

# **Badische Landesbibliothek Karlsruhe**

**Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe**

## **Theoretische Maschinenlehre**

in 4 Bänden

Theorie der Kraftmaschinen

**Grashof, Franz**

**Leipzig, 1890**

I. Dampfmaschinen

[urn:nbn:de:bsz:31-282943](https://nbn-resolving.org/urn:nbn:de:bsz:31-282943)

Abstellens der Maschine mancherlei Erwägungen in Betracht kommen können, welche, weil lediglich praktischer Natur, hier von der Erörterung ausgeschlossen sind.

## I. Dampfmaschinen.

### a. Dampfkessel.

#### §. 63. Uebersicht üblicher Arten und zu Grunde liegender Gesichtspunkte.

Der Kreislauf des Wassers in einer Dampfmaschine mit Condensation umfasst insbesondere die Vorgänge in dreierlei Räumen, bezw. Bestandtheilen der vollständigen Maschine: im Kessel, im Cylinder (bezw. in den zwei oder mehr Cylindern) und im Condensator; bei einer Dampfmaschine ohne Condensation kann nach §. 60 die Atmosphäre als Condensator von besonderer Art angesehen werden. In dem gewöhnlich aus Eisenblech hergestellten Kessel findet die Mittheilung von Wärme und Verdampfung des Wassers, im Cylinder die im Allgemeinen mit weiterer Expansion des Dampfes verbundene Arbeitsleistung, im Condensator die Entziehung von Wärme und Condensation des Dampfes zu Wasser statt, abgesehen von mehr oder weniger nebensächlichen Vorgängen, von welchen im Fortgange der folgenden Erörterungen die Rede sein wird. Obschon sonach der Kessel im Princip als Bestandtheil der vollständigen Dampfmaschine zu betrachten ist, ist seine gesonderte Besprechung doch schon zur Vermeidung von Wiederholungen angezeigt, sofern die gleiche Kesselanlage mit übrigens verschiedenartigen Maschinen, und umgekehrt dasselbe Maschinensystem mit verschiedenartigen Kesselanlagen verbunden sein kann.

Entsprechend der Aufgabe eines Dampfkessels, in einer gewissen Zeit die Verwandlung einer gewissen Menge Speisewasser von gegebener Temperatur möglichst ökonomisch in gesättigten Dampf von höherer Temperatur und entsprechender Pressung zu vermitteln, sind verschiedene Kessel-Formen und Anordnungen gebräuchlich, deren Beurtheilung von den Umständen und Anforderungen des betreffenden Falles abhängig und dabei besonders durch die Rücksichten bezüglich der Oberfläche auf die Heizfläche, bezüglich des Volumens auf den Wasserraum und Dampfraum, sowie auch auf die Trennungsfläche dieser beiden Räume bedingt ist.

Heizfläche ist die Fläche des Theiles der Kesselwand, welcher einerseits von den Heizgasen (den gasförmigen Producten der Feuerung), andererseits von Wasser berührt wird; der Theil derselben, welcher ev.

der Bestrahlung durch den glühenden Brennstoff und die Flamme ausgesetzt ist, heisst directe Heizfläche. Zwar werden auch wohl die Heizgase, bevor sie in die Esse abziehen, an einem andererseits von Dampf berührten Theile der Kesselwand entlang geführt; doch wird dieser nicht als Heizfläche gerechnet, sofern die hier wesentlich schwächere Wärmeübertragung nur zur Trocknung des mehr oder weniger feuchten Dampfes dienen kann. Ist  $D$  die in der Zeiteinheit, etwa in der Stunde zu entwickelnde Dampfmenge, so wird die dazu erforderliche Heizfläche  $F$  (mit welcher im Allgemeinen natürlich die Grösse und die Kosten des Kessels wachsen) verkleinert durch Vergrößerung ihrer durchschnittlichen specifischen Verdampfung  $\frac{D}{F}$ , was insbesondere durch Vergrößerung der durchschnittlichen Temperatur der Heizgase längs der Heizfläche infolge grösserer Anstrengung des Kessels, d. h. durch Vergrößerung von  $\frac{B}{F}$ , nämlich der pro 1 Quadratmeter Heizfläche stündlich verbrannten Brennstoffmenge  $B$  geschehen kann; freilich muss dann jene Vergrößerung von  $\frac{D}{F}$  durch eine erheblichere Vergrößerung von  $\frac{B}{F}$ , somit durch Verkleinerung von  $\frac{D}{B}$ , d. h. der mit 1 Kgr. Brennmaterial zu verdampfenden Wassermenge erkauft werden. Von den Umständen hängt es ab, ob das eine oder das andere ausschlaggebend ist. Unter allen Umständen ist die specifische Verdampfung durch Verminderung des Widerstandes gegen die Wärmeübertragung thunlichst zu befördern, indem die betreffende Kesselwand aussen von Flugasche, innen von Schlamm und Kesselstein möglichst frei gehalten, sowie durch angemessene Form und Lagerung des Kessels grössere Dampfansammlungen längs der Heizfläche verhindert werden, dagegen eine lebhaftere Bewegung des Wassers längs derselben befördert wird.

Je grösser der Wasserraum (der von Wasser erfüllte Raum) eines Dampfkessels ist, desto kleiner ist die Veränderlichkeit der Temperatur und Spannung in demselben infolge der immer mehr oder weniger ungleichförmigen Speisung, Dampfentnahme durch die Maschine und Wärmemittheilung durch die Feuerung, desto längere Zeit erfordert dann aber das Anheizen, und desto mehr wächst der Wärmeverlust, welcher bei längeren Betriebspausen mit der Erkaltung des Kessels verbunden ist. Hinsichtlich angemessener Grösse des Wasserraumes sind deshalb in hohem Grade die jeweiligen Umstände massgebend.

Ein grosser Dampfraum befördert die Trennung des Dampfes von mitgerissenem Wasser; doch kann auch bei mässiger verhältnissmässiger Grösse des Dampfraumes dasselbe durch entsprechende Anordnungen, insbesondere durch thunlichste Entfernung des Dampfauslassventils von der Wasseroberfläche im Kessel erzielt werden, z. B. mit Hilfe eines Dampfdomes oder Dampfsammlers, der mit dem Kesselraume zunächst über der Wasseroberfläche durch eine nicht zu grosse Oeffnung communicirt, um den unmittelbaren Einfluss der Wallungen des Wassers von ihm abzuhalten. Ein Wassergehalt des Betriebsdampfes ist nicht nur insofern nachtheilig, als die Wärme dieses Wassers bei der Einströmung des Dampfes in den Cylinder und bei seiner Expansion keine Gelegenheit zur Umsetzung in nützliche Arbeit findet, sondern auch deshalb, weil das betreffende Wasser bei der Ausströmung des Dampfes in den Condensator bezw. in die Atmosphäre noch nachträglich verdampft werden kann durch Wärme, welche von der Cylinderwand abgegeben wird und demnächst durch solche Wärme ersetzt werden muss, welche unter anderen Umständen nützliche Arbeit hätte leisten können.

