ist, die per Secunde ausströmende Windmenge bestimmt werden; so hat man nach derselben Formel (4), wegen $h = 2{\cdot}1$, $b = 27{\cdot}6$, $L = 1032$, $D = \frac{3}{8}$, $d = {\cdot}1394$, $t = 10$ und wenn man wieder wie vorhin $z'' = {\cdot}384$, dagegen $z' = 0$ setzt, nämlich keine Contraction bei der Einmündung annimmt: $v = 211{\cdot}70$ Fufs und damit $M = 3{\cdot}23$ Kubikfufs.

In so ferne nun in dem genannten Beispiele (Comp. §. 458) die Weite der Düsenöffnung so zu bestimmen war, dafs unter den genannten Umständen per Secunde $3\frac{1}{2}$ Kubikfufs Luft ausfliefsen sollte; so zeigt sich der gefundene, und hier in Rechnung gebrachte Durchmesser derselben um etwas zu klein, was wohl seinen Grund mit darin findet, dafs hier der Widerstandscoeffizient mit ·024 etwas gröfser als dort, wo er $= {\cdot}0238$ gesetzt ist, angenommen wurde.

## Hochofengebläse.

(§. 460.)

**259.** Bezeichnet $V$ in Kubikfufs ausgedrückt das Volumen, welches die Luft, die per Secunde in den Hochofen getrieben werden soll, bei $0^0$ und unter dem mittlern Druck der Atmosphäre einnimmt; $P$ die Pressung der Luft in der Windleitung, so wie $p$ jene der äufsern Luft, auf 1 Quadratfufs; endlich $N$ den Nutzeffect in Pferdekräften zu 430 Fufspfund ausgedrückt, welchen die Betriebsmaschine dafür entwickeln mufs; so hat man, wenn der Nutzeffect gut ausgeführter eiserner Cylinder- und hölzerner Kastengebläse der Erfahrung zu Folge 60 Procent beträgt, und da die nöthige Wirkung um 1 Kubikfufs Luft von der Pressung oder Spannung $p$ auf jene $P$ zu bringen, nach Nr. **247**, Relat. ($b$) gleich $p\, logn. \frac{P}{p}$ ist, sofort:

$$430\, N = \frac{V \times p}{{\cdot}60}\, logn. \frac{P}{p} = 1{\cdot}7\, V p\, logn. \frac{P}{p}$$

und daraus $$N = \frac{1{\cdot}7}{430}\, V\, p\, logn. \frac{P}{p}$$

oder, da man die Luft auf die Temperatur 0 und den Barometerstand 2·4043 Fufs ($= {\cdot}76$ M.) zu reduciren hat, so ist Nr. **251**, Anmerk.) $p = 1845$ Pfund und wenn man die Pressung $P$ in der Windleitung durch ein oben offenes Quecksilbermanometer, welches die Höhe $h$ zeigt und den äufsern Druck $p$ durch den mittlern Barometerstand $b$ ausdrückt, wodurch $\frac{P}{p} = \frac{b+h}{b}$ wird, auch

$$N = \frac{1{\cdot}7}{430} \times 1845\, V \times 2{\cdot}3026\, logv. \left(\frac{b+h}{b}\right),$$

oder wenn man reducirt, endlich nahe genug:

$$N = 16{\cdot}8\ V\ log\,v.\left(\frac{b+h}{b}\right) \ldots \quad (1)$$

wobei $b = 2{\cdot}4043$ Fuſs oder nahe $= 28{\cdot}85$ Zoll ist.

Beispiel 1. Beträgt das Luftvolumen, welches unter einem Barometerstand von $28\frac{1}{2}$ Zoll und einer Temperatur von $15^\circ\,C.$ per Secunde ausgeblasen werden soll, 17 Kubikfuſs und die Pressung im Gebläse 2 Zoll Quecksilbersäule; so hat man, um zuerst dieses Luftvolumen für $0^\circ$ und $28{\cdot}85$ Zoll Barometerstand zu reduciren nach der Formel (1) in §. 439, in welcher man $v' = 17$, $t' = 15$, $p' = 28{\cdot}5$, $t = 0$ und $p = 28{\cdot}85$ zu setzen hat:

$$v = \frac{28{\cdot}5}{28{\cdot}85} \times 17 \left(\frac{1}{1{\cdot}0549}\right) = 15{\cdot}92,$$

wofür wir die ganze Zahl 16 nehmen wollen.

Setzt man daher in der vorigen Formel (1), $V = 16$, $b = 28{\cdot}85$ und $h = 2$; so erhält man ganz einfach

$$N = 7{\cdot}8 \text{ Pferdekraft.}$$

Beispiel 2. Um das in §. 464 angeführte 1ste Beispiel, nach welchem die Betriebskraft für ein Cylindergebläse bestimmt werden soll, welches einem Hochofen per Secunde 30 Kubikfuſs Luft mit 475 Fuſs Geschwindigkeit und zwar durch eine 300 Fuſs lange und $11\frac{1}{2}$ Zoll weite Windleitung zuzuführen im Stande seyn soll, nach der gegenwärtigen Formel (1) behandeln zu können, muſs man zuerst die für diese Bedingung und bei einer Düsenweite von $\cdot 294$ Fuſs nöthige Luftpressung am Anfange der Windleitung bestimmen.

Setzt man zu diesem Ende in der Formel (2) in Nr. **258**, $v = 475$, $D = \frac{11{\cdot}5}{12}$, $L = 300$, $d = \cdot 294$ und $b = 28{\cdot}85$; so findet man am einfachsten durch einige Versuche nahe genug $h = 4{\cdot}77$, so, daſs also die gesuchte Pressung durch eine Quecksilbersäule von $b + h = 33{\cdot}62$ Zoll gemessen wird.

Mit diesem Werthe erhält man nun aus der obigen Formel (1), wegen $V = 30$, $b = 28{\cdot}85$ und $b + h = 33{\cdot}62$ sofort:

$$N = 33{\cdot}49 \text{ d. i. nahe } 33\tfrac{1}{2} \text{ Pferdekraft.}$$

Würde man, wie es in dem erwähnten §. geschehen, den Nutzeffect des Gebläses anstatt mit 60 bloſs mit 50 Procent in Rechnung nehmen, so würde $N = 33{\cdot}49 \times \frac{6}{5} = 40$ Pferdekräfte seyn, während im angezogenen §. $39\frac{1}{3}$ Pferdekräfte gefunden wurden.

**260.** Zur Bestimmung des Querschnittes eines Gebläscylinders oder eines Gebläsekastens, muſs man berücksichtigen, daſs die ausgeblasene Luftmenge immer kleiner als die eingesogene ist. Man nimmt für gewöhnlich an, daſs diese bei eisernen Cylindergebläsen $\frac{3}{4}$ und bei hölzernen Kastengebläsen $\frac{3}{5}$ von der eingesaugten Luftmenge beträgt.

