhauses zur Unterstützung des zweiten Wellenlagers zu benutzen. Hierbei ist es jedoch nöthig, das besagte Gestell noch durch besondere Querverbindungen mit der Mauer zu vereinigen.

Der Hauptvortheil der stehenden Maschinen besteht, wie schon früher bemerkt worden, darin, daß die durch die Massenwirkungen und den Dampfdruck hervorgerufenen Kräfte nur in verticaler Richtung auftreten, und daß auch eine einseitige Abnutzung des Dampfcylinders durch das Kolbengewicht vermieden wird. Aus diesem Grunde eignet sich das System der stehenden Maschinen hauptsächlich für die größten Kräfte. Das geringere Raum-

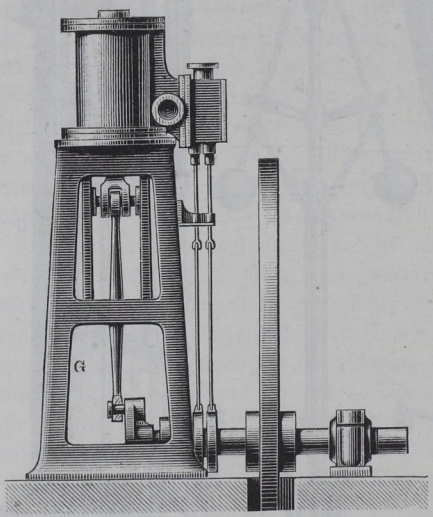
Fig. 669.



erforderniß ist ein weiterer Grund, welcher die Anordnung stehender Maschinen unter Umständen zweckmäßig erscheinen läßt.

Die in Fig. 669 (a. v. S.) dargestellte Maschine zeigt eine ältere Bauart. Der Dampfcylinder C ist mit den beiden Säulen G auf dieselbe Grundplatte geschraubt, welche ihrerseits in genügender Art mit dem Fundamente verbunden ist. Zur Unterstützung des neben der Kurbel K befindlichen Lagers L tragen die Säulen einen gußeisernen Querbalken B, und für die Geradführung des Kreuzkopfes Q sind die Lineale an den Säulen mit Hülfe der Querverbindung q befestigt. Die in der Figur angedeutete Anordnung von Reibungsrollen im Kreuzkopfe ist eine ganz veraltete und nicht mehr angewandte, wie schon in Thl. III, 1 gelegentlich der Besprechung der Geradführungen angegeben worden ist. Die Unterstützung der Schwungradwelle in einem zweiten Lager in der Wand des Maschinenhauses ist aus der Figur hinlänglich ersichtlich, ebenso die Einrichtung der Steuerung, welche mit einem Expansionsventile von der durch die Fig. 589 erläuterten Einrichtung versehen ist, durch welches der darauf wirkende Regulator R eine veränderliche Füllung veranlaßt. In P ist die Kesselspeisepumpe angedeutet. Da bei dieser Maschine das Säulengestell oberhalb mit der Wand nicht verbunden ist, die Standfähigkeit also nur durch die Verbindung mit dem Fundamente erreicht werden kann, so ist hier eine genügend breit ausladende Grundplatte von der größten Bedeutung, und es dürfte sich hierfür eine Gestellform wie die bei der Maschine in Fig. 670 angewandte besser eignen.

Fig. 670.

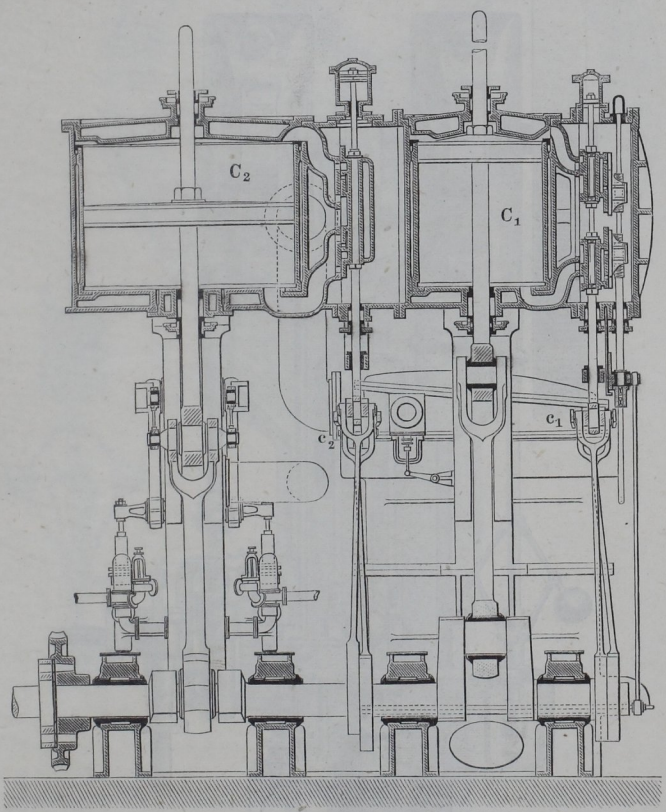


In Fig. 670 ist eine sogenannte Thurmmaschine dargestellt, so genannt von dem pyramidenförmigen Gestelle G, welches zur Unterstützung des hierbei oben angebrachten Cylinders in Anwendung gebracht ist. Dieses aus durchbrochenen Gußwänden gebildete Gestell gewährt große Sicherheit gegen Erzitterungen vermöge des beträchtlichen Trägheitsmomentes seines Querschnittes und wegen der großen Berührungsfläche mit dem Fundamente.

Solche Maschinen werden hauptsächlich für die Walzwerke ausgeführt, in denen die Erstellung eines besondern Maschinenhauses nicht angängig und für liegende Maschinen der erforderliche Raum nicht vorhanden ist.

Zu den stehenden Maschinen hat man auch verschiedene Schiffsmaschinen zu rechnen, wie solche in Thl. III, 2 näher besprochen sind, insbesondere

Fig. 671.



gehören die mit dem Namen der Hammermaschinen bezeichneten hierher. Als Beispiel hierzu möge hier nur die dem Werke von Busley, Die Schiffsmaschine, entnommene Fig. 671 angeführt werden, welche eine solche Compoundmaschine vorstellt. Die beiden Cylinder sind hier oberhalb neben einander aufgestellt und ihre Kolbenstangen wirken nach unten auf die beiden

Fig. 672.

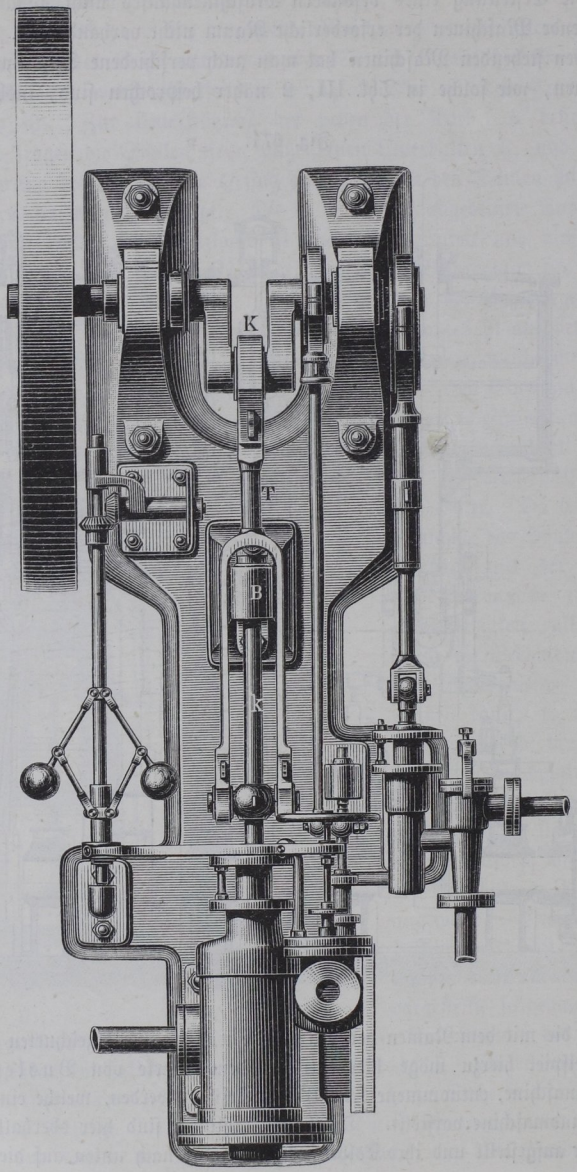
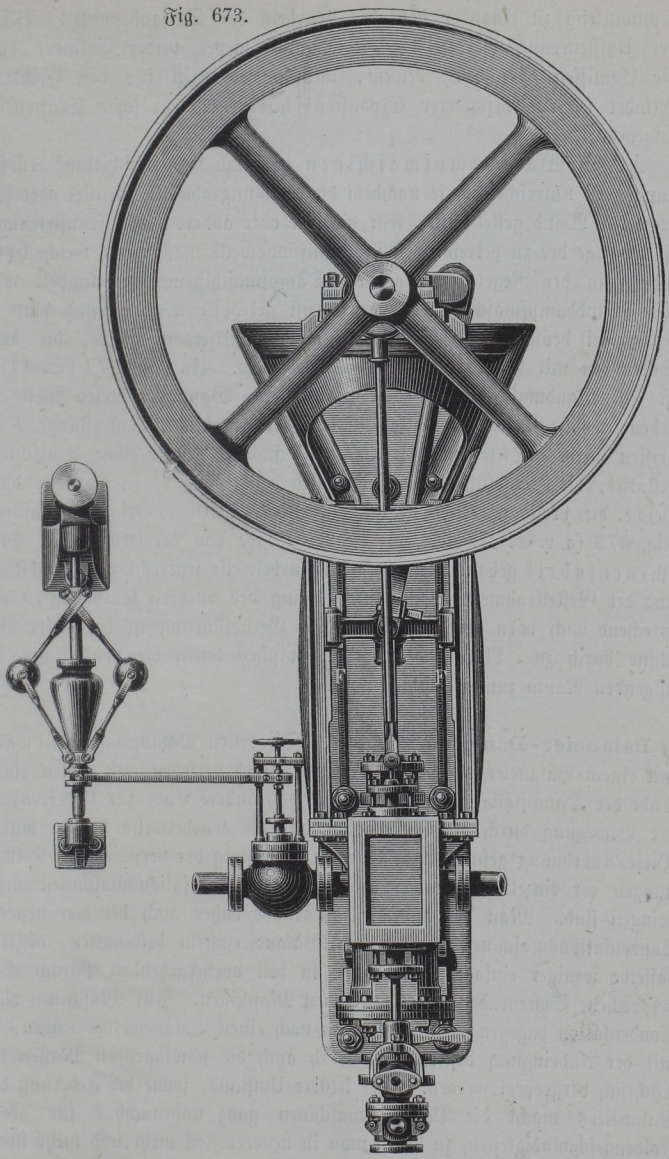


Fig. 673.



rechtwinkelig zu einander stehenden Kurbeln der Schraubenwelle. Behufs der Umsteuerung werden die Vertheilungsschieber beider Cylinder durch die Coulissen c_1 und c_2 bewegt, und außerdem ist für den Hochdruckcylinder C_1 ein besonderer Expansionsschieber Meyer'scher Construction angeordnet.

Bei den Wanddampfmaschinen hat man zwei verschiedene Ausführungen zu unterscheiden, je nachdem die Schwungradwelle parallel oder senkrecht zur Wand gestellt ist. Für die eine oder andere dieser Constructionen ist die Lage der zu betreibenden Transmissionswelle maßgebend, welche letztere hierbei in der Regel direct an die Dampfmaschinenwelle gekuppelt wird. Die Wanddampfmaschinen erhalten meist gekröpfte Wellen, und man befestigt bei denselben alle Theile an einer gußeisernen Platte, die durch Schrauben mit der Wand fest verbunden wird. In Fig. 672 (S. 1136) ist eine Wandmaschine mit einer parallel zur Wand gerichteten Welle gegeben, welche in der Kröpfung K von der gegabelten Lenkerstange T ergriffen wird. Diese nur für kleine Maschinen gebräuchliche Einrichtung gestattet, die Geradführung einfach durch die Büchse B zu erzielen, durch welche die verlängerte Kolbenstange k hindurchtritt. Bei der Maschine, Fig. 673 (a. v. S.), welche wie die vorstehende von der Görlitzer Maschinenfabrik gebaut wird, steht die Kurbelwelle senkrecht zur Wandfläche, und der Gestellrahmen ist zur Unterstützung des vordern Kurbellagers entsprechend nach vorn herausgekragt. Die Geradführung ist bei dieser Maschine durch zwei Lineale F besorgt, zwischen denen die Lenkerstange genügenden Raum zum Ausschlagen findet.

§. 311. **Balancier-Dampfmaschinen.** Die ersten Dampfmaschinen waren mit einem Balancier oder doppelarmigen Hebel versehen, an dessen einem Ende der Dampfkolben angriff, während das andere Ende zur Uebertragung der Bewegung durch die Lenkerstange auf die Kurbelwelle benutzt wurde. Diese Anordnung gestattet eine bequeme Bewegung der verschiedenen Kolbenstangen der einzelnen Pumpen, die bei den Condensationsmaschinen anzubringen sind. Man hat aus diesem Grunde daher auch bei den neueren Condensationsmaschinen vielfach das Balancersystem beibehalten, obgleich dasselbe weniger einfach ist, als das in den vorhergehenden Paragraphen besprochene System der direct wirkenden Maschinen. Für Maschinen ohne Condensation dagegen wird man kaum noch einen Balancier verwenden, da mit der Anbringung desselben natürlich auch die schwingenden Massen beträchtlich vergrößert werden. Der letztere Umstand, sowie die Federung des Balanciers macht die Balanciermaschinen ganz unbrauchbar für große Kolbengeschwindigkeiten, zu denen man in neuerer Zeit mehr und mehr übergegangen ist. Da der Ausschlagwinkel des Balanciers innerhalb gewisser

Grenzen verbleiben, der Balancier daher bei gegebenem Kolbenhube eine erhebliche Länge erhalten muß, so erfordern Balanciermaschinen größere Grundflächen als die stehenden Maschinen, während ihre Höhen geringer ausfallen. Um diese Höhen noch mehr zu ermäßigen, hat man bei Schiffsmaschinen auch wohl den Balancier unterhalb des Dampfcylinders angebracht, eine Anordnung, welche sich bei stationären Maschinen nicht findet.

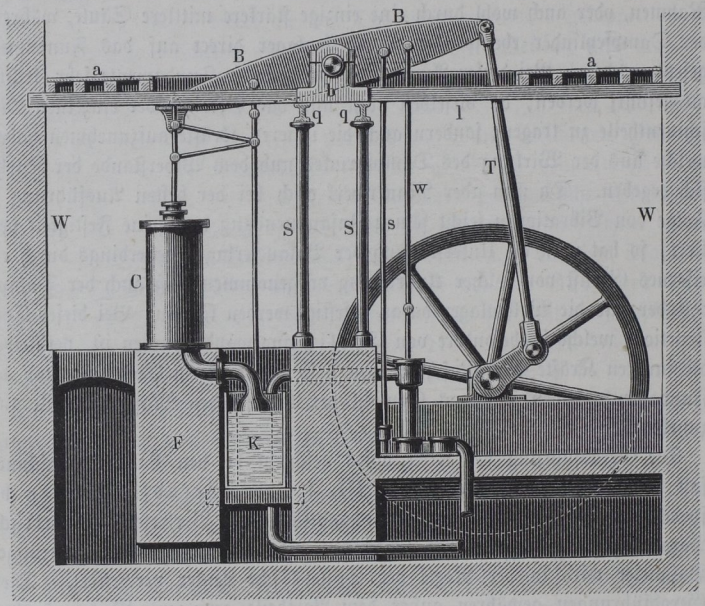
Die Schwingzapfen des Balanciers erhalten ihre Unterstützung in der Regel entweder durch einen von mehreren schwächeren Säulen getragenen Rahmen, oder auch wohl durch eine einzige stärkere mittlere Säule, während der Dampfcylinder ebenso wie die Wellenlager direct auf das Fundament gesetzt werden. Bei dieser Anordnung müssen die Fundamente sehr kräftig ausgeführt werden, da dieselben nicht nur das Gewicht der einzelnen Maschinentheile zu tragen, sondern auch die inneren Kräfte aufzunehmen haben, welche aus der Wirkung des Dampfdruckes und dem Widerstande der Kurbel sich ergeben. Da nun aber Mauerwerk auch bei der besten Ausführung in Folge von Vibrationen leicht seinen Zusammenhang und seine Festigkeit verliert, so hat man die Unterstützung der Balancierlager neuerdings durch ein eisernes Gerüst von solcher Anordnung vorgenommen, daß auch der Dampfcylinder und die Wellenlager daran befestigt werden können. Bei dieser Construction, welche insbesondere von Corliß angewandt worden ist, verbleiben die inneren Kräfte der Maschine innerhalb des eisernen Gestelles, und die Fundamente haben nur das Gewicht der betreffenden Maschinentheile aufzunehmen.

Die Geradführung des Kreuzkopfes geschieht bei den Balanciermaschinen fast immer vermittelst der in Thl. III, 1 unter Geradführungen besprochenen Hebelcombinationen, deren hauptsächlichster Vertreter das Watt'sche Parallelogramm ist. Bei den Maschinen mit einem sogenannten einarmigen Balancier wird in der Regel der Evans'sche Lenker verwendet. Diese Geradführungen gewähren außer dem Vortheile geringerer Reibungswiderstände noch besonders denjenigen, daß man mit Hülfe derselben leicht auch die Stangen der Pumpen gerade führen kann, wie dies an der angezeigten Stelle näher angeführt wurde. Da bei den Balanciermaschinen die Schwungradwelle außerhalb der Cylinderaxe gelegen ist, so muß bei der Verwendung des gewöhnlichen Muschelschiebers zur Steuerung die Bewegung desselben vom Excenter aus mit Hülfe eines Winkelhebels oder eines andern geeigneten Mittels geschehen.

Bei der Maschine in Fig. 674 (a. f. S.) sind die Lager b des Balanciers B durch die beiden Querträger q gestützt, welche ihrerseits auf vier gußeisernen Säulen S aufruhen. Um den bedeutenden, durch den Ausschlag der Lenkerstange T veranlaßten Seitendruck gehörig aufzunehmen, sind die beiden

Längsträger l angebracht, die in den Stirnwänden des Maschinenhauses W ihr Auflager finden und durch die Balken a den Schub auf die Längswände übertragen. Der Dampfcylinder C steht auf dem besondern Fundamentklotze F und in der Aussparung zwischen diesem und dem Säulenfundamente ist der Condensator K mit der Luftpumpe untergebracht, deren Kolbenstange mit dem Parallelogramm verbunden ist. Auf der andern Seite des Balanciers sind die Stangen w der Kaltwasserpumpe und s für die Kesselspeisepumpe angehängt.

Fig. 674.



Von der vorhergehenden Maschine unterscheidet sich die in Fig. 675 dargestellte in Betreff der Unterstützung des Balanciers durch eine einzige kräftige Säule S, welche auf einer hinreichend breiten Grundfläche aufruht, um für sich den auf sie einwirkenden Kraftmomenten zu widerstehen. Die Maschine ist eine Woolf'sche, deren zwei Cylinder C_1 und C_2 neben einander aufgestellt sind, und deren Kolbenstangen vermittelst des gemeinsamen Parallelogramms auf den Balancier wirken. Zur Anbringung der Zapfen z für die Gegenlenker g des Parallelogramms dienen die beiden leichten Träger t, welche einerseits an der Stützsäule des Balanciers und andererseits durch die dünnen auf dem Cylinder stehenden Säulchen s ihren Halt finden.

Die Fig. 676 (a. f. S.) giebt eine Skizze von der Anordnung, welche von Corliß für die Maschine von 1400 Pferdekraft gewählt worden war,

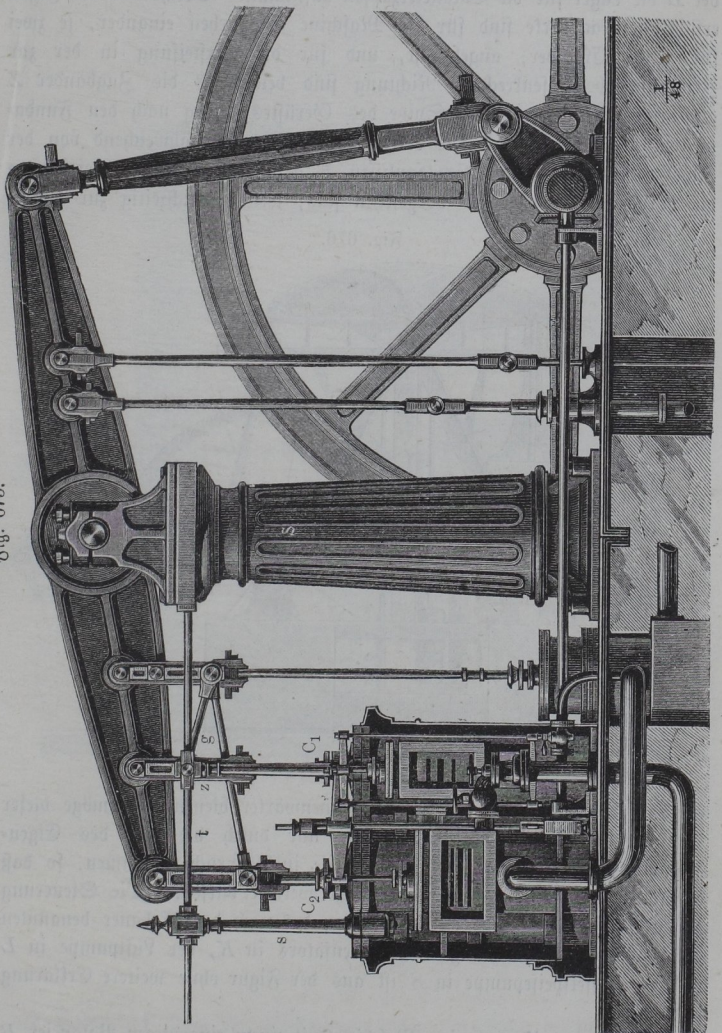
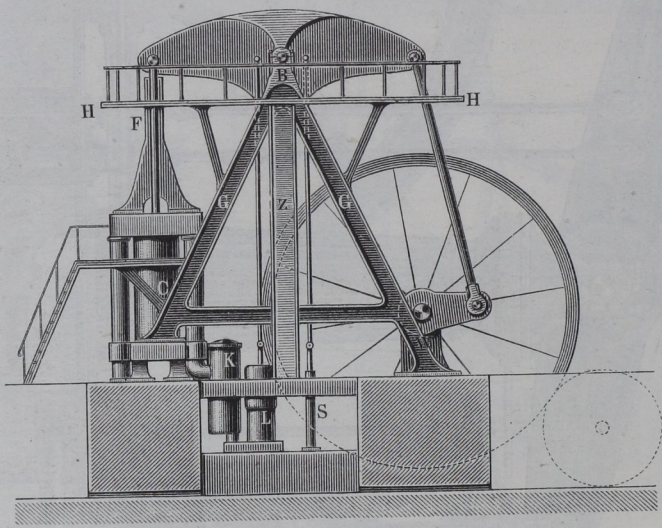


Fig. 675.

die zum Betriebe der Maschinenhalle auf der Weltausstellung in Philadelphia im Jahre 1876 diente. Hierbei ist ein aus geraden Schienen zu-

sammengesetztes Fachwerk G so angeordnet, daß es bei C die beiden Dampfcylinder (Zwillingsmaschine), bei W die Wellenlager und in der Spitze bei B die Lager für die Balancierzapfen aufnimmt. Solche aus der Figur ersichtliche Fachwerke sind für die Maschine vier neben einander, je zwei für einen Cylinder, angebracht, und für die Versteifung in der zur Zeichnungsebene senkrechten Richtung sind beiderseits die Zugbänder Z angebracht, welche von der Spitze des Gerüstes schräg nach den Fundamenten abgeführt sind. Die Kreuzköpfe werden hier abweichend von der gewöhnlichen Art durch die Coulissen F geführt, zu deren Befestigung die horizontalen Träger H vorgesehen sind, welche gleichzeitig zur Unterstützung einer Plattform für den Maschinenwärter dienen. Vermöge dieser Construction werden die Fundamente nur durch die Last des Eigengewichtes der betreffenden Maschinentheile in Anspruch genommen, so daß dieselben verhältnißmäßig leicht gemacht werden dürfen. Die Steuerung dieser Maschine ist eine Ventilsteuerung des nach dem Erbauer benannten Systems. Die Anordnung des Condensators in K, der Luftpumpe in L und der Kesselspeisepumpe in S ist aus der Figur ohne weitere Erklärung deutlich.

Fig. 676.