Auch durch eine grosse Trennungsfläche des Wasser- und Dampfraumes wird die Trockenheit des entwickelten Dampfes befördert, indem seine Entwicklung ohne zu heftige Wallungen des Wassers erleichtert wird. Mit Rücksicht auf die Gefährlichkeit von Wassermangel im Kessel werden zudem die Speisevorrichtungen stets viel leistungsfähiger eingerichtet, als unter normalen Umständen nöthig wäre, so dass die Speisung gewöhnlich mit Unterbrechungen stattfindet; die dadurch bedingten Veränderungen der Höhenlage der Wasseroberfläche sind um so kleiner, je grösser diese Oberfläche ist. —

Die üblichen Kesselformen sind ausser durch die besprochenen Erwägungen besonders noch bedingt durch die Rücksicht auf grösstmögliche Widerstandsfähigkeit gegen den Dampfdruck. Dieselbe hat in Verbindung mit praktischen Rücksichten (auf die Herstellung des Kessels selbst, des Heizcanals u. s. w.) in der Hauptsache die Cylinderform herrschend gemacht; die Anwendung ebener Kesselwände wird auf besondere Umstände beschränkt, wie sie z. B. bezüglich der Feuerbüchsen von Locomotivkesseln vorliegen.

Durchmesser und Länge des einfachen Cylinderkessels sind praktisch beschränkt; insbesondere wird der Durchmesser, mit welchem nahe proportional auch die Blechdicke wachsen muss, selten  $> 1,8$  Mtr. gemacht. Eine Vergrösserung der Heizfläche kann aber durch Verbindung des cylindrischen Hauptkessels mit Siederöhren oder Heizröhren erzielt werden.

Siederöhren sind cylindrische geschlossene Röhren, welche (gewöhnlich eine, zwei oder drei) unterhalb des Hauptkessels durch Stutzen mit ihm communicirend verbunden sind und bei vollständiger Wassererfüllung von den Heizgasen äusserlich berührt werden. Heizröhren oder Flammröhren sind durch den Wasserraum des Kessels der Länge nach hindurchgeführt, so dass sie äusserlich vom Wasser berührt werden, während die Heizgase hindurchströmen. Der Wasserraum wird somit durch Siederöhren vergrössert, durch Heizröhren verkleinert.

Soll in den Siederöhren das Wasser wirklich bis zum Sieden erhitzt werden, so ist es nöthig, sie etwas geneigt anzuordnen und den Verbindungsstutzen an der höchsten Stelle anzubringen, damit der Dampf ohne Ansammlung im Sieder ungehindert in den Hauptkessel gelange; oft haben indessen die Sieder nur die Aufgabe der Erwärmung des Wassers bis nahe zur Siedetemperatur, in welchem Falle sie als Vorwärmer bezeichnet werden.

Eine besonders ausgiebige Vergrösserung der Heizfläche kann durch Heizröhren dann erzielt werden, wenn sie nicht einfach oder zweifach als verhältnissmässig weite, sondern in grösserer Zahl als entsprechend enge Röhren durch den Wasserraum geführt werden. Dergleichen im engeren Sinne sogenannte Heizröhren- oder schlechtweg Röhrenkessel sind insbesondere als Schiffs- und Locomotivkessel, überhaupt als transportable Kessel gebräuchlich, bei welchen es vorzugsweise darauf ankommt, eine grosse Heizfläche in beschränktem Raume zu beschaffen. In der That wird durch  $n$  Heizröhren vom Durchmesser  $d$  statt einer einzigen vom Durchmesser  $d_0$  bei gleicher Länge und bei gleicher Grösse des Gesamtquerschnitts, d. h. im Falle

$$n d^2 = d_0^2$$

die Heizfläche vergrössert im Verhältnisse

$$\frac{n d}{d_0} = \sqrt{n}.$$

Unter Röhrenkesseln schlechtweg versteht man übrigens heutzutage vorzugsweise und passender solche, welche gleichfalls besonders zum Zwecke grosser Heizfläche in kleinem Raume lediglich aus engeren Röhren bestehen, welche letzteren somit den Charakter nicht von Heizröhren, sondern von Siederöhren haben. Durch den Ausschluss von weiten unter Druck stehenden Röhren oder Kesselbestandtheilen überhaupt wird zugleich die Explosionsgefahr wesentlich vermindert trotz kleinerer Wandstärken.

Demselben Zwecke (Vergrößerung der Heizfläche ohne Vergrößerung des ganzen Volumens) dienen auch manche andere mehr oder weniger künstliche Modificationen oder Zugaben des Kessels, insbesondere z. B. die Galloway-Röhren, nämlich kurze nach oben etwas erweiterte conische Röhren, welche in nahe verticaler Lage das Flammrohr eines Kessels quer durchsetzen und zugleich eine wirksame Versteifung dieses, wenn auch in solchem Falle länglich rund im Querschnitte gemachten, Flammrohrs, sowie eine vortheilhafte Circulation des Wassers vermitteln. Weniger Anwendung haben die Field-Röhren gefunden, nämlich unten abgerundet geschlossene Röhren, welche vom Wasserraum sich vertical hängend in den Feuerraum erstrecken und in welchen durch coaxiale engere und beiderseits offene Röhren eine lebhafte Circulation des Wassers (im inneren Rohre abwärts, im hohleylindrischen Raume zwischen ihm und dem äusseren Rohre aufwärts) stattfindet, freilich kaum in dem Grade, dass die störende Wirkung dieser hängenden Röhren als Schlammstücke dadurch verhindert werden könnte. —

Eine Kesselanlage umfasst bei gegebener Form des Kessels ausser der Lagerung desselben insbesondere die Anordnung der Feuerung (des Herdes), des Heizcanals, dessen einzelne am Kessel entlang geführte Strecken als Züge bezeichnet werden, und der Esse. Die Lage des Kessels ist in der Regel nahe horizontal, nur unter besonderen Umständen (bei beschränkter Grundfläche) vertical.