Setzt man daher den gesuchten Querschnitt eines Cylinders oder eines Kastens $= A$, das Luftvolumen, welches ein Cylinder oder ein Kasten per 1 Secunde ausblasen soll, auf 0° reducirt $= \mathfrak{V}$. Die Temperatur der eingesaugten Luft $= t$, so wie die Geschwindigkeit des Kolbens $= v$; so ist für ein einfach wirkendes Kastengebläse: $\frac{1}{2} \cdot \frac{3}{5} v A (1 + {\cdot}004\, t) \mathfrak{V}$, und für ein doppelt wirkendes Cylindergebläse: $\frac{3}{4} v A = (1 + {\cdot}004\, t) \mathfrak{V}$, folglich ist der Querschnitt für einfach wirkende Kastengebläse:

$$A = 2 \cdot \tfrac{5}{3} (1 + {\cdot}004\, t) \frac{\mathfrak{V}}{v}$$

und für doppelt wirkende eiserne Cylindergebläse:

$$A = \tfrac{4}{3} (1 + {\cdot}004\, t) \frac{\mathfrak{V}}{v}.$$

Anmerkung. Was die übrigen wesentlichen Dimensionen betrifft, so nimmt man für den Querschnitt der Saugventile bei Kastengebläse $\frac{1}{15}$ bis $\frac{1}{12} A$ und bei Cylindergebläsen $\frac{1}{10}$ bis $\frac{1}{9} A$. Für den Querschnitt der Druckventile kann man $\frac{1}{22}$ bis $\frac{1}{20} A$ nehmen.

Für den Querschnitt der Windleitung nimmt man für kalte Luft $\frac{1}{20}$ von der Summe der Querschnitte sämmtlicher doppelt wirkender Cylinder oder $\frac{1}{10}$ von der Summe der Querschnitte sämmtlicher einfach wirkender Kasten. Für erhitzte Luft mufs dieser Querschnitt, wenn $T$ die Temperatur der erhitzten Luft ist, noch im Verhältnifs von 1 zu $(1 + {\cdot}004\, T)$ vergröfsert werden.

Benützt man einen Regulator von unveräderlichem Volumen (§. 461), so soll dieser 40 bis 60 Mal so grofs seyn als das Luftvolumen, welches derselbe in jeder Secunde aufzunehmen und abzugeben hat. (Über die Summe der Querschnitte sämmtlicher Düsenöffnungen findet man u. A. eine Tabelle in *Redtenbacher*'s Resultate für den Maschinenbau, S. 309.)

Die Geschwindigkeit des Kolbens beträgt im Durchschnitt bei kleinen hölzernen Kastengebläsen 2·4 bis 3·2 und bei gröfseren eisernen Cylindergebläsen 2·8 bis 3·8 Fufs (per Secunde).

Den Kolbenschub nimmt man bei Cylindergebläsen gleich dem Durchmessers des Cylinders und bei Kastengebläsen gleich $\frac{3}{4}$ von der Weite des Kastens.

Was den Luftbedarf eines Hochofens betrifft, so kann man diesen nach dem gröfsten horizontalen Durchmesser oder Querschnitt des Ofens bestimmen, und zwar beträgt diese Luftmenge im Durchschnitt für jeden Quadratfufs dieses gröfsten Querschnittes per Minute

für Holzkohlöfen 32 bis 40 und
,, Koksöfen . . 20 Kubikfufs.

Endlich beträgt die Pressung der Luft in der Windleitung in Quecksilberhöhen ausgedrückt sofort:

| | | | | | |
|---|---|---|---|---|---|
| für | leichte Kohlen aus Tannenholz | $\frac{3}{4}$ | bis | 1 | Zoll, |
| „ | Kohlen aus harzigem Holz . . | 1 | „ | 2 | „ |
| „ | Kohlen aus hartem Holz . . | $1\frac{1}{2}$ | „ | $2\frac{1}{3}$ | „ |
| „ | leichte Koks . . . . . . | 3 | „ | 5 | „ |
| „ | dichte Koks . . . . . . . | 5 | „ | 7 | „ |

## Von der geradlinigen Bewegung geworfener oder fallender Körper in widerstehenden Mitteln.

(§. 467.)

**261.** Hat ein, durch eine stetige Kraft in geradliniger Richtung getriebener Körper fortwährend den Widerstand des umgebenden elastischen Mittels, wie z. B. der Luft, zu überwinden und besitzt der Körper eine solche Form, dafs die Resultante dieses Widerstandes in der Richtung der Bewegung liegt und zugleich durch den Angriffspunct der erwähnten bewegenden Kraft geht; so bezeichne $M$ die Masse des Körpers, $P$ die in der Richtung der Bewegung stetig auf ihn einwirkende Kraft, $Q$ den Widerstand des Mittels in einer der Bewegung direct entgegengesetzten Richtung, $s$ den Abstand des Körpers von irgend einem festen Anfangspunct der Bahn, am Ende der Zeit $t$ und $v$ die Geschwindigkeit des Körpers in demselben Augenblicke. Diefs vorausgesetzt, ist die wirksame Kraft des Körpers (Nr. **56.**) gleich $M\frac{dv}{dt}$ und da nach dem *d'Alembert*'schen Principe, zwischen den auf den Körper angebrachten Kräften und den in entgegengesetzten Richtungen genommenen wirksamen Kräften in jedem beliebigen Zeitmomente Gleichgewicht bestehen mufs (Nr. **61**, Anmerk. 2 u. 7 und Nr. **170**, Anmerk.), so hat man, da $Q$ und $M\frac{dv}{dt}$ die wirksamen Kräfte sind, welche in der, der Bewegung entgegengesetzten Richtung zu nehmen sind und $P$ die Kraft in der Richtung der Bewegung ist, sofort:

$$M\frac{dv}{dt} + Q - P = 0 \quad . \; . \; (a)$$

Anmerkung. Im Falle die Kraft $P$ nach einer, der Bewegung des Körpers direct entgegengesetzten Richtung wirksam wäre, dürfte man in dieser Differenzialgleichung nur $P$ mit entgegengesetztem Zeichen nehmen.