In Fig. 677 ist noch eine Maschine mit einem einarmigen Balancier B angegeben, welcher bei b um den beweglichen Stützpunkt schwingt, der ihm durch die um den festen Punkt o drehbare Schwinge dargeboten wird. Der

Dampfcylinder ist oberhalb in den gleichfalls cylindrischen Aufsatz verlängert, an welchem die Zapfen g für den Gegenlenker der Evans'schen Geradführung befestigt sind. Der über den Cylinder hinaus verlängerte Arm b_1

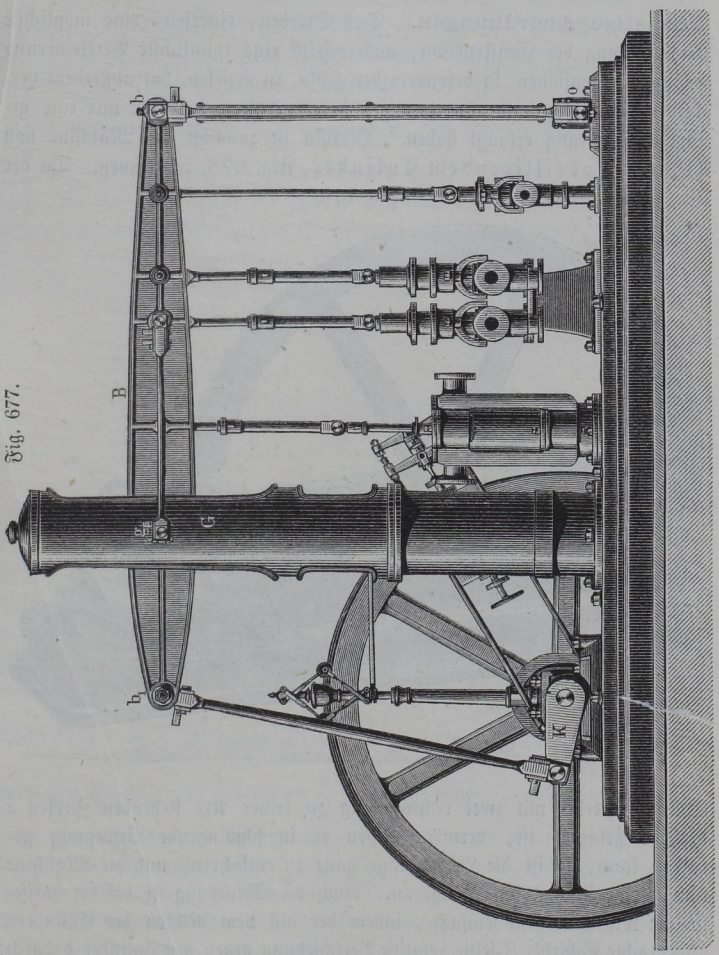


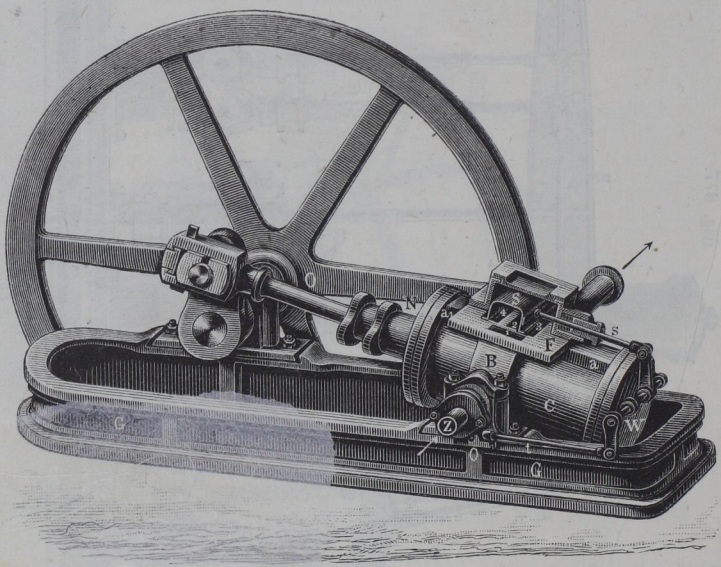
Fig. 677.

des Balanciers dient zur Uebertragung der Bewegung auf die Kurbel K der Schwungradwelle. Bei dieser Anordnung ist die ganze Länge des Balanciers zur Anhängung von Pumpen verfügbar, weswegen diese Con-

struction namentlich in solchen Fällen gewählt zu werden pflegt, wo man, wie z. B. in Zuckerfabriken, mehrere Pumpen direct von der Maschine aus betreiben will.

§. 312. **Sonstige Anordnungen.** Das Streben, einerseits eine möglichste Vereinfachung der Construction, andererseits eine thunlichste Verkleinerung gewisser Dimensionen, insbesondere der Höhe, zu erzielen, hat außerdem verschiedene Dampfmaschinenanordnungen hervorgerufen, die aber nur eine geringe Verbreitung erlangt haben. Hierhin ist zunächst die Maschine von Alban mit oscillirendem Cylinder, Fig. 678, zu rechnen. Da der

Fig. 678.

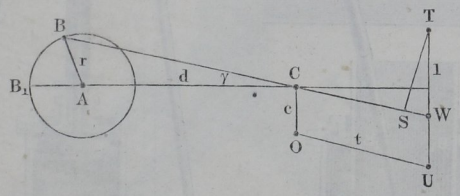


Cylinder hierbei mit zwei rechtwinkelig zu seiner Axe stehenden Zapfen z drehbar gelagert ist, vermöge dessen er in schwingende Bewegung gerathen kann, so ist die Lenkerstange ganz zu entbehren, und die Maschine nimmt eine sehr geringe Länge an. Auch die Steuerung ist bei der dargestellten Maschine eine einfache, indem der auf dem Rücken des Cylinders angebrachte Schieber S seine relative Verschiebung gegen den Cylinder dadurch empfängt, daß die Schieberstange s mit Hülfe der am Cylinderdeckel gelagerten Welle W und der Lenkerstange t mit dem festen Punkte o verbunden ist, der um eine bestimmte Größe von der Drehaxe des Cylinders entfernt ist. Vermöge dieser Verbindung nimmt der Schieber eine relative Bewegung

gegen den Schieberspiegel an, welche mit derjenigen übereinstimmt, die ihm durch ein Kreisexcenter ertheilt werden würde, wie man sich mit Hülfe der Fig. 679 überzeugt.

Bedeutet hierin AB die Kurbel von der Länge r in einer um den Winkel $B_1AB = \omega$ von der Todtlage AB_1 abweichenden Stellung, und ist $AC = d$ die Entfernung der Welle von den Drehzapfen des Cylinders, so ist der Neigungswinkel γ der Kolbenstange BC gegen die Horizontale AC annähernd durch $\sin\gamma = \frac{r \sin\omega}{d}$ gegeben. Ist nun die Entfernung c des Cylinderzapfens C von dem festen Punkte O, an welchen der Lenker t gehängt ist, gleich der Länge des Hebels WU und ist die Länge OU des Lenkers gleich der Entfernung der Steuerwelle W von der Cylinderdrehaxe C gemacht, so sind die vier Punkte C, O, W, U stets in den Ecken eines Parallelogramms gelegen, das für die Todtlagen der Maschine ein rechtwinkeliges

Fig. 679.



ist, und dessen Seiten CO und WU fortwährend vertical, d. h. senkrecht zu AC gerichtet sind. Wenn nun die Länge des den Schieber bewegenden Hebelarmes $WT = l$ ist, so erhält man für die betrachtete Kurbelstellung die Verschiebung des Schiebers aus seiner mittlern, der Todtlage zugehörigen Stellung gleich der Projection WS des Hebels WT auf BC, man hat also diesen Weg $s = l \sin\gamma = \backsim \frac{lr \sin\omega}{d}$, gerade so, als wenn der Schieber durch ein Excenter von der Länge $\frac{r}{d} l$ bewegt würde, das auf der Kurbelwelle ohne Voreilung, d. h. senkrecht zur Kurbel befindlich wäre. Aus dieser letztgedachten Bedingung ergiebt sich, daß die Bewegung des Schiebers den Erfordernissen einer guten Steuerung nicht entspricht, da hierzu immer nach den früher darüber gemachten Bemerkungen eine gewisse Voreilung erforderlich ist.

Auch in anderer Hinsicht erscheint die Maschine mit oscillirendem Cylinder trotz ihrer Einfachheit sehr unvollkommen. Zunächst sind dabei die schwingenden Massen sehr groß und es ist ersichtlich, daß hierdurch namentlich die Stopfbüchse stark angegriffen werden muß, da diese durch die Kolbenstange

in unabläſſiger Aufeinanderfolge nach beiden Seiten gedrückt wird. Wenn man auch dieſem Uebelſtande durch eine möglichſt lange Stopfbüchſe zu begegnen ſucht, ſo iſt doch erfahrungsmäßig der dichte Schluß nur ſehr ſchwer dauernd zu erreichen. Daſſelbe gilt in Betreff der Drehzapfen des Cylinders, welche hohl gebildet und mit Stopfbüchſen verſehen werden müſſen, da die Zuführung ſowohl wie die Abführung des Dampfes, wie leicht zu erſehen iſt, nur durch dieſe Zapfen geſchehen kann. So viel man ſich auch bemüht hat, durch veränderte Conſtruction, z. B. durch Verlegung der Drehzapfen an das Ende des Cylinders, den gedachten Uebelſtänden zu begegnen, ſo iſt doch

Fig. 680.

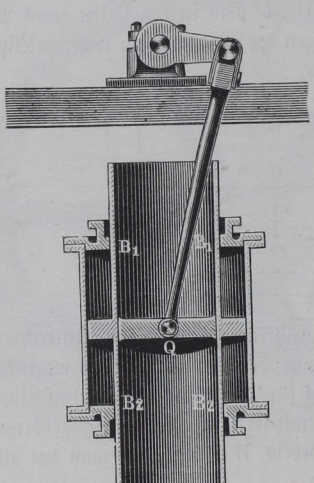
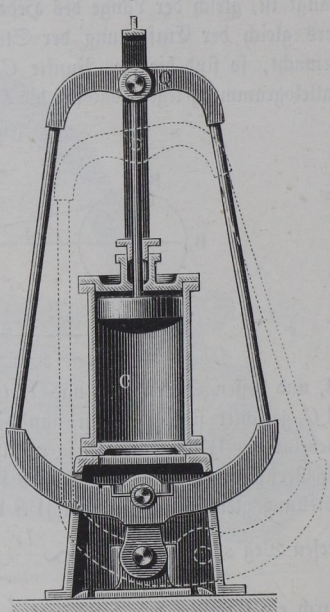


Fig. 681.



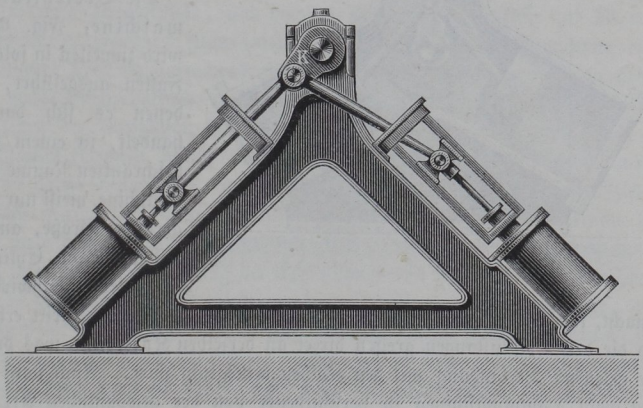
der Erfolg immer ein wenig befriedigender geblieben. Man wendet daher heute Maſchinen mit oscillirenden Cylindern höchſtens für Dampfſchiffe an, wobei dann aber die Steuerungsvorrichtung wegen des nöthigen Umſteuerns in der Regel eine ſehr complicirte wird.

In anderer Art iſt der Zweck einer möglichſten Verkürzung bei der durch Fig. 680 dargeſtellten Maſchinengattung mit einer hohlen Kolbenſtange erreicht, welche Maſchinen von Penn für Dampfſchiffe in Anwendung gebracht wurden und unter dem Namen Trunkmaſchinen bekannt ſind. Der

Kreuzkopf Q ist hier im Innern der hohlen Kolbenstange angebracht, welche letztere eine hinreichend große Weite erhalten muß, um der Lenkerstange den Ausschlag zu gestatten. Als wirksame Kolbenfläche ist daher hier nur die Ringfläche zwischen dem Cylinder und der Kolbenstange zu betrachten. Da bei dieser Anordnung der von der Lenkerstange auf den Kreuzkopf ausgeübte Seitendruck von den Stopfbüchsen bei B_1 und B_2 aufgenommen werden muß, so ist das Dichthalten derselben sehr erschwert, und hierin einer der hauptsächlichsten Nachtheile dieser Maschinengattung enthalten, welche daher auch fast ausschließlich auf die Verwendung im Schiffsbau beschränkt bleibt.

Die in Fig. 681 gezeichnete sogenannte Bügelmaschine ist dadurch gekennzeichnet, daß die Lenkerstange von dem Kreuzkopfe Q aus rückwärts nach dem Cylinder C hingeführt ist, wodurch ebenfalls die Höhe der ganzen Maschine verkleinert wird. Hierzu ist es erforderlich, der Lenkerstange die Gestalt

Fig. 682.

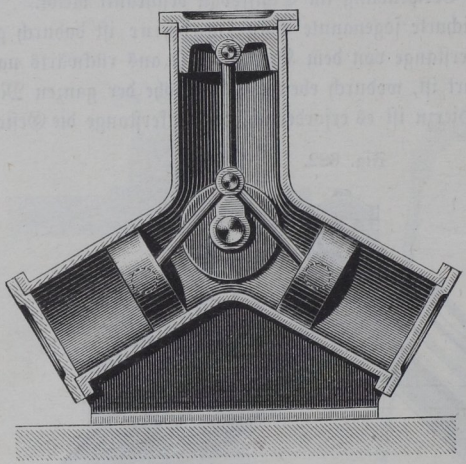


eines rahmenförmigen Bügels zu geben, in dessen Innenraume in allen Stellungen der Lenkerstange hinreichender Platz für den Cylinder verbleibt. Dies muß als eine große Unzuträglichkeit dieses Systemes bezeichnet werden, da hierdurch die schwingende Masse bedeutend ausfällt und der Bügel in Folge seiner Form und Ausführung einer starken Federung unterworfen ist, welche den ruhigen Gang der Maschine beeinträchtigt. Für die schnell gehenden Maschinen, wie sie neuerdings meistens gebaut werden, ist daher dieses System ganz unbrauchbar, und es findet dasselbe auch überhaupt kaum noch Verwendung.

Es mag hier noch der von Brunel herrührenden Einrichtung von Zwillingsmaschinen mit zwei unter 90^0 gegen einander geneigten Cylindern

gedacht werden, Fig. 682 (a. v. S.), welche Anordnung ebenfalls zum Zwecke einer möglichst geringen Höhe zuerst für Dampfschiffe in Gebrauch genommen ist. Bei dieser Anordnung ist nur eine einzige Kurbel K erforderlich, an deren Kurbelzapfen beide Lenkerstangen angeschlossen werden, wodurch die gegenseitige Bewegung der beiden Kolben zu einander in derselben Weise erfolgt, wie wenn die Cylinder parallel neben einander aufgestellt werden und ihre Lenkerstangen an zwei um 90° versetzten Kurbeln angreifen. Dieselbe Bemerkung gilt auch hinsichtlich der Bewegung der beiden Schieber durch ein gemeinschaftliches Excenter. Auch diese Maschinen werden nur selten noch gebaut.

Fig. 683.



Die Dreicylindermaschine, Fig. 683, wird zuweilen in solchen Fällen ausgeführt, in denen es sich darum handelt, in einem sehr beschränkten Raume eine Maschine, meist nur von geringer Größe, aufzustellen. Die Cylinder sind hier einfachwirkend gemacht, indem der Dampf nur zu den äußeren Cylinderseiten Zutritt erhält, und die drei Kolbenstangen greifen direct an derselben Kurbel an, was durch ihre gelenkige Verbindung mit den Kolben ermöglicht wird. Auch sonst hat man wohl Dampfmaschinen in verschiedener von der gewöhnlichen Art abweichender Anordnung ausgeführt, ein näheres Eingehen auf alle möglichen Anordnungen hat aber hier kein Interesse, da solche besondere Constructionen doch nur ausnahmsweise vorkommen.

§. 313. **Dampfmaschinentheorien überhaupt.** Eine Theorie der Dampfmaschinen hat zunächst den Zweck, entweder für eine vorliegende Maschine unter gegebenen Verhältnissen die von ihr zu erwartende Leistung zu ermitteln, oder umgekehrt, für eine vorgeschriebene Leistung, welche die Maschine äußern soll, die ihr zu gebenden Abmessungen festzustellen. Im Wesentlichen kommen natürlich diese beiden Aufgaben auf dasselbe hinaus, nämlich auf die Ermittelung der Beziehungen, welche zwischen der Arbeit einer Maschine und ihren Dimensionen stattfinden. In dem einfachsten Falle, wenn die

Maschine ohne Expansion, d. h. mit voller Füllung des Cylinders arbeitet, ist diese Aufgabe leicht gelöst. Da in diesem Falle der Druck auf jede Seite des Kolbens einfach als das Product aus der Kolbenfläche F in den specifischen Druck p gefunden wird, und der Weg des Kolbens für jede halbe Kurbeldrehung gleich dem doppelten Kurbelhalbmesser r, also für jede Umdrehung gleich $4r$ ist, so hat man bei n Umdrehungen in der Minute die Leistung der Maschine pr. Secunde:

$$L = \frac{n}{60} F (p - p_0) 4r = \frac{nr}{15} F (p - p_0),$$

wenn p den treibenden Druck auf die hintere und p_0 den widerstehenden Druck auf die vordere Seite des Kolbens vorstellt. Volldruckmaschinen, wie die hier gedachte, kommen aber in der Wirklichkeit so gut wie gar nicht vor, so daß eine so einfache Bestimmung der Leistung, wie die vorstehende, auch für die Praxis ohne Werth ist. Es handelt sich vielmehr immer darum, die Arbeit des Dampfes in Expansionsmaschinen zu ermitteln, und hieraus die nöthigen Schlüsse auf die einer Maschine zu gebenden Abmessungen, sowie auf das zur Erreichung einer bestimmten Leistung aufzuwendende Dampf- oder Wärmequantum zu ziehen. Die große wirthschaftliche Bedeutung, welche nach dem früher darüber Angeführten der Expansion des Dampfes beigemessen werden muß, läßt die Wichtigkeit erkennen, welche die richtige Feststellung der Arbeit des Dampfes für die ganze Technik hat, und erklärt es auch, warum man dieses Ziel so vielfach durch Aufstellung verschiedener Theorien zu erreichen gesucht hat. Alle diese Theorien unterscheiden sich in der Hauptsache vornehmlich in der Art, wie sie die Bestimmung der Expansionsarbeit des Dampfes vornehmen, und es hängt diese Arbeit wiederum hauptsächlich von dem Gesetze ab, nach welchem die Spannung des Dampfes abnimmt, wenn bei der Expansion sein Volumen allmälig sich vergrößert. Nach den in Cap. 1 hierüber gemachten Bemerkungen wird es daher leicht sein, die hauptsächlich zur Anwendung gekommenen Theorien im Wesentlichen zu kennzeichnen.

Am einfachsten bestimmt sich die Expansionsarbeit des Dampfes unter Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes, wie es in Th. I, §. 414 ausgesprochen worden ist. Die Annahme dieses Gesetzes kommt auf die Voraussetzung hinaus, daß der Wasserdampf sich wie ein permanentes Gas verhalte, und daß die Temperatur auch während der Expansion denselben Werth behalte. Beide Voraussetzungen treffen nun allerdings nicht zu, trotzdem haben vielfach indicatorische Messungen gezeigt, daß die wirkliche Spannungsveränderung des Dampfes in Expansionsmaschinen in einer Weise vor sich geht, welche von der nach dem Mariotte'schen Gesetze sich ergebenden nicht wesentlich abweicht. Schon Morin hat aus vielen darüber angestellten Versuchen dieses Verhalten gefunden, und in neuerer

Zeit, wo der Indicator bei Dampfmaschinen eine sehr verbreitete Anwendung erlangt hat, ist diese Erfahrung vielfach bestätigt worden. Aus diesem Grunde wird denn auch jetzt bei der Berechnung der Dampfmaschinen das Mariotte'sche Gesetz meistens zu Grunde gelegt, und zwar erscheint diese Annahme um so mehr gerechtfertigt, als die solcher Art erzielten Resultate hinreichende Uebereinstimmung mit der Erfahrung zeigen, eine bessere Uebereinstimmung in der Regel als diejenigen, welche auf Grund scheinbar exacterer Theorien durch in den meisten Fällen verwickeltere Rechnungsoperationen erlangt werden können. Dem entsprechend soll auch die Berechnung der Dampfmaschinen in den folgenden Paragraphen unter Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes vorgenommen werden, und es mag genügen, die sonst noch zuweilen angewandten Theorien kurz anzuführen.

Da die Temperatur des Dampfes während der Expansion nicht constant bleibt, wie schon bemerkt wurde, so hat man die Verhältnisse geglaubt schärfer durch die Annahme desjenigen Gesetzes bestimmen zu können, welches der adiabatischen Zustandsänderung der Gase zugehört, und welches nach §. 219 seinen Ausdruck in der Formel $pv^{\varkappa} = Const.$ findet, wenn wieder v das Volumen, p die specifische Spannung und $\varkappa$ einen gewissen, für jede Gasart constanten Coefficienten bedeutet. Für atmosphärische Luft wie überhaupt für permanente Gase wurde dieser Coefficient in §. 220 zu $\varkappa = \frac{c_p}{c_v} = 1{,}41$ gefunden. Für Wasserdampf dagegen hat man für $\varkappa$ einen Werth einzuführen, welcher durch Versuche bestimmt worden ist. Wie ebenfalls schon in §. 239 angeführt worden, hat man diesen Coefficienten $\varkappa$ nach Zeuner zu 1,135, nach Grashof zu 1,140 und nach Rankine zu 1,111 anzunehmen. Unter Annahme dieses Gesetzes ermittelt sich die Arbeit, welche ein gewisses Dampfquantum bei einer bestimmten Ausdehnung verrichtet, in derselben Art, wie dies für Gase in §. 219 gezeigt wurde. Man wendet dieses Gesetz zuweilen für die Compression des Dampfes an (siehe weiter unten), auch wenn für die Expansion das Mariotte'sche zu Grunde gelegt wird.

Eine Dampfmaschinentheorie, welche seinerzeit sich einer größern Beliebtheit erfreute, ist die von Pambour aufgestellte, die von der Voraussetzung ausging, daß der gesättigte Wasserdampf auch während seiner Expansion vollständig als gesättigt bestehen bleibe. Diese während einer langen Zeit für richtig hingenommene Voraussetzung wurde mit Hülfe der neuern mechanischen Wärmetheorie als eine irrige erkannt, indem nach den in §. 238 enthaltenen Entwickelungen Wasserdampf bei seiner adiabatischen Ausdehnung zu einem Niederschlagen von tropfbarem Wasser Veranlassung giebt, so daß zwar der expandirende Dampf im Zustande der Sättigung sich befindet, aber nur einen gewissen Bruchtheil der ursprünglichen Masse ausmacht. Wie

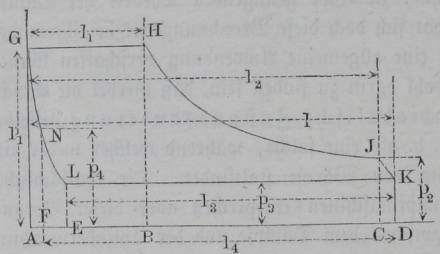
erheblich die mechanische Arbeit ist, welche der bei der gedachten Condensation verschwundenen latenten Wärme entspricht, ist aus dem an der gedachten Stelle ausgerechneten Beispiele leicht zu erkennen und danach zu beurtheilen, daß die auf Grund der Pambour'schen Theorie gefundenen Resultate entsprechend unsichere sein müssen. Um bei dieser Theorie in erforderlicher Art die jeweilige Dampfspannung als eine algebraische Function von dem zugehörigen Dampfvolumen auszudrücken, bedient sich Pambour der von Navier für gesättigten Dampf aufgestellten Näherungsgleichung: $s = \frac{a}{b+p}$, in welcher p die Spannung, a und b gewisse constante Größen und $s = \frac{1}{\gamma}$ das specifische Volumen des Dampfes bedeuten.

In der neuern Zeit hat man endlich auch eine auf den Grundsätzen der mechanischen Wärmetheorie beruhende Berechnungsweise der Dampfmaschinen angegeben, in welcher Beziehung vornehmlich auf die von Zeuner entwickelte Theorie verwiesen werden mag. Wenn es auch wohl keinem Zweifel unterliegen dürfte, daß gerade die mechanische Wärmetheorie, welche bereits so viele Punkte aufgehellt hat, zu einer genügenden Theorie der Dampfmaschinen führen wird, so hat sich doch diese Berechnungsart bei ihrem dermaligen Zustande noch nicht eine allgemeine Anwendung verschaffen können. Der Grund hiervon dürfte wohl darin zu finden sein, daß hierbei die Expansion des Dampfes als eine adiabatische Zustandsänderung desselben in Betracht gezogen wird, d. h. als eine solche, während welcher weder eine Zufuhr noch eine Abführung von Wärme stattfindet. Die thatsächlichen Verhältnisse in unseren Dampfmaschinen entsprechen aber dieser Voraussetzung keineswegs, indem zwischen dem Dampfe und der Cylinderwandung ein stetiger Wärmeaustausch stattfindet, auf welchen bei gewissen Maschinen die Anwendung eines Dampfmantels ganz besondern Einfluß ausübt. Ferner spielt in den Formeln der mechanischen Wärmetheorie immer der Wassergehalt des stets mehr oder minder feuchten Dampfes eine hervorragende Rolle, und es ist im Allgemeinen schwer, wenn nicht unmöglich, bei den Dampfmaschinen den wirklichen Wassergehalt auch nur annähernd genau zu bestimmen.

Diesen Umständen ist es zuzuschreiben, daß die Constructeure von Dampfmaschinen in Ermangelung einer genügend sichern und hinreichend einfachen schärfern Theorie sich damit begnügen, die Berechnung der Dampfmaschinen unter Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes vorzunehmen, wie dies im Folgenden gezeigt werden soll. Ungeachtet dessen muß doch die mechanische Wärmetheorie als ein ausgezeichnetes Hülfsmittel betrachtet werden, welches allein im Stande ist, auf gewisse Fragen von hervorragender Bedeutung sichere Antwort zu ertheilen.

§. 314. **Berechnung der Eincylindermaschine.** Im Folgenden soll die Berechnung einer eincylindrigen Expansionsdampfmaschine wesentlich in der Weise durchgeführt werden, welche in dem Hülfsbuche für Dampfmaschinentechniker von Hrabak angegeben ist. Es werde dafür ein Cylinder vom Durchmesser $d\,cm$ oder vom Querschnitte $F = \pi \frac{d^2}{4}$ qcm und ein Kolbenhub gleich $l\,m$ vorausgesetzt. Der Dampf, welcher einem Kessel von der totalen Spannung gleich p kg pr. 1 qcm entnommen wird, möge beim Eintritt in den Cylinder eine Spannung haben, die durch p_1 bezeichnet werde, und welche Spannung in Folge der Widerstände und der Abkühlung in der Zuleitung, sowie wegen der etwaigen Drosselung durch das Eintrittsventil erheblich geringer als die Kesselspannung p angenommen werden muß. Die Größe des schädlichen Raumes für jede Cylinderseite sei gleich einem Cylinder von dem Querschnitte F des Kolbens und von der Länge $\sigma = m\,l$. Ferner soll angenommen werden, daß dem Cylinder frischer Kesseldampf zugeführt werde, bis der Kolben aus seiner Endlage sich um den Weg l_1 verschoben hat, so daß also die Maschine mit einem Füllungsverhältnisse $\varphi = \frac{l_1}{l}$ arbeitet.

Fig. 684.



