

III. Abschnitt.

Eigenschaften des Dampfes und Theorie der Dampfmaschine.

29. Bildung des Dampfes unter konstantem Druck. Bevor wir auf die Wirkungsweise und Theorie der Dampfmaschine, deren Arbeitsflüssigkeit eine Mischung aus Wasser und Wasserdampf oder kurzweg Dampf ist, übergehen, erscheint es notwendig, als Einleitung eine Mitteilung über die durch Experimente erwiesenen physikalischen Eigenschaften des Dampfes voranzuschicken.

Diese Eigenschaften des Dampfes ergeben sich am zweckmäßigsten aus der Betrachtung der Vorgänge bei der Bildung des Dampfes unter konstantem Druck, ein Prozeß, welcher in jedem Kessel einer Dampfmaschine vor sich geht, wenn die Maschine arbeitet. Der bequemeren Darstellung wegen denke man sich an Stelle eines Kessels einen langen, aufrecht stehenden Cylinder, in welchem sich ein Kolben reibungslos bewegt; der Kolben sei von außen belastet und übe einen konstanten Druck auf die darunter befindliche Flüssigkeit. Der Cylinder sei in seiner unteren Partie mit einer bestimmten Menge Wasser (als solche sei die Gewichtseinheit und zwar 1 kg vorausgesetzt) gefüllt; die Temperatur desselben sei t_0 ; der Kolben presse auf die Oberfläche des Wassers mit p kg/qcm. Nun werde der Boden des Cylinders erhitzt; sobald sich das Wasser zu erwärmen beginnt, können mit fortschreitender Erhitzung desselben folgende drei Zustandsänderungen beobachtet werden:

1. Die Temperatur des Wassers steigt, bis eine bestimmte Temperatur t erreicht ist, bei welcher die Dampfbildung beginnt. Der Wert von t ist abhängig von dem Drucke p , welchen der Kolben auf das Wasser ausübt. Bevor die Temperatur t erreicht ist, befindet sich nur Wasser unter dem Kolben.

2. Nun bildet sich Dampf in dem Maße, als Wärme aufgenommen wird. Der Kolben, dessen Druck nach abwärts als konstant voraus-

gesetzt ist, steigt. Während dieses Zustandes tritt keine Temperaturerhöhung ein; dies dauert so lange, bis alles Wasser in Dampf verwandelt ist. Der Dampf, welcher sich während dieses Zustandes gebildet hat, wird gesättigter Dampf genannt. Das Volumen unter dem Kolben mit Ende dieser Periode, also das Volumen von 1 kg gesättigtem Dampf von der Spannung p und der korrespondierenden Temperatur t sei bezeichnet mit v^{ebm} .

3. Führt man, nachdem das gesamte Wasser in Dampf verwandelt wurde, demselben noch weitere Wärme zu, dann nimmt sowohl das Volumen als auch die Temperatur des Dampfes zu; der Dampf wird, wie man sich ausdrückt, überhitzt.

30. Gesättigter und überhitzter Dampf. Der Unterschied zwischen gesättigtem und überhitztem Dampf kann daher in folgender Weise klargelegt werden: Wenn in einer Mischung von Wasser (von der Temperatur des Dampfes) und Dampf ein Teil des Wassers verdampft, dann ist der Dampf überhitzt; tritt jedoch diese Erscheinung nicht auf, dann ist der Dampf gesättigt. Dampf, welcher mit der Flüssigkeit, aus der er sich entwickelte, in Berührung und im thermischen Gleichgewichte steht, ist daher notwendigerweise gesättigter Dampf. Der gesättigte Dampf unterscheidet sich hinsichtlich seiner Eigenschaften wesentlich von einem vollkommenen Gase; dieser Unterschied wird aber mit zunehmender Überhitzung des Dampfes immer geringer; überhitzter Dampf nähert sich somit hinsichtlich seiner Eigenschaften jenen eines vollkommenen Gases immer mehr und mehr in dem Maße als die Überhitzung zunimmt, d. h. je mehr sich die Temperatur desselben über die Temperatur t der Sättigung, entsprechend der gegebenen Pressung p erhebt. Gesättigter Dampf hat bei gegebener Spannung nur eine einzige genau bestimmte Temperatur; überhitzter Dampf derselben Spannung kann jedoch jede beliebige höhere Temperatur als t annehmen.

31. Beziehung zwischen Druck und Temperatur des gesättigten Dampfes. Die Temperatur t , bei welcher sich Dampf entwickelt, hängt ab von der Größe des Druckes p . Die Beziehung zwischen Druck und Temperatur wurde von Regnault durch eine Reihe von klassischen Experimenten bestimmt, welchen wir die Kenntnis der Eigenschaften des Dampfes hauptsächlich verdanken. Die Spannung gesättigten Dampfes nimmt bei höheren Temperaturen verhältnismäßig rascher zu, wie dies aus der nachstehenden Tabelle I zu entnehmen ist.

Um die Abhängigkeit der Spannkraft p von der Temperatur t algebraisch auszudrücken, sind von vielen Physikern schon über 30 empirische

Formeln aufgestellt worden, welche sich mehr oder weniger genau den Beobachtungen anschließen.

Rankine drückte die Beziehung zwischen Temperatur und Spannung gesättigten Dampfes durch die Formel aus

$$\log p = 6,1007 - \frac{2732}{T} - \frac{396945}{T_2},$$

in welcher p die Spannung in englischen Pfunden pro Quadratzoll und T die absolute Temperatur in Graden Fahrenheit bedeutet.

Regnault benutzte die von Biot vorgeschlagene Formel

$$\log p = a + b\beta^\tau + c\gamma^\tau, \quad (1)$$

in welcher $\tau = t + 20$ in Celsiusgraden zu setzen und p in Millimetern Quecksilber erhalten wird. Die fünf Konstanten dieser Formel, von denen die des dritten Gliedes wenig ausmachen, sind nach den Beobachtungen Regnaults

$$\begin{aligned} a &= 6,2640348 \\ \log(-b) &= 0,1397743 \\ \log(-c) &= 0,6924351 \\ \log \beta &= 0,9940493 - 1 \\ \log \gamma &= 0,9983439 - 1. \end{aligned}$$

Nach dieser Formel ist die nachstehende Tabelle I berechnet.

Magnus benutzte die Formel

$$p = ab^{\frac{t}{\gamma+t}},$$

worin

$$\begin{aligned} a &= 4,525 \\ \log b &= 7,4475 \\ \gamma &= 234,69. \end{aligned}$$

Eine nicht bloß für Wasser, sondern auch für andere Flüssigkeiten zweckdienliche Formel ist die Formel von Dupré

$$\log p = a - \frac{b}{T} - \log T;$$

für Wasser haben die Konstanten derselben nachstehende Werte:

$$\begin{aligned} a &= 17,44324 \\ b &= 2795 \\ c &= 3,8682. \end{aligned}$$

Für T ist die absolute Temperatur einzusetzen; p erhält man aus dieser Formel in Atmosphären. Für andere Flüssigkeiten kommen andere Konstanten in Benützung.

Eine Zusammenstellung der übrigen von Physikern aufgestellten Formeln finden sich in Winkelmann, *Handbuch* II, 2, S. 725.

Für die meisten Zwecke ist es jedoch viel bequemer, für eine gegebene Temperatur die derselben entsprechende Spannung oder umgekehrt, die einer gegebenen Spannung entsprechende Temperatur aus der Tabelle zu entnehmen, entweder durch Interpolation oder durch Aufreißen der Kurven der p - und t -Werte.

Tabelle I.

Temperatur (Grade Celsius)	Druck in kg pro qcm	Volumen von 1 kg Dampf in cbm	Gesamtwärme		Flüssigkeitswärme	
			H , in $W.E.$		h , in $W.E.$	
0	0,00625	213,16	606,50		0	
5	0,00888	151,32	608,02		5	
10	0,01246	108,90	609,53		10	
15	0,01727	79,50	611,06		15	
20	0,02365	58,78	612,66		20	
25	0,03202	44,00	614,17		25	
30	0,04289	33,25	615,68		30	
35	0,05687	25,46	617,16		35	
40	0,07465	19,66	618,72		40	
45	0,09706	15,29	620,24		45	
50	0,12505	13,07	621,77		50,055	
55	0,15972	9,58	623,32		55,055	
60	0,20323	7,67	624,88		60,055	
65	0,25417	6,19	626,43		65,055	
70	0,31692	5,03	627,92		70,110	
75	0,39227	4,12	629,46		75,110	
80	0,48217	3,39	630,89		80,165	
85	0,58877	2,80	632,44		85,165	
90	0,71440	2,34	633,99		90,22	
95	0,86168	1,97	635,54		95,22	
100	1,03330	1,66	637,00		100,275	
105	1,23236	1,40	638,53		105,33	
110	1,4621	1,19	640,06		110,385	
115	1,7259	1,023	641,59		115,44	
120	2,02755	0,880	643,11		120,495	
125	2,3710	0,760	644,65		125,55	
130	2,76037	0,659	646,18		130,66	
135	3,20013	0,573	647,70		135,715	
140	3,69490	0,501	649,22		140,825	
145	4,24950	0,440	650,75		145,935	
150	4,86904	0,387	652,36		151,045	
155	5,55881	0,342	653,77		156,155	
160	6,32434	0,303	655,28		161,265	
165	7,17127	0,268	656,79		166,375	
170	8,10547	0,240	658,30		171,485	
175	9,13302	0,214	659,81		176,652	
180	10,2601	0,192	661,93		181,819	
185	11,493	0,173	662,85		186,986	
190	12,8383	0,156	664,38		192,153	
195	14,3025	0,140	665,91		197,320	
200	15,8923	0,1273	668,26		202,487	
205	17,6145	0,1156	668,97		207,710	
210	19,4760	0,1051	671,40		212,876	
215	21,4835	0,0959	673,02		218,098	
220	23,6439	0,0876	674,55		223,318	
225	25,9643	0,0788	676,19		228,540	
230	28,4515	0,0710	677,79		233,760	

32. Beziehung zwischen Druck und Volumen des gesättigten Dampfes. Die Tabelle I giebt das Volumen v in Kubikmetern von 1 kg gesättigten Dampfes für jede beliebige Spannung.