**262.** Was ferner den Widerstand $Q$ betrifft, so ist dieser eine Function von der Geschwindigkeit $v$ und zwar kann man allgemein

$$Q = \alpha(1 + \beta v) v^2 \quad . \quad . \quad (b)$$

setzen, wobei $\alpha$ und $\beta$ constante, von der Natur des umgebenden oder widerstehenden Mittels und der Form des Körpers abhängige Coeffizienten sind. Ist z. B. der bewegte Körper eine Kugel und das umgebende Mittel atmosphärische Luft; so ist nach §. 469, Relat. (2): $Q = \cdot 513\, A q' \frac{v^2}{2g}$ oder wegen (§. 466, Relat. $w$) $q' = q\left(1 + \frac{v}{1317}\right)$

auch: $$Q = \cdot 513\, A q \left(1 + \frac{v}{1317}\right) \frac{v^2}{2g}$$

wobei $A$ die gröfste Kreisfläche der Kugel, $q$ das Gewicht einer Volumeneinheit der Luft und 1317 die Geschwindigkeit bezeichnet, mit welcher unter den im §. 466 gemachten Voraussetzungen die Luft in den leeren Raum fliefsen würde. Es wären also in diesem Beispiele die beiden genannten Coeffizienten $\alpha = \cdot 513 \frac{Aq}{2g}$ und $\beta = \frac{1}{1317}$.

Setzt man nun in der obigen Differenzialgleichung ($a$) für $Q$ den Werth aus der Relation ($b$) und betrachtet jenen Fall, in welchem die Kraft $P$ eine stetig oder constant wirkende ist, wodurch $P$ eine von $t$ und $v$ unabhängige Gröfse wird; so hat man:

$$M \frac{dv}{dt} + \alpha(1 + \beta v) v^2 - P = 0$$

und daraus:

$$dt = -\frac{M dv}{\alpha(1 + \beta v) v^2 - P} \quad . \quad . \quad (1)$$

Aufserdem folgt noch, wegen $ds = v\, dt$:

$$ds = -\frac{M v\, dv}{\alpha(1 + \beta v) v^2 - P} \quad . \quad . \quad (2)$$

Anmerkung. Statt der obigen Zahl 1317 sollte man eigentlich (Formel (4) in Nr. 250, wegen $b = 0$) $\sqrt{2gk}$ und für $k$ den Werth $25932 \times 1\cdot 072 = 27799$ setzen, wenn man nämlich (Note zu Nr. 249) die gewöhnliche äufsere mit Wasserdampf gemischte Luft von 18° $C.$ als 850 Mal leichter als Wasser, bei dessen gröfster Dichtheit, annimmt; mit diesem Werthe erhält man $\sqrt{2gk} = 1313$ Fufs, statt der obigen Zahl von 1317.

Übrigens erscheint diese Zahl ohne strengen Zusammenhang mit der Ausflufsgeschwindigkeit der Luft in den leeren Raum, wofür die oben (in Nr. 254, Anmerk. 2) angeführten Experimentatoren nur 544 Fufs gefunden haben, blofs nur als ein Erfahrungscoeffizient in der obigen Formel ($b$). Für das oben angeführte Gewicht $q$ würde man sonach (Note zu Nr. 249) ·06635 Pfund per Kubikfufs zu setzen haben.

**263.** Wird nun z. B. ein Körper auf einer absolut glatten horizontalen Ebene mit der anfänglichen Geschwindigkeit $V$ fortgeschleudert und wirkt auf denselben während seiner Bewegung keine andere Kraft als der Widerstand der ihn umgebenden atmosphärischen Luft ein; so hat man in den beiden vorigen Differenzialgleichungen (1) und (2) $P = 0$ zu setzen. Dadurch gehen sie über in folgende:

$$dt = -\frac{M\,dv}{\alpha(1+\beta v)v^2} \quad \text{und} \quad ds = -\frac{Mv\,dv}{\alpha(1+\beta v)v^2}.$$

Da sich jedoch der Factor $1+\beta v$, in welchem $\beta$ immer eine sehr kleine Gröfse (z. B. für atmosphärische Luft $=\frac{1}{1317}$) ist, mit der Geschwindigkeit $v$ nur sehr wenig ändert; so kann man dafür einen Mittelwerth setzen und diesen während der ganzen Bewegung durch die Zeit $t$ als constant ansehen. Hat nun $v$ für $t = 0$ den Werth $V$ und für das Ende der Zeit $t$ den Werth $v$, so kann man als einen solchen Mittelwerth

$$B = \frac{(1+\beta V)+(1+\beta v)}{2} = 1 + \tfrac{1}{2}\beta(V+v) \quad . \; . \quad (c)$$

nehmen und daher setzen:

$$dt = -\frac{M}{\alpha B}\cdot\frac{dv}{v^2} \quad \text{und} \quad ds = -\frac{M}{\alpha B}\cdot\frac{dv}{v}$$

so, dafs wenn man innerhalb der Grenzen von $V$ bis $v$ (d. von $t = 0$ bis $t$) integrirt, sofort durch Umkehrung der Grenzen):

$$t = \frac{M}{\alpha B}\int_v^V \frac{dv}{v^2} = \frac{M}{\alpha B}\left(\frac{1}{v} - \frac{1}{V}\right) \quad (3)$$

und

$$s = \frac{M}{\alpha B}\int_v^V \frac{dv}{v} = \frac{M}{\alpha B}\,logn.\left(\frac{V}{v}\right) \quad (4)$$

erhält.

Anmerkung. Aus der erstern dieser Gleichungen erhält man also die Zeit, und aus der letztern den Raum, nach deren Verlauf der Körper noch irgend eine bestimmte Geschwindigkeit $v$ besitzt. Diese Gleichungen zeigen, dafs die Geschwindigkeit $v$ mit der Zunahme von $t$ immer mehr abnimmt und sich ohne Ende der Nulle nähert; soll aber zuletzt $v = 0$ werden, so mufs sowohl die Zeit $t$ als auch der Raum $s$ Unendlich seyn.

**264.** Eliminirt man aus den beiden letzten Gleichungen (3) und (4) die Geschwindigkeit $v$ (wobei $B$ immer als eine constante Gröfse behandelt wird), so erhält man:

$$s = \frac{M}{\alpha B}\,logn.\left(1 + \frac{\alpha B}{M}Vt\right) \quad . \quad (5)$$