Die Vertheilung des Dampfes durch Schieber oder Ventile soll in der durch das Diagramm in Fig. 684 vorgestellten Art gedacht werden. Demgemäß soll der in der Kolbenstellung B abgesperrte Dampf bis zu der Kolbenstellung in C expandiren, in welcher Stellung der Voraustritt beginnen soll, indem in dieser Stellung der Raum hinter dem Kolben bereits mit dem Ausblaserohre in Verbindung gebracht wird. In Folge hiervon wird der Dampf hinter dem Kolben während des letzten Wegtheiles desselben um die Länge $CD = l - l_2$ die Endspannung p_2, welche ihm in Folge der Expansion in C zu eigen war, bis auf die Spannung p_3 ermäßigen, die im Ausblaseraume vorherrscht. Abgesehen von allen Nebenhindernissen, welche vorläufig hier außer Acht gelassen werden mögen, würde man die größte Leistung von dem Dampfe zu erwarten haben, sobald man die Expansion so weit führte, bis die Endspannung p_2 auf den Betrag p_3 des Gegendruckes herabgesunken wäre; in diesem Falle würde das Diagramm bei JK in eine Spitze auslaufen. In Wirklichkeit geht man aber mit der Expansion niemals bis zu dieser Grenze, und

zwar nicht nur wegen der schädlichen Widerstände, sondern auch wegen der vermehrten Anlagekosten, die mit einer weiter geführten Expansion also Vergrößerung der Dimensionen verbunden sind. In Folge hiervon findet bei JK ein Spannungsabfall statt, d. h. eine plötzliche Spannungsabnahme, mit welcher immer ein gewisser Arbeitsverlust verbunden ist.

Der hinter dem Kolben zur Wirkung gekommene Dampf tritt bei dem Rückgange des erstern aus dem Cylinder mit einer Spannung gleich derjenigen $DK = p_3$ im Ausblaserohre, d. h. im Condensator oder beziehungsweise in der freien Atmosphäre. Es sei nunmehr angenommen, daß in der Stellung des Kolbens bei E oder nach Zurücklegung des Weges $DE = l_3$ der Austrittscanal für den ausblasenden Dampf abgeschlossen sei, so wird von dieser Stellung an eine Compression des noch vor dem Kolben zurückgebliebenen Dampfes eintreten, die so lange anhält, bis aus dem Kessel frischer Dampf dem Kolben entgegentritt. Dieser Augenblick des beginnenden Voreintritts möge der Kolbenstellung in F entsprechen, worin der Kolben von seiner Endlage in D einen Weg $DF = l_4$ zurückgelegt haben mag. Durch diese Compression wird natürlich die Spannung des vor dem Kolben befindlichen Dampfes und damit der hindernde Gegendruck vergrößert, so daß hierdurch dem Kolben ein vergrößerter Widerstand entsteht. Trotzdem pflegt man in der neuern Zeit von dieser Compression einen ziemlich ausgiebigen Gebrauch zu machen, und zwar hauptsächlich aus den folgenden Gründen.

Wenn die Maschine ganz ohne Compression arbeitet, so findet der im Beginn der Voröffnung in F aus dem Kessel eintretende Dampf in dem schädlichen Raume, sowie in dem Raume AF des Cylinders Dampf von der geringen Spannung des Ausblaseraumes vor, und indem dieser Raum mit frischem Kesseldampfe angefüllt wird, entsteht durch den damit verbundenen Spannungs- oder Wärmeabfall ein Arbeitsverlust, welcher um so größer ausfällt, je größer der anzufüllende Raum ist, welcher letztere deshalb den Namen des schädlichen Raumes führt. Durch die Anordnung einer Compression wird nun die Spannung des zurückbleibenden Dampfes vergrößert und damit der Betrag jenes erwähnten Abfalles verringert. Wollte man die Compression so weit führen, daß die schließliche Spannung des Dampfes zu Ende der Compression und bei Beginn der Voreinströmung in F gerade gleich der Admissionsspannung p_1 des eintretenden Dampfes wäre, so ließe sich hierdurch der Spannungsabfall und der damit verbundene Verlust ganz vermeiden. Es würde auch, wenn nicht Nebenhindernisse und Abkühlungsverluste sich einstellten, die zur Compression des Dampfes vom Kolben aufzuwendende Arbeit in ihrem vollen Betrage wieder an den Kolben zurückgegeben werden, wenn der Dampf beim folgenden Kolbenlaufe expandirt. In diesem Falle würden also die nachtheiligen Wirkungen des schädlichen

Raumes gänzlich vermieden werden, und es wäre zur Erzielung dieses Resultates nur ein entsprechend größeres Cylindervolumen anzuordnen. Man pflegt aber in der Wirklichkeit mit der Compression nicht bis zu dieser obersten Grenze zu gehen, wegen der erwähnten schädlichen Widerstände und der Abkühlung, und läßt daher einen gewissen Spannungsabfall beim Eintritte des frischen Dampfes zu.

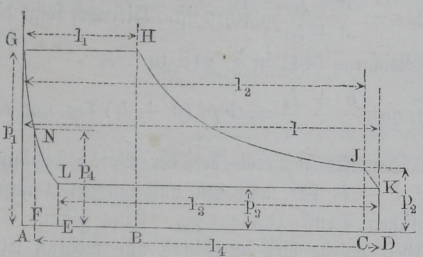
Es giebt auch noch einen andern Grund, aus welchem eine gewisse Compression zweckmäßig erscheint, nämlich die Rücksicht auf einen möglichst ruhigen Gang der Maschine. Inwiefern hierauf die Compression des Dampfes von Einfluß ist, läßt sich in folgender Weise erkennen. Bei der hin- und hergehenden Bewegung des Kolbens wechselt der Druck auf den letztern in jedem todten Punkte der Kurbel, und in Folge davon wird jedesmal in dem Lager der Lenkerstange sowohl am Kurbelzapfen wie auch am Kreuzkopfe eine Stoßwirkung eintreten, sobald in diesen Lagern ein Spielraum oder todter Gang sich eingestellt hat, was bei allen Maschinen nach einiger Zeit in höherm oder niederm Maße der Fall ist. Wenn es dagegen gelingt, den bemerkten Druckwechsel nicht plötzlich, sondern allmälig schon vor Erreichung des todten Punktes stattfinden zu lassen, so fällt auch die Veranlassung zu dem besagten Stoße fort. Diese Bedingung wird nun aber erfüllt sein, wenn die Compression vor dem Kolben so bemessen wird, daß der dadurch entstehende Gegendruck auf die Vorderfläche die Kraft übertrifft, durch welche der Kolben im Sinne seiner Bewegung angetrieben wird. Diese Kraft setzt sich aus dem treibenden Dampfdrucke und dem Beschleunigungsdrucke zusammen, welcher aus der Trägheit der hin- und hergehenden Massen sich ergiebt, und dessen Bestimmung in Thl. III, 1 bei der Behandlung des Kurbelgetriebes vorgenommen wurde. Da dieser Beschleunigungsdruck mit zunehmender Geschwindigkeit der Maschine sehr schnell steigt, und hiermit auch die Stärke der erwähnten Stoßwirkungen im Verhältnisse steht, so erkennt man hieraus, daß gerade bei den schnell gehenden Maschinen die Compression des Dampfes ein wichtiges Mittel zur Erzielung eines möglichst ruhigen Ganges abgeben muß.

Außerdem muß darin noch ein besonderer Vortheil der Compression erkannt werden, daß durch dieselbe eine Erwärmung des Cylinders herbeigeführt wird, welche den nachtheiligen Wärmeaustausch herabzieht, der zwischen dem Dampfe und der Cylinderwand unausgesetzt auftritt und wegen des damit verbundenen Ueberganges der Wärme von höherer zu niederer Temperatur immer mit namhaften Verlusten verknüpft ist. Die Compression hat man früher weniger bei den stationären Dampfmaschinen angewendet als dies neuerdings der Fall ist, nachdem man ihre Vortheile näher kennen gelernt hat. Bei den Locomotivmaschinen und überhaupt bei den Maschinen, welche durch eine Coulisse umgesteuert werden, wandte man schon seit langer Zeit hohe Compressionsgrade

an, wie sich dieselben ungesucht ergaben, wenn man mit dem einfachen Muschelschieber durch die Stellung der Coulisse höhere Expansion erzielen wollte.

Nach diesen Bemerkungen wieder zu der Fig. 685 zurückkehrend, ergiebt sich aus deren Betrachtung, daß der Dampfkolben von der Stellung in F an, in welcher der frische Kesseldampf in den Cylinder eingelassen wird, einen Gegendruck zu überwinden hat, welcher von dem Betrage des Enddruckes $FN = p_4$ der Compression auf denjenigen der Admissionsspannung $AG = p_1$ sich erhebt. Unter dem Einflusse dieses Gegendruckes hat der Kolben den Weg $FA = l - l_4$ zurückzulegen, und es beginnt hierauf die Wiederholung der gedachten Wirkungen in genau derselben Weise. Es ist kaum nöthig zu bemerken, daß derselbe Vorgang, welcher hier nur für die eine (linke) Seite des Kolbens betrachtet worden ist, in gleicher Art auf der andern Kolbenseite stattfindet, für die Theorie genügt es daher, nur die eine Seite in Betracht zu ziehen.

Fig. 685.



Es folgt aus den vorstehenden Betrachtungen, daß die Wirkung des die hintere Kolbenseite antreibenden Dampfes sich aus drei gesonderten Theilen zusammensetzt, nämlich aus der

Volldruckwirkung L_1 auf dem Wege . . . . $AB = l_1$,

dann aus der

Expansionswirkung L_2 auf dem Wege . . . $BC = l_2 - l_1$

und endlich aus der

Nachwirkung L_3 auf dem Wege . . . . . $CD = l - l_2$.

In ähnlicher Weise kann man auch die Arbeit des Widerstandes auf die vordere Kolbenfläche als aus drei Theilen zusammengesetzt denken, nämlich aus der Arbeit W_1 während des Ausblasens auf dem Wege . $DE = l_3$,
der Arbeit W_2 während der Compression auf dem Wege . $EF = l_4 - l_3$
und der Arbeit W_3 des Gegendampfes auf dem Wege . . $FA = l - l_4$.

Zur Ermittelung der ganzen während eines einfachen Kolbenlaufes vom Dampfe verrichteten Arbeit hat man nur nöthig, diese einzelnen Beträge von L und W zu bestimmen, und die Summe der Widerstände W von derjenigen der Arbeiten L in Abzug zu bringen. Diese Ermittelung macht sich unter Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes wie folgt:

Zunächst ergiebt sich die Volldruckarbeit, wie schon im vorherigen Paragraphen gezeigt wurde, als das Product aus dem Kolbendrucke Fp_1 in den Weg l_1 also zu

$$L_1 = Fp_1 l_1.$$

Für die Expansionsarbeit L_2 hat man zu berücksichtigen, daß während der Expansion mit Rücksicht auf den schädlichen Raum das ursprüngliche Volumen $F(\sigma + l_1)$ in das Endvolumen $F(\sigma + l_2)$ sich vergrößert, so daß der Expansionsgrad gleich $\varepsilon = \frac{\sigma + l_2}{\sigma + l_1}$ zu setzen ist. Hiernach folgt die Expansionsarbeit zufolge der Gleichung (44) in §. 218 zu

$$L_2 = Fp_1 (\sigma + l_1) \, log.\, nat. \frac{\sigma + l_2}{\sigma + l_1} = Fp_1 (\sigma + l_1) \, log.\, nat.\, \varepsilon.$$

Für die Nachwirkung des Dampfes während des der Vorausströmung entsprechenden Weges $CD = l - l_2$ hat man den anfänglichen Dampfdruck $CJ = p_2$, den schließlichen Druck $DK = p_3$. Eine genaue Ermittelung der zugehörigen Arbeit würde hier allerdings nur möglich sein, wenn das Gesetz der Spannungsverringerung bekannt wäre, bei der Geringfügigkeit der betreffenden Arbeit wird man sich von der Wahrheit nur unmerklich entfernen, wenn man für diese Nachwirkung als durchschnittlichen Druck das arithmetische Mittel aus dem Anfangs- und Enddrucke also $\frac{p_2 + p_3}{2}$ annimmt, womit die betreffende Arbeit zu

$$L_3 = F \frac{p_2 + p_3}{2} (l - l_2)$$

folgt. Addirt man diese drei Werthe, so erhält man als die ganze auf die hintere Kolbenfläche ausgeübte Arbeit den Werth

$$L = L_1 + L_2 + L_3 = Fp_1 l_1 + Fp_1 (\sigma + l_1) ln.\, \varepsilon + F \frac{p_2 + p_3}{2} (l - l_2).$$

Will man hieraus den mittlern oder den Durchschnittsdruck p_m bestimmen, welcher bei unveränderlicher Größe dieselbe Leistung auf den Kolben ausüben würde, so findet man denselben einfach durch $Fp_m l = L$ zu

$$p_m = p_1 \left(\frac{l_1}{l} + \frac{\sigma + l_1}{l} ln.\, \varepsilon \right) + \frac{p_2 + p_3}{2} \frac{l - l_2}{l}.$$

In ähnlicher Weise ergiebt sich für den Widerstand auf die vordere Kolbenfläche zunächst der Werth für die Periode des Ausblasens wegen des constanten Druckes $DK = p_3$:

$$W_1 = Fp_3 l_3.$$

Für die Compressionswirkung ist wieder zu beachten, daß dabei das anfängliche Volumen $F(\sigma + l_3)$ des Dampfes auf das schließliche Volumen $F(\sigma + l_4)$

zusammengedrückt wird, so daß die dem Compressionsverhältnisse $\xi = \frac{\sigma + l_4}{\sigma + l_3}$ entsprechende Arbeit sich nach dem Mariotte'schen Gesetze zu

$$W_2 = F p_3 (\sigma + l_3) \, log. \, nat. \frac{\sigma + l_4}{\sigma + l_3} = F p_3 (\sigma + l_3) \, ln . \xi$$

ergiebt. Endlich findet sich die dem Gegendrucke zugehörige Arbeit W_3, wenn man auch hier den mittlern Druck $\frac{p_4 + p_1}{2}$ als den wirksamen einführt, zu

$$W_3 = F \frac{p_4 + p_1}{2} (l - l_4).$$

Die Summe der drei Widerstandsarbeiten liefert den Betrag der ganzen von der vordern Kolbenfläche zu überwindenden Arbeit:

$$W = W_1 + W_2 + W_3$$
$$= F p_3 l_3 + F p_3 (\sigma + l_3) \, ln \xi + F \frac{p_4 + p_1}{2} (l - l_4),$$

und man erhält auch hier wie oben den Durchschnittswert q_m des Gegendruckes zu

$$q_m = p_3 \left(\frac{l_3}{l} + \frac{\sigma + l_3}{l} \, ln \xi \right) + \frac{p_4 + p_1}{2} \frac{l - l_4}{l}.$$

Die ganze während eines einfachen Hubes von dem Dampfe an den Kolben abgegebene Arbeit bestimmt sich daher zu

$$L_i = F (p_m - q_m) l$$

und man kann diese Arbeit gleich $L_i = F p_i l$ setzen, wenn man unter p_i einen mittlern auf den Kolben während des ganzen Weges unveränderlich wirkenden Druck versteht, für welchen man demzufolge die Beziehung hat $p_i = p_m - q_m$.

Wenn die Maschine in jeder Minute n Umdrehungen, der Kolben also in jeder Secunde einen Weg $v = \frac{n l}{30}$ m macht, so bestimmt sich mit dieser Kolbengeschwindigkeit v die Arbeit des Kolbens in Pferdekräften zu

$$N_i = F p_i l \frac{2 n}{60 . 75} = \frac{F p_i v}{75} \text{ Pferdekraft.}$$

Diese Arbeit ist übrigens, wie bemerkt worden, als die vom Kolben aufgenommene sogenannte indicirte Arbeit anzusehen, von welcher ein gewisser Theil durch die Nebenhindernisse in der Maschine aufgezehrt wird, so daß die übrig bleibende, von der Welle abzuliefernde Nutzarbeit wesentlich geringer ausfällt, wie nachstehend gezeigt wird. Zunächst erkennt man aus

dem obigen Ausdrucke für die Leistung der Maschine, daß die Größe von N_i wesentlich von der Geschwindigkeit v des Kolbens abhängt, indem sie mit dieser Geschwindigkeit im directen Verhältnisse zu- und abnimmt. Hieraus folgt, daß die bisher gebräuchlich gewesene Bestimmung der Stärke von Dampfmaschinen nach Pferdekräften eine ganz unsichere ist, so lange man einer solchen Angabe nicht gleichzeitig andere über die Kolbengeschwindigkeit, Dampfspannung und das Füllungsverhältniß hinzufügt. Man ist daher in der neuern Zeit von jener sehr willkürlichen Bezeichnung der Maschinengrößen durch die Zahl der zu leistenden Pferdekräfte mehr und mehr zurückgekommen, und es ist gebräuchlicher geworden, für diese Bestimmung die Größe des Cylinderdurchmessers d anzuführen, da von diesem oder dem Kolbenquerschnitte F unter gegebenen Verhältnissen vorzugsweise die Größe der zu erwartenden Leistung abhängig ist.

Um mit Hülfe der vorstehend entwickelten Formeln die indicirte Leistung einer Dampfmaschine zu ermitteln, sind über einige der darin vorkommenden Größen noch gewisse Annahmen oder Feststellungen zu machen, insofern als diese Größen innerhalb bestimmter Grenzen willkürlich gewählt werden können. Hierzu gehört zunächst die Kolbengeschwindigkeit v. In früherer Zeit wurde diese Geschwindigkeit in der Regel viel geringer angenommen, als sie heute gewählt zu werden pflegt. Während man früher, dem Vorgange von Watt folgend, die Kolbengeschwindigkeit v je nach der Größe der Maschinen etwa zwischen den Grenzen 1 und 1,25 m festsetzte, ist es heute nicht selten, bei gewöhnlichen stehenden Maschinen Geschwindigkeiten von 1,5 bis zu 2,5 m anzunehmen, und bei den Locomotiven steigen diese Werthe bis über 4 m. Am schnellsten läßt man die Dampfmaschinen in den Vereinigten Staaten von Amerika arbeiten, für sogenannte Schnellläufer giebt Radinger in seinem mehrfach angeführten Berichte die Werthe von 4 bis 5,7 m für die Kolbengeschwindigkeit an. Diese größeren Geschwindigkeiten lassen sich aus den größeren Dampfspannungen erklären, die neuerdings meist angewandt werden, und in Folge deren der in den Cylinder tretende Dampf dem ausweichenden Kolben schneller zu folgen vermag. Es ist danach auch gerechtfertigt, wenn man die Kolbengeschwindigkeit anstatt von der Stärke der Maschine jetzt meist von der Spannung des in den Cylinder tretenden Dampfes abhängig macht. In dieser Hinsicht giebt v. Reiche für eine im Allgemeinen passende Kolbengeschwindigkeit die Gleichung:

$$v = \sqrt{p_1},$$

wenn p_1 wieder die Admissionsspannung des Dampfes in Atmosphären gleich 1 kg pr. 1 qcm bedeutet. Natürlich wird man in besonderen Fällen von den durch diese oder sonstige entsprechende Regeln gegebenen Werthen nach der einen oder andern Richtung abweichen, je nachdem die Verhältnisse

es gerathen erscheinen lassen. Herrscht z. B. die Rücksicht auf möglichste Dauer der Maschine vor, so empfiehlt sich eine mäßige Geschwindigkeit, während sehr schneller Gang der zu betreibenden Arbeitsmaschinen eine große Geschwindigkeit der Dampfmaschine vortheilhaft erscheinen läßt, um mit möglichst einfachen Transmissionsmitteln den Zweck zu erreichen.

Von den übrigen für die Berechnung einer Dampfmaschine maßgebenden Größen ist besonders die Admissionsspannung p_1 von Wichtigkeit. Dieselbe wird man im Allgemeinen aus der bekannten Kesselspannung p am bequemsten mit Hülfe eines Reductionscoefficienten v erhalten, welcher erfahrungsmäßig bestimmt ist, so daß man also $p_1 = vp$ hat. Dieser Coefficient kann nach Hrabak etwa zwischen den Werthen 0,75 und 0,90 angenommen werden, je nachdem die Drosselung stärker oder schwächer ist. Für die Spannung p_3 des ausblasenden Dampfes pflegt man anzunehmen:

1,2 kg für Auspuffmaschinen

und

0,2 kg für Condensationsmaschinen.

Die Größe des schädlichen Raumes $\sigma = ml$ richtet sich namentlich danach, ob die Maschine mit der gewöhnlichen Schiebersteuerung oder mit einer Ventilsteuerung unter Anordnung gesonderter Canäle für den Ein- und Austritt versehen ist. Im letztern Falle vermindert sich der Werth m bis zu 0,015, während für die gewöhnliche Schiebersteuerung meistens $m = 0{,}05$ gesetzt wird. In Betreff der übrigen Größen l_2, l_3 und l_4, welche den Zeitpunkt des Voraustrittes, die Compressionswirkung und die Gegendampfwirkung bestimmen, hat man in jedem Falle die Ermittelung nach der angewandten Steuerung vorzunehmen. Für die gewöhnlichen, nur in einer Richtung umlaufenden Maschinen mit Expansion, aber ohne namhafte Compression, macht Hrabak folgende Angaben:

für den Voraustritt . . . . . $\frac{l_2}{l} = 0{,}96$,

für die Compression . . . . . $\frac{l_3}{l} = 0{,}94$,

für die Gegendampfwirkung . . . . . $\frac{l_4}{l} = 0{,}998$.

Die Leistung, welche man mit Hülfe dieser gegebenen und beziehungsweise passend anzunehmenden Größen durch die obigen Formeln ermittelt, ist die an den Kolben übertragene, welche man als die indicirte Leistung deswegen bezeichnet, weil sie der durch das Diagramm des Indicators gemessenen entspricht. Von dieser Leistung hat man diejenige der schädlichen, in der Maschine auftretenden Widerstände abzuziehen, um die nützliche Arbeit

der Maschine zu erhalten. Bei diesen Widerständen, wie sie als Reibung des Kolbens, der Stopfbüchsen, des Kreuzkopfes, der Geradführung, der Kurbel u. s. w. auftreten, pflegt man eine Unterscheidung zu machen zwischen denjenigen, wie sie in der leergehenden Maschine auftreten und denen, welche durch die vergrößerten Drucke hervorgerufen werden, die sich bei der Bewältigung eines bestimmten Nutzwiderstandes einstellen. Die zur Ueberwindung des Leergangswiderstandes erforderliche Dampfspannung läßt sich durch den Versuch leicht ermitteln, wenn man die Dampfspannung soweit ermäßigt, etwa durch Drosselung, daß sie gerade genügend ist, die Maschine leer mit der regelrechten Geschwindigkeit zu bewegen, und während dieser Bewegung ein Indicatordiagramm abnimmt. Ist diese Spannung p_0 und bezeichnet man mit μ den Coefficienten der Reibung, welche durch den Nutzwiderstand N_n hervorgerufen wird, so ergiebt sich die Größe der diesem Nutzwiderstande N_n entsprechenden nutzbaren Spannung p_n aus der indicirten Spannung p_i durch die Beziehung $p_i = p_0 + p_n + \mu p_n$ zu:

$$p_n = \frac{p_i - p_0}{1 + \mu}.$$

Man nennt das Verhältniß $\frac{N_n}{N_i} = \frac{\text{Nutzleistung}}{\text{indicirte Leistung}} = \frac{p_n}{p_i} = \eta$ den indicirten Wirkungsgrad einer Maschine, und es ist ersichtlich, daß dieser Wirkungsgrad, welcher stets kleiner als Eins sein muß, wesentlich von der Bauart, Ausführung und Wartung der Maschine, sowie überhaupt von allen den Elementen abhängig sein muß, welche auf die schädlichen Widerstände von Einfluß sind. Für den Entwurf einer Maschine ist es wünschenswerth, von vornherein einen gewissen Anhalt über die Größe des wahrscheinlichen Wirkungsgrades zu haben, und man kann sich in dieser Beziehung der folgenden Angaben bedienen, welche v. Reiche mit Rücksicht auf die vorliegenden Erfahrungsresultate als passend anführt. Hiernach kann man setzen:

Für Auspuffmaschinen:

$N_n < 40$	$N_n = 40$	$N_n > 40$
$\eta = \frac{N_n + 32}{N_n + 50}$	$\eta = 0{,}8$	$\eta = \frac{N_n + 72}{N_n + 100}$

Für Condensationsmaschinen:

$N_n < 46$	$N_n = 46$	$N_n > 46$
$\eta = \frac{N_n + 26}{N_n + 50}$	$\eta = 0{,}75$	$\eta = \frac{N_n + 86}{N_n + 130}$

Daß diese Tabelle für größere Maschinen größere Wirkungsgrade angiebt, ist dadurch erklärt, daß die schädlichen Widerstände im Allgemeinen relativ

um so größer ausfallen, je kleiner die Abmessungen der einzelnen Theile gewählt sind. Aus diesem Grunde wird auch der Nutzeffectscoefficient einer Zwillingsmaschine im Allgemeinen kleiner sein als unter gleichen Umständen der einer ebenso starken Eincylindermaschine.

Anmerkung. Völckers nimmt den Gegendruck für 1 Quadratzoll Kolbenfläche zu 2,4 Pfund bei Condensationsmaschinen und zu 15 Pfund bei Auspuffmaschinen an, was für metrisches Maß 0,18 und beziehungsweise 1,10 kg für 1 qcm beträgt. Ferner setzt derselbe die den constanten Nebenhindernissen der Maschine entsprechende Spannung für die Einheit der Kolbenfläche

$$r = r_1 + r_2 + r_3 + r_4,$$

worin r_1 der durch das Schwungradgewicht verursachten Reibung, r_2 der Kolbenreibung, r_3 dem Widerstande der Luftpumpe und r_4 dem Widerstande der Kaltwasserpumpe entspricht. Auf Grund seiner Versuche giebt er zur Bestimmung von r Regeln, welche, für metrisches Maß umgerechnet, folgenden Ausdruck annehmen:

1. für Dampfmaschinen ohne Condensation

$$r = 0{,}00033\,\frac{G}{d^2} + \frac{0{,}232}{d},$$

2. für gewöhnliche Dampfmaschinen mit Condensation

$$r = 0{,}00033\,\frac{G}{d^2} + \frac{0{,}232}{d} + 0{,}035 + 0{,}0021\,h,$$

3. für Woolf'sche Dampfmaschinen

$$r = 0{,}00024\,\frac{G}{d^2} + \frac{0{,}252}{d} + 0{,}03 + 0{,}0019\,h,$$

4. für Corlißmaschinen

$$r = 0{,}00033\,\frac{G}{d^2} + \frac{0{,}232}{d} + 0{,}03 + 0{,}0019\,h,$$

worin G das Gewicht des Schwungrades in Kilogrammen, d den Kolbendurchmesser in Centimetern, h die Förderhöhe der Kaltwasserpumpe in Metern und r den Druck in Kilogrammen für 1 qcm vorstellt.