Das Volumen der Gewichtseinheit gesättigten Dampfes für irgend eine Spannung ist im Wege des Experimentes schwer direkt zu messen. Es kann jedoch auf Grundlage anderer Eigenschaften des Dampfes unter Benützung eines Verfahrens berechnet werden, welches im nächsten Abschnitt (§ 50) beschrieben werden soll. Die Werte von v obiger Tabelle I wurden auf Grund dieses Verfahrens ermittelt; sie stehen in vollkommen befriedigender Übereinstimmung mit den bis heute vorliegenden direkten Beobachtungen der Dampfdichte*). Innerhalb der gewöhnlichen in der Technik vorkommenden Druckgrenzen kann die Beziehung zwischen Druck und Volumen genügend genau durch die einfache Gleichung

$$pv^\mu = \text{const.}$$

dargestellt werden. Ist der Druck in Atmosphären (zu 10 333 kg pro Quadratmeter) gegeben, dann ist zu setzen $\mu = 1,0646$ und für die Konstante der rechten Seite der Wert 1,7049, somit

$$pv^{1,0646} = 1,7049^{**}). \quad (2)$$

Rankine benützte den für logarithmische Berechnung bequemen Exponenten $\mu = \frac{17}{16}$; für p in Pfunden pro Quadratfuß und v in Kubikfuß pro Pfund nimmt die Konstante den abgerundeten Wert 69 000 an, somit für englisches Maß und Gewicht

$$pv^{\frac{17}{16}} = 69\,000. \quad (2a)$$

Studierenden kann es nur wärmstens empfohlen werden, nach den Tabellenwerten die Kurven zu zeichnen, welche die Beziehungen zwischen den Temperaturen und den entsprechenden Spannungen, beziehungsweise zwischen diesen und den Volumen gesättigten Dampfes graphisch darstellen; es lassen sich auf diese Art obige Beziehungen speziell auch für solche Temperaturen ermitteln, welche zwischen den Beobachtungstempe-

*) Die Werte von v in Tabelle I stehen auch in genügender Übereinstimmung mit den von Rankine in seiner Arbeit „*Treatise on the Steam-Engine*“ gegebenen Werten. Rankine bestimmte dieselben unter Benützung des oben angedeuteten Rechnungsverfahrens; seine Zahlen bedurften jedoch in Bezug auf den in der betreffenden Gleichung des § 50 vorkommenden Wertes von J (mechanisches Wärmeäquivalent) insofern einer Korrektur, als Rankine seiner Berechnung $J = 772$ zu Grunde gelegt hatte, während nunmehr $J = 778$ Fußpfund angenommen wird (siehe § 2); Rankines Zahlen mußten somit im Verhältnisse $\frac{788}{772}$ erhöht werden. — Die berechneten Werte von v sind unter Bezug auf die bezügliche Formel in § 50 nahezu proportional zu J .

**) *Technische Thermodynamik* von Zeuner, II. Bd. 3. Aufl., Leipzig 1890.

raturen liegen. Um genaue Resultate zu erzielen, muß für die Darstellung der Kurven ein entsprechend großer Maßstab gewählt werden; Regnault hat seiner Abhandlung*) solche Kurven in sehr großem Maßstabe beigefügt. Man ersieht auch aus dem Verlaufe der Druckkurve, daß das Verhältnis der Änderung des Druckes in Beziehung zur Änderung der Temperatur, d. i. $\frac{dp}{dt}$ mit der Temperaturzunahme rasch wächst und daher in den oberen Partien der Temperaturreihe eine verhältnismäßig kleine Temperaturerhöhung in einem Dampfkessel eine bedeutende Drucksteigerung zur Folge hat. Das Sieden oder Kochen des Wassers in einem unverschlossenen Gefäße ist nur ein spezieller Fall der Dampfbildung unter konstantem Druck. Der konstante Druck ist jener der Atmosphäre (1,0333 kg pro qcm oder 14,7 englische Pfund pro Quadratzoll englisch bei normalem Barometerstand), somit die Temperatur, bei welcher Wasser siedet, ungefähr 100° C. oder 212° F.

33. Wärme erforderlich zur Bildung von Dampf unter konstantem Druck. Bei Besprechung der Dampfbildung unter konstantem Druck (§ 29) wurde als Beispiel ein Versuch vorausgesetzt, bei welchem 1 kg Wasser von der Anfangstemperatur t_0 zuerst bis zum Siedepunkt erhitzt und dann unter fortwährender Wärmezufuhr und unter konstantem Druck in Dampf verwandelt wird; dieser Druck bestimmt zugleich die Temperatur des Siedepunktes. Es sei nun an dieser Stelle die für den in Rede stehenden Prozeß erforderliche Wärmemenge bestimmt.

Während des ersten Stadiums der Temperaturzunahme von t_0 auf t wird noch kein Dampf gebildet; die Wärmezufuhr dient nur zur Erwärmung des Wassers. Nachdem die spezifische Wärme des Wassers nahezu konstant ist, wird während dieses ersten Stadiums eine Wärmemenge nahezu gleich $(t - t_0)$ Wärmeinheiten, entsprechend einer Arbeit $J(t - t_0)$ kgm aufgebraucht werden. Diese Bestimmung besitzt hinlängliche Genauigkeit für gewöhnliche praktische Berechnungen. Genau genommen ist jedoch die zugeführte Wärmemenge im allgemeinen etwas größer als dieser Wert, denn Regnaults Versuche zeigen, daß die spezifische Wärme des Wassers bei höheren Temperaturen etwas, wenn auch in sehr geringem Maße zunimmt. Um nun die Wärmemenge $(t - t_0)$ zu berechnen, pflegt man von einer bestimmten, frei gewählten Anfangstemperatur t_0 auszugehen und wählt der Einfachheit wegen zumeist $t_0 = 0^{\circ}$ C. (32° F.), d. h. mit anderen Worten, man rechnet gewöhnlich die Wärmeaufnahme vom Nullpunkt

*) Eine vollständige Zusammenstellung sämtlicher Arbeiten Regnaults über den Wasserdampf findet sich in den *Mémoires de l'Académie des sciences de l'Institut de France*, t. XXI, 1847.

als Ausgangspunkt. Diese Annahme vorausgesetzt, sei für die Folge jene Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die Temperatur des Wassers von 0° C. auf die Siedetemperatur t zu erhöhen, mit h bezeichnet. Man nennt diese Wärmemenge die Flüssigkeitswärme. Der Wert von h in Wärmeeinheiten ist somit angenähert gegeben durch

$$h = t^{\circ} \text{C.} \quad (h = t - 32 \text{ in Graden F.}) \quad (3)$$

Genauere Werte, bei deren Bestimmung auf die von Regnault ermittelte spezifische Wärme des Wassers bei zunehmender Temperatur Rücksicht genommen ist, finden sich in Tabelle I. Während dieser ersten Periode, so lange also kein Teilchen des Wassers in Dampf verwandelt ist, dient die ganze zugeführte Wärme nur zur Erhöhung der inneren Energie, welche das Wasser besitzt, denn die durch die Ausdehnung des Wassers erzeugte äußere Arbeit ist verschwindend klein, bedarf daher keiner Beachtung.

34. Latente Wärme des Dampfes. Während des zweiten Stadiums wird das Wasser von der Temperatur t in Dampf von der Temperatur t verwandelt. Obwohl die Temperatur der Substanz keine Änderung erfährt, wird doch durch diese physikalische Veränderung derselben eine verhältnismäßig große Wärmemenge verbraucht. Die während dieses Umwandlungsprozesses aufgenommene Wärme wird die latente Wärme des Dampfes (nach Clausius Verdampfungswärme) genannt. Latente Wärme ist daher jene Wärmemenge, welche von der Gewichtseinheit Wasser, dessen Temperatur vorher auf die Temperatur der Dampfbildung gebracht worden ist, aufgenommen wird, um aus demselben die gleiche Gewichtseinheit Dampf unter konstantem Druck zu bilden. Die latente Wärme sei für die Folge mit L bezeichnet. Die latente Wärme hängt daher von der Pressung ab, bei welcher sich die Änderung des Aggregationszustandes vollzieht und Regnaults Versuche zeigen, daß dieselbe bei hohen Drücken kleiner ist als bei geringen Pressungen. Eine Formel für L , abgeleitet aus den Resultaten der Versuche Regnaults, wird im folgenden Paragraphen gebracht.

Ein Teil der während dieser zweiten Periode aufgenommenen Wärme wird in äußere Arbeit umgesetzt, nachdem der sich entwickelnde Dampf den auf ihm lastenden konstanten Druck überwinden muß. Es wird daher nur der restliche Teil der sogenannten latenten Wärme L die innere Energie der Flüssigkeit erhöhen. Die zur Verrichtung dieser äußeren Arbeit erforderliche Wärmemenge ist äquivalent dem Produkte aus dem konstanten Drucke p und der während der Verwandlung des Wassers in Dampf stattgefundenen Volumzunahme.