So lange nun $t$ noch besonders klein, also $\frac{\alpha B V t}{M}$ ein sehr kleiner Bruch ist, hat man nahe genug $logn\left(1 + \frac{\alpha B}{M}Vt\right) = \frac{\alpha B}{M}Vt$, folglich

$$s = Vt \quad . \quad . \quad (6)$$

dagegen wenn $t$ schon so groſs geworden, daſs man die Einheit gegen $\frac{\alpha B V t}{M}$ auslassen kann

$$s = \frac{M}{\alpha B} \, logn. \frac{\alpha B}{M} V t \quad . \quad . \quad (7)$$

so wie für noch gröſsere Werthe von $t$, für welche man in dem Ausdrucke $log \frac{\alpha B V t}{M} = log \frac{\alpha B V}{M} + log\, t$ das erste Glied ohne Fehler auslassen kann, sofort:

$$s = \frac{M}{\alpha B} \, logn.\, t \quad . \quad . \quad (8)$$

Anmerkung. Drückt man die Masse $M$ des betreffenden Körpers durch das Gewicht $W$ desselben aus, so, daſs also (§. 35, Anmerk. oder Nr. **55**, Anmerk. 3) $M = \frac{W}{g}$ gesetzt wird; so folgt aus der letztern Gleichung (8), daſs wenn von zwei Körpern von ganz gleicher Gröſse und Form (wodurch also der Luftwiderstand für beide derselbe ist), der eine ein gröſseres specifisches (also auch gröſseres absolutes) Gewicht als der andere hat, der erstere nach einer gewissen Zeit $t$ dem letztern vorausgeeilt seyn wird, wenn dieser letztere auch dieselbe oder selbst eine gröſsere Anfangsgeschwindigkeit $V$ als der erstere besaſs.

**265.** In jenen Fällen, in welchen $P$ als eine stetige oder constante Kraft erscheint, welche in directer Richtung der Bewegung wirksam ist, folgt aus den Differenzialgleichungen (1) und (2) (Nr. **262**), wenn man den Werth von $B = 1 + \frac{1}{2}\beta(V + v)$ in $(c)$ (Nr. **263**), bei der Integration von $t = 0$ bis $t = t$, d. i. von $v = V$ bis $v = v$ wieder als einen constanten behandelt und noch Kürze halber den Bruch

$$\frac{\alpha B}{P} = m \quad . \quad . \quad (d)$$

setzt:

$$dt = \frac{M}{P} \cdot \frac{dv}{1 - m v^2} \text{ und } ds = \frac{M}{P} \cdot \frac{v\, dv}{1 - m v^2}$$

und daraus:

$$t = \frac{M}{P} \int_V^v \frac{dv}{1 - m v^2} \quad \text{und} \quad s = \frac{M}{P} \int_V^v \frac{v\, dv}{1 - m v^2}$$

Nun ist (Comp. §. 767):

$$\int \frac{dx}{a - b x^2} = \frac{1}{2\sqrt{ab}} \, logn. \left( \frac{\sqrt{a} + x\sqrt{b}}{\sqrt{a} - x\sqrt{b}} \right) + C$$

folglich, wenn man $a=1$, $b=m$, $x=v$ setzt und die Zeichen ändert, so wie auch statt der Masse $M$ das Gewicht $W$ einführt:

$$t=\frac{W}{2gP\sqrt{m}}\ logn.\left(\frac{V\sqrt{m}-1}{V\sqrt{m}+1}\right)\left(\frac{v\sqrt{m}+1}{v\sqrt{m}-1}\right) \quad . \quad . \quad (9)$$

Ferner folgt ganz einfach (Comp. §. 762) aus dem vorigen Differenzialausdruck von $ds$:

$$s=\frac{W}{2gPm}\ logn.\left(\frac{mV^2-1}{mv^2-1}\right) \quad . \quad . \quad (10)$$

Anmerkung. Diese beiden Formeln (9) und (10) finden z. B. ihre Anwendung bei dem Herabgleiten eines Körpers über eine schiefe Ebene, wobei die Differenz zwischen der Seitenkraft $W\,Sin\,\alpha$, womit der Körper vom Gewichte $W$ über die schiefe Ebene vom Neigungswinkel $\alpha$ herabgeht und den Betrag der Reibung $R$, d. i. $W\,Sin\,\alpha-R=P$ ist und als positiv angenommen wird.

**266.** Für den freien Fall eines Körpers in der Luft und zwar für die uns zu Gebote stehenden Höhen, darf man, wenn $W$ das Gewicht des Körpers ist, in den beiden Formeln (9) und (10) nur $P=W$ setzen, um die hierher gehörigen Formeln zu erhalten. Es ist nämlich dafür:

$$t=\frac{1}{2g\sqrt{m}}\ logn.\left(\frac{V\sqrt{m}-1}{V\sqrt{m}+1}\right)\left(\frac{v\sqrt{m}+1}{v\sqrt{m}-1}\right) \quad . \quad . \quad (11)$$

und

$$s=\frac{1}{2gm}\ logn.\left(\frac{mV^2-1}{mv^2-1}\right) \quad . \quad . \quad (12)$$

wobei (vorige Nr. Relat. $d$) $m=\frac{\alpha B}{W}$ und (Relat. $c$ in Nr. **263**) $B=1+\frac{1}{2}\ (V+v)$ ist.

Ist die Anfangsgeschwindigkeit $V=0$, so verwandeln sich diese beiden Formeln in die folgenden:

$$t=\frac{1}{2g\sqrt{m}}\ logn\ \left(\frac{1+v\sqrt{m}}{1-v\sqrt{m}}\right) \quad . \quad . \quad (13)$$

$$s=\frac{1}{2gm}\ logn.\left(\frac{1}{1-mv^2}\right) \quad . \quad (14)$$

Anmerkung. Ist in den Formeln (11) und (12) $V\sqrt{m}<1$, d. i $V<\frac{1}{\sqrt{m}}$, so mufs auch, damit der Logarithmus, also auch $t$ und $s$ nicht imaginär ausfalle, $v\sqrt{m}<1$, d. i. $v<\frac{1}{\sqrt{m}}$ seyn. Unter dieser Bedingung wächst die Geschwindigkeit $v$ mit der Zeit $t$ jedoch nicht ins Unendliche, sondern nähert sich dabei ohne Ende dem Grenzwerth von $v=\frac{1}{\sqrt{m}}$.

Ist dagegen $V\sqrt{m} > 1$, d. i. $V > \frac{1}{\sqrt{m}}$, so mufs aus demselben Grunde auch $v\sqrt{m} > 1$, d. i. $v > \frac{1}{\sqrt{m}}$ seyn. In diesem Falle nimmt $v$ fortwährend ab, während $t$ zunimmt kann jedoch ebenfalls nicht unter den erwähnten Grenzwerth von $v = \frac{1}{\sqrt{m}}$ herabsinken.

Auch die Formeln (13) und (14) zeigen, dafs beim freien Falle eines Körpers in der Luft, die Geschwindigkeit $v$ nicht jeden beliebig grofsen Werth erreichen kann, sondern an den Grenzwerth $v = \frac{1}{\sqrt{m}}$, welchem sie ohne Ende zustrebt, gebunden ist und diesen nicht überschreiten kann.