In Betreff der Beschaffenheit und Bedienung des Herdes sei auf Bd. I, §§. 162 und 163 verwiesen. Bezüglich seiner Lage gegen den Kessel sind Vorfeuerung, Unterfeuerung und Innenfeuerung zu unterscheiden, deren Vorzüge und Nachteile aus den Erörterungen a. a. O. hervorgehen; im Allgemeinen lässt sich annehmen, dass die Vorfeuerung für  $\eta_1$  (§. 62), die Unter- und Innenfeuerung für  $\eta_2$  günstiger ist, während die verhältnissmässige Grösse des resultirenden Wirkungsgrades  $\eta_1 \eta_2$  der Anlage in diesen verschiedenen Fällen nicht ohne Weiteres und allgemein beurtheilt werden kann. Der Wirkungsgrad  $\eta_1$  des Herdes, ausser von seiner eigenen auch von der Beschaffenheit und Art des Brennmaterials, sowie von der Geschicklichkeit und Sorgfalt des Heizers abhängig, schwankt zwischen ziemlich weiten Grenzen, bei Steinkohlenfeuerung etwa zwischen 0,7 und 0,9. Einfache und Siederkessel erhalten meistens Unterfeuerung, und zwar Siederkessel unter dem Hauptkessel oder unter den Siedern, jenachdem letztere nur als Vorwärmer oder als eigentliche Sieder wirken sollen; Flammrohr- und Heizröhrenkessel erhalten oft auch Innenfeuerung, erstere in den Flammrohren, bezw. in

dem einen solchen Rohre, letztere in einer Feuerbüchse, an welche sich die engeren Heizröhren anschliessen. Die Feuerung des Tenbrink-Kessels ist als Combination von Unter- und Innenfeuerung zu betrachten; letztere, gewöhnlich zweifach, befindet sich in stark abwärts geneigten kurzen Flammrohren, die einen kurzen und verhältnissmässig weiten, im Uebrigen mit Wasser erfüllten Cylinderkessel diametral durchsetzen, welcher quer unter dem Hauptkessel, bezüglich seines Wasserraumes mit ihm communicirend, angebracht ist.

Die Anordnung des Heizcanals, welcher mit einem, zwei oder drei Längszügen bezw. ein- bis dreimal am Kessel entlang geführt zu werden pflegt, bietet grosse Mannigfaltigkeit dar. Bei einfachen Cylinderkesseln ist kein Grund vorhanden, dem Heizcanale mehr als einen Zug zu geben längs der unteren Hälfte der Kesselwand bei überall gleicher radialer Weite dieses Canals.

Bei Siederrohrkesseln mit eigentlichen Siedern kann der erste Zug längs diesen, der zweite, durch ein Gewölbe vom ersten getrennt, am Ober- oder Hauptkessel entlang geführt werden. Sollen aber die sogenannten Sieder im Wesentlichen nur als Vorwärmeröhren dienen, so werden sie erst durch den zweiten, bezw. durch einen zweiten und dritten Zug geheizt. In diesem letzteren Falle kann dadurch, dass das Speisewasser an dem Ende eingeführt wird, wo die Heizgase zur Esse abziehen, der Heizfläche der Vorwärmeröhren (d. i. ihrer ganzen Oberfläche) annähernd die grössere Wirksamkeit einer Gegenstromheizfläche (Bd. I, §. 166) gegeben werden, wobei freilich die Möglichkeit nicht ausgeschlossen ist, dass die niedrige Temperatur des Kessels an jener Einführungsstelle des Speisewassers zur Condensation von Wasserdampf der auch schon erheblich abgekühlten Heizgase und dadurch zu Rostbildung Gelegenheit giebt.

Wenn bei Flammrohrkesseln die Heizgase nicht nur in einem Zuge längs dem Kessel geleitet werden, wie es insbesondere bei fehlender Einmauerung und vielen engeren Flammröhren oft der Fall ist, z. B. bei Locomotivkesseln, vielmehr in zwei oder drei Zügen, so ist es rathsam und üblich, den ersten oder wenigstens den zweiten Zug durch die Flammrohre gehen zu lassen; im Gegensatz zu äusseren Zügen wirken sie mit ihrer ganzen Oberfläche als Heizfläche, und es kommt diese grössere Leistungsfähigkeit um so mehr zur Geltung, je höher die Temperatur der Heizgase ist. Freilich ist damit der Uebelstand verbunden, dass die stärker erwärmten Flammröhren auch mehr ausgedehnt werden, als die Aussenwand des Kessels, wodurch schädliche Spannungen verur-

sacht werden. Vortheilhaft u. a. auch in dieser Beziehung sind wellenförmige Flammröhren, kurz Wellröhren genannt, deren ringsumlaufende abgerundete Erhöhungen und Vertiefungen die erwünschte Nachgiebigkeit gegen fragliche Einwirkung gewähren.

Während ein äusserer Zug nur mit einem Theile seiner Wand als Heizfläche wirkt, verursacht der andere Theil Wärmeverluste, welche den Wirkungsgrad  $\frac{1}{2}$  des Heizcanals entsprechend verkleinern. Diese Verluste können vermindert werden durch theilweise Verwerthung der betreffenden Wärme zur Vorwärmung der Verbrennungsluft, indem dieselbe z. B. bei eingemauerten Kesseln durch einen im Mauerwerke ausgesparten Canal strömen muss, um unter den Rost zu gelangen. —

Einzelheiten in den erwähnten Beziehungen bleiben hier ausser Betracht, insbesondere auch die Ausrüstung eines Kessels (Sicherheitsventile, Wasserstandszeiger u. s. w.) und die Blechstärken, überhaupt die Festigkeitsverhältnisse. In den folgenden Paragraphen wird nur eingehender gehandelt von den Verhältnissen eines Kessels bezüglich der besonders massgebenden Grössen  $B$  (stündlicher Brennmaterialverbrauch,  $D$  (stündliche Dampfentwicklung) und  $F$  (Heizfläche); ferner von den Mitteln zur Bewirkung des nöthigen Zuges, d. i. der hinlänglich schnellen strömenden Bewegung von Verbrennungsluft und Heizgasen durch die Brennstoffschiebt auf dem Roste, den Heizcanal und die Esse, sowie von der Speisung des Kessels und der Vorwärmung des Speisewassers.