Den Coefficienten μ der Reibung des Nutzwiderstandes soll man nach Völckers zu $\mu = 0{,}13$ annehmen.

Beispiel. Eine Dampfmaschine ohne Condensation arbeitet mit $\frac{1}{3}$ Füllung des Cylinders vom Durchmesser $d = 50$ cm und dem Hube $l = 1$ m. Wie groß ist die zu erwartende indicirte Leistung derselben, wenn die Maschine in jeder Minute 50 Umdrehungen macht und die Kesselspannung $p = 5$ kg pr. 1 qcm beträgt?

Nimmt man die Admissionsspannung des Dampfes zu $p_1 = 0{,}8 \,.\, 5 = 4$ kg und den Gegendruck zu $p_3 = 1{,}2$ kg an, setzt ferner den schädlichen Raum zu $\sigma = 0{,}05\,l = 0{,}05$ m, sowie $l_2 = 0{,}96\,l$, $l_3 = 0{,}94\,l$ und $l_4 = 0{,}99\,l$ voraus, so berechnet sich mit diesen Werthen das Expansionsverhältniß $\varepsilon = \frac{0{,}05 + 0{,}96}{0{,}05 + 0{,}333}$ $= 2{,}638$ und demgemäß die Spannung am Ende der Expansion zu $p_2 = \frac{4}{2{,}638}$

$= 1{,}52$ kg; ebenso das Compressionsverhältniß $\zeta = \frac{0{,}05 + 0{,}99}{0{,}05 + 0{,}94} = 1{,}051$, woraus die Endspannung der Compression zu $p_4 = 1{,}2 \,.\, 1{,}051 = 1{,}26$ kg folgt. Demgemäß erhält man nach dem Vorhergegangenen die indicirte Leistung eines Kolbenhubes zu:

$$Fl\,4\,(0{,}333 + 0{,}383\,ln\,2{,}638) + F\,\frac{1{,}52 + 1{,}2}{2}\,0{,}04\,l$$
$$- Fl\,.\,1{,}2\,(0{,}94 + 0{,}99\,ln\,1{,}051) - F\,\frac{1{,}26 + 4}{2}\,0{,}01\,l$$
$$= Fl\,(2{,}873 - 1{,}213) = Fl\,1{,}660 = 3{,}14\,.\,25^2\,.\,1\,.\,1{,}660$$
$$= 3259 \text{ mkg}.$$

Der indicirte Durchschnittsdruck ist demnach $p_i = 2{,}873 - 1{,}213 = 1{,}66$ kg, und die zu erwartende indicirte Leistung:

$$N_i = \frac{2\,.\,50\,.\,3259}{60\,.\,75} = 72{,}4 \text{ Pferdekraft}.$$

Nimmt man einen indicirten Wirkungsgrad gleich $\eta = 0{,}80$ an, so erhält man eine Nutzleistung von $N_n = 0{,}80\,.\,72{,}4 = 57{,}9 = rot.\ 58$ Pferdekraft und einen durchschnittlichen Nutzdruck von $p_n = 0{,}8\,.\,1{,}66 = 1{,}328$ kg.

Wäre die Aufgabe gestellt, eine unter denselben Verhältnissen arbeitende Maschine zu entwerfen, welche bei einer Kolbengeschwindigkeit von $v = 1{,}5$ m eine Nutzleistung von 60 Pferdekräften entwickeln soll, so findet man unter Beibehaltung des berechneten Werthes $p_n = 1{,}328$ den erforderlichen Kolbenquerschnitt F aus

$$F\,.\,v\,.\,p_n = F\,.\,1{,}5\,.\,1{,}328 = 60\,.\,75 \text{ mkg}$$

zu $F = 2259$ qcm, entsprechend einem Durchmesser von $d = 537$ mm. Setzt man hierbei einen Kolbenhub gleich 1 m voraus, so folgt die Umdrehungszahl der Maschine für eine Minute zu $n = \frac{60\,.\,1{,}5}{2\,.\,1} = 45$.

Nimmt man eine Geschwindigkeit des Dampfes im Eintrittsrohre von 30 m und im Ausblaserohre von 10 m an, so folgen die Querschnitte dieser Röhren zu $f_e = \frac{2256\,.\,1{,}5}{30} = 113$ qcm und $f_a = \frac{2256\,.\,1{,}5}{10} = 339$ qcm und die zugehörigen Durchmesser zu 12 und beziehungsweise 20,8 cm. Macht man daher die Dampfcanäle 40 mm weit, so folgt deren Breite zu $\frac{1130}{4} = 282$ mm.

Anmerkung. Für derartige Berechnungen sind die umfangreichen Tabellen des Werkes von Hrabak*) mit großem Vortheil zu benutzen, in denen die Hauptverhältnisse der verschiedensten Dampfmaschinen unter der Voraussetzung von 1 m Kolbengeschwindigkeit zusammengestellt sind. Will man die Leistung einer Maschine für eine beliebig andere Geschwindigkeit v erhalten, so hat man nur den betreffenden Tabellenwerth mit dieser Geschwindigkeit zu multipliciren.

§. 315. **Woolf'sche Maschine.** Bei einer Maschine des Woolf'schen Systems kommt der Dampf, wie schon früher bemerkt worden, in zwei Cylindern von verschiedener Größe derartig zur Wirkung, daß der in dem

*) Hülfsbuch für Dampfmaschinentechniker von Joseph Hrabak, Berlin 1883.

kleinern oder Hochdruckcylinder bereits in gewissem Grade expandirte Dampf in dem größern oder Niederdruckcylinder einer fortgesetzten Expansion ausgesetzt wird. Es wurde auch schon oben angegeben, daß eine solche Wirkungsweise den Vortheil bietet, daß man sehr hohe Expansionsgrade anwenden kann, ohne eine so beträchtliche Veränderlichkeit der Drucke in Kauf nehmen zu müssen, wie dies in einer eincylindrigen Maschine bei gleich großer Expansion der Fall wäre. Für die Arbeitsleistung des Dampfes ist es im Wesentlichen gleich, ob die Volumenvergrößerung in einem oder in zwei Cylindern hinter einander erfolgt, und man kann in dieser Hinsicht eine Woolf'sche Maschine gerade so beurtheilen, wie eine eincylindrige, deren Cylinder die Abmessungen des Niederdruckcylinders hat, und in welchem der Dampf einer Expansion ausgesetzt ist, deren Größe mit der gesammten in der Woolf'schen Maschine zur Verwendung kommenden Ausdehnung übereinstimmt. Die gesammte Ausdehnung oder das Expansionsverhältniß drückt sich bei Woolf'schen Maschinen durch $\varepsilon = \alpha\beta$ aus, wenn α das Verhältniß der Cylinderräume und β das in dem kleinen Cylinder angewandte Expansionsverhältniß bedeutet. Wie diese beiden Verhältnisse zu bestimmen sind, macht eine besondere Untersuchung nöthig, wie sie im Folgenden geführt werden soll.

Bei den älteren Woolf'schen Maschinen ließ man den aus dem kleinen Cylinder austretenden Dampf während des ganzen Kolbenlaufes hinter den großen Kolben treten, indem man den Austritt aus dem kleinen und den Eintritt in den großen Cylinder durch denselben Schieber regelte, von welchem in Fig. 639 eine Darstellung gegeben wurde.

Bei den neueren Maschinen dieser Art hat man aber ebenso wie bei den im nächsten Paragraphen zu besprechenden Compoundmaschinen dem Niederdruckcylinder sowohl wie dem Hochdruckcylinder eine selbständige Steuerung gegeben, welche den Ein- und Austritt des Dampfes in jeder gewünschten Weise zu erreichen gestattet. Die Vortheile, welche hierdurch erlangt werden können, lassen sich in folgender Weise verdeutlichen. Wenn bei den älteren Maschinen der Dampf aus dem Hochdruckcylinder nach dem Niederdruckcylinder geführt wird, so findet er in dem schädlichen Raume des letztern ebenso, wie in der Verbindungsleitung zwischen beiden Cylindern Dampf von der sehr geringen Spannung des Condensators vor. Hiermit ist ein Spannungsabfall und also ein Arbeitsverlust verbunden, welcher nicht unbeträchtlich ist, weil die Verbindungsröhren meistens einen erheblichen Rauminhalt haben. Giebt man indessen dem Niederdruckcylinder eine besondere Steuerung, so kann man die Anordnung so treffen, daß gegen Ende des Kolbenlaufs in diesem Cylinder eine Compression des Dampfes bis zu der Spannung des aus dem Hochdruckcylinder tretenden Dampfes stattfindet, wodurch der gedachte Spannungsabfall vermieden wird. Auch ist es in

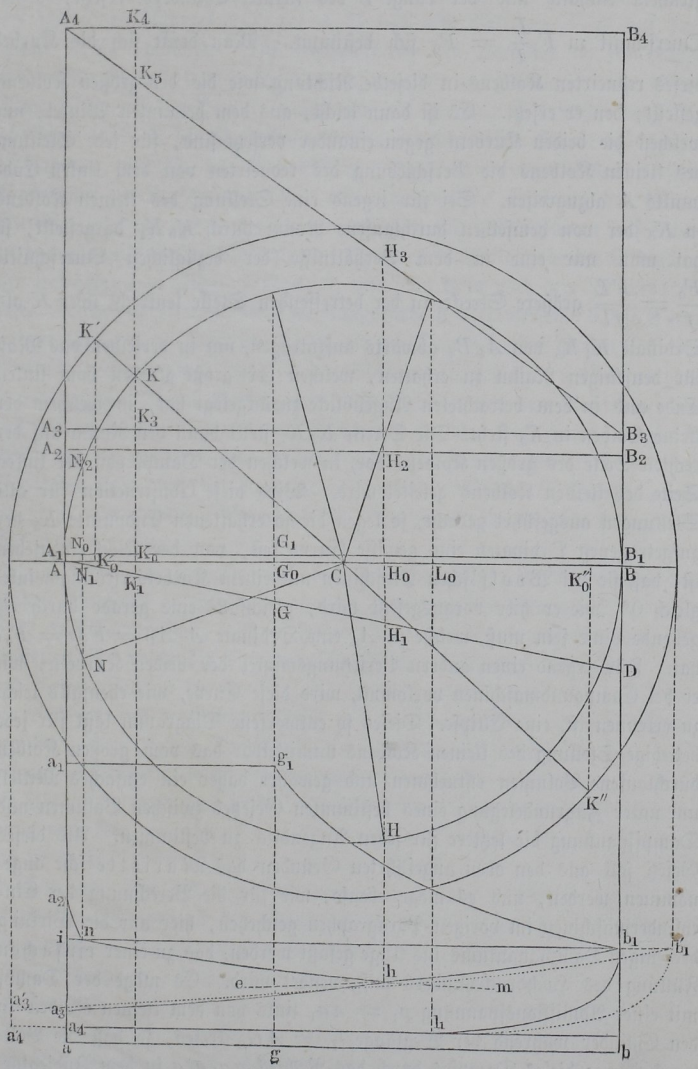
diesem Falle nicht nöthig, den Verbindungsröhren einen möglichst kleinen Rauminhalt zu geben, man pflegt im Gegentheil den Inhalt derselben groß, oft so groß wie den des Niederdruckcylinders zu machen, um die Schwankungen des Druckes dadurch zu verringern. Man nennt diesen zwischen den beiden Cylindern angeordneten, zur Aufnahme des aus dem kleinen Cylinder kommenden Dampfes dienenden Behälter den Aufnehmer oder Receiver, und ermöglicht es durch die Anordnung desselben, daß man bei diesen Zweicylindermaschinen die Kurbeln beliebig gegen einander versetzen kann, so daß man bei einer Versetzung derselben um etwa 90^0 die Vortheile des Zwillingssystemes gleichzeitig mit denen des Woolf'schen erzielen kann, was zur Construction der Compoundmaschinen geführt hat. Um die Abkühlung des Aufnehmers möglichst zu vermeiden, pflegt man denselben vielfach mit einem Dampfmantel zu versehen, doch fehlt es auch nicht an Stimmen, welche die Vortheile der Dampfmäntel hier ebenso wie bei den Dampfcylindern in Abrede stellen.

Von der Wirkung des Dampfes in den Zweicylindermaschinen und den Verhältnissen, welche man denselben zur Vermeidung des gedachten Spannungsabfalles zu geben hat, erlangt man am einfachsten eine schnelle Uebersicht aus einem Diagramm*), das in folgender Art gezeichnet werden kann. Macht man die horizontale Strecke AB in Fig. 686 nach einem beliebigen, für die Zeichnung bequemen Maßstabe gleich dem Hube $2r = l$ des kleinen Kolbens derart, daß der über dieser Strecke als Durchmesser beschriebene Kreis K den Kurbelkreis vorstellt, so hat man für irgend welche Kurbelstellung CK durch Projiciren des Kurbelzapfens auf AB die Stellung K_0 des kleinen Kolbens und in der Entfernung von A den Kolbenweg vom linken todten Punkte gefunden, wenn man die für diese Untersuchung zulässige Annahme einer sehr langen Lenkerstange macht. Denkt man sich nun für jede Kolbenstellung nach einem gleichfalls beliebigen Maßstabe das von dem Kolben beschriebene Volumen als Ordinate aufgetragen, so liegen die so erhaltenen Punkte sämmtlich in einer geraden Linie AD, und zwar giebt diese Gerade sowohl für den Hingang, wie für den Rückgang durch ihre Ordinaten die Cylinderräume zwischen dem Kolben und dem linksseitigen Cylinderdeckel an. Die Ordinate BD am Endpunke des Weges stellt hierbei nach dem für die Rauminhalte gewählten Maßstabe die Größe fl des kleinen Cylinders vom Querschnitte f und dem Hube l vor. Nun ziehe man parallel zu AB die Geraden A_1B_1, A_2B_2, A_3B_3 und A_4B_4 in solchen Abständen von AB und von einander, daß nach dem für die Volumina gewählten Maßstabe $AA_1 = BB_1$ den schädlichen Raum $\sigma_1 f$ des kleinen Cylinders, $A_1A_2 = B_1B_2$ den Raum des Aufnehmers, $A_2A_3 = B_2B_3$

*) S. die Abhandlung von Schröter, Zischr. d. Ver. deutsch. Ing., 1884.

den schädlichen Raum $\sigma_2 F$ des großen Cylinders und $A_3 A_4 = B_3 B_4$ den Rauminhalt des großen Cylinders vorstellt. Um nun die vom großen Kolben

Fig. 686.



durchlaufenen Räume für jede Stellung des kleinen Kolbens auftragen zu können, denkt man sich den großen Cylinder vom Querschnitte F und der Länge L, also vom Inhalte $V = FL$ durch einen andern Cylinder von gleichem Inhalte und der Länge l des kleinen Cylinders ersetzt, dessen Querschnitt zu $F\frac{L}{l} = F_0$ sich bestimmt. Man denkt sich die Kurbel dieses reducirten Kolbens in dieselbe Richtung wie die des großen Kolbens gestellt, den er ersetzt. Es ist dann leicht, aus dem bekannten Winkel, um welchen die beiden Kurbeln gegen einander versetzt sind, für jede Stellung des kleinen Kolbens die Verschiebung des reducirten von dem linken Endpunkte A abzugreifen. Sei für irgend eine Stellung des kleinen Kolbens in K_0 der von demselben durchlaufene Raum durch K_0K_1 dargestellt, so hat man nur eine in dem Verhältnisse der bezüglichen Querschnitte $\frac{F_0}{f} = \frac{FL}{fl}$ größere Strecke an der betreffenden Stelle senkrecht über K als Ordinate K_4K_5 von A_4B_4 abwärts aufzutragen, um in derselben das Maß für denjenigen Raum zu erhalten, welchen der große Kolben vom linken Ende aus in dem betrachteten Augenblicke zurückgelegt hat, in welchem der kleine Kolben in K_0 steht. Die Strecke K_3K_5 stellt dann den Raum auf der rechten Seite des großen Kolbens vor, in welchen der Dampf von der linken Seite des kleinen Kolbens geleitet wird. Wird diese Construction für alle Stellungen ausgeführt gedacht, so legen die so erhaltenen Endpunkte K_5 der aufgetragenen Ordinaten eine gewisse Curve fest, von der leicht einzusehen ist, daß sie bei Woolf'schen Maschinen mit einem Kurbelversetzungswinkel gleich 0^0, wie er hier vorausgesetzt wird, gleichfalls eine gerade durch B_3 gehende Linie sein muß, welche in A_3 eine Ordinate $A_3A_4 = FL = F_0l$ hat. Für irgend einen andern Versetzungswinkel der beiden Kurbeln, wie er bei Compoundmaschinen vorkommt, wird diese Curve, wie ebenfalls leicht zu erkennen ist, eine Ellipse. Dieses so entworfene Diagramm läßt für jede beliebige Stellung des kleinen Kolbens unmittelbar das vom großen Kolben durchlaufene Volumen entnehmen und gewährt daher ein einfaches Mittel, um unter Zugrundelegung eines bestimmten Gesetzes zwischen Volumen und Dampfspannung die letztere für jeden Augenblick zu bestimmen. Als dieses Gesetz soll aus den oben angeführten Gründen das Mariotte'sche angenommen werden, und es möge ebenso, wie für die Berechnung der Eincylindermaschinen im vorigen Paragraphen geschehen, hier nur die Wirkung desjenigen Dampfquantums ins Auge gefaßt werden, das zu einer einfachen Füllung des Hochdruckcylinders aufgewendet wird. Es möge der Dampf mit einer Admissionsspannung $p_1 = aa_1$ links von dem kleinen Kolben in den Cylinder während der Weglänge $l_1 = AG_0$ treten, so daß die Volldruckwirkung dieses Dampfes durch das Rechteck aa_1g_1g in dem Indicator-

diagramme ausgedrückt ist, welches letztere in der Figur direct unter dem Volumendiagramme aufgetragen werden möge. Für die in G_0 beginnende Expansion des Dampfes bestimmt sich dann die Spannungscurve einfach als eine gleichseitige Hyperbel, wobei zu berücksichtigen ist, daß der Dampf wegen des schädlichen Raumes $\sigma_1 fl = AA_1$ von dem Volumen $G_1 G$ auf dasjenige $B_1 D$ expandirt. Die Endspannung des Dampfes sei im rechten todten Punkte des kleinen Kolbens zu $bb_1 = p_2$ gefunden. In diesem Augenblicke tritt der Dampf, wenn von der geringen Vorausströnung hier abgesehen wird, in den Aufnehmer und in den schädlichen Raum des großen Cylinders, woselbst zur Vermeidung eines Spannungsabfalles dieselbe Spannung p_2 vorherrschen soll. Bei der weitern Drehung der kleinen Kurbel durch den untern Halbkreis vergrößert sich das Volumen dieses nun in den großen Cylinder übertretenden Dampfes nach Maßgabe der Ordinaten der trapezförmigen Fläche $DB_3 A_4 A$, und man kann nach dem Mariotte'schen Gesetze den Verlauf der Spannungscurve $b_1 e$ entwerfen. Diese Curve hat natürlich nur so lange Gültigkeit, als der Dampf in den großen Cylinder übertritt. Wenn aber, etwa in der Stellung H_0 des kleinen Kolbens oder in derjenigen CH der Kurbel, der große Cylinder von dem Aufnehmer abgesperrt wird, so ändert sich die Spannung in dem Aufnehmer in anderer Weise als im großen Cylinder. In dem letztern findet nunmehr eine weitere Expansion statt, wie sie durch die Ordinaten der Fläche $H_2 H_3 A_4 A_2$ festgesetzt ist, und welcher entsprechend die Expansionscurve $h a_3$ für den großen Cylinder gezeichnet ist.

Im Aufnehmer dagegen muß von dem Augenblicke der Absperrung des großen Cylinders an wegen der weitern Bewegung des kleinen Kolbens nach links eine Compression, und in Folge davon eine Spannungserhöhung sich einstellen, für welche die Ordinaten der Fläche $H_1 H_2 A_2 A$ bestimmend sind, und die ihr Ende in der Stellung N_0 des kleinen Kolbens erreicht, in welcher der Austritt aus demselben aufhört und die Compression vor dem Kolben beginnt. Von diesem Augenblicke an bleibt die Spannung in dem Aufnehmer unverändert, wenn man voraussetzt, daß durch eine Heizung desselben die Abkühlung verhindert wird. In dem kleinen Cylinder wächst die Spannung nach dem durch die Compressionscurve $n a_2$ ausgedrückten Verhältnisse, bis sie in dem linken Todtpunkte A einen Werth $p_4 = a a_2$ erreicht, über welchen man eine beliebige Annahme machen kann. Man wird in der Regel die Compression des Dampfes im kleinen Cylinder nicht bis zur Spannung p_1 des eintretenden Dampfes treiben, sondern bis zu einer geringern Größe p_4, indem man sich den Spannungsabfall von p_4 auf p_1 gefallen läßt. Hat man sich für eine bestimmte Größe der Endspannung $p_4 = a a_2$ der Compression im kleinen Cylinder entschieden, so kann man von dem Punkte a_2 aus rückwärts die Compressionscurve $a_2 n$ entwerfen,

entweder, wie in der Figur geschehen, nach dem Mariotte'schen Gesetze, oder, falls man dasselbe hierfür nicht genügend genau hält, nach einem andern etwa durch die Formel $pv^n = Const.$ ausgedrückten. Hieraus bestimmt sich dann diejenige Kolbenstellung N_0, in welcher der Aufnehmer vom kleinen Kolben abgesperrt werden muß mit Rücksicht darauf, daß der Voraussetzung gemäß die Spannung im Aufnehmer gleich der Endexpansionsspannung $p_2 = bb_1$ sein soll. Zieht man nämlich durch b_1 die Horizontale $b_1 ni$, so giebt dieselbe in dem Schnittpunkte n mit der gedachten Compressionscurve $a_2 n$ die Stellung des kleinen Kolbens im Beginn der Compression. Von diesem Punkte aus hat man nun gleichfalls die Curve nhm zu verzeichnen, welche die vorgedachte Compression des Aufnehmerdampfes angiebt und für welche die Volumenveränderung, wie bemerkt, nach den Ordinaten der Fläche $H_1 H_2 N_2 N_1$ vor sich geht. Bei einem mit Dampfmantel versehenen Aufnehmer kann man hierfür nach Schröter das Mariotte'sche Gesetz als mit der Wirklichkeit sehr nahe übereinstimmend annehmen. Diese Compressionscurve des Aufnehmers schneidet die Expansionslinie $b_1 e$ des mit dem Aufnehmer in Verbindung stehenden großen Cylinders in einem Punkte h, von welchem leicht ersichtlich ist, daß er die Kolbenstellung angiebt, in der die Absperrung des großen Cylinders vom Aufnehmer erfolgen muß. Es ist daher hiermit das Füllungsverhältniß $BH_0 : BA$ des großen Cylinders bestimmt, das man unter der gemachten Voraussetzung in Anwendung zu bringen hat, wonach der Spannungsabfall zwischen dem kleinen Cylinder und dem Aufnehmer vermieden werden soll. Um auch in dem schädlichen Raume des großen Cylinders Dampf von derselben im Aufnehmer herrschenden Spannung zu erhalten, hat man natürlich den Austritt des Dampfes aus dem großen Cylinder in den Condensator in einer Stellung L_0 zu unterbrechen, so daß die von hier aus gezeichnete Compressionscurve $l_1 b_1$ im Todtpunkte B eine Ordinate $bb_1 = p_2$ erreicht.

Es geht aus dem Obigen hervor, daß in dem Indicatordiagramm die Fläche $a_1 g_1 b_1 h n a_2 a_1$ unmittelbar die Arbeit ergiebt, welche von dem Dampfe in dem Hochdruckcylinder verrichtet wird. Für den Niederdruckcylinder dagegen hat man die Ordinaten oder, was auf dasselbe hinauskommt, den Flächenraum der Fläche $a_3 h b_1 l_1 a_4 a_3$ in dem Verhältnisse $\frac{F_0}{f} = \frac{FL}{fl}$ zu vergrößern, in welchem der Querschnitt F_0 des reducirten Cylinders zu dem des Hochdruckcylinders steht. Will man auch für den Niederdruckcylinder das richtige Diagramm erhalten, so hat man dasselbe so zu entwerfen, daß die horizontalen Abmessungen in dem Verhältnisse $\frac{L}{l}$ der Kolbenhübe, die verticalen Ordinaten dagegen in dem Verhältnisse der Kolbenquerschnitte $\frac{F}{f}$

vergrößert werden. Ebenso ist es klar, daß man für irgend eine Stellung des kleinen Kolbens, z. B. in K_0, die zugehörige des großen Kolbens findet, wenn man zu K_0 die Stellung K der kleinen Kurbel bestimmt, und hiermit die Kurbel des Niederdruckcylinders je nach Befinden übereinstimmend in K' oder ihr entgegengesetzt in K'' annimmt. Die Stellung des großen Kolbens findet sich dann in K_0' oder beziehungsweise in K_0''. Für die ganze Untersuchung ist es gleichgültig, ob man die eine oder die andere Stellung der beiden Kurbeln gegen einander wählt. Das in der Figur punktirte und mit $a_3' b_1' a_4'$ bezeichnete Diagramm gilt für den großen Cylinder und ist so gezeichnet, daß die horizontalen Abmessungen den Wegen des großen Kolbens F entsprechen.

Das gesammte Expansionsverhältniß bei Woolf'schen Maschinen ist, wie oben bemerkt worden, durch $\varepsilon = \alpha\beta$ gegeben, worin $\beta = \frac{l + \sigma_1}{l_1 + \sigma_1}$ das Expansionsverhältniß im kleinen Cylinder und $\alpha = \frac{F(L + \sigma_2)}{f(l + \sigma_1)}$ das Verhältniß der Cylinderinhalte vorstellt, und hiernach ist auch die Wirkung des Dampfes gemäß den im vorigen Paragraph angeführten Regeln festzustellen. Man kann danach ein bestimmtes, durch die Verhältnisse als zweckmäßig gegebenes Expansionsverhältniß in sehr verschiedener Weise erreichen, indem man eine der beiden Größen α und β beliebig annimmt, und die andere der Bedingung $\varepsilon = \alpha\beta$ gemäß feststellt. Man kann daher in Betreff einer der beiden Größen, etwa hinsichtlich des Cylinderverhältnisses $\alpha = \frac{F(L + \sigma_2)}{f(l + \sigma_1)}$ noch eine gewisse Bedingung stellen. So hat man nach Grashof unter der Bedingung der kleinst möglichen Differenz zwischen dem größten und dem kleinsten Gesammtdrucke beider Kolben $\alpha = 0{,}85\sqrt{\varepsilon}$ zu setzen. Ebenso giebt Werner dieses Verhältniß zu $\alpha = \sqrt{\varepsilon}$ unter der Bedingung an, daß die Beanspruchung der Haupttheile der Maschine möglichst klein werde. In Betreff dieser Untersuchungen muß auf die besonderen Werke und Veröffentlichungen über die Construction der Maschinen verwiesen werden. Häufig wählt man das Verhältniß der Cylinderräume $\frac{V}{v}$ zwischen 3 und 4 und die ganze Expansion ε zwischen 8 und 12.