Beispiel 1. Für das in §. 467 (S. 444) angeführte Beispiel, in welchem die gröfste Geschwindigkeit gesucht wird, die eine 3·7 Zoll im Durchmesser haltende eiserne Kugel beim freien Falle in der Luft annehmen kann, hat man $A = \cdot 0746$, $W = \cdot 01534 \times 406 = 6\cdot 228$, $\alpha = \frac{\cdot 513 \times \cdot 0746 \times \cdot 06635}{62} = \cdot 000041943$, $\beta = \frac{1}{1317} = \cdot 0007593$, und da durch eine vorläufige Rechnung $v = 370$ gefunden wurde, $B = 1 + \frac{1}{2}\beta v$ (wegen $V = 0$) $= 1\cdot 14047$, so wie endlich $m = \frac{\alpha B}{W} = \cdot 0000076806$ und $\frac{1}{\sqrt{m}} = 360\cdot 83$. Es wäre daher dieser Grenzwerth oder die gröfste Geschwindigkeit von $v$ nahe gleich 361 Fufs, während am angeführten Orte dafür 365 Fufs gefunden wurde.

Würde dieselbe eiserne Kugel von der Spitze des St. Stephansthurmes herabfallen, so würde sie im leeren Raume hierzu (§. 142, Beispiel 4) die Zeit von 5·28 Secunden brauchen und dabei eine Geschwindigkeit von 163·68 Fufs erlangen, indem der Fallraum 432 Fufs beträgt. Bei dem hier angenommenen Luftwiderstande jedoch würde die Kugel, um dieselbe Endgeschwindigkeit von 163·68 Fufs zu erlangen, von einer Höhe von 479·72 Fufs fallen müssen, wozu die Zeit von 5·662 Secunden erforderlich wäre.

Beispiel 2. In welcher Zeit erlangt eine hölzerne Kugel von der vorigen Gröfse (3·7 Zoll Durchmesser) und dem specifischen Gewicht $= \cdot 9$ unter den vorigen Bedingungen (d. i. bei demselben Barometer- und Thermometerstand und demselben Grad der Feuchtigkeit) beim freien Falle eine Geschwindigkeit von 130 Fufs und durch welche Höhe mufs die Kugel dabei fallen?

Da diese Kugel 8 Mal leichter als die vorige eiserne ist (wegen $\frac{7\cdot 2}{\cdot 9} = 8$), so ist dafür $W = \frac{6\cdot 228}{8} = \cdot 7785$, und wegen $B = 1\cdot 0493546$ sofort $m = \cdot 000056536$. Mit diesem Werthe und $v = 130$ folgt aus den obigen Formeln (13) und (14): $t = 9\cdot 5988$ Secunden und $s = 887\cdot 64$ Fufs.

Im luftleeren Raume würde die Kugel in dieser Zeit von nahe 9·6 Secunden eine Geschwindigkeit von 297·55 Fuſs erlangt und dabei einen Weg von 1428 Fuſs zurückgelegt haben, oder die Kugel würde diese gegebene Geschwindigkeit schon in Zeit von nahe 4·2 Secunden erlangt und dabei nur einen Weg von 272·58 Fuſs zurückgelegt haben.

Anmerkung. Für Körper von einem geringen specifischen Gewichte und groſsem Volumen muſs auch noch der Umstand berücksichtigt werden, daſs hinter den in einer Flüssigkeit sich bewegenden Körpern eine gewisse Menge dieser Flüssigkeit mit fortgerissen wird, welche z. B. bei kugelförmigen Körpern ·6 von dem Volumen des Körpers selbst ausmacht.

**267.** Wir wollen schlüſslich noch den Fall betrachten, in welchem die obige constante Kraft $P$ der Bewegung direct entgegengesetzt wirkt, diese daher (Nr. **261**, Anmerk.) in den Formeln (1) und (2) (Nr. **262**) mit entgegengesetzten Zeichen zu nehmen ist.

Setzt man daher wieder $1+\frac{1}{2}\beta(V+v)=B$, $\frac{\alpha B}{P}=m$ und $M=\frac{W}{g}$, so erhalten diese beiden genannten Differenzialgleichungen die Form:

$$dt=-\frac{W}{gP}\cdot\frac{dv}{1+mv^2} \text{ und } ds=-\frac{W}{gP}\cdot\frac{v\,dv}{1+mv^2}.$$

Nun ist (Comp. S. 302, §. 764)

$$\int\frac{dx}{a+bx^2}=\frac{1}{\sqrt{ab}}\,arc\,tang.\left(x\sqrt{\frac{b}{a}}\right)+C$$

folglich $$t=\frac{W}{gP}\int_v^V\frac{dv}{1+mv^2} \text{ d. i.}$$

$$t=\frac{W}{gP\sqrt{m}}\left[arc.\,tang.\,V\sqrt{m}-arc.\,tang.\,v\sqrt{m}\right]\quad.\;(15)$$

Ferner ist ganz einfach $s=\frac{W}{gP}\int_v^V\frac{v\,dv}{1+mv^2}$ d. i.

$$s=\frac{W}{2gPm}\,logn.\left(\frac{1+mV^2}{1+mv^2}\right)\;.\;.\quad(16)$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt, daſs $v$ abnimmt wenn $t$ und $s$ zunehmen und daſs für einen gewissen Werth von $t=T$ und $s=S$ die Geschwindigkeit $v=0$ wird. Bezeichnet man den entsprechenden Werth von $B$, nämlich $1+\frac{1}{2}\beta V$ mit $B'$ und jenen $\frac{\alpha B'}{P}$ mit $m'$; so hat man:

$$T=\frac{W}{gP\sqrt{m'}}\,arc.\,tang.\,V\sqrt{m'}\;.\;.\quad(17)$$

und

$$S=\frac{W}{2gPm'}\,logn.(1+m'V^2)\;.\;.\quad(18)$$

Anmerkung. Die beiden Formeln (15) und (16 finden z. B. ihre Anwendung in jenem Falle, in welchem ein Körper auf einer horizontalen Ebene fortgeschleudert wird, wo dann $P$ die von der Geschwindigkeit unabhängige Reibung zwischen dem Körper und der Ebene bezeichnet.

**268.** Wird ein schwerer Körper mit der Anfangsgeschwindigkeit $V$ vertical aufwärts geworfen, so darf man in den letztern 4 Formeln nur $P = W$ setzen, um die entsprechenden Werthe für $t$, $s$, $T$ und $S$ zu erhalten. Die gröfste Höhe $S$, welche der Körper dabei erreichen kann, folgt also aus der Formel:

$$S = \frac{1}{2\,g\,m'}\ logn.(1 + m'\,V^2)$$

und die hierzu nöthige Zeit aus jener

$$T = \frac{1}{g\sqrt{m'}}\ arc.tang.\,V\sqrt{m'}$$

Anmerkung 1. Ist $V$ sehr klein oder das Gewicht $W$ bedeutend grofs, wodurch $m'$ sehr klein wird, so kann man $log\,(1 + m'\,V^2) = m'\,V^2$ setzen und dann wird $S = \frac{V^2}{2\,g}$, d. h. der Körper erreicht dann sehr nahe jene Höhe, auf welche er auch im luftleeren Raume steigen würde.