#### §. 64. Gesetzmässigkeit des Wärmedurchganges von den Heizgasen durch die Kesselwand zum Wasser.

Untersuchungen über die Verhältnisse von Dampfkesseln bezüglich der Wirksamkeit von Heizflächen erfordern vor Allem eine hinlänglich zutreffende Annahme in Betreff der Gesetzmässigkeit des Wärmedurchganges durch die der Heizfläche entsprechende Kesselwand. In Wirklichkeit ist dieselbe sehr verwickelt und von manchen mehr oder weniger zufälligen Umständen abhängig; man muss sich mit einer Annäherung begnügen, welche bei hinlänglicher Einfachheit ihrer rechnerischen Verwerthung zu Ergebnissen führt, die mit praktischen Erfahrungen genügend übereinstimmen.

Wenn man, unter  $t$  und  $t'$  die Temperaturen bezw. der Heizgase und des Wassers verstanden, die durch 1 Quadratmeter Kesselwand stündlich übertragene Wärme

$$Q_1 = k(t - t')$$

setzt, so ist nach Bd. I, §. 164, Gl. (7):

$$\frac{1}{k} = \frac{1}{\alpha} + \frac{1}{\alpha'} + \frac{e}{\lambda} \dots \dots \dots (1),$$

unter  $\alpha$  und  $\alpha'$  die sogenannten Uebergangskoeffizienten bezüglich der äusseren und inneren Wandoberfläche (übergehende Wärmemengen für je 1° Temperaturdifferenz beiderseits von dieser Fläche), unter  $\lambda$  den Leitungskoeffizienten von der einen zur anderen Fläche durch die Wand von der Dicke  $e$  hindurch verstanden (geleitete Wärme für je 1° Temperaturgefälle pro Längeneinheit); diese Grössen sind ebenso wie der resultirende Durchgangskoeffizient  $k$  auf das Meter als Längeneinheit und die Stunde als Zeiteinheit bezogen.

Nun kann man zunächst bemerken, dass durch den Leitungswiderstand des Kesselblechs und durch den Uebergangswiderstand von ihm zum Wasser der Coefficient  $k$  nur ganz nebensächlich beeinflusst wird; denn wäre selbst  $e = 0,014$  Mtr., so wäre nach (1) mit

$$\lambda = 28 \text{ und } \alpha' = 5000 \text{ (Bd. I, §. 165)}$$

und mit  $\frac{1}{\alpha} = 0$ :

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\alpha'} + \frac{e}{\lambda}} = \frac{1}{0,0002 + 0,0005} = 1428,$$

während erfahrungsmässig diese für jeden Grad der beiderseitigen Temperaturdifferenz durch 1 Quadratmeter Heizfläche in einer Stunde durchschnittlich übertragene Wärme nur 20 bis 40 Calorien beträgt.

Was den somit vorzugsweise massgebenden Widerstand gegen den Uebergang der Wärme aus den Heizgasen in die Kesselwand betrifft, so wäre, unter

$t$  die Temperatur der Heizgase,

$t'$  die Temperatur der von ihnen berührten Oberflächenschicht der Wand,

$t''$  die Oberflächentemperatur äusserer Körper verstanden, mit welchen jene Wandschicht in Wärmeaustausch durch Strahlung sich befindet, gemäss den Untersuchungen von Dulong und Petit, über welche in Bd. I, §. 165. unter 3) berichtet wurde, die stündlich pro 1 Quadratmeter Wandfläche übergehende Wärme:

$$\left. \begin{aligned} Q_1 &= B + S \dots \dots \dots \\ B &= 0,55 b (t - t')^{1,233} \dots \dots \dots \\ S &= 125 s (1,0077^{t''} - 1,0077^{t'}) \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (2).$$

$B$  ist der Theil dieser Wärme, welcher durch Berührung,  $S$  derjenige, welcher durch Strahlung der Kesselwand mitgetheilt wird. Setzt man dabei gemäss den Angaben am angeführten Orte

$b = 4$ ,  $s = 2,77$ , so ist mit  $t' = 150$ ,  $1,0077^{t'} = 3,16$ :

$$\left. \begin{aligned} B &= 2,2 (t - t')^{1,233} \dots \dots \dots \\ S &= 1094 (1,0077^{t'' - t} - 1) \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (3).$$

Mit  $B$  und  $S$  ergibt sich

$$\alpha = \frac{Q_1}{t - t'} = \frac{B + S}{t - t'} \dots \dots \dots (4),$$

dann aus Gl. (1) mit obigen Werthen von  $\alpha'$ ,  $\lambda$  und  $e$ :

$$k = \frac{1}{0,0007 + \frac{1}{\alpha}} \dots \dots \dots (5).$$

Ist die betrachtete Heizfläche ein Theil der Wandfläche des äusseren Zuges eines eingemauerten Kessels, so kann die Temperatur der übrigen Wandfläche dieses Zuges, mit welcher die Heizfläche in Wärmeaustausch durch Strahlung sich befindet, nahe  $= t$ , d. h.  $t'' = t$  gesetzt werden, und man findet aus (3), (4), (5) z. B. für

$t - t' = t'' - t' =$	100	200	300
$B =$	643	1512	2493
$S =$	1262	3978	9828
$S : B =$	1,96	2,63	3,94
$\alpha =$	19,0	27,4	41,1
$k =$	18,8	26,9	40,0.

Gehört die Heizfläche einem Flammrohre an, so ist irgend ein Element derselben, dessen angrenzende Wandschicht die Temperatur  $t'$  besitzt, in Wärmeaustausch durch Strahlung mit Wandschichten, deren mittlere Temperatur auch  $= t'$  ist, so dass, wenn solche Strahlung im Wesentlichen nur zwischen festen Körpern stattfindet, nach (3) mit  $t'' = t'$  sich  $S = 0$ , somit  $\alpha$  und  $k$  erheblich kleiner ergeben würden, um so mehr, als die Temperaturdifferenz  $t - t'$ , mit welcher im Falle  $t'' = t$  das Verhältniss  $S : B$  wachsend gefunden wurde, bei Dampfkesseln im Durchschnitt wesentlich  $> 300^\circ$  ist. Eine Ueberlegenheit der äusseren über die innere Heizfläche in solchem Grade giebt die Erfahrung nicht zu erkennen, und ist deshalb zu schliessen, dass die Wärmestrahlung im Wesentlichen aus dem Inneren der Heizgase heraus stattfindet, so dass zur Berechnung von  $\alpha$  und  $k$  nach (3) bis (5) in allen Fällen  $t'' = t$  zu setzen wäre, wenn nicht die grosse Verschiedenheit der Umstände bei den Versuchen von Dulong

und Petit, welche den Gleichungen (2) zugrundeliegen, im Vergleich mit den Umständen des Dampfkesselbetriebes überhaupt die Anwendung jener Versuchsergebnisse auf Dampfkessel bedenklich erscheinen liesse. Auch umfassten die Versuche nur Temperaturdifferenzen  $t - t'$  bis  $260^{\circ}$ , während sie bei Dampfkesseln bis  $1000^{\circ}$  und darüber betragen können. Mit Sicherheit ist vorstehender Erörterung nur zu entnehmen, dass  $k$  mit  $t - t'$  wächst, dass also mit wachsender Temperaturdifferenz der Wärmedurchgang verhältnissmässig mehr zunimmt, als diese; in welchem Grade und nach welchem Gesetze, ist aber am besten den Ergebnissen des Dampfkesselbetriebes zu entnehmen.