Das Volumen von 1 kg Wasser bei den in Dampfmaschinen vor-

kommenden Temperaturen ist nahezu 0,001 cbm; dieses Volumen sei mit ω bezeichnet. Ist ferner nach früher v das Volumen von 1 kg Dampf der Spannung p , dann ist die äußere Arbeit, welche während der Erzeugung von 1 kg Dampf unter dem konstanten Drucke p geleistet wurde,

$$\text{äußere Arbeit} = p(v - \omega). \quad (4)$$

Diese Gleichung giebt die äußere Arbeit in kg; dividiert man dieselbe durch $J = 426$, dann erhält man dieselbe in Wärmeeinheiten ausgedrückt. Man nennt dieselbe auch **äußere latente Wärme**. Die äußere Arbeit, welche 1 kg Wasser bei seiner Verwandlung in Dampf unter konstantem Druck abgibt, ist bei kleineren Drücken kleiner als bei höheren Pressungen; der Verbrauch an latenter Wärme ist verhältnismäßig gering. Unter Bezug auf die Werte der Tabelle I ergibt sich, daß der Verbrauch an Wärme durch die äußere Arbeit bei den Umwandlungstemperaturen 0° , 100° und 200° C. nur 5, 7 beziehungsweise 10 Prozent der latenten Wärme beträgt.

35. Gesamtwärme des Dampfes. Summiert man die während des ersten und zweiten Stadiums des Umwandlungsprozesses von Wasser in Dampf aufgenommene Wärme, dann erhält man die sogenannte **Gesamtwärme** des gesättigten Dampfes; dieselbe sei mit H bezeichnet:

$$H = h + L. \quad (5)$$

Die Gesamtwärme gibt somit jene Wärmemenge an, welche erforderlich ist, um Wasser von 0° C. Anfangstemperatur unter konstantem Druck in Dampf von t° C. Temperatur zu verwandeln.

Regnault leitet aus seinen Versuchen zur Berechnung der Gesamtwärme des gesättigten Dampfes die Formel ab:

$$H = 606,50 + 0,305 t \text{ Wärmeeinheiten.} \quad (6)$$

Ferner ergeben Regnaults Versuche für die Flüssigkeitswärme h , sowie die latente Wärme L folgende Formeln:

$$\begin{aligned} h &= t + 0,00002 t^2 + 0,0000003 t^3 \\ L &= 606,50 - 0,695 t - 0,00002 t^2 - 0,0000003 t^3. \end{aligned}$$

Daraus ergibt die Summe $h + L$ obige Formel für H .

Für gewöhnliche in der Praxis vorkommende Berechnungen genügt es, die latente Wärme nach der einfacheren Formel

$$L = 606,50 - 0,7 t \quad (7)$$

zu ermitteln; die Werte derselben stehen in nahezu vollkommener Übereinstimmung mit den genauen Werten der oberen Formel.

Unter Benützung der Tabelle I ergibt sich jedoch die latente Wärme sofort nach der Beziehung

$$L = H - h.$$

Aus diesen Erläuterungen folgt ferner, daß die zur Bildung von 1 kg Dampf unter konstantem Druck aus Wasser von irgend einer Temperatur t_0 erforderliche Wärmemenge

$$= H - h_0,$$

wobei h_0 mit t_0 korrespondiert. Um hierfür ein Zahlenbeispiel zu wählen, sei angenommen, daß in einem Kessel Dampf von der absoluten Spannung $p = 7$ kg/qcm gebildet werde; das Speisewasser habe eine Temperatur von 40° C. Dann ist $h_0 = 40$ Wärmeeinheiten. Nach der Tabelle ist die Temperatur des Dampfes 165° C. und $H = 656,7$. Denselben Wert von H ergibt auch die Gleichung

$$H = 606,50 + 0,305t = 606,50 + 0,305 \times 165 = 656,7.$$

Die Gewichtseinheit Wasser hat daher zur Erhöhung der Temperatur auf die Kesseltemperatur t und zur Umwandlung in Dampf unter konstantem Druck eine Wärmemenge aufgenommen

$$H - 40^\circ = 616,7.$$

Es ist weiter selbstverständlich, daß bei der Umkehrung des in Rede stehenden Prozesses, also bei der Kondensation von Dampf unter konstantem Druck, eine Wärmemenge gleich L während der Umwandlung des Dampfes in Wasser abgegeben wird. Regnaults Experimente zur Bestimmung der latenten Wärme des Dampfes wurden auch in der Weise durchgeführt, daß die bei der Kondensation von Kesseldampf in einem Kalorimeter abgeführten Wärmemengen bestimmt wurden.

36. Innere Energie des Dampfes. Wie vorhin erörtert, wird ein Teil der latenten Wärme L des Dampfes zur Überwindung der äußeren Arbeit $p(v - \omega)$ verbraucht. Der erübrigende Teil der der latenten Wärme äquivalenten Arbeit

$$JL - p(v - \omega)$$

(in kgm) bildet die Erhöhung der inneren Energie während der Verwandlung des Wassers von der Temperatur t in Dampf von gleicher Temperatur. Es erscheint mit Rücksicht auf spätere Betrachtungen zweckmäßig, hierfür eine kurze Bezeichnung einzuführen; es sei daher für die Folge die der Energieerhöhung äquivalente Wärmemenge, die sogenannte innere latente Wärme $= L - \frac{p}{J}(v - \omega)$ mit q in Wärmeeinheiten, die Energie selbst daher mit Jq in kgm bezeichnet.

$$q = L - \frac{p}{J}(v - \omega)$$

$$Jq = JL - p(v - \omega).$$

An früherer Stelle (§ 33) wurde zur Bestimmung der für die Erzeugung von Dampf erforderlichen Wärmemenge als Ausgangspunkt die

Temperatur von 0° C. willkürlich gewählt; es erscheint daher zweckmäßig, denselben Ausgangspunkt zur Berechnung der sogenannten inneren Energie der Arbeitssubstanz zu benutzen; unter innerer Energie im allgemeinen wird die Differenz der von der Substanz aufgenommenen und während der Wärmeaufnahme als äußere Arbeit abgegebenen Wärmemenge verstanden. Bezeichnet man diese innere Energie von 1 kg gesättigten Dampfes der Spannung p mit I und berücksichtigt man, daß dieselbe gleich ist der Gesamtwärme H vermindert um die äußere latente Wärme, dann ergibt sich in kgm ausgedrückt

$$JI = JH - p(v - \omega)$$

oder

$$I = L + h - \frac{p}{J}(v - \omega)$$

und unter Einführung der früher gewählten Bezeichnung

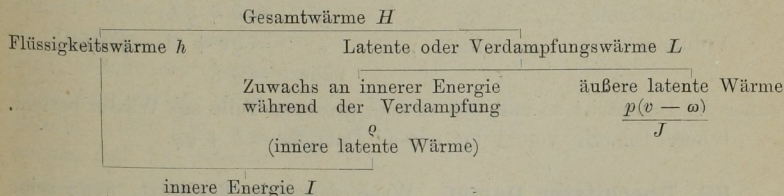
$$I = h + q. \quad (8)$$

Der so erörterte Begriff der inneren Energie erleichtert die Berechnung der in einem beliebigen Stadium der Expansion oder Kompression des Dampfes aufgenommenen oder abgeführten Wärmemenge. Wenn irgend eine Arbeitssubstanz von einem Zustand in einen anderen übergeht, ist der Gewinn oder Verlust an Wärme ausgedrückt durch die Gleichung:

Aufgenommene Wärme = Zunahme an innerer Energie + äußere Arbeit.

Jeder der Ausdrücke dieser Gleichung kann auch negativ sein; der letzte Ausdruck ist dann negativ, wenn äußere Arbeit auf die Arbeitssubstanz übertragen, statt von derselben ausgeübt wird.

Die gegenseitige Beziehung der im Vorhergehenden erwähnten, bei der Verdampfung in Betracht kommenden Wärmemengen, lassen sich graphisch durch nachstehendes Schema klarlegen:



37. Dampfbildung unter veränderlichem Druck. Obige Gleichung gibt auch die Mittel an die Hand, die Wärmemenge zu bestimmen, welche zur Bildung von Dampf unter Verhältnissen erforderlich ist, welche von der bisher festgehaltenen Bedingung konstanten Druckes abweichen. Mögen die Bedingungen hinsichtlich des Druckes, unter welchem die Dampf-

bildung stattfinden soll, welche immer sein, so besteht die Beziehung aufrecht, daß die erforderliche Gesamtwärme die Summe aus der inneren Energie des Dampfes und der durch die Ausdehnung desselben während des Prozesses verrichteten äußeren Arbeit bildet. Es ist daher die zur Dampfbildung erforderliche Wärme

$$= I + \frac{1}{J} \int p dv \quad (9)$$

in Wärmeeinheiten; die Grenzen der Integration bilden das Endvolumen des Dampfes und das Anfangsvolumen des Wassers.

Wenn gesättigter Dampf in einem geschlossenen Gefäße von konstantem Volumen gebildet wird, dann kann keine äußere Arbeit verrichtet werden; die Dampfbildungswärme ist dann gleich der inneren Energie I (Flüssigkeitswärme + innerer latenter Wärme) und daher um $\frac{p}{J}(v - 0,001)$ kleiner, als die Gesamtwärme H des Dampfes bei der Bildung unter konstantem Druck.