Anmerkung 2. Setzt man diesen Werth von $S$ statt $s$ in der Formel (14) und bestimmt aus der entstehenden Gleichung den Werth von $v$; so erhält man die Geschwindigkeit, welche ein mit der Geschwindigkeit $V$ vertical aufwärts geworfener Körper in dem Augenblicke besitzt, in welchem er beim Zurück- oder Herabfallen an dem Ausgangspunct anlangt. Setzt man, was hierbei ohne Fehler geschehen kann, $B' = B$, also auch $m' = m$; so erhält man auf diese Weise für die genannte Geschwindigkeit:

$$v = \frac{V}{\sqrt{[1 + m'\,V^2]}},$$

so, dafs also immer $v < V$ ist.

Für sehr kleine Werthe von $V$ oder grofse Werthe von $W$ (wodurch $m'$ klein wird), kann man $m'\,V^2$ gegen die Einheit auslassen und dann wird sehr nahe $v = V$.

Für sehr grofse Werthe von $V$ oder kleine Werthe von $W$ kann man dagegen umgekehrt die Einheit gegen $m'\,V^2$ weglassen und dann wird nahe $v = \frac{1}{\sqrt{m'}}$, welches sofort der oben erwähnte Grenzwerth ist, welchem sich ein in der Luft frei fallender Körper fortwährend nähert.

Beispiel. Wird eine 4zöllige eiserne 10 Pfund schwere Kugel mit 100 Fufs Geschwindigkeit vertical aufwärts geworfen, so erreicht sie, wegen $A = \cdot 08727$, $W = 10$, $V = 100$, $B' = 1\cdot 037965$, und (wenn man wieder denselben Zustand der Luft, wie in den vorigen Beispielen, voraussetzt) $m' = \cdot 0000049615$, die Höhe von:

$$S = 157{\cdot}42 \text{ Fuſs}$$

und zwar während der Zeit von $T = 3{\cdot}174$ Secunden.

Im luftleeren Raume würde diese Kugel eine Höhe von 161·3 Fuſs erreicht, und dazu die Zeit von 3·226 Secunden gebraucht haben.

Hätte die Kugel bei demselben Volumen nur das Gewicht von 1 Pfund, so würde sie unter gleichen Umständen bloſs die Höhe von nahe 131 Fuſs erreichen können und dazu nahe 2·73 Secunden benöthigen. Im luftleeren Raume würden um diese Höhe zu erreichen nur 2·46 Secunden und eine Anfangsgeschwindigkeit von 76·26 Fuſs nöthig seyn.

## Geschwindigkeit des ausströmenden Dampfes.

(§. 482.)

**269.** Nach *Gay-Lussac*'s Versuchen wiegt ein Liter Wasserdampf bei $100^0\,C.$ Temperatur und ·76 Meter Barometerstand ·5895 Gramme, dagegen 1 Liter atmosphärische trockene Luft unter denselben Verhältnissen ·9454 Gramme, folglich ist das specifische Gewicht des Dampfes gegen Luft $s = \frac{5895}{9454} = {\cdot}6235456$.

Setzt man nun in der Formel (2) der Nr. **249** nach der Bemerkung dieser Nr. (Anmerk.), statt $k$ den Quotienten $\frac{k}{s}$ und für $k$ den Werth aus ($\alpha$) derselben Nr., nämlich $k = \frac{25165}{{\cdot}6235456}(1 + n\,t) = 40358(1 + {\cdot}00366\,t)$; so erhält man, wenn man auch zugleich den natürlichen Logarithmus in den gemeinen umwandelt, d. i. $logn.\,x = 2{\cdot}3026\;log\,vulg.\,x$ setzt und reducirt, für die Ausfluſsgeschwindigkeit des Dampfes:

$$v = 2400\sqrt{\left[(1 + n\,t)\,log\,v.\,\frac{P}{p}\right]} \quad (1)$$

dabei bezeichnet $P$ die Spannung oder den Druck des Dampfes im Gefäſs auf den Quadratfuſs oder Quadratzoll und $p$ die Spannung, welche in dem Raume herrscht, nach welchem der Dampf entweicht, gemessen durch den Druck wie vorhin, beziehungsweise auf den Quadratfuſs oder Quadratzoll; auch können $P$ und $p$ wieder durch die Barometerstände ausgedrückt werden, da es sich dabei überhaupt nur um das Verhältniſs $\frac{P}{p}$ dieser beiden Spannungen oder Drücke handelt.

Was die Spannkraft $p$ oder den Druck in Pfunden auf den Qudratfuſs bei der Temperatur $t^0\,C$ anbelangt, so ist diese in §. 473 in den beiden Formeln (1) und (2) annähernd angegeben; es ist nämlich, wegen

$p = 766{\cdot}925\,h$ Pfund, wenn man nämlich das specifische Gewicht des Quecksilbers bei $0^0$ gleich $13{\cdot}5982$, folglich das Gewicht von 1 Kubikfufs Quecksilber bei dieser Temperatur gleich $13{\cdot}5982 \times 56{\cdot}4 = 766{\cdot}925$ Pfund setzt, und den mittlern Barometerstand mit $\cdot 76$ Meter $= 2{\cdot}4043$ Fufs in Rechnung bringt, für Dampfspannungen bis 4 Atmosphären:

$$p = 24{\cdot}258\left(\frac{t+75}{85}\right)^6 \quad . \; . \; (a)$$

und für höhere Dampfspannungen:

$$p = 1845\,({\cdot}2847 + {\cdot}007153\,t)^5 \quad . \; . \quad (b)$$

**270.** Um das Gewicht eines bestimmten Dampfvolumens bei einer gegebenen Temperatur zu bestimmen, sey $v$ das Volumen und $\varDelta$ das Gewicht der cubischen Einheit des Dampfes bei der Temperatur $= t$ und dem Drucke $= p$ auf die Flächeneinheit; ferner bezeichne $v'$, $\varDelta'$ und $p'$ dasselbe für die Temperatur $= t'$; so ist (§. 475, Relat. 4):

$$\frac{v}{v'} = \left(\frac{1+nt}{1+nt'}\right)\frac{p'}{p}$$

und da sich die Gewichte verkehrt wie die Volumina verhalten, nämlich $\frac{\Delta}{\Delta'} = \frac{v'}{v}$ ist, so hat man:

$$\varDelta = \frac{1+nt'}{1+nt} \cdot \frac{p}{p'}\,\varDelta'.$$

Ist nun unter dem mittlern Luftdruck von $1{\cdot}033$ Kilogramm auf den Qudratcentimeter, d. i. von $1844{\cdot}6$ (oder nahe $1845$) Pfund auf den Quadratfufs und der Temperatur von $100^0$ *C.* das Gewicht von 1 Kubikmeter Dampf $= {\cdot}5895$ (nach andern Angaben ${\cdot}5913$) Kilogramme, d. i. von 1 Kubikfufs $= {\cdot}033248$ (nach der andern Angabe ${\cdot}033357$) Pfund; so folgt aus dieser Formel, wenn man $t' = 100$, $p' = 1844{\cdot}6$, $\varDelta' = {\cdot}0331634$ und $n = {\cdot}00366$ setzt und gehörig reducirt:

$$\varDelta = {\cdot}000024625\,\frac{p}{1+nt} \quad . \; . \; (c)$$

wobei $p$ aus der betreffenden Formel $(a)$ oder $(b)$ der vorigen Nr. zu nehmen ist.

Anmerkung 1. Bezeichnet man das relative Volumen des Dampfes, durch $\mu$, das Gewicht von 1 Kubikfufs Wasser durch $\gamma$, das Gewicht eines Kubikfufs Dampfes, dessen Spannung auf den Quadratfufs $p$ Pfunde beträgt, wie zuvor durch $\Delta$; so ist (§. 476) $\mu = \frac{\gamma}{\Delta}$.

Nun kann man aber auch näherungsweise $\mu = \frac{1}{\alpha + \beta p}$ setzen, wobei nach *Pambour*, auf das französische Mafs bezogen (wo also $p$ den Druck des Dampfes auf den Quadratmeter in Kilogramm bezeichnet) für Dämpfe von niederer Spannung (für Dampfmaschinen mit Condensation) $\alpha = \cdot 0^4 4227$, $\beta = \cdot 0^7 529$ und für Dämpfe von hoher Spannung (für Dampfmaschinen ohne Condensation) $\alpha = \cdot 0^3 1421$, $\beta = \cdot 0^7 471$ oder auf das Wiener Mafs und Gewicht bezogen, beziehungsweise (§. 477) $\alpha = \cdot 0^4 4227$, $\beta = \cdot 0^6 296$ und $\alpha = \cdot 0^3 1421$, $\beta = \cdot 0^6 264$ gesetzt werden kann. Es ist also auch $\frac{\gamma}{\Delta} = \frac{1}{\alpha + \beta p}$ oder $\Delta = \gamma\alpha + \gamma\beta p$ und wenn man $\gamma\alpha = \alpha'$ $\gamma\beta = \beta'$ setzt auch

$$\Delta = \alpha' + \beta' p \quad . \; . \quad (d)$$

dabei ist für französisches Mafs, wegen $\gamma = 1000$ (indem ein Kubikmeter reines Wasser im Zustande seiner gröfsten Dichtigkeit, d. i. bei $4^0$ *C.* 1000 Kilogramme wiegt) für Dämpfe von niederer Spannung (etwa bis 2 Atmosphären) $\alpha' = \cdot 04227$, $\beta' = \cdot 0^4 529$ und für Dämpfe von hoher Spannung $\alpha' = \cdot 1421$, $\beta' = \cdot 0^4 471$, oder auf das Wiener Mafs bezogen, wegen $\gamma = 56 \cdot 4$, in diesen beiden Fällen $\alpha' = 0023840$, $\beta' = \cdot 0^4 16708$ und $\alpha' = \cdot 0080142$, $\beta' = \cdot 0^4 14877$.

Da jedoch *Pambour* in der zweiten Ausgabe seiner Theorie der Dampfmaschinen vom J. 1844 die Formel für das relative Volumen des Dampfes, der gröfsern Einfachheit wegen, in der Form $\mu = \frac{m}{n + p}$ schreibt und für französisches Mafs, für Dämpfe von niederer Spannung $m = 20000000$, $n = 1200$, und für Dämpfe von hoher Spannung $m = 21232000$, $n = 3020$ setzt; so würde diefs beziehungsweise auf das französische Mafs bezogen $\alpha = \cdot 0^4 6$, $\beta = \cdot 0^7 5$, $\alpha' = \cdot 06$, $\beta' = \cdot 0^4 5$ und $\alpha = \cdot 0^3 14224$, $\beta = \cdot 0^7 471$, $\alpha' = \cdot 14224$, $\beta' = \cdot 0^4 471$, dagegen auf das Wiener Mafs reducirt $\alpha = \cdot 0^4 6$, $\beta = \cdot 0^6 2802$, $\alpha' = \cdot 003384$, $\beta' = \cdot 0^4 15804$ und (für hochgespannte D.) $\alpha = \cdot 0^3 14224$, $\beta = \cdot 0^6 26396$, $\alpha' = \cdot 008022$, $\beta' = \cdot 0^4 148877$ geben.

Wir halten jedoch die älteren *Pambour*'schen Coeffizienten für genauer als diese letzteren, welche allerdings den Vorzug besitzen, dafs sie in runden Zahlen ausgedrückt sind.

*Navier* nahm für hohen Druck $\alpha' = \cdot 09$ und $\beta' = \cdot 0^4 484$, welche Werthe jedoch weniger genau sind.

*Redtenbacher* nimmt (in der Formel $\Delta = \alpha' + \beta' p$) auf das französische Mafs bezogen, für Dämpfe von 1 bis 2 Atmosphären Spannung $\alpha' = \cdot 06295$, $\beta' = \cdot 0^4 51$ und für Dämpfe von 2 bis 5 Atmosphären Spannkraft $\alpha' = \cdot 1427$, $\beta' = \cdot 0^4 473$; diefs gibt auf das Wiener Mafs bezogen beziehungsweise $\alpha' = \cdot 0035504$, $\beta' = \cdot 0^4 16121$ und $\alpha' = 0080488$, $\beta' = \cdot 0^4 1495$

So erhält man z. B. für das Gewicht von 1 Kubikfufs Dampf von 2 Atmosphären Spannkraft, welcher sofort die Temperatur von $121 \cdot 4^0$ *C.* entspricht, wegen $p = 2 \times 1844 \cdot 6 = 3689 \cdot 2$ Pfund und für den Ausdehnungscoeffizienten $n = \cdot 00366$ nach der obigen Formel $(c)$: $\Delta = \cdot 063137$, dagegen nach der Formel $(d)$ mit den *Pambour*'schen Coeffizienten von

$\alpha' = \cdot002384$ und $\beta' = \cdot0^4 16708$ sofort $\Delta = \cdot064022$, und mit den von *Redtenbacher* aufgenommenen Coeffizienten, $\Delta = \cdot063024$ Pfund.