Besonders geeignet dazu sind Versuche von Noeggerath („Civilingenieur“, Bd. X) mit einer offenen Abdampfpfanne, welche von der Feuerbrücke aus längs dem Heizcanal durch Scheidewände in 10 gleiche Abtheilungen getheilt war, so dass sich die Wassermengen leicht bestimmen liessen, welche unter atmosphärischem Drucke durch gleiche Heizflächen und unter sonst gleichen Umständen, nur bei allmählich abnehmender Temperatur der Heizgase, in längeren gleichen Zeiträumen verdampft wurden. Ist allgemein  $t'$  die constante Temperatur des Wassers (hier  $= 100^{\circ}$ ), sind ferner  $t$  und  $t + dt$  ( $dt$  negativ) die Temperaturen in zwei unendlich nahe benachbarten Querschnitten des Heizcanals, zwischen welchen das Element  $dF$  der Heizfläche enthalten ist, und wird der Wärmedurchgang versuchsweise der  $(1 + x)$ ten Potenz der bezüglichen Temperaturdifferenz proportional gesetzt, so ist, unter  $\mu$  eine Constante verstanden, die durch das Flächenelement  $dF$  stündlich übertragene Wärme:

$$dQ = \mu (t - t')^{1+x} \cdot dF.$$

Ist ferner  $B$  Kgr. die stündlich verbrannte Brennstoffmenge,  $G$  die pro 1 Kgr. desselben resultirende Gasmenge mit der specifischen Wärme  $c$ , und  $w$  die Wärme, welche für jede durch die Heizfläche übertragene Wärmeeinheit durch die übrige Heizfläche des Heizcanals nach aussen abgegeben wird (dieses Verhältniss  $w$  als constant vorausgesetzt), so ist auch:

$$dQ = - \frac{B G c}{1 + w} dt.$$

Die Gleichsetzung beider Ausdrücke von  $dQ$  ergibt

$$dF = \frac{B G c}{(1 + w) \mu} \frac{- dt}{(t - t')^{1+x}}$$

und die Grösse der Heizfläche, längs welcher  $t$  von  $t_0$  bis  $t_1$  abnimmt,

$$F = \frac{B G c}{(1+w) \mu x} \left[ \frac{1}{(t_1 - t')^x} - \frac{1}{(t_0 - t')^x} \right] \dots \dots \dots (6).$$

Sind nun  $t_0, t_1, t_2, t_3$  die Gastemperaturen in solchen Querschnitten des Heizcanals, welche dem Anfang und Ende von irgend drei aufeinander folgenden Abtheilungen der Siedepfanne entsprechen, also  $t_1 - t_0, t_2 - t_1, t_3 - t_2$  die den gleichen Heizflächen  $F$  dieser Abtheilungen entsprechenden Temperaturabnahmen des Gasstroms, welchen die in diesen Abtheilungen gleichzeitig verdampften Wassermengen  $D_1, D_2, D_3$  proportional sind, so gilt Gl. (6) unmittelbar für die erste Abtheilung, bei Vertauschung von  $t_0$  mit  $t_1$  und  $t_1$  mit  $t_2$  für die zweite, von  $t_0$  mit  $t_2$  und  $t_1$  mit  $t_3$  für die dritte. Daraus folgt mit den Bezeichnungen

$$\Delta_0 = t_0 - t', \Delta_1 = t_1 - t', \Delta_2 = t_2 - t', \Delta_3 = t_3 - t'$$

$$\frac{1}{\Delta_1^x} - \frac{1}{\Delta_0^x} = \frac{1}{\Delta_2^x} - \frac{1}{\Delta_1^x} = \frac{1}{\Delta_3^x} - \frac{1}{\Delta_2^x}$$

$$\left(\frac{\Delta_1}{\Delta_0}\right)^x + \left(\frac{\Delta_1}{\Delta_2}\right)^x = 2 = \left(\frac{\Delta_2}{\Delta_1}\right)^x + \left(\frac{\Delta_2}{\Delta_3}\right)^x \dots \dots \dots (7),$$

und weil ferner sich verhält:

$$\begin{aligned} D_1 : D_2 : D_3 &= t_0 - t_1 : t_1 - t_2 : t_2 - t_3 \\ &= \Delta_0 - \Delta_1 : \Delta_1 - \Delta_2 : \Delta_2 - \Delta_3, \end{aligned}$$

so ist mit der Bezeichnung  $a = \frac{\Delta_1}{\Delta_2}$  und mit Rücksicht auf die erste der Gleichungen (7):

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{\Delta_0 - 1}{1 - \frac{\Delta_2}{\Delta_1}} = \frac{\frac{1}{(2 - a^x)^{\frac{1}{x}}} - 1}{1 - \frac{1}{a}}$$

sowie mit Rücksicht auf die zweite Gleichung (7):

$$\frac{D_2}{D_3} = \frac{\frac{\Delta_1}{\Delta_2} - 1}{1 - \frac{\Delta_3}{\Delta_2}} = \frac{a - 1}{1 - \left(2 - \frac{1}{a^x}\right)^{\frac{1}{x}}}$$

oder mit den Bezeichnungen  $q_1 = \frac{D_1}{D_2}$  und  $q_2 = \frac{D_2}{D_3}$ :

$$\frac{1}{2 - a^x} = \left(q_1 + 1 - \frac{q_1}{a}\right)^x$$

und

$$\frac{1}{2 - \frac{1}{a^x}} = \left(1 - \frac{a-1}{q_2}\right)^x$$

oder

$$\left. \begin{aligned} \frac{a^x}{2 - a^x} &= [(q_1 + 1)a - q_1]^x \\ \frac{a^x}{2a^x - 1} &= \left(\frac{q_2 + 1 - a}{q_2}\right)^x \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8).$$