Beispiel. Eine Woolf'sche Balanciermaschine habe einen Hochdruckcylinder von $d_1 = 0{,}4$ m Durchmesser und $l = 0{,}8$ m Hub, während der Hub des Expansionscylinders 1 m beträgt und das Volumenverhältniß der Cylinder gleich 3 ist. Welche Leistung ist von dieser Maschine bei einer Kesselspannung $p = 5$ kg pr. Quadratcentimeter und einer Füllung des Hochdruckcylinders $\frac{l_1}{l} = \frac{1}{3}$ zu erwarten, wenn die Maschine in jeder Minute 40 Umdrehungen macht?

Der Querschnitt des Hochdruckcylinders ist

$$f = \pi\, 0{,}2^2 = 0{,}1257 \text{ qm} = 1257 \text{ qcm},$$

und daher das Volumen

$$fl = 0{,}1257 \,.\, 0{,}8 = 0{,}10056 \text{ cbm}.$$

Für den großen Cylinder hat man daher den Inhalt $FL = 3\,fl = 0{,}30168$ cbm und bei 1 m Hub den Querschnitt $F = 0{,}3017$ qm, entsprechend einem Durchmesser von $d_2 = 0{,}620$ m.

Nimmt man den schädlichen Raum für den Hochdruckcylinder zu $0{,}05\,fl$ und für den Expansionscylinder zu $0{,}04\,FL$ an, so ist das ganze Expansionsverhältniß durch

$$\varepsilon = \frac{1{,}04\,FL}{(0{,}333 + 0{,}05)\,fl} = \frac{1{,}04}{0{,}383} \cdot 3 = 8{,}146$$

gegeben. Setzt man daher eine Admissionsspannung

$$p_1 = 0{,}8\,p = 4 \text{ kg}$$

voraus, so ist die Endexpansionsspannung

$$p_2 = \frac{p_1}{\varepsilon} = \frac{4}{8{,}146} = 0{,}49 \text{ kg}.$$

Die Arbeit des Dampfes berechnet sich nun für einen einfachen Kolbenlauf, wenn angenommen wird, daß ein Spannungsabfall im Aufnehmer vermieden wird und unter Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes, wie folgt.

Die Volldruckarbeit ist:

$$L_v = fl_1 p_1 = 1257 \,.\, 0{,}333 \,.\, 0{,}8 \,.\, 4 = 1341 \text{ mkg}.$$

Die Arbeit des Dampfvolumens $f \,.\, 0{,}383\, l$ bei der 8,146fachen Expansion:

$$L_e = f \,.\, 0{,}383\, l p_1\, log.\, nat.\, 8{,}146 = 1257 \,.\, 0{,}383 \,.\, 0{,}8 \,.\, 4 \,.\, 2{,}098 = 3232 \text{ mkg}.$$

Die Arbeit des Gegendruckes auf die Fläche des großen Kolbens beträgt bei einer Condensatorspannung von 0,2 kg pr. Quadratcentimeter:

$$L_w = FLp_3 = 3017 \,.\, 1 \,.\, 0{,}2 = 603 \text{ mkg}.$$

Daher ist die indicirte Leistung für einen Hub:

$$L_i = L_v + L_e - L_w = 1341 + 3232 - 603 = 3970 \text{ mkg}.$$

Dies entspricht einer für den großen Kolben berechneten indicirten Durchschnittsspannung:

$$p_i = \frac{3970}{3017 \,.\, 1} = 1{,}32 \text{ kg}.$$

Für 40 Umdrehungen der Maschine berechnet sich die indicirte Arbeit zu

$$N_i = \frac{2 \,.\, 40 \,.\, 3970}{60 \,.\, 75} = 70{,}6 \text{ Pferdekraft}$$

und unter Zugrundelegung eines Wirkungsgrades von $\eta = 0{,}75$ erhält man die Nutzleistung:

$$N_n = 0{,}75 \,.\, 70{,}6 = 52{,}95 = rot.\ 53 \text{ Pferdekraft},$$

entsprechend einem mittlern Nutzdrucke

$$p_n = 0{,}75\, p_i = 0{,}75 \,.\, 1{,}32 = 0{,}99 \text{ kg}.$$

Wäre demnach die Aufgabe gestellt, eine Maschine zu entwerfen, welche unter denselben Verhältnissen und bei einer Geschwindigkeit des großen Kolbens von nur 1,2 m eine Leistung von 60 Pferdekraft äußert, so erhielte man den Querschnitt des Expansionscylinders aus $60 . 75 = F . 0{,}99 . 1{,}2$ zu $F = 3788$ qcm, entsprechend einem Durchmesser $D = 0{,}695$ m. Nimmt man auch hierfür den Hub der Kolben zu 1 m und beziehungsweise 0,8 m, so folgt der Querschnitt des Hochdruckcylinders aus:

$$fl = \frac{1}{3} FL \text{ zu } f = \frac{1}{3} \frac{3788 . 1}{0{,}8} = 1578 \text{ qcm},$$

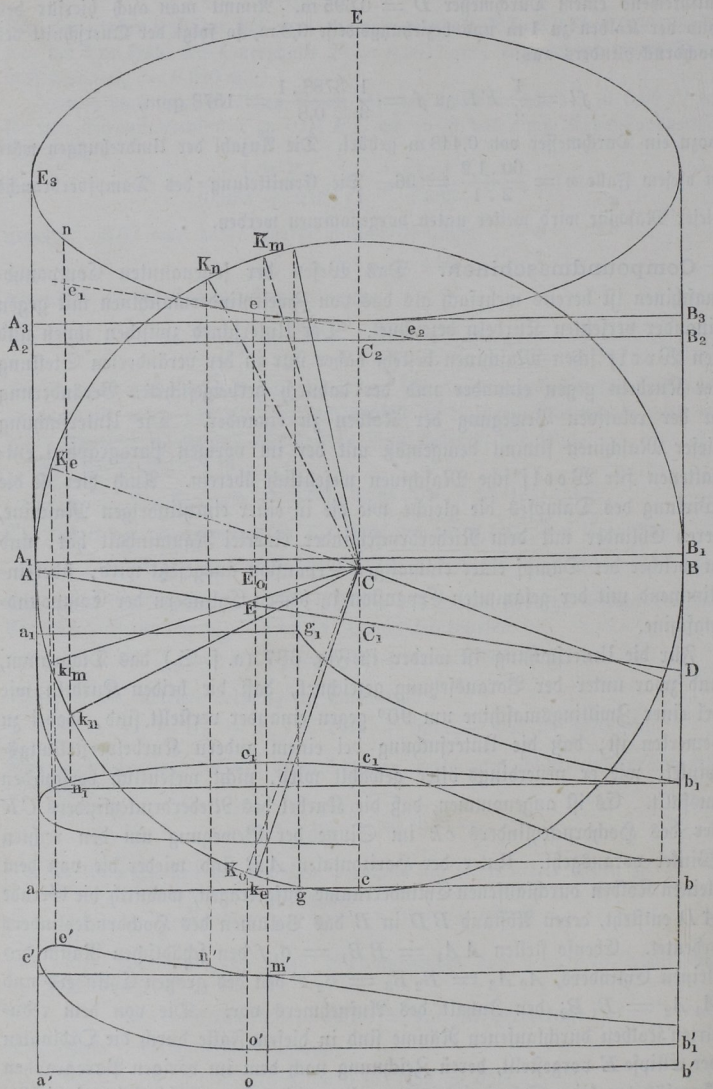
wozu ein Durchmesser von 0,448 m gehört. Die Anzahl der Umdrehungen wäre in diesem Falle $n = \frac{60 . 1{,}2}{2 . 1} = 36$. Die Ermittelung des Dampfverbrauchs dieser Maschine wird weiter unten vorgenommen werden.

Compoundmaschinen. Das Wesen der sogenannten Compound- §. 316.
maschinen ist bereits mehrfach als das von Zweicylindermaschinen mit gegen einander versetzten Kurbeln bezeichnet. Der Unterschied zwischen ihnen und den Woolf'schen Maschinen besteht daher nur in der veränderten Stellung der Kurbeln gegen einander und der dadurch herbeigeführten Veränderung in der relativen Bewegung der Kolben zu einander. Die Untersuchung dieser Maschinen stimmt demgemäß mit der im vorigen Paragraphen enthaltenen für Woolf'sche Maschinen wesentlich überein. Auch hier ist die Wirkung des Dampfes die gleiche wie die in einer eincylindrigen Maschine, deren Cylinder mit dem Niederdruckcylinder einerlei Rauminhalt hat, und in welcher der Dampf einer einmaligen Expansion ausgesetzt wird, übereinstimmend mit der gesammten Expansion in beiden Cylindern der Compoundmaschine.

Für die Untersuchung ist wieder in Fig. 687 (a. f. S.) das Diagramm, und zwar unter der Voraussetzung gezeichnet, daß die beiden Kurbeln wie bei einer Zwillingsmaschine um 90^0 gegen einander verstellt sind, wobei zu bemerken ist, daß die Untersuchung bei einem andern Kurbelverstellungswinkel, wie er neuerdings öfter gewählt wird, nicht wesentlich verschieden ausfällt. Es ist angenommen, daß die Kurbel des Niederdruckcylinders CK der des Hochdruckcylinders ck im Sinne der Bewegung um den rechten Winkel vorausgeht. Unter der Horizontalen AB sind wieder die von dem kleinen Kolben durchlaufenen Cylinderräume aufgetragen, wodurch die Gerade AD entsteht, deren Abstand BD in B das Volumen des Hochdruckcylinders bedeutet. Ebenso stellen $AA_1 = BB_1 = \sigma_1 f$ den schädlichen Raum des kleinen Cylinders, $A_2 A_3 = B_2 B_3 = \sigma_2 F$ den des großen Cylinders und $A_1 A_2 = B_1 B_2$ den Inhalt des Aufnehmers vor. Die von dem reducirten Kolben durchlaufenen Räume sind in diesem Falle durch die Ordinaten der Ellipse E vorgestellt, deren Zeichnung nach dem im vorigen Paragraphen Angeführten keine Schwierigkeiten macht. Wollte man hierbei auf die be-

schränkte Länge der Lenkerstange Rücksicht nehmen, so könnte man die Ordinaten mit Hülfe des Müller'schen Diagramms, Fig. 580, bestimmen.

Fig. 687.



Setzt man wieder voraus, daß der Dampf von der Admissionsspannung $p_1 = aa_1$ in den kleinen Cylinder während des Kolbenweges $l_1 = ag$ zugeführt wird, so ergiebt sich im Indicatordiagramm in gleicher Art wie für die Woolf'sche Maschine die Curve $g_1 b_1$ des kleinen Cylinders. Im todten Punkte B des kleinen Kolbens, wofür der große Kolben in der Wegmitte C steht, wird der kleine Cylinder mit dem Aufnehmer in Verbindung gebracht, in welchem der Voraussetzung nach zur Vermeidung des Spannungsabfalles die Spannung $p_2 = bb_1$ vorherrschen soll. Bei der weitern Bewegung der Kurbel kehrt der kleine Kolben um, wobei eine Compression des in dem Aufnehmer befindlichen Dampfes stattfindet, für welche die Ordinaten der Fläche $DB_2C_2C_1$ bestimmend sind. Dieser Volumenänderung entsprechend ist die Curve b_1c_1 für die Spannungszunahme im Aufnehmer gezeichnet. Ist der kleine Kolben in der Mitte seines Weges in C angekommen, der große Kolben daher am Ende des Hubes in A angelangt, so wird die Verbindung des Aufnehmers mit dem schädlichen Raume des Niederdruckcylinders hergestellt, worin eine Spannung gleich derjenigen $p_3 = cc_1$ vorausgesetzt werden soll, welche in diesem Augenblicke in dem Aufnehmer vorherrscht, so daß eine Aenderung der Dampfspannung daselbst durch den Hinzutritt des schädlichen Raumes $\sigma_2 F$ nicht veranlaßt wird. Nunmehr tritt bei der weitern Bewegung der Dampf aus dem kleinen Cylinder durch den Aufnehmer hindurch in den großen Cylinder über. Hierbei findet zunächst noch eine Raumvergrößerung für den Dampf statt, indem anfänglich die Abnahme des kleinen Cylinders größer ausfällt, als der vom großen Kolben durchlaufene Raum ist. Diejenige Kolbenstellung, in welcher der übertretende Dampf den geringsten Raum einnimmt, findet sich, wie leicht ersichtlich ist, wenn man an die Ellipse E eine mit AD parallele Tangente e_1e_2 zieht, der Berührungspunkt e giebt dann in seiner Projection E_0 den Stand des kleinen Kolbens an, in welchem die Aufnehmerspannung ihren größten Werth erreicht hat. Erst von dieser Stellung an, für welche die kleine Kurbel die Richtung Ck_e und die große diejenige CK_e hat, stellt sich die Expansion ein, für welche die Spannungscurve entsprechend den Ordinaten der Fläche $EenE_3AE$ nach dem Mariotte'schen Gesetze in e_1n_1 entworfen ist. Für den großen Cylinder ist das Indicatordiagramm über $a'b'$ gezeichnet, darin entspricht die Strecke $c'e'n'$ derjenigen $c_1e_1n_1$ im Diagramm des Hochdruckcylinders. Es erklärt sich aus dieser anfänglichen Zunahme der Spannung des Dampfes die gewölbte Gestalt, welche in dem Indicatordiagramm des Niederdruckcylinders die Spannungscurve bei e' annimmt.

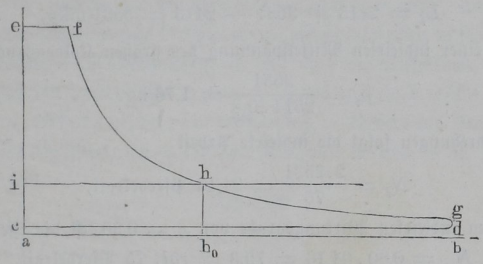
Wenn die kleine Kurbel in die Lage Ck_n gekommen ist, in welcher dem aus dem kleinen Cylinder austretenden Dampfe der Austritt verwehrt wird, also dort die Compression beginnt, so hat der Dampf im Aufnehmer nach der

Figur noch eine größere Spannung, als diejenige $p_2 = bb_1$ ist, die er der Voraussetzung gemäß in dem Augenblicke haben soll, in welchem er wiederum neuen Dampf aus dem Hochdruckcylinder empfängt. Es muß daher noch eine weitere Expansion aus dem Aufnehmer in den Niederdruckcylinder so lange stattfinden, bis die Spannung auf den verlangten Werth bb_1 gesunken ist. Hieraus ergiebt sich für den Niederdruckcylinder der Füllungsgrad, wenn man in dem Indicatordiagramme desselben die Expansionscurve $n'm'$ so weit fortsetzt, bis die Spannung in m' den Betrag $p_2 = bb_1$ erreicht hat. Diese Stellung entspricht den Kurbelstellungen ck_m und CK_m im kleinen und großen Cylinder. Der aus dem Niederdruckcylinder nach dem Condensator mit dessen Spannung $b'b'_1$ strömende Dampf muß von dem letztern wieder in einer solchen Kolbenstellung o abgesperrt werden, daß durch die hierauf folgende Compression die Spannung $a'c'$ am Ende des Kolbenlaufes denselben Betrag erlangt hat, welchen die Aufnehmerspannung cc_1 in dem Momente hat, wo der große Cylinder mit dem Aufnehmer in Verbindung gebracht wird, um den Spannungsabfall daselbst zu vermeiden. Für die Compression des Dampfes im Hochdruckcylinder gelten dieselben Betrachtungen, wie sie für die Woolf'schen Maschinen angestellt wurden, ebenso wie auch in Betreff der Verzeichnung des wirklichen Niederdruckdiagramms auf den vorhergehenden Paragraphen verwiesen werden kann. Wenn, wie dies meistens der Fall ist, die beiden Kolben gleichen Hub haben, also $L = l$ anzunehmen ist, wird der reducirte Kolben F_0 gleich dem großen Kolben F. Der hier gedachte Vorgang wiederholt sich natürlich in derselben Weise sowohl für die eine hier betrachtete, als auch für die entgegengesetzte Seite des kleinen Kolbens.

Man stellt wohl bei der Wahl des Cylinderverhältnisses die Bedingung, daß die Arbeit der beiden Kolben gleich groß werden soll. Wie diese Bedingung erfüllt werden kann, läßt sich ebenfalls aus einer graphischen Darstellung in sehr einfacher Art erkennen. Denkt man sich nämlich zu dem Ende die Expansion in einem einzigen Cylinder vorgenommen, welcher, wie schon erwähnt, mit dem Niederdruckcylinder gleichen Inhalt haben muß, und zeichnet man das der gesammten Expansion $\varepsilon = \alpha\beta$ entsprechende Diagramm in Fig. 688, so ist die von der Fläche $cefgdc$ dargestellte Arbeit gleich derjenigen der Zweicylindermaschine. Würde man sich vorstellen, daß ein Aufnehmer von sehr großem Rauminhalte angewendet würde, dessen Spannung wegen dieser Größe als constant zu betrachten wäre, so würde man die betrachtete Eincylindermaschine durch irgend eine Zweicylindermaschine ersetzen können, deren Indicatordiagramme man erhält, wenn man das Diagramm der Fig. 688 durch irgend eine horizontale Gerade ih in zwei Theile $iefhi$ und $cihgdc$ zerlegt. Es gilt dann $iefhi$ für den Hochdruckcylinder und $cihgdc$ für den Niederdruckcylinder. Wählt man daher die Theilungs-

linie ih so, daß diese beiden Flächen gleich groß ausfallen, welche die indicirte Arbeit der beiden Cylinder darstellen, so entsprechen diese Diagramme den Cylindern unter der gemachten Bedingung gleicher Arbeitsgröße. Man hat dann das Verhältniß der Cylinderräume durch $ah_0 : ab = \alpha$ gefunden.

Fig. 688.



Mit diesem Verhältnisse bestimmt sich dann wieder der Füllungsgrad β des Hochdruckcylinders für eine gesammte Expansion gleich ε zu $\beta = \frac{\varepsilon}{\alpha}$.

Das Verhältniß der Cylinderräume wählt man bei den Compoundmaschinen in den gewöhnlichen Fällen etwa zu 2 bis 3.

Beispiel. Es werde eine Zweicylindermaschine nach dem Compoundsysteme ohne Condensation gedacht, deren beide Kolben gleichen Hub von 0,8 m haben, und deren Cylinderinhalte sich wie 1 : 2 verhalten. Wenn der Hochdruckcylinder 0,4 m Durchmesser hat und zur Hälfte gefüllt wird, so soll die Arbeit ermittelt werden, welche von der Maschine bei 60 Umdrehungen in einer Minute und bei einer Kesselspannung $p = 6$ kg erwartet werden kann?

Der Querschnitt des kleinen Kolbens ist

$$f = \pi\, 0{,}2^2 = 0{,}1257 \text{ qm} = 1257 \text{ qcm},$$

daher derjenige des Expansionscylinders wegen des gleichen Hubes

$$F = 2f = 0{,}2514 \text{ qm} = 2514 \text{ qcm},$$

entsprechend einem Durchmesser $d_2 = 0{,}566$ m. Nimmt man, wie im Beispiele des vorigen Paragraphen, für die schädlichen Räume des kleinen und großen Cylinders $m_1 = 0{,}05$ und beziehungsweise $m_2 = 0{,}04$, so findet man das ganze Expansionsverhältniß wie dort zu

$$\varepsilon = \frac{1{,}04\, Fl}{(0{,}5 + 0{,}05)\, fl} = \frac{1{,}04 \,.\, 2}{0{,}55} = 3{,}782.$$

Unter Voraussetzung einer Admissionsspannung von $p_1 = 0{,}80 \,.\, p = 4{,}8$ kg folgt daher die Spannung des Dampfes am Ende der Expansion zu $p_2 = \frac{4{,}8}{3{,}782} = 1{,}27$ kg. Ebenso ergiebt sich wie dort die Volldruckarbeit:

$$L_v = f p_1 l_1 = 1257 \,.\, 0{,}5 \,.\, 0{,}8 \,.\, 4{,}8 = 2413 \text{ mkg}$$

und die Arbeit während der Expansion:

$L_e = f \,.\, 0{,}55\, l p_1 \;.\; log.\,nat.\; 3{,}782 = 1257 \,.\, 0{,}55 \,.\, 0{,}8 \,.\, 4{,}8 \,.\, 1{,}330 = 3531,$

sowie die Arbeit des mit 1,2 kg pr. Quadratcentimeter in Rechnung zu stellenden Gegendruckes der Atmosphäre

$$L_w = F l p_3 = 2514 \,.\, 0{,}8 \,.\, 1{,}2 = 2413 \text{ mkg}.$$

Daher ist die Arbeit bei einem Kolbenhube

$$L_i = 2413 + 3531 - 2413 = 3531 \text{ mkg},$$

entsprechend einer indicirten Mittelspannung des großen Kolbens von

$$p_i = \frac{3531}{2514 \,.\, 0{,}8} = 1{,}76 \text{ kg}.$$

Für 60 Umdrehungen folgt die indicirte Arbeit

$$N_i = \frac{2 \,.\, 3531}{75} = 94{,}16 \text{ Pferdekraft},$$

und bei einem indicirten Wirkungsgrade von $\eta = 0{,}80$ ist die effective Leistung

$$N_n = 0{,}80 \,.\, 94{,}16 = 75{,}3 = rot.\ 75 \text{ Pferdekraft},$$

entsprechend einem mittlern Nutzdrucke von

$$p_n = 0{,}8\, p_i = 0{,}8 \,.\, 1{,}76 = 1{,}41 \text{ kg}.$$

Sollte auch hier die Maschine unter denselben Verhältnissen und Beibehaltung des Kolbenhubes 0,8 m und der Umdrehungszahl $n = 60$ eine Leistung von 60 Pferden äußern, so hätte man einfach die Cylinderquerschnitte in dem Verhältnisse $\frac{60}{75} = 0{,}8$ kleiner zu wählen, und erhielte dann

$$f = 0{,}8 \,.\, 1257 = 1005{,}6 \text{ qcm},$$

also $d_1 = 0{,}358$ m,

sowie $F = 0{,}8 \,.\, 2514 = 2011$ qcm,

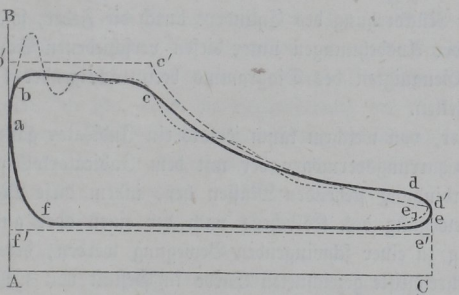
wofür $d_2 = 0{,}506$ m

folgt.

§. 317. **Indicatordiagramme.** Um die Leistung von Dampfmaschinen zu messen, bedient man sich vielfach des schon von Watt angegebenen und gebrauchten Indicators, dessen Einrichtung in §. 17 näher angegeben wurde. Die von dem Schreibstifte des Indicators während einer Kurbelumdrehung, also für einen Doppellauf des Kolbens, gezeichnete Curve *abcdef* in Fig. 689 giebt in der Größe des von ihr umschlossenen Flächenraumes ein Maß für die während dieser Bewegung von einer Seite des Kolbens verrichtete Arbeit. Man bestimmt zu dem Ende den Inhalt dieser Fläche entweder durch Rechnung vermittelst der Simpson'schen Regel oder durch Messung mit Hülfe eines Planimeters. Gesetzt, der Inhalt werde in dieser Weise gleich f qcm gefunden, und es stelle 1 cm der verticalen Ordinaten eine Dampfspannung gleich μ kg pr. Quadratcentimeter vor; es entspreche ferner 1 cm der horizontalen Abscissen einem Kolbenwege gleich λ m, so hat

man die gedachte durch die umschlossene Fläche dargestellte indicirte Arbeit zu $L_i = F f \mu \lambda$ mkg anzunehmen, wenn F die Größe der Kolbenfläche in Quadratcentimetern bedeutet. Die in einer Minute geleistete Arbeit ist natürlich dann gleich $2\,n L_i = 2\,n F f \mu \lambda$, wenn n die Anzahl der in dieser Zeit gemachten Umdrehungen bezeichnet. Es ist ersichtlich, daß die so gefundene Arbeit, welche als die indicirte bezeichnet wird, auch dazu dient, neben den Nutzwiderständen der Maschine die in derselben auftretenden schädlichen Widerstände zu überwinden, so daß man die Nutzarbeit, wie schon in §. 314 angeführt worden, zu $L_n = \eta L_i = \eta F f \mu \lambda$ erhält, unter η den indicirten Wirkungsgrad verstanden. Ueber die durchschnittlichen Werthe dieses Coefficienten η wurden ebenfalls bereits in §. 314 Mittheilungen gemacht.

Fig. 689.



Die Indicatordiagramme dienen nicht nur zur Bestimmung der von einer Maschine in einer gewissen Zeit geleisteten Arbeit, sondern vornehmlich auch zur Controlirung der Wirkungsweise der Maschine und des Zustandes ihrer Theile, namentlich der Steuerungsorgane. In welcher Weise in dieser Hinsicht aus den Diagrammen Schlüsse gezogen werden können, wird aus den folgenden Andeutungen ersichtlich werden.