38. Nasser Dampf. In den Cylindern unserer Dampfmaschinen haben wir es gewöhnlich nicht mit trockenem gesättigten Dampf, sondern mit nassem oder feuchtem Dampf zu tun, also mit Dampf, welcher mit größeren oder kleineren Quantitäten mitgerissenen oder in irgend einer Weise mit demselben gemischten Wassers vereint zur Wirkung gelangt. In jeder solchen Mischung haben Dampf und Wasser dieselbe Temperatur und der Dampf ist gesättigt. Die Trockenheit des feuchten oder nassen Dampfes wird ausgedrückt durch den Teilbetrag q trockenem Dampfes jeder Gewichtseinheit (kg) der Mischung aus Dampf und Wasser; wenn daher diese Trockenheit bekannt ist, dann ist es auch leicht, die übrigen physikalischen Konstanten wie folgt zu bestimmen:

Latente Wärme von 1 kg nassen Dampfes	=	qL ;
Gesamtwärme „ 1 kg „ „	=	$h + qL$;
Volumen „ 1 kg „ „	=	$qv + (1 - q)0,001$ nahezu = qv ,

außer der Dampf ist so naß, daß er zum größeren Teile aus Wasser besteht.

Innere Energie von 1 kg nassen Dampfes = $h + q\phi$.

39. Überhitzter Dampf. Wasserdampf ist überhitzt, wenn seine Temperatur bei gegebener Spannung höher ist, als die dieser Spannung entsprechende Sättigungstemperatur. Sehr stark überhitzter Dampf verhält sich ähnlich wie ein vollkommenes Gas und mag daher, Rankines Bezeichnung benützend, Dampfgas genannt werden. Es folgt daraus die Beziehung

$$pv = 47,025 T;$$

ferner ist die spezifische Wärme bei konstantem Druck $c_p = 0,48$ Wärmeinheiten oder 204,5 kgm. Bei sehr niedrigen Temperaturen nähert sich bereits wenig überhitzter, sogar gesättigter Dampf, hinsichtlich seiner Eigenschaften jenen eines vollkommenen Gases, während bei hohen Temperaturen eine viel größere Überhitzung erforderlich ist, um eine Annäherung an den gasförmigen Zustand zu erreichen. Rankines Versuche haben gezeigt, daß die Gesamtwärme, welche zur Bildung von überhitztem Dampf bei irgend einer Spannung erforderlich ist, um die Überhitzung so weit zu treiben, daß der Dampf in Dampfgas übergeht, derart berechnet werden kann, daß man zur Gesamtwärme gesättigten Dampfes von irgend einer niedrigen Temperatur das Produkt addiert aus c_p und dem Temperaturüberschuß, welcher erzielt werden soll. Nimmt man nach Rankine gesättigten Dampf bei 0° C. als Gas an, dann lautet die Rankinesche Formel

$$\begin{aligned} H' &= (H \text{ bei } 0^\circ \text{ C.}) + 0,48t' \\ &= 606,50 + 0,48t'. \end{aligned}$$

H' ist somit die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um überhitzten Dampf von irgend einer Überhitzungstemperatur t' zu bilden, sobald t' so weit über der Sättigungstemperatur gleich hoch gespannten Dampfes liegt, daß derselbe als vollkommenes Gas behandelt werden kann.

Die theoretische Basis dieser Formel wird in § 66 bei Besprechung der Gesamtwärme überhitzten Dampfes eingehend behandelt und möge hier der Hinweis darauf genügen.

Diese Formel ist für schwache Überhitzungen, ja selbst für höhere Überhitzungen unter den bei Dampfmaschinen gewöhnlich vorkommenden Spannungen jedoch nicht anwendbar. Ein gebräuchliches aber irriges Verfahren betrachtet die spezifische Wärme des Dampfes während der Überhitzung unter konstantem Druck als konstant (und gleich 0,48) und berechnet daher die totale Wärme in der Weise, daß die Gesamtwärme des Dampfes in gesättigtem Zustande um eine Wärmemenge vermehrt wird, welche der Anzahl Grade der Überhitzung proportional ist. Die Versuchsergebnisse über diesen Gegenstand sind lange noch nicht vollständig, doch läßt sich heute bereits mit genügender Sicherheit feststellen, daß die während der Überhitzung für jeden Grad derselben aufgenommene Wärmemenge während des Anfangszustandes der Überhitzung größer ist als im weiteren Verlaufe derselben.

Nach der chemischen Zusammensetzung berechnet, sollte die Dichte des Dampfes 0,622 der Dichte der Luft bei gleicher Spannung und Temperatur sein. Der Wert $x = \frac{c_p}{c_v}$ für Dampfgas ergibt sich für $c_p = 0,48$ und $c_v = 0,37$ mit $x = 1,30$. Diese Konstanten, welche für

hoch überhitzten, also vollkommen gasförmigen Dampf anwendbar sind, gelten jedoch nicht für hochgespannten, aber nur wenig über die Sättigungstemperatur erhitzten Dampf. Die Beziehungen zwischen Volumen, Druck und Temperatur des Dampfes, dessen Zustand zwischen jenem des gesättigten und vollkommen vergastem Dampfes liegt, wurden experimentell von Hirn*) untersucht und Formeln, welche mit größerer oder geringerer Genauigkeit auf Dampf im Zustande der Sättigung oder Überhitzung anwendbar sind, wurden von Hirn, Zeuner**), Ritter***) und anderen aufgestellt. Nach Zeuner ist für die absolute Spannung p kg/qcm, das spezifische Volumen v in cbm und die absolute Temperatur T ,

$$pv + C \cdot p^{\frac{x-1}{x}} = RT \text{ mkg.}$$

Hierin ist zu setzen $R = 0,0050933$, $C = 0,1925$,

$$x = 1,333 = \frac{4}{3}, \quad \frac{x-1}{x} = \frac{1}{4}.$$

Die Gleichung läßt sich auch schreiben

$$pv = R \left(T - \frac{C}{R} \cdot p^{\frac{x-1}{x}} \right)$$

und nach Einsetzung obiger Werte für die Konstanten:

$$pv = 0,0050933 (T - 37,79475 \sqrt[4]{p}) \text{ mkg.}$$

40. Isotherme für Dampf. Die Expansion im Zustande der Verwandlung des Wassers in Dampf unter konstantem Druck ist stets isothermisch. Nach den bisherigen Erörterungen ist es klar, daß Wasserdampf oder irgend ein anderer gesättigter Dampf nur dann isothermisch expandieren oder isothermisch komprimiert werden kann, wenn er naß ist, und daß umgekehrt Verdampfung in dem einen Falle und Kondensation im anderen Falle den isothermischen Prozeß begleiten muß. Die Isothermen einer Mischung aus Dampf und jener Flüssigkeit, aus welcher derselbe entstanden, sind daher gerade Linien gleichen Druckes.

41. Adiabate für Dampf. Die Adiabate für Mischungen aus einer Flüssigkeit und ihren Dämpfen hängt nicht nur von der Art der Flüssigkeit selbst, sondern auch von dem Verhältnisse der Flüssigkeit zum Dampfe der Mischung ab. Die lehrreichen Versuche von Rankine und Clausius haben bezüglich des Wasserdampfes gezeigt, daß trockener

*) *Théorie mécanique de la Chaleur*. Part 5, Vol. II.

**) *Zeitschrift des Vereines deutscher Ingenieure*, 1866, S. 1. *Technische Thermodynamik*, 3. Aufl., 1890, II. Band.

***) Wiedemanns *Annalen*, 1878. Eine Diskussion verschiedener dieser Formeln enthält die Abhandlung von H. Dyer in *Trans. Inst. of Engineers and Shipbuilders in Scotland*, 1885.

Dampf durch adiabatische Expansion feucht wird und anfänglich feuchter oder nasser Dampf (wenn nicht zu naß) durch die adiabatische Expansion an Nässe zunimmt.

Enthält die Mischung eine verhältnismäßig sehr große Menge Wasser, dann tritt durch die adiabatische Expansion zunächst eine Verminderung der Nässe ein, indem infolge der Druckabnahme bei zunehmender Expansion etwas Wasser verdampft. Im nächsten Kapitel wird eine graphische Methode beschrieben, zur Untersuchung der Änderung des Feuchtigkeitsgehaltes durch adiabatische Expansion; dieselbe kann aber auch dann angewendet werden, wenn es sich darum handelt zu untersuchen, ob in einem gegebenen Falle die Mischung durch die Zustandsänderung trockener oder nasser wird.

Um Dampf, wenn derselbe arbeitverrichtend expandiert, trocken zu erhalten, muß demselben Wärme während der Expansion zugeführt werden. Erfolgt die Expansion adiabatisch, also ohne Wärmaufnahme seitens der expandierenden Flüssigkeit, dann kondensiert ein Teil des Dampfes und es bilden sich entweder in der ganzen Masse des Dampfes verteilte kleine Wasserpartikel oder tauartige Niederschläge an den Wandungen des Gefäßes, in welchem der Prozeß verläuft. Temperatur und Druck nehmen ab und nachdem jener Teil des Dampfes, welcher sich nicht kondensierte, gesättigt ist, finden während der Expansion die für gesättigten Dampf aufgestellten Beziehungen zwischen Spannung und Temperatur Anwendung.

Nachstehende Formel, für welche der Nachweis in § 56 erbracht wird, dient zur Berechnung des Ausmaßes der Kondensation während adiabatischer Expansion und ermöglicht die Bestimmung der Beziehung zwischen Druck und Volumen.