Diese Gleichungen bestimmen  $a$  und  $x$ , doch ist bei ihrer transcedenten Form die Eliminirung von  $a$  zur Entwicklung von  $x$  nicht möglich. Setzt man aber versuchsweise  $x = 1$ , so lassen sich die Gleichungen (8) umformen in

$$a = 2(q_1 + 1)a - 2q_1 - (q_1 + 1)a^2 + q_1 a$$

$$a = 2 \frac{q_2 + 1}{q_2} a - \frac{2}{q_2} a^2 - \frac{q_2 + 1}{q_2} + \frac{1}{q_2} a$$

oder in

$$a^2 - \frac{3q_1 + 1}{q_1 + 1} a + \frac{2q_1}{q_1 + 1} = 0$$

$$a^2 - \frac{q_2 + 3}{2} a + \frac{q_2 + 1}{2} = 0.$$

Diese Gleichungen haben beide die Wurzel  $a = 1$ , welche hier ohne Bedeutung ist, ausserdem

die erste:  $a = \frac{2q_1}{q_1 + 1}$ , die zweite:  $a = \frac{q_2 + 1}{2}$ ,

so dass die Annahme  $x = 1$  die Beziehung

$$f(q_1, q_2) = (q_1 + 1)(q_2 + 1) - 4q_1 = 0 \dots \dots \dots (9)$$

zur Folge hat, welche zur Prüfung der Annahme dienen kann.

Die folgende Zusammenstellung enthält unter der Bezeichnung  $D$  die Wassermengen, welche bei einem der Noeggerath'schen Versuche\* mit 1 Kgr. Koks in den einzelnen 10 Abtheilungen der Siedepfanne verdampft wurden, in den anderen Columnen die Verhältnisse  $q$  der aufeinander folgenden Werthe von  $D$  und die Werthe von  $f(q_1, q_2)$ , welche den aufeinander folgenden Werthen von  $q$  entsprechen.

Nr.	$D$	$q$	$f(q_1, q_2)$	Nr.	$D$	$q$	$f(q_1, q_2)$
1	1,5118	1,9913	-0,646	6	0,1918	1,3264	0,022
2	0,7592	1,4469	0,211	7	0,1446	1,2899	0,051
3	0,5247	1,4518	0,106	8	0,1121	1,2753	-0,439
4	0,3614	1,4117	-0,016	9	0,0879	1,0489	
5	0,2560	1,3347	0,093	10	0,0838		

\* Siehe den Aufsatz „Eine neue Dampfkesseltheorie“ von Prof. R. R. Werner in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1877, S. 145.

Wäre der Wärmedurchgang der bezüglichen Temperaturdifferenz einfach proportional, also  $x = 0$ , so wäre Gl. (6) zu ersetzen durch

$$F = \frac{B G c}{(1 + w) \mu} \ln \frac{t_0 - t'}{t_1 - t'}$$

hier wäre also

$$\frac{t_0 - t'}{t_1 - t'} = \frac{A_0}{A_1} = \frac{A_1}{A_2} = \dots = \frac{A_0 - A_1}{A_1 - A_2} = \frac{A_1 - A_2}{A_2 - A_3} = \dots$$

$$\frac{D_1}{D_2} = \frac{D_2}{D_3} = \dots, \text{ d. h. } q_1 = q_2 = \dots$$

und nach (9):

$$f(q_1, q_2) = (q_1 + 1)^2 - 4 q_1 = (q_1 - 1)^2$$

= einer positiven Grösse. Der Umstand, dass  $f(q_1, q_2)$  gemäss obiger Tabelle im Mittel einen kleinen negativen Werth = - 0,077 hat, könnte sogar auf einen Werth von  $x$  schliessen lassen, der noch etwas  $> 1$  ist. Indessen hat Werner aus der Gesammtheit der Noeggerath'schen und anderer Versuche

$$x = 1, \text{ ausserdem } \mu = 0,06$$

gefolgert, somit die bei den Temperaturen  $t$  und  $t'$  bezw. der Heizgase und des Wassers durch 1 Quadratmeter Heizfläche stündlich übertragene Wärme

$$= \mu A^2 = 0,06 (t - t')^2 \dots \dots \dots (10).$$

Wenn längs einer Heizfläche  $F$  die Temperatur der Heizgase von  $t_0$  bis  $t_1$ , ihr Ueberschuss über die constante Wassertemperatur  $t'$  von  $A_0$  bis  $A_1$  abnimmt, so ist die stündlich durch  $F$  übertragene Wärme  $Q$  mit Rücksicht auf den Verlust  $w Q$ :

$$Q = \frac{B G c}{1 + w} (t_0 - t_1) = \frac{B G c}{1 + w} (A_0 - A_1).$$

Setzt man auch

$$Q = \mu F A_m^2,$$

unter  $A_m$  eine hierdurch definirte mittlere betreffende Temperaturdifferenz verstanden, so folgt:

$$F = \frac{B G c}{(1 + w) \mu} \frac{A_0 - A_1}{A_m^2}.$$

Indem aber nach Gl. (6) mit  $x = 1$  auch

$$F = \frac{B G c}{(1 + w) \mu} \left( \frac{1}{A_1} - \frac{1}{A_0} \right) = \frac{B G c}{(1 + w) \mu} \frac{A_0 - A_1}{A_0 A_1}$$

ist, so folgt schliesslich

$$A_m^2 = A_0 A_1 \dots \dots \dots (11),$$

und die Wärme, welche durch die Heizfläche  $F$  bei von  $A_0$  bis  $A_1$  abnehmendem Temperaturüberschusse der Heizgase stündlich übertragen wird,

$$Q = \mu F A_0 A_1 \dots \dots \dots (12).$$

Diese Gleichung wird mit  $\mu = 0,06$  nach Werner im Folgenden zugrunde gelegt.

§. 65. Directe und indirecte Heizfläche.