Es ist zunächst klar, daß die Zuverlässigkeit der von dem Indicator gelieferten Diagramme wesentlich von dem guten Zustande des Instrumentes abhängt. Namentlich ist für einen möglichst dampfdichten Schluß des Indicatorkolbens Sorge zu tragen, ohne daß dadurch die Kolbenreibung beträchtlich werden darf. Eine Undichtigkeit des Indicatorkolbens bewirkt, daß die im Diagramme angezeigten Spannungen kleiner ausfallen, als sie in Wirklichkeit sind. Die Kolbenreibung dagegen, sowie alle der verticalen Verschiebung des Schreibstiftes entgegentretenden Widerstände bewirken zu kleine Angaben an den Stellen, wo die Dampfspannung einer Zunahme unterworfen und zu große da, wo dieselbe im Abnehmen begriffen ist. Ebenso ist dafür zu sorgen, daß die Horizontalverschiebung, d. h. die Umdrehung

des Papiercylinders immer genau proportional mit der Verschiebung des Dampfkolbens erfolgt. Diese Drehung wird mit Hülfe einer um die Rolle des Papiercylinders gelegten Schnur bewirkt, deren Ende mit einem Maschinentheile verbunden wird, dessen Bewegung in directem Zusammenhange mit der des Dampfkolbens steht. Bei Balanciermaschinen benutzt man hierzu den Balancier, während man bei direct wirkenden Maschinen in der Regel den Kreuzkopf unter Einschaltung eines geeigneten Hubreductionsmittels mit der Bewegung des Papiercylinders betraut. Hierbei ist es von Wichtigkeit, eine möglichst unausdehnsame Schnur zu verwenden, die unter dem Einflusse der von ihr zu übertragenden Zugkraft ihre Länge möglichst wenig ändert. Da nämlich diese Zugkraft wegen der Reibungswiderstände des Papiercylinders und der etwa erforderlichen Leitrollen für die Schnur während des Anzuges der Schnur durch die Maschine größer ausfällt, als während der Rückdrehung des Cylinders durch die Feder, so würde die Verschiedenheit der Ausdehnungen unter diesen verschiedenen Schnurspannungen als ein die Genauigkeit des Diagramms beeinträchtigender todter Gang sich herausstellen.

Ein Fehler, von welchem kaum jemals ein Indicator ganz frei ist, rührt von dem Beharrungsvermögen der mit dem Indicatorkolben und Schreibstifte in Verbindung stehenden Massen her, indem diese Massen bei einer schnellen Bewegung des Kölbchens nach der einen oder andern Seite die Veranlassung zu einer schwingenden Bewegung werden, deren Auftreten in der vom Schreibstifte gezeichneten Curve in Gestalt von mehr oder minder ausgedehnten kleinen Wellen gekennzeichnet wird. Diese Schwingungen treten namentlich an der Stelle der Einströmung bei *b* und während der Expansion in der Strecke *cd*, Fig. 689, auf, wo eine schnelle Aenderung der Spannung stattfindet. Als die maßgebende Indicatorcurve hat man dann eine mittlere Linie zwischen den einzelnen Wellenbergen und Thälern nach ungefährer Schätzung anzusehen, wie eine solche Linie stark gezeichnet in die Figur eingetragen ist. Diese Unregelmäßigkeiten fallen im Allgemeinen um so erheblicher aus, je größer die zu bewegenden Massen sind, und je empfindlicher das Instrument ist. Es wurde auch schon in §. 17 darauf hingewiesen, daß man bei der Construction verschiedener Indicatoren sein Augenmerk diesem Umstande zugewendet hat.

In einem guten Indicatordiagramme sind im Allgemeinen die verschiedenen Perioden der Dampfwirkung, wie sie der Rechnung in §. 314 zu Grunde gelegt wurden, mehr oder minder deutlich zu erkennen, doch zeigt das Diagramm in allen Fällen sehr bemerkliche Abweichungen von der idealen Gestalt, welche es der Theorie zufolge annehmen müßte und welche in der Figur durch die gestrichelte Linie angedeutet ist. Beim Beginn des Kolbenlaufes in *A* steigt die Curve fast immer genau vertical auf, und die Ecke

bei b fällt bei einer hinreichend großen Voröffnung fast scharf aus; nur wenn der Dampfcanal zu spät, etwa erst zu Beginn des Kolbenlaufes eröffnet wird, zeigt sich an dieser Stelle eine erhebliche Abrundung, davon herrührend, daß der Dampf beim Durchtritt durch die zu kleine Oeffnung einer bedeutenden Drosselung unterworfen wird. Die Spannung des Dampfes beim Eintritte in A ist immer erheblich geringer als die Kesselspannung, und zwar fällt der Unterschied um so größer aus, je enger und länger die Dampfzuleitungsröhren und je größer die Verluste in denselben durch Abkühlung und Drosselung sind. Man kann daher aus diesem Spannungsabfalle, wenn er zu groß ist, auf etwaige Mängel in der Dampfzuleitung schließen. Die obere Begrenzung bc der Spannungscurve, welche der Einströmung des Dampfes entspricht, fällt in der Regel nicht ganz horizontal aus, wie es einer vortheilhaften Wirkung entsprechen würde, sondern es zeigt diese Begrenzung meistens eine Neigung zum Abfallen, was dadurch zu erklären ist, daß die Geschwindigkeit des Dampfkolbens von dem todten Punkte aus fortwährend zunimmt, und daher eine constante Dampfspannung hinter dem Kolben nur möglich ist, wenn die Vergrößerung der Eintrittsöffnung gleichen Schritt mit der Geschwindigkeitsvermehrung des Dampfkolbens hält. Hiermit steht es denn auch in Beziehung, warum die Admissionslinie bc besonders bei großen Füllungen einen erheblichen Abfall zeigt, während für geringe Füllungen der Verlauf wegen der hierbei immer noch kleinen Kolbengeschwindigkeit günstiger ist.

Der Augenblick der Absperrung des Dampfes und damit der Beginn der Expansionswirkung ist in dem Diagramme fast niemals scharf gekennzeichnet, nur bei Präcisionssteuerungen ist dieser Punkt mit einiger Sicherheit anzugeben, während bei den schleichenden Steuerungen die Ecke c' des idealen Diagrammes wesentlich abgestumpft erscheint. Der Grund hiervon liegt in dem allmäligen Abschlusse der Einströmungsöffnung, in Folge deren sich schon vor vollständiger Absperrung des Dampfes eine Drosselung und Spannungsverminderung einstellt. Man bemerkt fast immer, daß die Curve, welche den Uebergang zwischen der Eintrittslinie bc und der eigentlichen Expansionsstrecke cd bildet, ihre Krümmungsrichtung ändert, indem sie anfänglich bei c ihre concave Seite nach unten kehrt, während sie in dem spätern Verlaufe concav nach oben ausfällt, wie es dem Charakter der Expansionslinien im Allgemeinen entspricht. Man pflegt daher für die Ermittelung des Augenblickes, in welchem der Abschluß des Dampfes als erfolgt anzunehmen ist, in der Regel denjenigen Punkt als bestimmend anzusehen, in welchem der gedachte Wechsel aus der concaven Krümmung der Curve in die convexe zu erkennen ist.

Was die Expansionslinie cd anbetrifft, so geht aus den zahlreichen in der neuern Zeit abgenommenen und untersuchten Indicatordiagrammen so

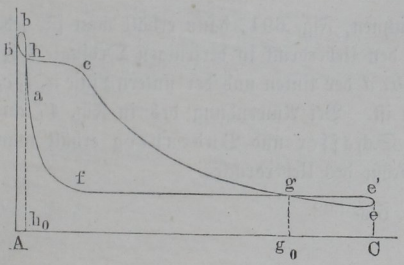
viel mit Sicherheit hervor, daß diese Curve wesentliche Abweichungen zeigt, sowohl von der adiabatischen Curve, wie sie in §. 238 untersucht wurde, als auch von der Curve constanter Dampfmenge, nach welcher, wie bemerkt worden, der Dampf der Pambour'schen Theorie zufolge expandiren müßte. Es ist bisher nicht gelungen, aus den untersuchten Diagrammen ein allgemeines Gesetz aufzufinden, dem der Dampf bei seiner Ausdehnung in den Dampfmaschinen folgt. Vielfach hat sich gezeigt, daß die Expansionscurve im Anfange der Expansion wesentlich unter die adiabatische Linie herabsinkt, besonders bei Maschinen ohne Dampfmantel, so daß man diese Erscheinung durch die Abgabe von Wärme seitens des Dampfes an die Cylinderwandung erklärt. Andererseits bemerkt man bei vielen Diagrammen, daß gegen Ende der Expansion ein merkliches Ansteigen der Curve gegen die adiabatische und zuweilen selbst über diese hinaus auftritt, und zwar um so mehr, je feuchter der in den Cylinder geführte Dampf ist. Man hat diese auffällige Erscheinung durch eine Nachverdampfung zu erklären gesucht, die sich gegen das Ende des Kolbenlaufes einstellt, wenn die Temperatur des Dampfes in Folge der Expansion wesentlich unter diejenige des Admissionsdampfes und des mitgeführten Wassers gesunken ist, in welchem Falle die in diesem Wasser vorhandene Flüssigkeitswärme zur Bildung neuen Dampfes zur Verfügung steht. Im Allgemeinen hat sich gezeigt, daß die Expansion des Dampfes in den Maschinen eine hinreichende Annäherung an die nach dem Mariotte'schen Gesetze erfolgende zeigt, und deshalb pflegt man auch meistens dieses Gesetz der Berechnung der Dampfmaschinen zu Grunde zu legen, wie im Vorstehenden gezeigt wurde.

Daß die vorzeitige Eröffnung des Austrittscanals gegen das Ende des Kolbenweges C eine Spannungsermäßigung und damit eine entsprechende Abrundung der Ecke d zur Folge haben muß, ist von selbst klar, und es fällt diese Abrundung und der damit in Verbindung stehende Arbeitsverlust um so größer aus, je früher die Voröffnung beginnt. Eine zu späte Eröffnung des Austrittes dagegen hat eine erhebliche Abrundung der untern Ecke e im Gefolge, wie die Punktirung e_1 andeutet. Beim Rückgange des Kolbens sinkt die Spannungslinie ef niemals bis zu der Spannung der Atmosphäre oder beziehungsweise des Condensators herab, und zwar wegen des Widerstandes, den der austretende Dampf in den Austrittscanälen findet. Eine den Gegendruck wesentlich übersteigende Spannung des Dampfes in der Rückgangslinie des Diagrammes, wie sie namentlich bei schnell gehenden Maschinen sich leicht bemerklich macht, deutet daher auf eine ungenügende Weite der Austrittscanäle.

Die durch den vorzeitigen Abschluß des Austrittscanals eingeleitete Compression des Dampfes vor dem Kolben zeigt sich durch die Abstumpfung der Ecke f' des idealen Diagrammes und es erhebt sich diese Curve von dem

Punkte a an, in welchem die Voröffnung für den Eintritt erfolgt, fast genau vertical, was ohne weiteres erklärlich ist. Der Einfluß von undichtem Schlusse des Dampfkolbens macht sich im Diagramme durch eine unverhältnißmäßige Senkung der obern Linie bcd und Erhebung der untern ef bemerklich, und einen gleichen Einfluß hat die Undichtheit des Schiebers auf das Diagramm. Es können diese Mängel aber nach dem Vorbemerkten auch in den zu geringen Weiten der Dampfcanäle ihre Ursache haben. Nimmt man Indicatordiagramme zu beiden Seiten des Kolbens ab und findet eine Verschiedenheit derselben, so wird man daraus auf die nicht symmetrische Wirkung des Schiebers zu schließen haben, welche ihren Grund etwa in einem ungleichen linearen Voreilen des Schiebers haben kann, eine vollkommene Uebereinstimmung kann übrigens auch deshalb nicht stattfinden, weil die Bewegung des Dampfkolbens wegen der beschränkten Länge der Lenkerstange für den Hin- und Hergang verschieden ist.

Fig. 690.



Es ist leicht ersichtlich, daß jede Abweichung des Indicatordiagrammes von dem idealen, durch welches der von dem letztern umschlossene Flächenraum verkleinert wird, einen entsprechenden Arbeitsverlust bedeutet, da die von dem Diagramme umschlossene Fläche das Maß der indicirten Arbeit vorstellt. Unter gewissen abnormen Verhältnissen erscheint die Indicatorcurve mit eigenthümlichen Schleifen am Anfange und Ende versehen, wie Fig. 690 erkennen läßt. Dies ist dann der Fall bei b, wenn die Compression des Dampfes höher als bis zu der Admissionsspannung Ab' geführt wird, und gegen Ende des Kolbenlaufes, wenn man mit der Expansion bis unter den Druck Ce' des Condensators oder der Atmosphäre heruntergeht. In beiden Fällen ist während der zugehörigen Kolbenwege $h_0 A$ und $g_0 C$ der Widerstand größer als der treibende Druck, und daraus geht hervor, daß man zur Bestimmung der geleisteten Arbeit nur diejenige Fläche in Rechnung stellen darf, welche übrig bleibt, sobald man von dem Inhalte von $fahcgf$ die von den Schleifen hbb' und gee' umschlossenen Flächenräume abzieht. Solche Schleifen sind daher als erhebliche Mängel der Maschine zu betrachten.

Das in gewöhnlicher Weise von dem Indicator beschriebene Diagramm gilt in der obern Begrenzung für den Hingang und in der untern Linie für den Rückgang nur für die eine Seite des Kolbens, daher geben die Ordinaten

der umschlossenen Fläche nicht den Ueberdruck oder Unterschied der Pressungen auf die entgegengesetzten Kolbenseiten an. Will man diesen treibenden Druck ermitteln, so hat man die für die beiden Seiten des Kolbens abgenommenen

Fig. 691.

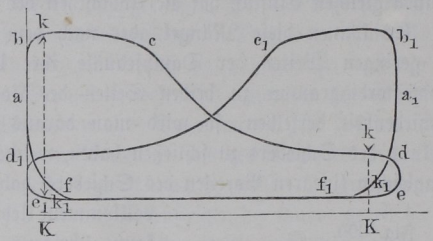
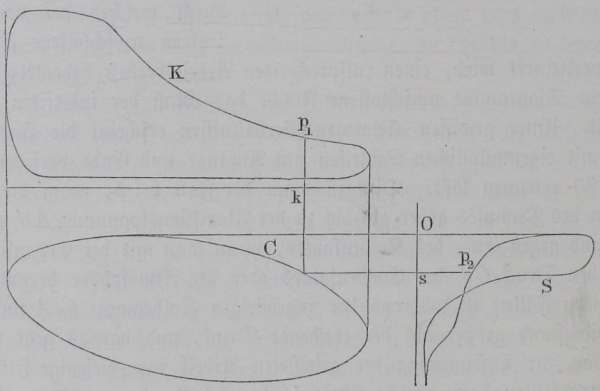


Diagramme über einander zu zeichnen, Fig. 691, dann erhält man für jede Kolbenstellung K das Maß für den Ueberdruck in derjenigen Ordinate kk_1, welches zwischen der obern Linie bcd der linken und der untern Linie $a_1 f_1 e_1$ der rechten Kolbenseite enthalten ist. Bei Anwendung des in Fig. 47 angegebenen Doppelindicators von Schäffer und Budenberg erhält man direct in dem Diagramme die Größe des Ueberdruckes.

Fig. 692.



Das vorbesprochene Diagramm heißt das Kolbendiagramm, weil es für jede Stellung des Kolbens die im Cylinder herrschende Dampfspannung angiebt. Man kann auch das Diagramm von dem Indicator so zeichnen lassen, daß es die Spannung im Cylinder für jede Stellung des Schiebers erkennen läßt. Zu dem Zwecke hat man nur nöthig, die Bewegung des Papierstreifens anstatt von der Kolbenstange von derjenigen des Steuerungsschiebers

zu bewirken. Auch kann man den Indicator dazu verwenden, ein Diagramm so zu zeichnen, daß die Bewegung des Papierstreifens durch die Kolbenstange, dagegen die des Schreibstiftes durch die Schieberstange erfolgt. Hierbei zeichnet der Stift eine ellipsenähnliche Curve C, Fig. 692, auf. In dieser Figur stellt K das Kolben-, S das Schieberdiagramm und C das letztgedachte combinirte Diagramm vor. Man kann diese drei Diagramme zur genauern Bestimmung der einzelnen Kolbenstellungen verwenden, welche aus dem Kolbendiagramme allein in der Nähe der todten Punkte nicht mit der gehörigen Schärfe zu ermitteln sind. Es ist nämlich aus der Entstehung dieser Zeichnungen ersichtlich, daß für irgend eine Kolbenstellung k der Schieberweg durch Os dargestellt wird, und bei richtiger Angabe des Indicators muß die dem Kolbendiagramme entnommene Spannung kp_1 mit der zugehörigen sp_2 des Schieberdiagrammes übereinstimmen.

Aus dem Vorstehenden ist ersichtlich, wie der Indicator als ein Mittel zur Prüfung der Dampfmaschinen gebraucht werden kann. Eine ausführliche Behandlung findet dieser Gegenstand in dem Werke von Völckers, „Der Indicator“.

Dampfmenge. Die zum Betriebe einer bestimmten Dampfmaschine unter gegebenen Verhältnissen erforderliche Dampfmenge D bestimmt sich wie folgt. Der bei jedem einfachen Hube des Kolbens vom Querschnitte F in dem Dampfcylinder zur Wirkung kommende Dampf hat das Volumen $F(\sigma + \varphi l)$, wenn l die Länge des Hubes, $\varphi = \frac{l_1}{l}$ das Füllungsverhältniß und σF den schädlichen Raum bedeutet. Dieser Dampf hat die Admissionsspannung p_1 und das Gewicht $F(\sigma + \varphi l)\gamma$, wenn γ das zu dieser Spannung gehörige, aus der Tabelle in §. 235 zu entnehmende specifische Gewicht des gesättigten Dampfes vorstellt und angenommen wird, daß mechanisch beigemengtes Wasser darin nicht enthalten sei. Ein bestimmter Theil dieses Dampfes ist schon in dem Cylinder vorhanden, bevor die Einströmung frischen Kesseldampfes erfolgt, nämlich die vom vorhergehenden Kolbenlaufe in dem Cylinder zurückbleibende und einer Compression unterliegende Dampfmenge. Das Gewicht derselben drückt sich entsprechend durch $F(\sigma + l - l_3)\gamma_1$ aus, wenn $l - l_3$ den Weg bedeutet, welchen der Kolben im Augenblicke des Verschlusses der Austrittsöffnung noch bis zum todten Punkte zurückzulegen hat, und γ_1 das specifische Gewicht des abgehenden Dampfes vorstellt. Diese zurückbleibende Dampfmenge hat bei den gewöhnlichen stehenden Maschinen meist nur ein sehr geringes Gewicht, weshalb man dasselbe hier vernachlässigen darf; nur bei den mit Coulissensteuerungen versehenen Maschinen fällt die zurückbleibende Dampfmenge wegen der stärkern Compression merklich aus. Macht die Maschine in der §. 318.

Minute n Umdrehungen, so beziffert sich diese aus dem Kessel pr. Stunde zuzuführende Dampfmenge daher zu

$$D_n = 60 . 2nF [(\sigma + \varphi l)\gamma - (\sigma + l - l_3)\gamma_1]$$
$$= 3600 Fv \left[\left(\frac{\sigma}{l} + \varphi\right)\gamma - \left(\frac{\sigma}{l} + 1 - \frac{l_3}{l}\right)\gamma_1\right],$$

unter $v = \frac{2nl}{60}$ die mittlere Kolbengeschwindigkeit verstanden.

Die Erfahrung zeigt nun aber, daß das wirklich aus dem Kessel zuzuführende Dampfquantum viel größer ist, als das durch diese Rechnung sich ergebende D_n, welches als die nutzbare Dampfmenge bezeichnet werden kann, wie man aus der Menge des erforderlichen Speisewassers und bei Condensationsmaschinen aus der Erwärmung des in den Condensator eingespritzten Wassers erkennt. Man hat diesen größern Dampfverbrauch den Verlusten an Wärme und Dampf zuzuschreiben, welche durch die Abkühlung des Dampfes in dem Cylinder und durch die Undichtigkeit des Kolbens, Schiebers ꝛc. entstehen. Da die Abkühlung der Cylinderwand nach außen hin im Allgemeinen einen verhältnißmäßig nur kleinen Betrag vorstellt, der bei einigermaßen guter Umhüllung des Cylinders mit schlechten Wärmeleitern meistens kaum einige Procente des oben berechneten Quantums beträgt, so hat man lange Zeit den bedeutenden Verlust, welcher beobachtet wird, den Undichtigkeiten zugeschrieben. Da nun aber bei guter Ausführung der Maschinen der dichte Abschluß in vorzüglicher Art erreicht werden kann, so muß der größte Antheil an dem zuweilen bis zu 40 Proc. und höher steigenden Verluste einer andern Ursache zugeschrieben werden. Nach den in neuerer Zeit mehrfach angestellten calorimetrischen Versuchen darf es als zweifellos angesehen werden, daß der gedachte Verlust hauptsächlich durch den Wärmeaustausch herbeigeführt wird, wie er stetig zwischen den Cylinderwandungen und dem Dampfe stattfinden muß. Indem nämlich die Cylinderwand abwechselnd mit dem heißen, aus dem Kessel zugeführten Eintrittsdampfe und mit dem durch die Expansion abgekühlten Austrittsdampfe in Berührung kommt, wird dieselbe eine gewisse mittlere Temperatur annehmen, in Folge deren sie zu Anfang jedes Hubes dem heißen Eintrittsdampfe lebhaft Wärme entzieht, welche sie zum geringeren Theile an den expandirten unter ihre Temperatur abgekühlten treibenden Dampf, zum größten Theile aber dem Ausblasedampfe wieder abgiebt. Daß die letztere, an den Abdampf übertragene Wärme für die Arbeitsleistung der Maschine verloren geht, ist von selbst klar; daß aber auch mit der Uebertragung der Wärme von dem heißern Eintrittsdampfe an den kältern Expansionsdampf ein namhafter Verlust an Nutzleistung verbunden sein muß, folgt leicht aus den Betrachtungen, welche in §. 227 über den mit jedem Wärmeübergange verbundenen Verlust

angestellt wurden. Die Wirkung der Dampfmäntel ist daher nicht sowohl in einer Verminderung der Abkühlung der Cylinderwandung durch Strahlung und Leitung zu suchen, als vielmehr darin, daß durch eine solche Ummantelung die mittlere Temperatur der Cylinderwand höher erhalten und dadurch der gedachte Wärmeaustausch eingeschränkt wird.

Eine Feststellung der gedachten Verluste an Wärme durch die Rechnung ist bisher noch nicht gelungen, und man muß sich daher damit begnügen, diese Verluste durch ungefähre Schätzung in Rechnung zu bringen. Demgemäß sind von verschiedenen Autoren empirische Regeln angegeben, nach denen mit Rücksicht auf die darüber vorliegenden Erfahrungen dieser Verlust annähernd zu bestimmen ist. Eine solche Formel ist z. B. von Völckers angegeben, welcher, noch von der Ansicht ausgehend, daß die Durchlässigkeit des Kolbens auf den Verlust am einflußreichsten sei, diesen letztern proportional mit dem Ueberdrucke der mittlern Pressung p_m hinter dem Kolben über die mittlere Spannung q_m vor dem letztern und ebenfalls proportional mit dem Durchmesser des Kolbens oder dessen Umfange annimmt, an dem das Hindurchtreten des Dampfes stattfindet. Mit Rücksicht auf eine Reihe von Versuchen giebt Völckers daher die Formel für den Dampfverlust D_1 in Pfunden pr. Secunde bei einem Kolbendurchmesser von d Fußen, wenn die Spannungen p_m und q_m in Pfunden für den Quadratzoll gerechnet werden:

$$D_1 = 0{,}0227\, d \sqrt{p_m - q_m}.$$

Bei Woolf'schen Maschinen ist unter d der Durchmesser des Hochdruckcylinders verstanden, ebenso wie auch p_m und q_m sich auf diesen beziehen. Für metrisches Maß, und zwar, wenn d in Centimetern, D in Kilogrammen und die Spannung in Kilogrammen pr. Quadratcentimeter gerechnet wird, schreibt sich diese Formel:

$$D_1 = 0{,}00133\, d \sqrt{p_i}.$$

Mit Recht macht Hrabak darauf aufmerksam, daß diese Formel den Verlust für sehr kleine Maschinen übertrieben groß, dagegen für sehr große Maschinen übertrieben klein angiebt. Es beziffert sich demgemäß z. B. der Dampfverlust stündlich für eine Maschine von 2 bis 3 Pferdekraft zu 30 bis 40 kg pr. Pferdekraft, während danach dieser Verlust für eine Maschine von 1000 Pferdekraft weniger als 1 kg pr. Pferd und Stunde betragen soll. Dagegen betrachtet Hrabak den ganzen in der Maschine auftretenden Dampfverlust D_1 als aus zwei Theilen D' und D'' bestehend, von denen der erstere D', aus der Abkühlung innerhalb des Cylinders entspringend, als Abkühlungsverlust bezeichnet wird, während er den andern von Undichtigkeiten herrührenden Antheil D'' den Dampfflüssigkeitsverlust nennt. Für diese beiden Verluste sind untenstehend die von Hrabak dafür

angegebenen Formeln angeführt, welche zu Resultaten führen, die mit denen der Erfahrung eine befriedigende Uebereinstimmung zeigen.

Hiernach kann man den Abkühlungsverlust in Kilogrammen pr. Stunde und indicirte Pferdekraft je nach der mehr oder minder großen Vollkommenheit der Maschine zu

$$D' = 370 \text{ bis } 460\, d\,(d + l)\,(p_1 - p_3)\left(\frac{l_1}{l} + m\right)$$

für Eincylindermaschinen und

$$D' = 300 \text{ bis } 400\, d\,(d + l)\,(p_1 - p_3)\left(\frac{l_1}{l} + \frac{v}{V}\,m\right)$$

für Zweicylindermaschinen annehmen, wenn d, l, l_1, σ, p_1 und p_3 die bisherige Bedeutung haben (p_1 mittlere Admissionsspannung und p_3 mittlere Emissionsspannung).

Für Woolf'sche Maschinen gilt p_1 für den Hochdruckcylinder, v und V sind die Cylindervolumen, und $\frac{l_1}{l}$ ist das der gesammten Expansion entsprechende Füllungsverhältniß; die übrigen Größen d, l und m sind zu beziehen auf den Expansionscylinder. In gleicher Weise gelten für den Dampfflüssigkeitsverlust pr. indicirte Pferdekraft und Stunde, wenn v die mittlere Kolbengeschwindigkeit ist, die Formeln:

$$D'' = \frac{17{,}6}{\sqrt{N_i \,.\, v}} + \frac{1}{v} \text{ für Eincylindermaschinen}$$

und

$$D'' = \frac{12{,}3}{\sqrt{N_i \,.\, v}} + \frac{0{,}7}{v} \text{ für Zweicylindermaschinen,}$$

mit der Maßgabe, daß man bei exact ausgeführten und in Stand gehaltenen Maschinen diesen Antheil D'' des Verlustes auf die Hälfte und darunter soll herabmindern können, während derselbe bei sichtlicher Dampfflüssigkeit auch das Doppelte und mehr betragen kann.