Für das Gewicht eines Kubikfuſs Dampfes von 4 Atmosphären Spannkraft, welchem die Temperatur von $145\cdot4^\circ$ *C.* entspricht, hat man nach der Formel ($c$): $\Delta = \cdot11858$ und nach jener ($d$) mit den Coeffizienten $\alpha' = \cdot0080142$, $\beta' = \cdot0^4 14877$ sofort $\Delta = \cdot117781$, so wie mit den obigen Coeffizienten $\alpha' = \cdot0080488$ und $\beta' = \cdot0^4 1495$, auch $\Delta = \cdot118356$.

Anmerkung 2. Schreibt man die Formel für das relative Volumen des Dampfes in der einfachern Form von

$$\mu = \frac{m}{n+p} \quad . \quad . \quad (e)$$

so hat man, wenn $p$ den Druck des Dampfes in Pfunden auf den Wiener Quadratfuſs bezeichnet, näherungsweise nach den ältern *Pambour*'schen Coeffizienten:

$$\left.\begin{array}{ll} \text{für Dämpfe von niederer Spannkraft} & \begin{cases} m = 3378378 \\ n = 143 \end{cases} \\ \text{„ „ „ hoher „} & \begin{cases} m = 3787879 \\ n = 538 \end{cases} \end{array}\right\} \quad (a)$$

nach den für das englische Maſs angegebenen Zahlen (von $m = 4100000$, $n = 250$ und $m = 4348000$, $n = 620$) reducirt:

$$\begin{cases} m = 3571490 \\ n = 218 \end{cases} \quad \text{und} \quad \begin{cases} m = 3787520 \\ n = 540 \end{cases} \quad (b)$$

dagegen nach den für das französische Maſs angegebenen Zahlen (von $m = 20000000$, $n = 1200$ und $m = 21232000$, $n = 3020$) reducirt:

$$\begin{cases} m = 3568560 \\ n = 224 \end{cases} \quad \text{und} \quad \begin{cases} m = 3788383 \\ n = 539 \end{cases} \quad (c)$$

**271.** Hat man nach der Formel (1) in Nr. **269** die Geschwindigkeit $v$ des unter der Spannung $P$ in einen Raum, in welchem der Druck $p$ und die Temperatur $t$ herrscht, ausströmenden Dampfes bestimmt; so findet man, wenn die Ausfluſsöffnung $= a$ und der betreffende Contractionscoeffizient $= m$ ist, das Gewicht $Q$ des per Secunde ausströmenden Dampfes aus der Formel

$$Q = m\, a\, \Delta\, v \quad . \quad . \quad (2)$$

wobei $\Delta = \cdot00002456 \dfrac{p}{1+nt}$ (Relat. $c$) oder

$$\Delta = \alpha + \beta p \text{ (Relat. } d\text{, in der vorigen Nr.)}$$

zu setzen ist.

Beispiel. Strömt z. B. Dampf von $106\frac{1}{4}^\circ$ *C.* aus einer Ventilöffnung von 4 Zoll Durchmesser in einen Raum vom mittleren Barometerstand $= 2\cdot4043$ Fuſs ($= \cdot76$ Meter) und setzt man voraus, daſs der Dampf die diesem Drucke entsprechende Temperatur von $100^\circ$ *C.* annimmt; so hat man zuerst für das Gewicht von 1 Kubikfuſs Dampf von der Temperatur von $100^\circ$, also der Spannkraft oder dem Drucke von 1844·6 Pfund auf den Quadratfuſs, nach der Formel $(c)$: $\Delta = {\cdot}033165$ und nach jener $(d)$: $\Delta = {\cdot}033262$. Ferner ist nach der Formel (1) in Nr. **269** die Ausfluſsgeschwindigkeit, wegen $P = 2280{\cdot}4$, $p = 1844{\cdot}6$ und $n\,t = {\cdot}00366 \times 106{\cdot}25 = 1{\cdot}3889$ sofort: $v = 858$ Fuſs.

Setzt man nun den Contractionscoeffizienten $m = {\cdot}8$, so folgt aus der vorigen Formel (2), wegen $a = {\cdot}08727$ mit dem erstern Werthe von $\Delta$ nahe $Q = 1{\cdot}987$ und mit dem zweiten Werthe von $\Delta$: $Q = 1{\cdot}992$ Pfund.

Da nun das relative Volumen des Dampfes von dieser Dichte (§. 475) nahe $= 1700$ ist, so beträgt das per Secunde ausströmende Volumen Dampf im erstern Falle nahe 59·89 und im letztern 60 Kubikfuſs. Dieses Volumen ist nämlich $= \frac{Q}{56{\cdot}4} \times 1700$ oder auch (Relat. 2 dieser Nr.) $= \frac{Q}{\Delta} = m\,a\,v$.

## Gröſse der Sicherheitsventile bei Dampfkesseln.

(§. 501.)

**272.** Nach der Relation (1) in Nr. **269** ist $v = 2400 \sqrt{\left[(1 + {\cdot}00366\,t)\,log\,v.\,\frac{P}{p}\right]}$ die Geschwindigkeit des aus einer Öffnung ausströmenden Dampfes, wenn $P$ den innern, der Temperatur $t$ entsprechenden Dampfdruck und $p$ den äuſsern Druck bezeichnet. Setzt man daher den Flächeninhalt der Ventilöffnung $= f$ und die per Secunde aus dieser Öffnung ausströmende Dampfmenge, dem Volumen nach $= M$; so ist, wenn man vorläufig von der Contraction des Dampfstrahles abstrahirt oder unter $f$ den Querschnitt des zusammengezogenen Strahles versteht, diese Dampfmenge unter dem äuſsern Druck $p$ gemessen $M = fv$, dagegen unter dem innern Druck $P$ gemessen $M' = \frac{p}{P} fv$ oder für $v$ den Werth gesetzt:

$$M' = 2400\,\frac{p}{P}\,f \sqrt{\left[(1 + {\cdot}00366\,t)\,log\,v.\,\frac{P}{p}\right]}$$

Ist $\gamma_1$ das Gewicht von 1 Kubikfuſs Dampf im Kessel, nämlich von dem Drucke oder der Spannung $P$ und der Temperatur $t$, so wie $G$ das Gewicht des Dampfvolumens $M'$; so ist das Gewicht des Dampfes, welches per Secunde aus der Ventilöffnung ausströmt:

$$G = M'\gamma$$

oder wegen (Relat. $c$, in Nr. **270**)

$$\gamma_1 = {\cdot}000024625\,\frac{P}{1 + {\cdot}00366\,t},$$