Im Folgenden sei für Meter, Kilogramm, Stunde und Grade Celsius als Einheiten:

- $D$  das stündlich verdampfte Wassergewicht,
- $B$  das dazu auf dem Roste verbrannte Brennstoffgewicht,
- $F$  die Grösse der gesammten Heizfläche,
- $F_0$  die Grösse einer directen, also dann
- $F - F_0$  diejenige der indirecten Heizfläche,
- $R$  die Grösse der Rostfläche,
- $K$  der Heizeffect des Brennstoffes (bei vollkommener Verbrennung von 1 Kgr. desselben entwickelte Wärme),
- $G$  das pro 1 Kgr. desselben resultirende Heizgasgewicht,
- $c$  die specifische Wärme der Heizgase (bei constantem Druck),
- $Q$  die durch die ganze Heizfläche,
- $Q_0$  die durch eine directe Heizfläche allein stündlich übertragene Wärme,
- $wQ$  die Wärme, welche durch die nicht als Heizfläche dienende Wand des Heizcanals stündlich verloren geht,
- $t_0$  die grösste Temperatur über dem Roste,
- $t$  die Temperatur der Heizgase über der Feuerbrücke, d. h. zwischen Herd und Heizcanal,
- $t_1$  die Temperatur, mit welcher die Heizgase durch den Fuchs in die Esse abziehen,
- $t'$  die als überall gleich gross vorausgesetzte Temperatur im Kessel,
- $t_0'$  die Temperatur des Speisewassers,

$$A_0 = t_0 - t', \quad A = t - t', \quad A_1 = t_1 - t'.$$

Im Falle einer Vorfeuerung ist  $F_0 = 0$ ; eine Wärmeabgabe findet im Herde nur insoweit statt, als durch seinen Wirkungsgrad  $\eta_1$  mitberücksichtigt ist. Somit kann

$$t = t_0 = \frac{\eta_1 K}{G c} \dots \dots \dots (1)$$

gesetzt werden abgesehen von der meistens verhältnissmässig kleinen Temperatur der dem Roste zuströmenden Luft; bei vorgewärmter Verbrennungsluft wären um einen ihrer Temperatur nahe gleich kommenden Betrag  $t_0$  und  $t$  zu vergrössern. Nach Gl. (12) im vorigen Paragraph ist ferner

$$Q = \mu F A_0 A_1 \dots \dots \dots (2)$$

mit  $\mu = 0,06$ . Wenn mit  $t_0'$ ,  $t'$  und  $D$  auch

$$Q = D(606,5 + 0,305 t' - t_0')$$

gegeben ist, desgleichen  $K$  mit Rücksicht auf die Art des Brennstoffes, und wenn  $\eta_1$ ,  $G$ ,  $c$  und  $t_1$  (bezw.  $A_1$ ) angenommen werden, so ist  $A_0$  mit  $t_0$  durch (1), dann  $F$  durch (2) bestimmt.

Für eine Unterfeuerung kann in der Regel  $F_0 = R$ , für eine Innenfeuerung  $F_0 = 1,5 R$  bis  $2 R$  gesetzt werden. Wenn dann gemäss Bd. I, §. 161 angenommen wird, dass von der durch die Verbrennung von 1 Kilogr. Brennstoff im Herde nutzbar entwickelten Wärme  $\eta_1 K$  der Theil  $s \eta_1 K$  der directen Heizfläche  $F_0$  zugestrahlt wird, ohne zur Temperaturerhöhung der Heizgase beizutragen, so ist

$$t_0 = \frac{(1-s) \eta_1 K}{G c} \dots \dots \dots (3)$$

und  $t < t_0$ , weil eine weitere Wärmeübertragung durch  $F_0$  von den Heizgasen aus stattfindet, bevor dieselben über die Feuerbrücke in den Heizcanal strömen. Unter der Voraussetzung, dass diese Temperatur  $t$  längs der ganzen directen Heizfläche  $F_0$  in deren Nähe stattfindet, ist

$$Q_0 = \mu F_0 A^2 + s \eta_1 K B \dots \dots \dots (4)$$

$$Q - Q_0 = \mu (F - F_0) A A_1 \dots \dots \dots (5)$$

und dabei  $t$  bestimmt durch die Gleichung:

$$\mu F_0 A^2 = B G c (t_0 - t) = B G c (A_0 - A) \dots \dots \dots (6)$$

Sind in diesem Falle gegeben

ausser  $t'$ ,  $Q$ ,  $K$  auch  $F_0$  (bezw.  $F_0:F$ )

und angenommen

ausser  $\eta_1$ ,  $G$ ,  $c$ ,  $t_1$  auch  $B$  (bezw.  $B:F$ ) und  $s$ ,

so bestimmen die Gleichungen (3) bis (6):  $t_0$ ,  $t$ ,  $Q_0$  und  $F$ .

Besonders willkürlich ist die Annahme des Coefficienten  $s$ , dessen Werth übrigens nur klein anzunehmen ist, nachdem im vorigen Paragraph auf eine im Wesentlichen aus dem Inneren der Heizgase heraus stattfindende Wärmestrahlung zu schliessen war. Insoweit dieselbe dem Temperaturüberschusse  $A$  entspricht, ist ihr Einfluss schon im ersten

Gliede des Ausdruckes (4) von  $Q_0$  enthalten, so dass der Coefficient  $s$  nur noch dem Mehrbetrage der dem grösseren Temperaturüberschusse  $\Delta_0$  entsprechenden Wärmestrahlung Rechnung zu tragen hat. Unter diesen Umständen werde einfacher mit Werner

$$Q_0 = \mu F_0 \Delta_0 \Delta \dots \dots \dots (7)$$

gesetzt, im Ausdrucke (4) also der unsichere zweite Summand weggelassen und dafür im ersten der Factor  $\Delta^2$  durch das etwas grössere Product  $\Delta_0 \Delta$  ersetzt, vorbehaltlich genügender Uebereinstimmung der daraus sich ergebenden Folgerungen mit der Erfahrung. Die Wirksamkeit der directen Heizfläche wird dadurch gerade so beurtheilt, als ob sie nur ein Theil einer vollständig indirecten Heizfläche  $F$  wäre, und die Temperatur der Heizgase über der Feuerbrücke = ihrer Temperatur am Ende dieser Abtheilung  $F_0$  von  $F$  folgt aus der Gleichung:

$$\mu F \Delta_0 \Delta_1 = \mu F_0 \Delta_0 \Delta + \mu (F - F_0) \Delta \Delta_1$$

$$\Delta = \frac{F \Delta_0 \Delta_1}{F_0 \Delta_0 + (F - F_0) \Delta_1} \dots \dots \dots (8).$$

Bei Annahme der Gleichung (7) ist eine Unterscheidung verschiedener Anordnungen der Feuerung im Folgenden nicht nöthig, ausser dass in Gl. (3) mit  $s = 0$  der Wirkungsgrad  $\eta_1$  für eine Unter- oder Innenfeuerung unter sonst gleichen Umständen etwas kleiner zu schätzen ist, als für eine Vorfeuerung.