Vor Beginn der Expansion sei die Trockenheit des Dampfes, unter Benützung der § 38 eingeführten Bezeichnung, q_1 und dessen absolute Temperatur T_1 . Wenn infolge adiabatischer Expansion die Temperatur auf irgend einen Wert T gefallen ist, beträgt die Trockenheit des expandierten Dampfes

$$q = \frac{T}{L} \left(q_1 \frac{L_1}{T_1} + \log_e \frac{T_1}{T} \right); \quad (10)$$

L_1 und L ist die latente Wärme (in Wärmeeinheiten) von 1 kg Dampf vor und nach der Expansion. Wenn der Dampf vor Beginn der Expansion trocken ist, dann ist für q_1 zu setzen $q_1 = 1$.

Diese Formel, welche unter Einführung geeigneter Werte von L für jeden beliebigen Dampf anwendbar ist, sei die Gleichung der adiabatischen Expansion oder Kompression genannt. Dieselbe giebt nicht direkt die Beziehung zwischen Druck und Volumen, aber man kann mit Benützung dieser Gleichung den Trockenheitsgrad des Dampfes in jedem beliebigen

Stadium des Prozesses berechnen und daraus das Volumen bestimmen, welches die Mischung einnimmt, wenn sich der Druck bis zu einem beliebigen Maße verändert hat.

Durch ein Beispiel wird dies sofort klar. Nehmen wir an, anfänglich trockener Dampf von der absoluten Spannung = 8,10 kg/qcm soll adiabatisch expandieren. Nach Tabelle I ist das Volumen von 1 kg dieses Dampfes 0,240 cbm und dessen Temperatur 170° C. Es soll die Beziehung zwischen Druck und Volumen für irgend ein Zwischenstadium der Expansion bestimmt werden, nehmen wir an für den Druck von 1,46 kg/qcm; die korrespondierende Temperatur ist 110° C; daraus ergeben sich die für die abiabatische Gleichung (10) erforderlichen Werte

$$\begin{aligned} q_1 &= 1; T_1 = 170 + 273 = 443 \\ T &= 110 + 273 = 383 \\ L_1 &= H_1 - h_1 = 658,30 - 171,485 = 486,815 \\ L &= H - h = 640,06 - 110,385 = 529,675. \end{aligned}$$

Daraus

$$\begin{aligned} q &= \frac{383}{529,675} \left(\frac{1 \times 486,815}{443} + \log_e \frac{443}{383} \right). \\ q &= 0,900. \end{aligned}$$

Dies sagt, daß während die Spannung von 8,1 kg/qcm auf 1,46 kg/qcm abgenommen hat, $\frac{1}{10}$ des ursprünglich trockenen Dampfes kondensierte. Das Volumen des nicht kondensierten Dampfes beträgt qv pro kg der Mischung, wenn v das Volumen von 1 kg trockenen Dampfes von der Spannung 1,46 kg/qcm bezeichnet. Nach Tabelle I ist $v = 1,19$ cbm, somit

$$qv = 0,90 \times 1,19 = 1,071 \text{ cbm.}$$

Um das gesamte Volumen von 1 kg der Arbeitssubstanz zu erhalten, müßte man zu dem so gefundenen Volumen qv noch das Volumen des Kondensates addieren; nachdem $1 - q = 0,1$ kg Wasser ein Volumen von 0,0001 cbm besitzt, kann von dem ja ganz belanglosen Einflusse dieses Volumens auf das Volumen von 1,071 cbm abgesehen werden. Wir schließen daraus, daß 1,071 cbm das Volumen von 1 kg der Mischung sei, wenn infolge adiabatischer Expansion der Druck von 8,1 kg/qcm auf 1,46 kg/qcm abgenommen hat; diese Zahl bestimmt daher einen Punkt der adiabatischen Linie, welche mit trockenem Dampf von der Spannung = 8,1 kg/qcm beginnt.

In gleicher Weise können beliebig viele Punkte der adiabatischen Linie gefunden werden, indem man eine Anzahl von Pressungen, sämtliche jedoch kleiner als die Anfangsspannung annimmt, zu jedem Werte von p in bekannter Weise q bestimmt und daraus v berechnet, wozu man in den gewöhnlichen Fällen solcher Bestimmungen die praktische Gleichung benützen kann: $v = qV$, wenn v das Volumen von 1 kg der Mischung,

V hingegen das Volumen bezeichnet, welches 1 kg gesättigten Dampfes derselben Temperatur und Spannung einnehmen würde.

Hat man es mit nassem Dampf zu tun, so daß q_1 wesentlich kleiner ist als die Einheit, dann ergibt die Rechnung für irgend ein Beispiel, daß q größer ausfallen kann als q_1 ; das heißt mit anderen Worten: Durch die adiabatische Expansion sehr nassen Dampfes kann der Wassergehalt desselben als Folge zweier gegensätzlicher Vorgänge vermindert werden, denn in dem Maße als die Temperatur während der Expansion abnimmt, kondensiert ein Teil des zu Beginn vorhandenen Dampfes; andererseits verdampft ein Teil des zu Beginn des Prozesses vorhandenen Wassers, weil dessen anfängliche Temperatur höher ist als die Temperatur, welche die Mischung während des Verlaufes der Expansion annimmt. Bei sehr nassem Dampfe kann daraus als Endergebnis, wie eingangs erwähnt, eine Verminderung des Wassergehaltes resultieren. Als extremer Fall kann jener angesehen werden, wenn zu Beginn des Prozesses die Arbeitssubstanz nur aus Wasser besteht. Unter Voraussetzung adiabatischer Expansion bildet sich Dampf und unter Benützung der vorhergehenden Gleichung kann, $q_1 = 0$ gesetzt, sodann berechnet werden, wieviel Wasser verdampft wurde, wenn der Druck oder die Temperatur auf irgend einen angenommenen Wert gefallen ist.

42. Formel für die Beziehung zwischen Druck und Spannung adiabatischer Expansion des Dampfes. Adiabatische Kurven für Dampf, ob anfänglich trocken oder naß, können in der eben erörterten Weise berechnet und sodann durch eine empirische Gleichung von der Form

$$pv^n = \text{const.}$$

dargestellt werden, wobei der Index n so zu wählen ist, daß die auf diese Weise erhaltenen Kurven wirklichen Adiabaten möglichst nahe kommen. Eine derartige Formel ist für jene Fälle besonders geeignet, wenn die Anfangsspannung und das Expansionsverhältnis r gegeben sind und die Endspannung der Expansion ermittelt werden soll. Wenn die Arbeitssubstanz auf das r fache des Anfangsvolumen expandiert, dann ist die Endspannung p bei gegebener Anfangsspannung p_1

$$p = \frac{p_1}{r^n}. \quad (11)$$

Der Wert des Index n ist abhängig von q_1 , dem anfänglichen Grade der Trockenheit des Dampfes. Zeuner*) giebt für die Bestimmung von n die empirische Formel

$$n = 1,035 + 0,1q_1,$$

*) *Grundzüge der mechan. Wärmetheorie*, S. 342. *Technische Thermodynamik*, 3. Aufl., Vol. II, 1890, S. 75. Siehe auch Grashof, *Resultate aus der mechan. Wärmetheorie*, § 37.

woraus für

$$\begin{array}{cccccccc} q_1 = & 1,0 & 0,95 & 0,90 & 0,85 & 0,80 & 0,75 & 0,70 \\ n = & 1,135 & 1,130 & 1,125 & 1,120 & 1,115 & 1,110 & 1,105. \end{array}$$

Zeuner empfiehlt für die bei Dampfmaschinen gewöhnlich vorkommenden Druckgrenzen und sonstigen Verhältnisse einen Mittelwert für n und zwar $n = 1,135$ anzunehmen.

Wenn man eine adiabatische Linie für expandierenden Dampf zeichnet, dann muß man für n jenen Wert wählen, welcher sich auf den Feuchtigkeitsgrad zu Beginn der Expansion bezieht. Rankine gab für den Index n den Wert $\frac{10}{9} = 1,111$, welcher jedoch für anfänglich trockenen Dampf zu klein ist und nach oben für Dampf von 25% anfänglichen Wassergehalt geeignet wäre.

Wir werden später sehen, daß die Expansion des Dampfes in der Dampfmaschine keineswegs adiabatisch ist, infolge des steten Wärmeaustausches zwischen dem Dampf und den metallischen Wandungen der Cylinder.

43. Carnots Kreisprozeß für Dampf als Arbeitsflüssigkeit.

Wir sind nun in der Lage, die Vorgänge in einer Wärmemaschine studieren zu können, welche eine Mischung aus Wasser und Dampf (oder irgend einer anderen Flüssigkeit und deren Dampf) als Arbeitssubstanz benützt. Um die anfängliche Untersuchung so weit als möglich zu vereinfachen, sei auch hier, wie in § 18 angenommen, daß sich der ganze Prozeß in einem langen Cylinder abwickle, dessen Wandungen mit Ausnahme des Bodens aus wärmedichtem, also nicht leitungsfähigem Material bestehen; desgleichen sei der Kolben aus demselben Material, also gleichfalls wärmedicht. A sei eine Wärmequelle von der konstanten Temperatur T_1 ; C sei ein Wärmeempfänger oder besser gesagt ein Kondensator von einer beliebigen, aber niedrigeren Temperatur T_2 ; endlich sei B ein wärmedichter Boden. Dies vorausgesetzt, kann Carnots Kreisprozeß auf folgende Weise durchgeführt gedacht werden.