Hiernach erhält man den ganzen Dampfverbrauch der Maschine zu $D = D_n + D' + D''$. Außerdem hat man den Verlust in der Dampfzuleitung und durch das aus dem Kessel mechanisch mitgeführte Wasser noch zu schätzen, wofür man nach derselben Quelle je nach den Umständen zwischen 4 und 10 Proc. des für D erhaltenen Betrages in Rechnung stellen kann.

In einfacherer Weise bestimmt v. Reiche den Verlust, indem er den wirklichen Dampfverbrauch, je nachdem der Cylinder mit einem Dampfmantel versehen ist oder nicht, um 10 und beziehungsweise um 17 Proc. größer annimmt als die Dampfmenge, welche zur Anfüllung des Cylinders ohne

Berücksichtigung des zurückbleibenden Compressionsdampfes erforderlich ist. Hiernach bestimmt sich der ganze Dampfverbrauch der Maschine stündlich zu:

$$D = 0{,}40\,\gamma v f \frac{l_1 + \sigma}{l}$$ für geheizte Cylinder

und

$$D = 0{,}42\,\gamma v f \frac{l_1 + \sigma}{l}$$ für nicht geheizte Cylinder.

Diese Formeln geben im Allgemeinen beträchtlich kleinere Dampfmengen als die vorhergehenden Angaben von Hrabak, so daß für Entwürfe die Bestimmung nach den letzteren eine größere Gewähr für die Erzielung der vorgesetzten Leistung bieten wird.

Die in der vorstehend angegebenen Weise bestimmte Dampfmenge D ist maßgebend für die Anlage des Dampfkessels sowohl, wie für die Abmessungen der Speisepumpe und bei Condensationsmaschinen für die Menge des Einspritzwassers, sowie für die Größe der Luftpumpe, in welcher Beziehung auf das in Cap. 2 über Dampfkessel, in §. 307 bis 308 über die Condensation und in Thl. III, 2 über Pumpen Gesagte hier verwiesen werden kann. Auch die erforderliche Brennmaterialmenge K ist nach den in §. 264 darüber gemachten Angaben direct durch den Dampfverbrauch bestimmt, und man kann nach Ermittelung desselben die Größe $\frac{K}{N_i}$ bestimmen, d. h. die für eine (indicirte) Pferdekraft stündlich nöthige Brennmaterialmenge, welche häufig als ein Maß für die verhältnißmäßige Güte einer Dampfmaschine angesehen wird. Wegen der großen Verschiedenheit des Brennmaterials und der Art der Befeuerung muß es indessen zweckmäßiger erscheinen, zum Maßstabe für die Güte einer Maschine nicht sowohl die Menge des Brennmaterials als vielmehr diejenige des zu verdampfenden Wassers zu wählen, die jede Pferdekraft stündlich erfordert. Man pflegt denn auch in der neuern Zeit meistens von diesem Gesichtspunkte auszugehen.

Diese für je eine Pferdekraft stündlich nöthige Dampfmenge fällt begreiflicher Weise sehr verschieden aus je nach der Art der Ausführung, und insbesondere nach der Art des Systems der Maschine, ob diese mit oder ohne Condensation arbeitet, ob die Expansion eine größere oder geringere ist u. s. w. Hiernach geht die stündlich pr. indicirte Pferdekraft erforderliche Dampfmenge bei den größten und vollkommensten Maschinen wohl bis auf 8 kg herab, während sie unter Umständen auf das Doppelte und sogar Dreifache dieses Betrages steigen kann. (Näheres siehe in den Tabellen von Hrabak.)

Beispiel. Für die in §. 315 berechnete Woolf'sche Dampfmaschine bestimmt sich der Dampfverbrauch unter Vernachlässigung der durch die Compression zurückgehaltenen Dampfmenge wie folgt. Der nutzbare Dampfverbrauch pr. Stunde

ergiebt sich für den Querschnitt $f = 0{,}1578$ qm des Hochdruckcylinders, die Füllung $(0{,}333 + 0{,}05)\ 0{,}8 = 0{,}306$ m und bei dem specifischen Gewichte $\gamma = 2{,}2303$ des Admissionsdampfes von 4 kg Spannung (s. §. 235), sowie bei 36 Umdrehungen zu:

$$D_n = 60 \,.\, 72 \,.\, 0{,}1578 \,.\, 0{,}306 \,.\, 2{,}2303 = 465 \text{ kg}.$$

Ferner ist der Abkühlungsverlust pr. Stunde

$$D' = 350\, d_1\, (d_1 + L)\, (p_1 - p_3) \left(\frac{1}{\varepsilon} + \frac{fl}{FL}\, m\right)$$

$$= 350 \,.\, 0{,}695\ (0{,}695 + 1)\ (4 - 0{,}2) \left(\frac{1}{8{,}146} + \frac{1}{3}\ 0{,}04\right) = 213 \text{ kg}$$

und der Dampfläßigkeitsverlust für eine indicirte Leistung von $\frac{60}{0{,}75} = 80$ Pferdekräften und eine Geschwindigkeit $v = 1{,}2$ m:

$$D'' = 80 \left(\frac{12{,}3}{\sqrt{N_i}\, v} + \frac{0{,}7}{v}\right) = 80 \left(\frac{12{,}3}{9{,}798} + \frac{0{,}7}{1{,}2}\right) = 147 \text{ kg}.$$

Rechnet man noch für Verluste in der Dampfzuleitung ꝛc. 5 Proc. hinzu, so erhält man den gesammten Dampfverbrauch dieser Maschine stündlich zu

$$D = 1{,}05\ (465 + 213 + 147) = 866 \text{ kg}.$$

Dies beträgt daher für jede effective Pferdekraft

$$\frac{866}{60} = 14{,}45 \text{ kg Dampf}.$$

Unter Annahme eines mäßig geschonten Kessels würde dazu nach der Tabelle in §. 264 für jede effective Pferdekraft eine Kohlenmenge von $\frac{14{,}45}{8} = 1{,}8$ kg stündlich, und eine Kesselheizfläche von $\frac{14{,}45}{16{,}66} = 0{,}867$ qm erforderlich sein, so daß für die betrachtete Maschine von 60 Pferdekräften eine Kesselanlage mit $60 \,.\, 0{,}867 = 52$ qm Heizfläche anzuordnen wäre.

§. 319. **Verschiedene Dampfmaschinen-Theorien.** Die Wirkung des Dampfes in den Dampfmaschinen ist in dem Vorhergehenden immer unter Zugrundelegung des Mariotte'schen Gesetzes berechnet worden, und es ist schon bemerkt, daß eine solche Bestimmung zu Resultaten führt, welche mit denen der Erfahrung genügend genau übereinstimmen; es sollen daher die sonst noch aufgestellten Theorien der Dampfmaschinen nur kurz besprochen werden.

Anstatt des Mariotte'schen Gesetzes hat man zuweilen für die Berechnung der Expansionswirkung eine andere Beziehung zwischen der Spannung p und dem Volumen v zu Grunde gelegt, welche durch die Gleichung $p v^{\mu} = Const.$ ausgedrückt wird. Hierin bedeutet μ einen Coefficienten, welcher nach den in §. 239 gemachten Angaben von verschiedenen Autoren zwischen 1,11 und 1,14 angegeben wird. Denkt man sich wieder eine Dampfmenge vom Volumen $F\,(\sigma + l_1) = v_1$ und der absoluten Span-

nung p_1 in dem Cylinder zur Wirkung gebracht, so ist zunächst die Volldruckarbeit wie bisher durch $L_1 = Fp_1 l_1$ gegeben.

Zur Bestimmung der Expansionsarbeit denke man sich den Kolben in einer beliebigen Stellung im Abstande x von dem todten Punkte, in welcher Stellung die zugehörige Spannung mit p bezeichnet werde. Bei einer unendlich kleinen Bewegung des Kolbens um die Länge ∂x verrichtet der Dampf eine elementare Arbeit gleich

$$\partial L_2 = Fp\partial x = Fp_1 \left(\frac{\sigma + l_1}{\sigma + x}\right)^{\mu} \partial x;$$

da

$$p\,(\sigma + x)^{\mu} = p_1\,(\sigma + l_1)^{\mu}$$

ist. Durch Integration dieses Ausdruckes zwischen den Grenzen $x = l$ und $x = l_1$ erhält man die ganze Expansionswirkung zu

$$L_2 = Fp_1(\sigma + l_1)^{\mu} \int_{l_1}^{l} \frac{\partial x}{(\sigma + x)^{\mu}} = Fp_1\,(\sigma + l_1)^{\mu} \frac{(\sigma + l)^{1-\mu} - (\sigma + l_1)^{1-\mu}}{1 - \mu}$$

$$= \frac{Fp_1\,(\sigma + l_1)^{\mu}}{\mu - 1} \left[\frac{1}{(\sigma + l_1)^{\mu-1}} - \frac{1}{(\sigma + l)^{\mu-1}}\right].$$

Der Gegendruck p_0 auf die Vorderfläche des Kolbens hat während des ganzen Kolbenweges die Arbeit $W = fp_0 l$ aufgezehrt, so daß die von dem Dampfe geleistete Arbeit zu:

$$L = L_1 + L_2 - W$$

$$= Fp_1 l_1 + \frac{Fp_1\,(\sigma + l_1)^{\mu}}{\mu - 1} \left[\frac{1}{(\sigma + l_1)^{\mu-1}} - \frac{1}{(\sigma + l)^{\mu-1}}\right] - Fp_0 l$$

gefunden wird. Diese Arbeit ist für n Umdrehungen der Maschine in der Minute mit $\frac{2n}{60.75}$ zu multipliciren, um N_i zu erhalten, und im Uebrigen ist die Rechnung nicht verschieden von der oben angegebenen. Man pflegt zuweilen das hier angeführte Gesetz $pv^{\mu} = Const.$ der Berechnung der Compression zu Grunde zu legen, auch wenn für die Expansion des Dampfes das Mariotte'sche Gesetz angenommen wird. In diesem Falle kann man den Coefficienten μ nach Hrabak annehmen zu:

$\mu = 1$ für Auspuffmaschinen ohne Dampfhemd,
$\mu = 0{,}9$ „ Condensationsmaschinen ohne Dampfhemd,
$\mu = 1{,}1$ „ Maschinen mit Dampfhemd,
$\mu = 1{,}2$ „ „ „ „ und möglichst trockenem Dampfe.

Die Theorie von Pambour geht von der Voraussetzung aus, daß der in den Cylinder geführte gesättigte Wasserdampf auch während der

Expansion in unveränderter Menge als gesättigter Dampf enthalten ist, und legt der Bestimmung der Spannung für irgend ein specifisches Volumen s die Näherungsgleichung von Navier:

$$s = \frac{a}{b + p},$$

zu Grunde, worin a und b gewisse empirisch festgestellte Zahlen sind, die für niedere oder höhere Spannungen p verschiedene Werthe haben. So soll man setzen:

für niedere Spannungen: $p < 3{,}5$ Atm., $m = 1935$, $n = 0{,}1161$,
„ höhere Spannungen: $p > 3{,}5$ Atm., $m = 27284$, $n = 1{,}637$,

wenn p in Atmosphären ausgedrückt ist und unter dem specifischen Volumen s das Volumen von 1 kg Dampf verstanden wird. Unter Annahme dieses Gesetzes berechnet sich die Expansionsarbeit wie folgt:

Ist in den Cylinder vom Querschnitte F wieder während der Bewegung des Kolbens um l_1 eine Dampfmenge eingeführt, die mit Rücksicht auf den schädlichen Raum das Volumen $F(\sigma + l_1)$ hat, so nimmt dieser Dampf in einer beliebigen Entfernung des Kolbens x vom todten Punkte das neue Volumen $F(\sigma + x)$ ein. Man hat daher für die beiden Zustände des Dampfes das Verhältniß der specifischen Volumen:

$$\frac{s_1}{s} = \frac{\sigma + l_1}{\sigma + x} = \frac{b + p}{b + p_1},$$

woraus die Spannung p für den betrachteten Kolbenstand zu

$$p = (b + p_1)\frac{\sigma + l_1}{\sigma + x} - b$$

folgt. Während der unendlich kleinen Bewegung um ∂x des Kolbens wird daher die Arbeit

$$\partial L_2 = Fp\partial x = F(b + p_1)\frac{\sigma + l_1}{\sigma + x}\partial x - Fb dx$$

geleistet, so daß die ganze Expansionsarbeit während des Kolbenweges $l - l_1$ sich durch Integration zu

$$L_2 = F(b + p_1)(\sigma + l_1)\, log.\, nat.\frac{\sigma + l}{\sigma + l_1} - Fb(l - l_1)$$

ergiebt. Die Leistung während der Volldruckperiode bestimmt sich wieder wie bisher zu

$$L_1 = Fp_1 l_1.$$

Den Widerstand des Kolbens nimmt Pambour als aus drei Theilen bestehend an, nämlich:

1. Aus dem Widerstande, welcher dem Kolben direct aus dem Gegendrucke p_0 der Atmosphäre beziehungsweise des Condensators und aus der Kolbenreibung erwächst. Für den Betrag der letztern soll man annehmen $r = \frac{300}{d'}$ Pfund engl. für den Quadratfuß engl., was einem Werthe von $\frac{4{,}5}{d}$ kg für den Quadratcentimeter Kolbenfläche entspricht.

2. Aus der Nutzlast $Q = Fq$, welche durch die in Bewegung gesetzten Arbeitsmaschinen dargestellt wird.

3. Aus einem von dieser Nutzlast veranlaßten und mit ihr proportionalen Reibungswiderstande, welcher zu $0{,}14\,Q$ anzunehmen ist.

Hiernach bestimmt sich die während eines einfachen Kolbenlaufes verrichtete nützliche und schädliche Arbeit zu

$$F(p_0 + r + 1{,}14\,q)\,l,$$

so daß man durch Gleichsetzung der geleisteten und verbrauchten Arbeiten die von der Maschine zu erwartende Nutzleistung

$$Fql = \frac{L_1 + L_2 - F(p_0 + r)\,l}{1{,}14}$$

erhält. Die übrige Rechnung, z. B. die Ermittelung des in bestimmter Zeit nöthigen Dampfquantums oder die Bestimmung der erforderlichen Abmessungen der Maschine, geschieht in gleicher Weise wie oben gezeigt.

Eine auf den Grundsätzen der mechanischen Wärmetheorie beruhende Berechnungsart der Dampfmaschinen ist von Zeuner in dessen „Grundzügen der mechanischen Wärmetheorie“ angegeben worden, nach welcher die Arbeitsermittelung des Dampfes im Wesentlichen dadurch geschieht, daß diejenige Wärmemenge bestimmt wird, welche bei der Expansionswirkung des Dampfes verschwindet, d. h. in mechanische Arbeit umgewandelt wird. Die Größe der letztern erhält man bei einer verschwundenen Wärmemenge gleich W Wärmeeinheiten dann einfach zu $424\,W$ mkg. In welcher Weise diese Wärmemenge für ein bestimmtes Dampfquantum und für eine bestimmte Expansion zu bestimmen ist, wurde schon in §. 238 bei Besprechung der adiabatischen Zustandsänderung des Dampfes an einem Beispiele gezeigt, auf welches hier verwiesen werden darf. Es fand sich dort, daß die am Ende der Expansion vorhandene Dampfmenge kleiner ausfällt als die anfängliche, indem eine bestimmte Menge in Form tropfbaren Wassers niedergeschlagen wird. Bestimmt man daher die in dem Gemische von Wasser und Dampf vor und nach der Expansion enthaltene Wärmemenge nach den in §. 238 angegebenen Regeln, so findet man in der Verminderung des Wärmegehaltes die in Arbeit verwandelte Wärmemenge. Ebenso bestimmt sich die Volldruckwirkung durch die äußere latente Wärmemenge,

die bei der Erzeugung des Dampfes dazu gedient hat, den auf dem Dampfe lastenden äußern Druck zu überwinden. Diese Rechnung kann mit Hülfe der in §. 235 enthaltenen Tabelle für die gesättigten Wasserdämpfe jederzeit ausgeführt werden, oder man kann sich zur Erleichterung der Rechnung einer graphischen Darstellung des Verfassers*) bedienen.

Bei diesen Ermittelungen ergiebt sich, daß das Resultat wesentlich von der dem eintretenden Dampfe mechanisch beigemengten Wassermenge abhängig ist, welche zu bestimmen sehr schwer, wenn nicht unmöglich ist. Da ferner die hierbei vorausgesetzte adiabatische Zustandsänderung des Dampfes wegen des Wärmeaustausches zwischen dem Dampfe und der Cylinderwandung niemals auch nur annähernd erfüllt ist, so erklärt es sich, warum die Berechnung der Dampfmaschinen nach der mechanischen Wärmetheorie bisher in der Praxis nur wenig Anwendung gefunden hat.

In einfacher Art, nämlich unter Benutzung eines Coefficienten für den Wirkungsgrad der Maschine bestimmen Poncelet und Morin die Leistung einer Dampfmaschine. Bezeichnet η diesen durch vielfache Beobachtungen festgestellten Coefficienten, so ist hiernach die wirkliche Leistung einer Maschine durch

$$L = \eta \frac{2n}{60} F\left[p l_1 \left(1 + log.\,nat. \frac{l}{l_1}\right) - p_0 l\right]$$

ausgedrückt, worin p die Spannung im Kessel, p_0 diejenige im Condensator beziehungsweise der Atmosphäre und $\frac{l_1}{l}$ das Füllungsverhältniß bedeutet. Der Wirkungsgrad η hängt von der Größe der Maschine ab, und für denselben wird unter Voraussetzung mittlerer Geschwindigkeiten und mittlerer Querschnitte der Dampfleitungen ꝛc. die folgende, aus vielen Versuchen geschöpfte Tabelle angegeben.

*) Zur graphischen Behandlung der mechan. Wärmetheorie. Ztschr. d. Ver. deutsch. Ing., 1884.

Stärke der Maschine in Pferdekräften	Wirkungsgrad η	
	bei gutem Zustande der Unterhaltung	bei gewöhnlichem Zustande der Unterhaltung
4 — 8	0,33	0,30
10 — 20	0,42	0,35
20 — 30	0,47	0,38
30 — 40	0,49	0,39
40 — 50	0,57	0,46
50 — 60	0,62	0,50
60 — 70	0,66	0,53
70 — 100	0,76	0,61

Absoluter Wirkungsgrad. Wenn man die in einer Dampfmaschine erzielte Leistung mit derjenigen mechanischen Arbeit vergleicht, die der zum Betriebe der Maschine aufzuwendenden Wärmemenge äquivalent ist, so erhält man den absoluten Wirkungsgrad der Maschine, welcher nicht zu verwechseln ist mit dem indicirten Wirkungsgrade oder dem Nutzeffectscoefficienten, wie er in dem Vorstehenden mehrfach angeführt wurde. Dieser absolute Wirkungsgrad ist immer, auch bei der besten Einrichtung der Maschine, ein sehr kleiner Werth, wie die folgende Rechnung zeigt. Nimmt man für eine möglichst vollkommene, mit Condensation und weitgehender Expansion versehene Dampfmaschine und bei Anwendung einer ausgezeichneten Kesselanlage den Verbrauch an Steinkohlen pr. Pferdekraft und Stunde zu nur 0,8 kg an, so ist dieser Verbrauch gleichbedeutend mit etwa 6400 Wärmeeinheiten stündlich oder 1,777 Wärmeeinheiten in der Secunde. Diese Wärmemenge ist nach der mechanischen Wärmetheorie einer mechanischen Arbeit von $424 . 1{,}777 = 754$ mkg äquivalent, und da die erzielte Leistung nur 75 mkg beträgt, so ergiebt sich von der durch die aufgewendete Wärme repräsentirten Arbeit nur eine nutzbare Ausbeute von §. 320.

$$\frac{75}{754} = 0{,}098 = \sim 10 \text{ Proc.}$$

Dieser kleine Werth, der unter den denkbar günstigsten Verhältnissen sich höchstens ergiebt, hat mehrfach zu absprechenden Urtheilen über den ökonomischen Werth der Dampfmaschinen überhaupt veranlaßt, indem man diese geringe Ausbeute an Arbeit einer principiellen Unvollkommenheit der Dampfmaschinen zugeschrieben hat. Es muß hierzu bemerkt werden, daß

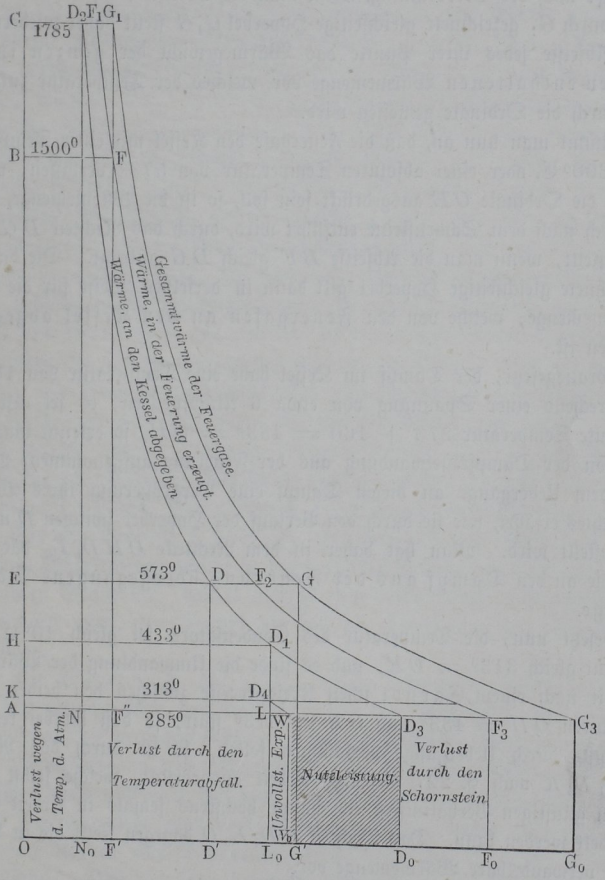
zwar die Unvollkommenheit der Dampfmaschinen an sich einen beträchtlichen Verlust im Gefolge hat, daß aber, wie die mechanische Wärmetheorie lehrt, die ganze in der aufgewandten Wärme enthaltene Arbeit überhaupt niemals gewonnen werden kann, welcher Art auch die in Anwendung gebrachten Maschinen oder Arbeitsprocesse sein mögen. Es wurde schon in §. 227 angeführt, daß es hierzu erforderlich wäre, den vermittelnden Körper bis auf die Temperatur des absoluten Nullpunktes abzukühlen, was natürlich eine Unmöglichkeit ist. Es wurde ferner angeführt, daß unter sonst gleichen Umständen eine um so größere Ausbeute an Arbeit zu erreichen ist, je höher die Temperatur des vermittelnden Körpers gewählt werden kann. Da nun aber auch in dieser Hinsicht durch die beschränkte Widerstandsfähigkeit der Maschinenbaumaterialien gegen hohe Temperaturen eine bestimmte nicht sehr hohe Grenze gesteckt ist, so folgt daraus, daß die überhaupt jemals aus der Wärme erzielbare Arbeit naturgemäß immer weit hinter jenem Betrage zurück bleiben muß, mit dem diese Wärme äquivalent ist.

Um über diese Verhältnisse eine klare Einsicht zu erhalten, und um zugleich zu erkennen, wo etwa noch ein Gewinn an Arbeit zu erhoffen ist, empfiehlt sich eine graphische Darstellung in der schon in §. 227 angedeuteten Weise.

Es möge zu dem Ende eine bestimmte Wärmemenge, etwa der Einfachheit halber gerade eine Wärmeeinheit vorausgesetzt werden, die, entsprechend einer Kohlenmenge, gleich circa 0,125 g in einer beliebigen Zeit in einer Dampfkesselfeuerung zur Verwendung kommen soll. Es sei ferner vorausgesetzt, daß die Temperatur der Verbrennungsluft, sowie des Brennmaterials mit der mittlern Temperatur der Atmosphäre von etwa 12° C. übereinstimme, so daß die absolute Temperatur des Brennstoffes und der Luft zu $273 + 12 = 285^0$ anzunehmen ist. Bei einer vollkommenen Verbrennung, wie sie hier vorausgesetzt werden soll, darf man nach den in §. 254 angestellten Betrachtungen annehmen, daß durch die Verbrennung eine Temperaturerhöhung um etwa 1500^0 stattfindet, so daß also die Verbrennungsgase in der Feuerung eine absolute Temperatur von 1785^0 annehmen. Es mögen nun die absoluten Temperaturen als Ordinaten über der dem absoluten Nullpunkte entsprechenden Abscissenaxe OG_0 in Fig. 693 aufgetragen werden, so daß also z. B. $OA = 285^0$ die Temperatur der Atmosphäre und $OC = 1785^0$ diejenige der Verbrennungsgase bedeutet. Trägt man jetzt in der Höhe $OB = 1500^0$, welche der durch die verwendete Wärmeeinheit hervorgebrachten Temperatursteigerung entspricht, als Abscisse BF die Strecke $\frac{1}{1500} = 0{,}00067$ auf, welche Größe in §. 226 als das Wärmegewicht bezeichnet wurde, so stellt die Rechtecksfläche $OBFF'$ unter dieser Strecke bis zur Axe die Arbeit vor, die in der Wärmeeinheit enthalten ist. Zeichnet

man durch F die gleichseitige Hyperbel $F_1 F F_2 F_3$ zu den Axen OC und OF_0, so erhält man nach dem Frühern in der Abscisse jedes Punktes dieser Curve das Wärmegewicht der aufgewendeten Wärmeeinheit für die durch die zugehörige Ordinate dargestellte absolute Temperatur, und das Product

Fig. 693.



aus diesen beiden Größen ist für jeden Punkt der Hyperbel offenbar von derselben Größe, nämlich gleich $OBFF'$. In den Verbrennungsproducten ist außer der durch die Verbrennung erzeugten Wärmeeinheit noch die bereits darin vorhanden gewesene Wärme enthalten, vermöge deren die anfängliche

Temperatur $OA = BC = 285^0$ war. Setzt man für diese Betrachtung voraus, daß die specifische Wärme der Verbrennungsproducte für alle Temperaturen denselben constanten Werth beibehalte, so entspricht der anfänglichen Wärmemenge der Verbrennungsproducte das Rechteck $OAF''F'$ und man erhält in dem Rechtecke OCG_1F' das Maß für die gesammte Wärmemenge nach der Verbrennung, wenn man die Strecke $CG_1 = BF$ macht. Die durch G_1 gezeichnete gleichseitige Hyperbel G_1G stellt daher wiederum in der Abscisse jedes ihrer Punkte das Wärmegewicht der ganzen in den Gasen enthaltenen Wärmemenge vor, welches der Temperatur zukommt, die durch die Ordinate gemessen wird.