Im Cylinder befinde sich 1 kg Wasser von der Temperatur T_1 .

1. A trete an Stelle des Bodens; der Kolben bewege sich nach rechts unter konstantem Drucke p_1 , korrespondierend mit der Temperatur T_1 . Das Wasser nimmt von A Wärme auf, verwandelt sich in Dampf und expandiert isothermisch bei der konstanten Temperatur T_1 . Diese Zustandsänderung stellt die Linie ab Figur 14 dar.

2. An Stelle der Wärmequelle A trete nun der wärmedichte Boden B . Die Expansion setzt sich von b adiabatisch fort bis c , Spannung und Temperatur nehmen ab, bis die Endtemperatur T_2 in c erreicht ist. Die

Spannung ist auf p_2 , d. i. jene Spannung gesunken, welche in der Dampftabelle mit der Temperatur T_2 des Kondensators C korrespondiert.

3. An Stelle von B trete nun C und Kompression werde durch den Rückgang des Kolbens eingeleitet. Durch Wärmeabgabe an C wird Dampf kondensiert; der Prozeß verläuft isothermisch bei konstanter Temperatur T_2 und konstanter Spannung p_2 , bis zum Punkte d , welcher so gelegen ist, daß die in d beginnende adiabatische Kompression den Kreislauf in a schließt.

4. An Stelle von C trete wieder B . Die Kompression werde fortgesetzt; dieselbe verläuft nun im vollkommen wärmedichten Gefäße adiabatisch; die Arbeitssubstanz wird auf den Anfangszustand zurückgebracht; wenn der Kreisprozeß in a schließt, befindet sich im Cylinder wieder 1 kg Wasser von der Ausgangstemperatur T_1 .

Das Indikatordiagramm ist durch Figur 14 dargestellt; die Adiabaten bc und da wurden unter Benützung der Gleichungen § 41 und 42 für den speziellen Fall berechnet und aufgerissen, daß $p_1 = 6,32$ kg/qcm, daher $T_1 = 433$ sei und die Expansion bis zur Spannung der Atmosphäre $p_2 = 1,03$ und $T_2 = 373$ fortgesetzt werde.

Da der Prozeß umkehrbar ist, andererseits Wärme nur bei der höchsten Temperatur desselben T_1 aufgenommen und bei der niedrigsten Temperatur T_2 abgeführt wurde, rechnet sich der Wirkungsgrad nach der Gleichung

$$\frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Die pro kg der Arbeitssubstanz aufgenommene Wärme ist L_1 und die geleistete Arbeit ist äquivalent der Wärmemenge

$$L_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right).$$

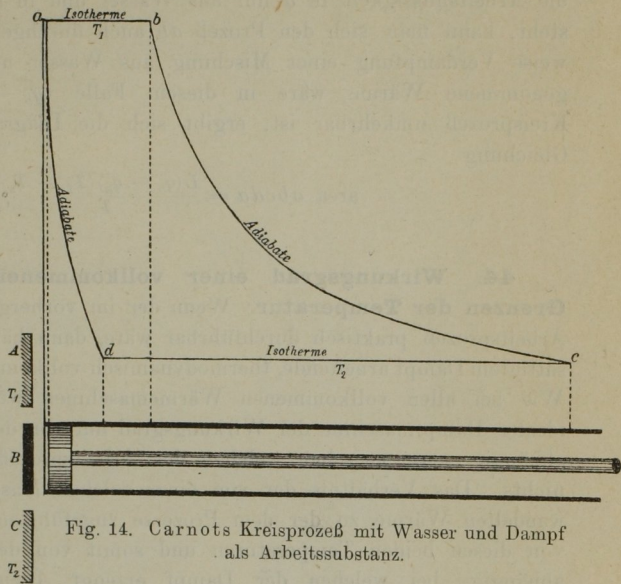


Fig. 14. Carnots Kreisprozeß mit Wasser und Dampf als Arbeitssubstanz.

Dieses Resultat kann als Kontrolle für die Richtigkeit der Diagrammlinien benützt werden, indem die von denselben eingeschlossene Fläche der geleisteten Arbeit entsprechen soll.

In gleicher Weise wie im vorhergehenden angenommen wurde, daß die Arbeitsflüssigkeit in a nur aus Wasser und in b nur aus Dampf besteht, kann man sich den Prozeß ab auch durchgeführt denken als teilweise Verdampfung einer Mischung aus Wasser und Dampf. Die aufgenommene Wärme wäre in diesem Falle $(q_b - q_a)L$ und da der Kreisprozeß umkehrbar ist, ergibt sich die Diagrammfläche durch die Gleichung

$$\text{area } abcda = \frac{L(q_b - q_a)(T_1 - T_2)}{T_1}.$$

44. Wirkungsgrad einer vollkommenen Dampfmaschine.

Grenzen der Temperatur. Wenn der im vorhergehenden beschriebene Arbeitsprozeß praktisch durchführbar wäre, dann hätte man eine mit gesättigtem Dampf arbeitende, thermodynamisch vollkommene Dampfmaschine. Wie bei allen vollkommenen Wärmemaschinen würde auch bei dieser idealen Dampfmaschine der Wirkungsgrad nur von den Grenztemperaturen abhängig sein, zwischen welchen der Arbeitsprozeß verläuft, sonst von nichts. Das Verhältnis der von einer solchen Maschine in Arbeit verwandelten Wärme zu der dem Prozesse zugeführten Wärme wäre daher von diesen beiden Temperaturen und somit von den beiden Pressungen abhängig, bei welchen der Dampf erzeugt, beziehungsweise kondensiert wurde.

Es ist daher von Interesse, die Temperaturgrenzen, zwischen welchen Dampfmaschinen zu arbeiten vermögen, einer näheren Betrachtung zu unterziehen. Die Temperatur der Kondensation ist durch den Umstand begrenzt, daß die abzuführende Wärme von irgend einer stetig und reichlich zu erneuernden Substanz absorbiert werden muß, damit die Temperatur T_2 möglichst konstant erhalten werden kann; gewöhnlich wird Wasser für diesen Zweck benützt, somit ist die untere Temperaturgrenze T_2 durch die Temperatur der verwendbaren Wassermenge bestimmt.

Die obere Temperatur T_1 und somit auch die Pressung p_1 wird praktisch begrenzt durch die bei hohen Dampfspannungen auftretenden mechanischen Schwierigkeiten hinsichtlich der Dichtung, Schmierung und der sonstigen baulichen Durchführung der Maschine. Durch ganz spezielle Konstruktionen von Kessel und Maschine nützte L. Perkins Spannungen bis 500 Pfund englisch pro Quadratzoll (ca. 35 kg/qcm) aus; bei Maschinen und Kesseln der gewöhnlichen Konstruktion arbeitet man jedoch nur mit Spannungen von ca. 15 kg/qcm abwärts.

Die obere Temperaturgrenze ist daher für Wasserdampf ca. 200°C ($T_1 = 473^{\circ}$). Eine Dampfmaschine vermag daher selbst unter den günstigsten Voraussetzungen aus den hohen Temperaturen, unter welchen Wärme bei der Verbrennung von Kohle erzeugt wird, verhältnismäßig wenig Nutzen zu ziehen. Vom Standpunkte der Thermodynamik ist der unvermeidliche Temperaturabfall zwischen der Feuerung und dem Kessel der wundeste Punkt des Dampfbetriebes. Die Verbrennung erfolgt unter hohen Temperaturen, aber ein großer Teil der erzeugten Wärme muß geopfert werden, bevor noch die Umwandlung derselben in Arbeit beginnen kann.

Nimmt man die Kondensationstemperatur mit ca. 15°C als untere Grenze an, dann hängt der Wirkungsgrad einer mit gesättigtem Dampf arbeitenden idealen Dampfmaschine von dem Werte der Spannung p_1 (der absoluten Erzeugungsspannung des Dampfes) auf folgende Weise ab:

Vollkommene Dampfmaschine mit Kondensation bei 15°C :

p_1 in kg/qcm	3	6	9	12	15
Absolute Temperatur T_1	405,8	431	447,4	460	470
Höchster idealer Wirkungsgrad	0,29	0,332	0,355	0,374	0,387

Diese Werte des Wirkungsgrades können jedoch in Wirklichkeit niemals erreicht werden. Verschiedene Gründe wirken zusammen, daß keine Dampfmaschine thermodynamisch vollkommen sein kann; einzelne Ursachen dieser Unvollkommenheit können prinzipiell nicht beseitigt werden. Die obigen Zahlen können jedoch als Anhaltspunkte für einen Vergleich der Leistungsfähigkeit verschiedener Wärmekraftmaschinen benutzt werden, sowie aus denselben der Vorteil hoher Dampfspannungen in thermodynamischer Beziehung resultiert.

45. Wirkungsgrad einer ohne Expansion arbeitenden Dampfmaschine. Als Gegensatz der in § 43 behandelten idealen oder vollkommenen Dampfmaschine soll im folgenden der Kreisprozeß einer mit Vollfüllung arbeitenden Maschine untersucht werden, unter Voraussetzung wärmedichter Cylinder und Zugrundelegung der Textfigur 14. Das vom Dampf eingenommene Volumen ist somit in diesem Falle gleich dem Hubvolumen des Kolbens. Die Wirkungsweise einer solchen Maschine kann auf folgende Weise dargestellt werden:

1. A trete an Stelle des Cylinderbodens; das Wasser verdampfe unter der Temperatur T_1 und dem Drucke p_1 . Die pro kg der Arbeitsflüssigkeit aufgenommene Wärmemenge sei gleich L_1 .

2. An Stelle der Wärmequelle A trete der Kondensator C . Hier-

durch wird sofort ein Teil des Dampfes kondensiert und der Druck auf p_2 reduziert.

3. Nun folgt mit Kolbenrücklauf Kompression bei dem konstanten Drucke p_2 unter fortwährender Berührung mit C , bis die Kondensation vollständig erfolgt und Wasser von der Temperatur T_2 aus dem Dampfe gebildet ist.

4. An Stelle von C trete wieder A ; hierdurch wird das Wasser wieder auf die Temperatur T_1 erhitzt und der Kreislauf geschlossen. Die während dieser letzten Operation aufgenommene Wärme ist gleich $h_1 - h_2$ (Differenz der Flüssigkeitswärme).

Das Indikatordiagramm dieses Kreisprozesses zeigt Figur 15; in demselben ist $oe = p_1$ und $oh = p_2$; der Kolbenhub ist dargestellt durch die Strecke $if = jg$. Dieser Prozeß ist nicht umkehrbar. Der Wirkungsgrad ergibt sich aus der Gleichung

$$\frac{\text{Geleistete Arbeit}}{\text{Arbeitsäquivalent der aufgenommenen Wärme}} = \frac{(p_1 - p_2)(v_1 - \omega)}{J(L_1 + h_1 - h_2)}$$

In derselben bedeutet nach früher (§ 34) v das Endvolumen und ω das Volumen von 1 kg Wasser, somit $\omega = 0,001$ cbm. Der Wert dieses

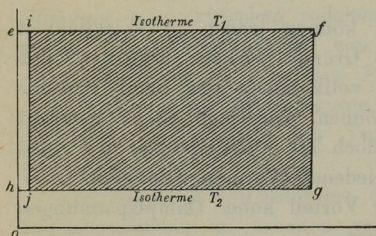


Fig. 15.

Ausdruckes, also die Größe des Wirkungsgrades ist, wie eine Rechnung unter Einführung numerischer Werte für die in der Gleichung vorkommenden Größen zeigt, verhältnismäßig sehr gering; die in § 44 gewählten Werte für t_2 (Kondensatortemperatur ca. 15°C) und p_1 ergeben einen Wirkungsgrad von nur 0,067 bis 0,072; es kann daher durch eine diesen Kreisprozeß befolgende Dampf-

maschine ein Betrag von höchstens 7% der zugeführten Wärme theoretisch nutzbar gemacht werden. Der Wirkungsgrad der an früherer Stelle wiederholt erwähnten Newcomenmaschine war noch bedeutend kleiner, indem bei jedem Kolbenhube ein großer Teil des in den Cylinder tretenden Dampfes sich an den Wandungen kondensierte, daher das vom Kessel pro Kolbenhub gelieferte Dampfvolumen bedeutend größer war als das Hubvolumen.

In der idealen Maschine, dargestellt durch Figur 14, waren die Funktionen von Kessel, Dampfzylinder und Kondensator in einem einzigen Cylinder vereint gedacht; nach den Darlegungen des zweiten Abschnittes ist es gleichgiltig, ob sich der Prozeß in mehreren Gefäßen oder nur in einem Gefäße abwickelt, sobald der Bedingung entsprochen wird, daß die Arbeits-

flüssigkeit denselben Kreisprozeß durchläuft. Um daher den in der Praxis vorkommenden Verhältnissen etwas näher zu treten, sei zunächst eine Maschine vorausgesetzt, welche den in Figur 15 dargestellten Kreislauf befolgt, jedoch aus getrennten Organen nach Figur 16 gebildet ist. Diese Organe sind der Kessel *A* von der konstanten Innentemperatur T_1 , der wärmedichte Cylinder *B* samt Kolben, der Oberflächenkondensator *C* von der konstanten Temperatur T_2 und die Speisepumpe *D*, welche das kondensierte Wasser zum Kessel zurückschafft.

Für jedes kg zugeführten und ohne Expansion ausgenützten Dampfes ist nach dem vorhergehenden die auf den Kolben übertragene Arbeit

$$= (p_1 - p_2)v_1;$$

die Arbeit, welche die

Speisepumpe aufzehrt, ist $(p_1 - p_2)\omega$. Die Nettoarbeit $(p_1 - p_2)(v_1 - \omega)$ pro kg Dampf ist dieselbe wie früher, somit ist auch die aufgenommene Wärme die gleiche. Ein an dem Cylinder dieser Maschine aufgenommenes Indikatordiagramm würde nach Figur 15 die Fläche *efgh*, ein Indikatordiagramm der Speisepumpe die negative Fläche *hjie* ergeben, wenn *ei* das Volumen des Speisewassers pro kg Dampf, somit 0,001 cbm darstellt. Die Differenz dieser beiden Flächen, nämlich die schraffierte Fläche *ifgj*, ist das Diagramm des Kreisprozesses, welchen jedes kg der Arbeitsflüssigkeit durchläuft. Die an Dampfmaschinen wirklich abgenommenen Indikatordiagramme geben nur den Prozeß an, soweit sich derselbe im Arbeitscylinder selbst vollzieht; von der daraus erhaltenen Arbeit ist der Arbeitsverbrauch der Speisepumpe abzuziehen, wenn man den thermodynamischen Wirkungsgrad gewissenhaft bestimmen will. Schließlich sei bemerkt, daß für den Fall das Speisewasser nicht die Temperatur T_2 des Kondensators, sondern irgend eine andere Temperatur T_0 besitzt, die aufgenommene Wärme nicht $H_1 - h_2$, sondern $H_1 - h_0$ sein wird, wenn h_0 die der Temperatur T_0 entsprechende Flüssigkeitswärme bezeichnet.

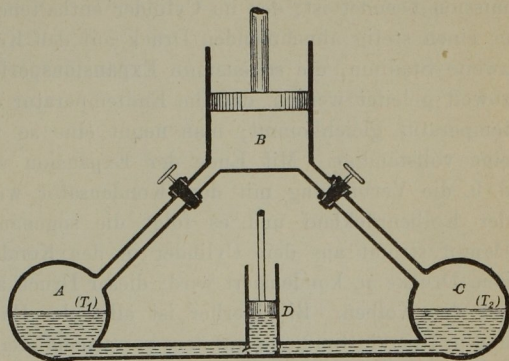


Fig. 16. Organe einer Dampfmaschine.

46. Annäherung des Arbeitsprozesses einer Dampfmaschine an den umkehrbaren Kreisprozeß. Es soll nun untersucht werden, wie weit sich der Arbeitsprozeß einer Maschine nach Figur 16 (also

einer Maschine mit vom Cylinder getrennten Kessel und Kondensator) dem umkehrbaren Kreisprozeß nach § 43 nähern kann.

Das erste Stadium dieses Kreislaufes entspricht der Zuführung des Dampfes vom Kessel zum Cylinder (**Admissionsperiode**), während welcher Periode eine entsprechende Menge Dampf im Kessel gebildet werden muß. Dann kommt der Moment des Dampfabschlusses, mit welchem die Admission beendet ist; der im Cylinder enthaltene Dampf expandiert, indem er einen stetig abnehmenden Druck auf den Kolben ausübt. Dies ist das zweite Stadium, die sogenannte **Expansionsperiode**. Die Expansion kann soweit geleitet werden, daß die Endtemperatur derselben der Kondensatortemperatur gleichkommt; man nennt eine so weit getriebene Expansion eine vollständige. Mit Ende der Expansion wird der Dampf entlassen, d. h. die Verbindung mit dem Kondensator wird eröffnet. Nun beginnt der Kolbenrücklauf und es folgt die sogenannte **Ausströmperiode**; der Dampf strömt aus dem Cylinder in den Kondensator, woselbst er unter dem Drucke p_2 kondensiert wird; dieser Druck äußert sich als Gegendruck auf den Kolben. Bis hierher ist alles der Hauptsache nach umkehrbar und in Übereinstimmung mit dem korrespondierenden Teil des Carnotschen Kreisprozesses.

Der Kreisprozeß läßt sich jedoch nicht wie der Carnotsche schließen, denn das Vorhandensein des vom Cylinder getrennten Kondensators bringt es mit sich, daß die vierte Periode, die adiabatische Kompression, hier unausführbar ist; es erübrigt daher im besten Falle, die Ausströmung so lange fortzusetzen, bis die Kondensation vollständig ist und dann das Kondensat durch eine Speisepumpe zum Kessel zurückzuführen. Man kann allerdings, und in der Praxis geschieht es ja auch, die Ausströmung vor Hubende abschließen und den restlichen Dampf komprimieren; dies beeinflußt jedoch den thermodynamischen Wirkungsgrad nicht wesentlich und erfolgt einerseits behufs Vermeidung der Arbeitsverluste durch den schädlichen Raum (siehe Abschnitt V), andererseits aus Gründen mechanischer Natur zur Erzielung weicheren Ganges der Maschine etc. In dem vorliegenden Falle wurde kein schädlicher Raum vorausgesetzt, daher die angedeutete Kompression außer Frage kommt.