Nimmt man nun an, daß die Feuergase den Kessel mit einer Temperatur von 300^0 C. oder einer absoluten Temperatur von 573^0 verlassen, wie sie durch die Ordinate OE ausgedrückt sein soll, so ist die Wärmemenge, welche dadurch nach dem Schornsteine entführt wird, durch das Rechteck $DGG'D'$ dargestellt, wenn man die Abscisse BF gleich DG anträgt. Die durch D gezeichnete gleichseitige Hyperbel gilt dann in derselben Weise für die übrige Wärmemenge, welche von den Feuergasen an den Kessel abgegeben worden ist.

Vorausgesetzt, der Dampf im Kessel habe eine Temperatur von 160^0 C. entsprechend einer Spannung von etwa 6 Atmosphären, es sei also seine absolute Temperatur $273 + 160 = 433^0 = OH$, so erkennt man, daß die von der Dampfkesselwandung aus der Feuerung aufgenommene Wärme bei dem Uebergange an diesen Dampf eine Vergrößerung ihres Wärmegewichtes erfährt, wie sie durch den Verlauf der Hyperbel zwischen D und D_1 dargestellt wird. Man hat daher in dem Rechtecke OHD_1L_0 das Maß für die an den Dampf aus der Feuerung übergegangene Wärmemenge.

Gesetzt nun, die Temperatur des Condensators sei gleich 40^0 C. oder absolut gleich $313^0 = OK$, und es finde die Umwandlung der Wärme in Arbeit nach einem Carnot'schen Kreisprocesse zwischen den beiden Temperaturen $OH = 433^0$ und $OK = 313^0$ statt, so daß hierbei keinerlei Verluste durch Uebergänge vorkommen sollen, so ist durch das Rechteck HD_1D_4K nach §. 227 diejenige Arbeit ausgedrückt, welche selbst unter diesen günstigen Verhältnissen überhaupt höchstens jemals in Arbeit umgewandelt werden kann. Das Rechteck KD_4L_0O dagegen stellt die in Arbeit nicht verwandelbare Wärmemenge vor.

Man erhält eine deutliche Uebersicht über die einzelnen Effectverluste und über den Verbleib der Wärme, wenn man alle Wärmemengen auf die Temperatur der Atmosphäre OA bezieht, indem man die Hyperbeln sämmtlich bis zum Durchschnitte mit der Horizontalen AG_3 fortsetzt. Die auf dieser Linie erhaltenen Abscissen stellen dann die den betreffenden Wärmemengen

für die Temperatur der Atmosphäre zugehörigen Wärmegewichte vor und können wegen der gleichen Temperatur direct als das Maß der Wärmemengen angesehen werden. Zu dem Ende sei auch noch durch den Punkt D_4 die Hyperbel $D_4 W$ gezeichnet, die derjenigen Wärmemenge zugehört, welche der Dampf bei seinem Austritte aus dem Cylinder in den Condensator enthält. Man ersieht hieraus, daß die aufgewendete Wärme durch die Abscisse AF_3 vorgestellt ist, und daß die Verbrennungsgase eine Wärme nach dem Schornsteine mitnehmen, welche durch $D_3 G_3$ gemessen wird. Von der letztern haben die Verbrennungsproducte den Theil $F_3 G_3$ von vornherein besessen, während der Antheil $D_3 F_3$ ihnen in der Feuerung mitgetheilt worden ist. Dieser letzte Theil stellt daher einen Verlust vor, welcher um so geringer ausfällt, je niedriger die Temperatur ist, mit welcher die Gase den Kessel verlassen, und je kleiner das Wärmegewicht $DG = BF$ der Verbrennungsgase ist. In letzterer Beziehung ergiebt sich daher ein Vorzug der Gasfeuerung, da bei dieser die Verbrennungsluft nicht im Ueberschusse zugeführt zu werden braucht und somit das Gewicht der Verbrennungsgase kleiner ausfällt als bei der Rostfeuerung. Gänzlich zu vermeiden wäre dieser Verlust nur dann, wenn entweder die Verbrennungsproducte innerhalb der Kesselanlage bis auf die Temperatur OA der Atmosphäre abgekühlt werden könnten, oder wenn diese Producte selbst zur Wirkung in dem Cylinder gebracht werden könnten, etwa wie es bei den Gasmaschinen geschieht.

Der weitere aus der Figur zu ersehende Verlust ist durch das Rechteck $OAWW_0$ dargestellt, welches die in dem abgehenden Dampfe verbleibende Wärmemenge bedeutet. Hierin kann man drei Theile unterscheiden und zwar:

1. Die dem Rechtecke LWW_0L_0 oder dem Wärmegewichte LW entsprechende Wärmemenge, welche in der unvollständigen Expansion, d. h. darin ihren Grund hat, daß es auch bei den vollkommensten Condensatoren nie gelingen wird, den Dampf bis auf die Temperatur der Atmosphäre abzukühlen.

2. Die Wärmemenge NLL_0N_0, welche dadurch der nutzbaren Verwandlung entzogen wird, daß die Wärme von der hohen Temperatur OC der Feuergase auf die geringere OH des Dampfes herabfällt, wodurch wie durch jeden Wärmeübergang das Wärmegewicht der nicht umwandelbaren Wärme vergrößert wird, und zwar hier von dem Werthe CD_2 auf denjenigen HD_1. Dieser Verlust würde nur dann zu umgehen sein, wenn man dem vermittelnden Körper eine Temperatur gleich derjenigen OC der Feuergase geben könnte. Daß dies schon durch die Natur der zu den Maschinentheilen zu verwendenden Materialien ausgeschlossen ist, liegt auf der Hand. Je größer man die Temperatur des Dampfes OH wählt, desto geringer fällt dieser Verlust aus; es ist aber klar, daß bei der Verwendung von gesättigtem Dampfe eine wesentlich höhere Temperatur mit Rücksicht auf die bedeutenden

Spannungen nicht wohl angängig ist. Die Heißluftmaschinen gestatten in dieser Hinsicht eine bessere Ausbeutung der Wärme, ebenso wie die Verwendung von überhitzten Dämpfen höhere Temperaturen ermöglicht.

3. Die durch das Rechteck $OANN_0$ dargestellte Wärmemenge ist für uns niemals in Arbeit verwandelbar, da wir niemals im Stande sind, den vermittelnden Körper unter die Temperatur der Atmosphäre abzukühlen, wie bereits in §. 227 angeführt wurde. Man könnte diesen Verlust scheinbar wohl dadurch vermindern, daß man das Wärmegewicht CD_2 verkleinerte, d. h. dadurch, daß man in der Feuerung eine höhere Temperatur erzeugte, wie dies bei den Gasfeuerungen auch in der That geschieht; aber der Gewinn wäre deswegen nur scheinbar, weil dadurch der unter 2. gedachte Verlust durch den Uebergang um ebenso viel größer ausfallen würde, als der durch das Rechteck $OANN_0$ dargestellte sich verringerte, so lange wenigstens, als die Temperatur OH des Dampfes nicht ebenfalls größer gewählt werden kann. Eine Erhöhung der in der Feuerung erzeugten Temperatur CC hat, wie bemerkt, nur den Vortheil, daß dadurch das Wärmegewicht D_3F_3 der Verbrennungsproducte und hiermit der durch die Fläche $D_3F_3F_0D_0$ dargestellte Verlust kleiner wird.

Aus der Figur läßt sich bei genügend großem Maßstabe auch die Größe der einzelnen Verluste mit hinreichender Genauigkeit entnehmen, indem hierfür nur die auf der Horizontalen AG_3 gelegenen Abschnitte gemessen zu werden brauchen. Für die hier zu Grunde gelegten Temperaturen findet man in dieser Weise für die einzelnen Verluste folgende Werthe in Procenten der ganzen in der angewandten Wärme theoretisch enthaltenen Arbeit. Es beträgt von dieser Arbeit annähernd:

Der Verlust D_3F_3 durch die Verbrennungsgase	19	Proc.
Derjenige LW wegen unvollständiger Expansion . . .	5	„
Der aus dem Abfall der Temperatur hervorgehende NL .	40	„
Der Verlust AN wegen der Temperatur der Atmosphäre	13	„

Diese Verluste zusammen betragen 77 Proc., so daß als nutzbare Arbeit nur der durch die Fläche $WD_3D_0W_0$ dargestellte Betrag von circa 23 Proc. übrig bleibt.

Wenn zu Anfang dieser Betrachtung gezeigt wurde, daß die wirkliche Ausbeute selbst in unseren besten Maschinen wesentlich unter diesem höchstens möglichen Betrage bleibt und noch nicht die Hälfte davon ausmacht, so liegt dies daran, daß im Vorstehenden alle die sonst noch unvermeidlichen Verluste unberücksichtigt geblieben sind, welche z. B. aus einer unvollkommenen Verbrennung, aus der Abkühlung des Kesselgemäuers und der Dampfleitung, sowie aus dem Wärmeaustausch zwischen dem Dampfe und der Cylinderwandung folgen, von welchen der letztere namentlich sehr bedeutend auszu-

fallen pflegt. Auch ist zu bemerken, daß die oben gemachte Voraussetzung eines Carnot'schen Kreisprocesses bei den Dampfmaschinen deswegen nicht zutrifft, weil der zur Wirkung gekommene Dampf nicht wieder durch Compression auf die Temperatur des Kessels gebracht wird, sondern nach dem Condensator und in die Atmosphäre entweicht. In Folge davon muß stets eine entsprechende Menge Speisewasser dem Kessel zugeführt und in diesem von der geringern Temperatur desselben auf die höhere des Dampfes erwärmt werden, mit welchem Vorgange ebenfalls ein Wärmeabstieg und ein entsprechender Verlust an nutzbarer Arbeit verbunden ist.

Das Diagramm läßt erkennen, wo überhaupt bei unseren Dampfmaschinen noch eine bessere Ausnutzung der Wärme erwartet werden darf. Berücksichtigt man, daß einzelne von den besprochenen Verlusten, wie die durch AN und NL gemessenen, überhaupt nicht vermieden werden können, wegen der Temperatur unserer Umgebung und wegen der beschränkten Widerstandsfähigkeit unserer Maschinenbaumaterialien gegen hohe Temperaturen, so erscheinen die heutigen Dampfmaschinen keineswegs so unvollkommen, wie man sie mehrfach darzustellen versucht hat, indem man die wirklich von ihnen geleistete Arbeit mit der nach der Theorie in der Wärme enthaltenen verglich, ein Vergleich, dessen Unzulässigkeit aus dem Vorstehenden sich ergeben dürfte.

Die Literatur über Dampfmaschinen ist der Wichtigkeit des Gegenstandes entsprechend eine sehr ausgedehnte, zum Theil in besonderen Werken enthaltene, zum großen Theil in vielen Artikeln der bekannten technischen Zeitschriften niedergelegte. Eine vollständige Anführung der hierhin gehörigen Arbeiten ist hier nicht möglich, und es mögen nur die bekanntesten genannt werden. Ausführlichere Mittheilungen über die Literatur und Geschichte der Dampfmaschinen finden sich u. A. in Rühlmann's Allgemeiner Maschinenlehre, Bd. I.

Die Geschichte der Dampfmaschinen wird behandelt von Stuart, A descriptive history of the steam engine, London 1824, von Severin, Geschichte der Dampfmaschinen, Berlin 1826, von Arago 1820. Ebenso findet sich in Scholl's Führer des Maschinisten, 7. Aufl., 1869, eine „Kurzgefaßte Geschichte der Dampfmaschinen" von Reuleaux.

Von älteren, aber auch heute noch werthvollen Werken sind zu nennen: Tredgold, The steam engine, London 1828, wovon eine mit Zusätzen versehene französische Uebersetzung von Mellet: „Traité des machines à vapeur", 1837, erschienen ist, sowie Farey, A treatise on the steam engine, London 1827. Eine gedrängte Abhandlung über Dampfmaschinen von nur historischem Interesse enthält Barlow's Treatise on the Manufactures and Machinery of Great-Britain. Dem jetzigen Standpunkte entsprechender abgehandelt ist: A treatise on the steam engine by the Artizan-Club, edited by Bourne, 5. edit., London 1861, übersetzt und mit reichhaltigen Zusätzen und Kupfertafeln versehen von Bataille u. Jullien unter dem Titel: „Traité des machines à vapeur", 1849. Hierher gehört auch das Handbuch über den Bau, die Aufstellung und Behandlung der Dampfmaschinen, nach dem Französischen von Grouvelle, Jaunez und Jullien, übersetzt von Hartmann, Weimar 1848, sowie Bernoulli's Handbuch der Dampfmaschinenlehre, übersetzt von

Böttcher, 1865. Zeichnungen von Dampfmaschinen sind von Rottebohm, Berlin 1841, veröffentlicht, ebenso in der Sammlung von Zeichnungen für den Verein die „Hütte“, in Wiebe's Skizzenheften, in Armengaud's Publication ꝛc., in Uhland's Maschinenconstructeur, sowie in den meisten technischen Journalen. Auch kann erwähnt werden: Reech, Mémoire sur les machines à vapeur, Paris 1844, und Alban, Die Hochdruckdampfmaschine, Rostock 1843, sowie Jul. Gaudry, Traité élément et prat. des machines à vapeur, Paris 1856. Zum praktischen Gebrauche zu empfehlen ist das viel verbreitete Werk von Scholl: „Der Führer des Maschinisten“, Braunschweig.

Von neueren Werken über Dampfmaschinen sind außer dem v. Reiche'schen „Dampfmaschinenconstructeur“ insbesondere die Berichte Radinger's über die Dampfmaschinen der Ausstellungen zu Wien und Philadelphia, sowie dessen Werk: „Dampfmaschinen mit hoher Kolbengeschwindigkeit“, Wien 1870, zu nennen. Hierhin gehören ferner: „Die Schiebersteuerungen“ von Zeuner, Leipzig 1866, sowie: „Die Dampfmaschinensteuerungen auf der Wiener Weltausstellung“, 1873, von Müller-Melchior. Neben der mehrfach genannten Allgemeinen Maschinenlehre von Rühlmann sind ferner „Die Motoren“ von Uhland, sowie dessen „Corlißmaschinen“ zu nennen.

In Betreff der Theorie der Dampfmaschinen ist zunächst Pambour's Théorie des machines à vapeur, Paris 1844, deutsch von Crelle in dem Journal der Baukunst, Bd. 23, und der dritte Theil der Leçons de mécanique pratique etc. par A. Morin, Paris 1846, anzuführen, in welchem letztern auch Auszüge aus der interessanten Abhandlung von Thomas Wicksteed: „On the Cornish Engines etc.“ enthalten sind. Formeln, Tabellen und Regeln zur Berechnung der Dampfmaschinen enthalten Redtenbacher's Resultate über den Maschinenbau. Speciell über Wärme, Dampf und Dampfmaschinen handelt Grashof's Maschinenlehre. Anzuführen ist ferner Rankine, Manual of the steam engine etc., London 1859. Das die Berechnung der Dampfmaschinen erleichternde Tabellenwerk von Hrabak wurde schon oben erwähnt, ebenso wie die von Völckers unter dem Titel: Der Indicator, Berlin 1863, herausgegebene Schrift, in welcher auch eine Theorie der Dampfmaschinen enthalten ist.

Fünfter Abschnitt.

Heißluft- und Gasmaschinen.

Calorische Maschinen überhaupt. Unter calorischen Maschinen pflegt man im engern Sinne in der Regel diejenigen Wärmekraftmaschinen zu verstehen, in denen die Spannkraft der erwärmten atmosphärischen Luft zur Arbeitsverrichtung benutzt wird. Es mögen hier aber allgemeiner alle die Kraftmaschinen damit bezeichnet werden, welche durch die Wirkung erwärmter Gase bewegt werden, so daß hierunter also außer den eigentlichen Luftmaschinen, welche atmosphärische Luft als vermittelnden Körper verwenden, auch die Gasmaschinen verstanden sind, in denen die aus der Verbrennung von gasförmigen flüssigen oder festen Brennmaterialien entstehenden Verbrennungsproducte die Stelle des vermittelnden Körpers übernehmen. Diese Maschinen haben erst in den letzten Jahrzehnten eine größere Bedeutung für die Technik und zwar insbesondere für die Kleinindustrie gewonnen, seitdem es gelungen ist, nach vielen mißglückten Versuchen solche Maschinen in einer die Anforderungen der Praxis befriedigenden Weise herzustellen. Man hat aber schon vergleichsweise frühe, nämlich schon im Anfange unseres Jahrhunderts, die Construction von Kraftmaschinen angestrebt, in denen die Spannkraft der erwärmten atmosphärischen Luft an die Stelle des Dampfes in den Dampfmaschinen treten sollte. Hierzu ist man vorzugsweise durch die Betrachtung gelangt, daß in den Dampfmaschinen zur Erzeugung des Dampfes die sehr bedeutende latente Wärme aufzuwenden ist, die nachher großentheils mit dem entweichenden Dampfe oder dem Kühlwasser des Condensators preisgegeben werden muß. In der Verwendung der atmosphärischen Luft, welche uns von der Natur von vornherein in gasförmigem Zustande geboten ist, glaubte man daher ein Mittel zur Vermeidung des bedeutenden Wärmeverlustes zu haben, zu welchem anscheinend die große latente Wärme des Wasserdampfes Veranlassung war. §. 321.

Die Ansicht, daß die große Wärmemenge, welche man aufwenden muß, um zunächst das Wasser aus dem tropfbaren in den gasförmigen Zustand zu versetzen, für die Nutzleistung verloren gehe, ist durch die mechanische Wärmetheorie widerlegt. Nach derselben (s. §. 224) ist vielmehr die von einer bestimmten Wärmemenge Q im günstigsten Falle, d. h. durch einen Carnot'schen Kreisproceß überhaupt erreichbare Nutzleistung durch

$$L = \frac{Q}{A} \frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

ausgedrückt, wenn T_1 und T_2 die absoluten Temperaturen bedeuten, zwischen denen dieser Proceß verläuft, und es ist diese Arbeit ganz unabhängig von der Natur des vermittelnden Körpers. Diese Nutzleistung muß daher unter sonst gleichen Umständen, d. h. für dieselben Temperaturen T_1 und T_2 für jede Wärmeeinheit denselben Betrag haben, ob man Luft oder Wasserdampf oder sonst einen beliebigen Körper als den vermittelnden verwendet. Es geht hieraus auch hervor, daß die seinerzeit in Vorschlag gebrachten Aetherdampfmaschinen die erwartete höhere Leistung nicht ergeben konnten, welche man aus dem niedern Siedepunkte und der geringern latenten Wärme der Aetherdämpfe herleiten zu können glaubte. Aus der Darstellung in §. 320 ist auch ersichtlich, daß die ganze, von den Feuergasen an das Wasser übertragene Wärmemenge als diejenige Q in dem Kreisprocesse betrachtet werden muß, von welcher natürlich nur der überhaupt verwandelbare Antheil $Q \frac{T_1 - T_2}{T_1}$ in Arbeit umgesetzt werden kann. Es muß im geraden Gegensatze zu der erwähnten frühern Ansicht die große latente Wärme des Wasserdampfes als ein besonderer Vortheil für die Construction der Dampfmaschinen angesehen werden, insofern es dadurch ermöglicht wird, in einem verhältnißmäßig kleinen Raume eine beträchtliche Wärmemenge zur Verwendung zu bringen, d. h. also, die Dimensionen der Maschinen entsprechend klein zu halten. Demgemäß zeigen denn auch alle calorischen Maschinen bedeutend größere Cylinderdurchmesser, als Dampfmaschinen von gleicher Stärke, und hiermit stehen sowohl die größeren Anlagekosten als auch die vermehrten schädlichen Widerstände im Verhältniß.

Wenn trotzdem die calorischen Maschinen vom theoretischen Gesichtspunkte aus größere Leistungen versprechen, so ist der Grund davon gemäß jener allgemeinen Leistungsformel darin zu suchen, daß der Luft eine höhere Temperatur T_1 ertheilt werden kann als dem Dampfe, indem der letztere, wenigstens so lange er sich im gesättigten Zustande befindet, mit zunehmender Temperatur so hohe Spannungen annimmt, daß die Festigkeit der verwendbaren Materialien nicht mehr ausreichend ist. Während z. B. Wasserdampf schon bei 200° C. eine Spannung von circa 15 Atmosphären hat, wie man

sie wohl kaum jemals in einem Dampfkessel zulassen wird, erreicht die Spannung der gewöhnlichen atmosphärischen Luft von mittlerer Beschaffenheit bei einer solchen Temperatur höchstens den Betrag von 1,75 Atmosphären. Man ist daher bei den Luftmaschinen in Betreff der anzuwendenden höchsten Temperatur nur durch die Haltbarkeit der Metalle bei höheren Temperaturen beschränkt, und verwendet dabei Temperaturen von 600 bis 800° C. nicht selten. Nimmt man nun etwa eine Erhitzung der Luft nur bis zu 300° C. an, so ließe sich bei einer adiabatischen Abkühlung bis zu einer mittlern Temperatur der Atmosphäre von 12° C. nach der allgemeinen Formel

$$L = \frac{Q}{A}\,\frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

eine theoretische Leistung gleich $\frac{573 - 288}{573} = 0{,}50$ oder 50 Proc. von der in der Wärme enthaltenen Arbeit erwarten. Dagegen berechnet sich diese Arbeit für eine Dampfmaschine, die mit Dampf von 180° C. entsprechend einer Spannung von 10 Atmosphären arbeitet, nur zu $\frac{453 - 288}{453} = 0{,}36$ oder etwa zu 36 Proc. von der Arbeitsfähigkeit der angewandten Wärme. Diese Verhältnisse erklären es, warum man den calorischen Maschinen in der neuern Zeit ein so großes Interesse zugewendet hat, und daß in Folge dessen eine bedeutende Zahl der verschiedensten Constructionen solcher Maschinen bekannt geworden ist. Wenn trotzdem die erzielten Erfolge weit hinter den Erwartungen zurückgeblieben sind, indem die wirklich erreichten Leistungen von den berechneten theoretisch möglichen wesentlich abwichen, so ist der Grund dafür hauptsächlich darin zu erkennen, daß es nicht möglich ist, die Luft von der hohen ihr mitgetheilten Temperatur T_1 arbeitsverrichtend ohne Wärmeabfuhr auf die Temperatur T_2 der Atmosphäre abzukühlen. Es entweicht vielmehr die gebrauchte Luft immer mit einer beträchtlich höhern Temperatur T_2 und in Folge davon ist die erreichbare Arbeit

$$L = \frac{Q}{A}\,\frac{T_1 - T_2}{T_1}$$

entsprechend kleiner. Ferner wurde schon bemerkt, daß für eine bestimmte Leistung die Dimensionen der calorischen Maschinen sehr große und daher auch die Nebenhindernisse sehr bedeutende sind. Hierzu gesellen sich die Uebelstände, die aus der anzuwendenden hohen Temperatur der Luft folgen, bei welcher die Schmierung der Kolben erschwert wird und das nahezu rothglühende Gußeisen der Cylinder eine gewisse Durchlässigkeit für die Luft zeigt, in Folge deren ein Entweichen der letztern und damit ein erheblicher Verlust entsteht. Man denkt daher in neuerer Zeit kaum mehr daran, die calorischen Maschinen als Ersatz der Dampfmaschinen bei der Erzeugung

beträchtlicher Betriebskräfte anzusehen, sondern begnügt sich damit, dieselben als Hülfsmittel der Kleinindustrie zu betrachten, der es darauf ankommt, geringere Betriebskräfte in einfacher Art zu beschaffen. In Hinsicht der Einfachheit muß vorzugsweise der Wegfall des Dampfkessels und der Nothwendigkeit einer steten Wartung desselben gegenüber den Dampfmaschinen ins Gewicht fallen. Bei den Gasmaschinen tritt hierzu noch der Vortheil, daß dieselben jederzeit in Betrieb gesetzt werden können, ohne eines vorherigen längern Anheizens zu bedürfen und in dem Zustande der Ruhe auch nicht zu den Verlusten Veranlassung geben, die bei Dampfkesseln aus der Abkühlung entstehen.

Im Allgemeinen kommen die calorischen Maschinen hinsichtlich ihrer Wirkungsweise darauf hinaus, daß eine gewisse Menge Luft von bestimmter Spannung durch Erwärmung in eine höhere Spannung versetzt wird, in Folge deren sie auf einen Kolben eine treibende Kraft in ähnlicher Weise ausüben kann, wie dies in den Dampfmaschinen seitens des Dampfes geschieht. Wenn man hierbei stets dasselbe Luftquantum in dem vollständig abgeschlossenen Cylinder zur Verwendung bringt, so nennt man die Maschine eine *geschlossene* zum Unterschiede von den sogenannten *offenen*, bei welchen nach jedem Kolbenlaufe das gebrauchte Luftquantum aus dem Cylinder ausgestoßen wird, um einer neu aus der Atmosphäre angesaugten Luftmenge Raum zu geben. Es ergiebt sich leicht, daß bei den geschlossenen Maschinen die Verwendung ein und derselben Luft nur dadurch zu ermöglichen ist, daß man dieselbe nach jedesmaliger Wirkung durch *Abkühlung* in eine niedere Spannung versetzt, vermöge deren sie dem Rückgange des Kolbens einen Widerstand entgegensetzt, der kleiner ist als die beim Kolbenhingange durch die warme Luft ausgeübte Wirkung. Bei allen geschlossenen Maschinen ist daher außer der Feuerung zum Erhitzen der Luft gleichzeitig eine *Kühlvorrichtung* anzuordnen. Wenn auch bei den offenen calorischen Maschinen meistens Kühlvorrichtungen angebracht werden, so haben dieselben in der Regel nur den Zweck, einer übermäßigen Erwärmung des Cylinders vorzubeugen, welche mancherlei Nachtheile für den regelrechten Betrieb im Gefolge haben müßte.

Man unterscheidet nach *Delabar* bei den Heißluftmaschinen ferner noch solche mit *offener* und solche mit *geschlossener Feuerung*, je nachdem die Verbrennungsproducte der Feuerung frei in die Atmosphäre entlassen werden, oder in den Cylinder gelangen, um daselbst als die eigentliche Betriebsluft zu wirken. Es ist deutlich, daß diese letztere Anordnung einer *geschlossenen Feuerung nur möglich ist bei einer offenen Maschine*, die nach jedem Kolbenlaufe mit neuen Gasen arbeitet, während die offenen Feuerungen ebensowohl bei den offenen wie bei den geschlossenen