Das Indikatordiagramm einer Maschine, in deren Cylinder der Dampf in der oben erörterten Weise arbeitet, ist durch die in Maßstab gezeichnete Figur 17 für den speziellen Fall gezeichnet, daß trockener gesättigter Dampf von der absoluten Spannung $p_1 = 9 \text{ kg/qcm}$ ($t_1 = 175^\circ \text{ C}$, $T_1 = 448$) im Cylinder auf das zwölffache seines Anfangsvolumens adiabatisch expandiert. Die Expansionsendspannung beträgt $0,536 \text{ kg/qcm}$ ($t_2 = 85^\circ \text{ C}$, $T_2 = 358$); mit dieser Spannung entweicht somit der Dampf in den Kondensator. Unter Voraussetzung eines wärmedichten Cylinders

und anfänglich trockenem Dampfes bestimmt sich die Expansionslinie nach der Gleichung $p \cdot v^{1,135} = \text{const.}$ (§ 42). Der Vorteil der Expansion ist unverkennbar; jener Teil des Diagrammes, welcher unter der Expansionslinie liegt, ist im Vergleiche mit dem im vorigen Paragraphen behandelten Fall reiner Arbeitsgewinn.

Die Leistung berechnet sich wie folgt:

Arbeit, geleistet von 1 kg Dampf während der Admission = $p_1 v_1$,
 Arbeit, geleistet während der Expansion bis

$$\text{zum Endvolumen } v_2 = r v_1 \text{ (nach § 14)} = \frac{p_1 v_1 - p_2 r v_1}{n - 1},$$

oder unter Einführung von $n = 1,135$ für $q_1 = 1$ nach (§ 42)

$$= \frac{p_1 v_1 - p_2 r v_1}{0,135},$$

Gegendruckarbeit während des Kolbenrücklaufes = $p_2 r v_1$,
 Arbeitsbedarf der Speisepumpe = $(p_1 - p_2) 0,001$,
 Aufgenommene Wärme = $H_1 - h_2$.

Vergleicht man die Differenz der positiven und negativen Arbeit mit der aufgenommenen Wärme, so erhält man den Wirkungsgrad dieses

Kreisprozesses. Eine andere Methode der Berechnung der geleisteten Arbeit enthält der folgende Abschnitt.

In dem eben erörterten Beispiele wurde die Expansion als vollständig angenommen, d. h. es wurde vorausgesetzt, daß die Arbeitssubstanz so lange expandiere, bis die Temperatur derselben auf die Temperatur des

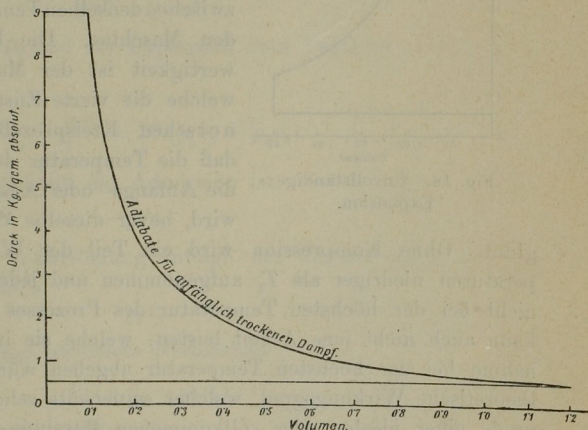


Fig. 17. Ideales Indikatordiagramm für expandierenden Dampf.

Kondensators oder jenes kalten Körpers gesunken ist, welcher die abgeführte Wärme aufzunehmen hat.

Wenn die Expansion unvollständig bleibt, was in der Praxis zumeist der Fall ist, dann gilt obiger Ausdruck für die geleistete Arbeit während der Expansion auch hier, wenn unter p_2 die Spannung mit Ende der

Expansion verstanden ist; die Arbeit, welche während des Kolbenrücklaufes, sowie durch die Speisepumpe verbraucht wird, ist jedoch $p_b r v$, beziehungsweise $(p_1 - p_b) 0,001$, wenn p_b den Gegendruck bedeutet.

Unvollständige Expansion ist durch Figur 18 dargestellt, in welcher die Expansion nur bis zum fünffachen Anfangsvolumen getrieben ist.

Die unvollständige Expansion hat einen Arbeitsverlust zur Folge, welcher durch die verlorene Spitze des Diagramms, beziehungsweise durch die Flächendifferenz des Diagramms Figur 17 und 18 ausgedrückt wird.

Es ist leicht, diese Betrachtungen auch auf Fälle auszudehnen, bei welchen der Dampf anfänglich nicht trocken, wie bisher vorausgesetzt, sondern bis zu einem bestimmten Grade feucht, beziehungsweise naß ist.

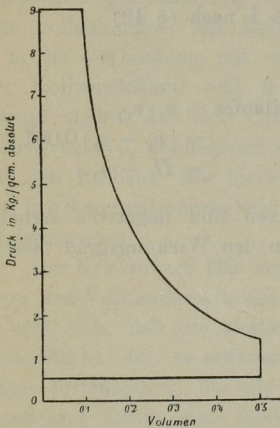


Fig. 18. Unvollständige Expansion.

Der Wirkungsgrad, welcher auf diese Weise berechnet wird und welchen wir vorläufig den theoretischen Wirkungsgrad einer unter den im vorigen angenommenen Bedingungen arbeitenden Maschine nennen wollen, ist immer kleiner als der ideale oder höchste Wirkungsgrad einer vollkommenen, jedoch zwischen denselben Temperaturgrenzen arbeitenden Maschine. Die Ursache dieser Minderwertigkeit ist der Mangel der Kompression, welche die vierte Zustandsänderung im Carnotschen Kreisprozeß bildet und bezweckt, daß die Temperatur der Arbeitsflüssigkeit auf die Anfangs- oder Ausgangstemperatur erhöht wird, bevor dieselbe Wärme aufzunehmen beginnt. Ohne Kompression wird ein Teil der Wärme bereits bei Temperaturen niedriger als T_1 aufgenommen und jede Wärmemenge, welche nicht bei der höchsten Temperatur des Prozesses T_1 aufgenommen wird, kann auch nicht jene Arbeit leisten, welche sie in dem Falle ihrer Aufnahme bei der höchsten Temperatur abgeben würde. Aber selbst dieser theoretische Wirkungsgrad, welcher seinerseits schon von dem Wirkungsgrade einer idealen oder vollkommenen Maschine weit entfernt ist, wird in der Wirklichkeit unter Voraussetzung derselben Kessel- und Kondensatortemperatur sowie desselben Expansionsverhältnisses niemals erreicht; die Gründe hierfür werden in Abschnitt V eingehend erörtert; hier sei nur darauf hingewiesen, um der irrtümlichen Auffassung vorzubeugen, daß die aus obigen Formeln sich ergebenden Resultate hinsichtlich des Wirkungsgrades auf die tatsächlich bestehenden Verhältnisse direkte Anwendung finden können.

47. Maschine, in welcher der Dampf während der Expansion trocken erhalten werden soll. Ein anderer Fall von theoretischem Interesse ergibt sich aus der Annahme, daß der Dampf, statt adiabatisch zu expandieren, wobei er bekanntlich infolge abnehmender Temperatur feucht wird, während der Expansion trocken und gesättigt erhalten werden soll, indem demselben durch einen Dampfmantel genügend Wärme zugeführt wird, um ihn trocken erhalten zu können.

In Wirklichkeit wird bei Anwendung eines Dampfmantels der Dampf im Cylinder gewöhnlich nicht trocken erhalten. Der Dampfmantel wirkt in der Weise, daß durch die von ihm ausgehende Wärme das in der Arbeitsflüssigkeit enthaltene Wasser verdampft wird; die Wirkung des Mantels findet daher eine Grenze in dem Falle, als sämtliches Wasser in Dampf verwandelt ist; in diesem Falle würde der Wärmeaustausch nahezu beendet sein, da die Überhitzung eines trockenen Gases durch Leitung sehr gering ist. Als Grenzfall der Anwendung eines Dampfmantels kann somit jener Zustand angesehen werden, daß der Dampf während der Expansion trocken erhalten wird. In diesem Falle hat die Expansionslinie nach § 32 die Gleichung

$$p v^{17} = p_1 v_1^{17}.$$

Die geleistete Arbeit während der Expansion vom Volumen v_1 auf v_2 ist, da hier $n = \frac{17}{16}$,

$$\frac{p_1 v_1 - p_2 v_2}{n - 1} = 16 (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Die geleistete Arbeit während der Admission ist

$$p_1 v_1$$

und die während der Ausströmung infolge des Gegendruckes auf den Kolben verbrauchte Arbeit

$$p_2 v_2.$$

Daher ist die vom Dampf geleistete Nettoarbeit

$$17 (p_1 v_1 - p_2 v_2).$$

Die vom Kessel übertragene Wärme ist

$$H_1 - h_2,$$

die an den Kondensator abgeführte Wärme

$$H_2 - h_2 \text{ Wärmeeinheiten.}$$

Daher ist die vom Dampfmantel erhaltene Wärme H_m gegeben durch die Gleichung

$$J(H_1 - H_2 + H_m) = 17 (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

und daraus unter Bezug auf Gleichung (6) aus § 35

$$H_m = \frac{17(p_1 v_1 - p_2 v_2)}{J} - 0,305(t_1 - t_2),$$

worin J das mechanische Äquivalent der Wärmeeinheit = 426.

Den Wirkungsgrad ergibt das Verhältnis

$$\frac{17(p_1 v_1 - p_2 v_2)}{J(H_1 - h_2 + H_m)}.$$

Eine andere Berechnungsmethode der vom Dampfmantel in diesem Grenzfalle der Expansion nach der Sättigungskurve abgegebenen Wärme folgt in Abschnitt IV.