#### §. 66. Erfahrungsmässige Kesselverhältnisse.

Die Verhältnisse der Grössen  $D$ ,  $B$ ,  $F$ ,  $R$  (§. 65) sind sehr verschieden für verschiedene Brennstoffe und für verschiedene Betriebsarten eines Dampfkessels, welche letzteren ausser von besonderen Umständen, wie sie z. B. bei Locomobilen und Locomotiven vorhanden sind, bei stationären Kesseln vorzugsweise davon abhängen können, ob es mehr darauf ankommt, mit Schonung des Kessels selbst bezüglich seiner Leistungsfähigkeit den Heizeffect des Brennstoffs so viel wie möglich auszunutzen, oder durch Anstrengung des Kessels so viel wie möglich Dampf zu erzeugen. Als Anhalt in dieser Beziehung mögen die folgenden Angaben von v. Reiche (siehe auch G. Herrmann's Bearbeitung von Weisbach's Lehrbuch der Ingenieur- und Maschinen-Mechanik, II. Theil, 2. Abth., S. 897) dienen. Für die von v. Reiche angegebenen Grenzen der Verhältnisse  $B:R$  und  $F:R$  sind dabei Mittelwerthe gesetzt; hinzugefügt sind die Angaben für einen durchschnittlichen Betrieb. In

allen Fällen haben die Verhältnisse  $\frac{D}{F}$  und  $\frac{D}{B}$  das Verhältniss  $\frac{B}{F}$  zur Folge, dieses und  $\frac{B}{R}$  das Verhältniss  $\frac{F}{R}$ .

Art des Brennstoffs und des Betriebes.		$\frac{D}{F}$	$\frac{D}{B}$	$\frac{B}{F}$	$\frac{B}{R}$	$\frac{F}{R}$
Westfälische Steinkohle.	Stark geschont	10	9	$1\frac{1}{9}$	50	45
	Mässig geschont	$16\frac{2}{3}$	8	$2\frac{1}{12}$	70	$33\frac{3}{5}$
	Mässig angestrengt	$23\frac{1}{3}$	7	$3\frac{1}{3}$	90	27
	Stark angestrengt	30	6	5	100	20
	Durchschnittlich	20	$7\frac{1}{2}$	$2\frac{2}{3}$	80	30
Beste Braunkohle	Stark geschont	10	$3\frac{1}{3}$	3	100	$33\frac{1}{3}$
	Mässig geschont	$16\frac{2}{3}$	3	$5\frac{5}{9}$	160	$28\frac{4}{5}$
	Mässig angestrengt	$23\frac{1}{3}$	$2\frac{2}{3}$	$8\frac{3}{4}$	250	$28\frac{4}{7}$
	Stark angestrengt	30	$2\frac{1}{3}$	$12\frac{6}{7}$	360	28
	Durchschnittlich	20	3	$6\frac{2}{3}$	200	30
Locomobile	40	8	5	230	46	
Locomotive	30	5 *	6	192	32	

Um daraus insbesondere für stationäre Kessel mit Steinkohlenfeuerung, d. h. aus den 5 ersten Gruppen zusammengehöriger Verhältnisswerthe, einige Folgerungen zu ziehen bezüglich der Grössen

$$\eta_1, \eta_2, t_0, t_1 \text{ und } G,$$

werde beispielsweise in allen Fällen  $t' = 150^0$  angenommen (einer Dampfspannung =  $4\frac{3}{4}$  Atm. entsprechend), also die zur Verdampfung von 1 Kgr. Wasser nöthige Wärme

$$q = 606,5 + 0,305 \cdot 150 - t_0' = 652 - t_0' \dots \dots \dots (1),$$

dabei aber  $t_0'$  in der Weise verschieden, wie die erste Columne der folgenden Tabelle angiebt, indem die Angaben für den stark geschonten Kessel im Allgemeinen ohne Zweifel erheblich vorgewärmtes Speisewasser voraussetzen. Für den Wirkungsgrad der Kesselanlage

$$\eta_1 \eta_2 = \frac{Q}{BK} = \frac{q}{K} \frac{D}{B} \dots \dots \dots (2)$$

ergeben sich dann mit den oben angeführten Verhältnissen  $\frac{D}{B}$  und mit

$$K = 7500, \eta_1 = 0,84$$

die in der zweiten und dritten Columne der folgenden Tabelle eingetragenen Werthe von  $\eta_1 \eta_2$  und von  $\eta_2$ . Nach (1) und (2) im vorigen Paragraph ist nun:

\* Als Durchschnitt dürfte diese Angabe (Steinkohle oder Coks vorausgesetzt) zu klein sein.

$$t_0 = \frac{\eta_1 K}{Gc} \text{ und } qD = \mu F A_0 A_1 \dots \dots \dots (3)$$

sowie ohne Weiteres gemäss den Bedeutungen der bezüglichen Buchstaben:

$$(1 + w) q D = B G c (t_0 - t_1) \dots \dots \dots (4)$$

oder auch mit den angenommenen Werthen von  $t$ ,  $K$ ,  $\eta_1$  und mit  $\mu = 0,06$ :

$$Gc = \frac{6300}{t_0} = \frac{6300}{A_0 + 150} \dots \dots \dots (5)$$

$$q \frac{D}{F} = 0,06 A_0 A_1 \dots \dots \dots (6)$$

$$(1 + w) q \frac{D}{B} = Gc (A_0 - A_1) \dots \dots \dots (7)$$

Die Substitution des Ausdruckes von  $Gc$  gemäss (5) in (7) giebt:

$$\frac{A_0 - A_1}{A_0 + 150} = \frac{(1 + w) q D}{6300 B}$$

und die Einsetzung des hieraus folgenden Ausdruckes von  $A_0$  in Gl. (6):

$$A_1 \left( A_1 + \frac{(1 + w) q D}{42 B} \right) = \frac{q D}{0,06 F} \left( 1 - \frac{(1 + w) q D}{6300 B} \right)$$

Mit

$$a = \frac{(1 + w) q D}{84 B}; \quad b = \frac{q D}{0,06 F} \left( 1 - \frac{(1 + w) q D}{6300 B} \right) \dots \dots (8)$$

folgt daraus:

$$A_1 = -a + \sqrt{a^2 + b} \text{ und } t_1 = A_1 + 150 \dots \dots \dots (9)$$

dann aus (6):

$$A_0 = \frac{q D}{0,06 F} \frac{1}{A_1} \text{ und } t_0 = A_0 + 150 \dots \dots \dots (10)$$

endlich  $Gc$  aus (5). Die Werthe von  $t_0$ ,  $t_1$  und  $Gc$ , welche sich so beispielsweise mit  $w = 0,05$  ergeben, enthält die folgende Tabelle in ihren letzten Columnen.

Art des Betriebes	$t_0$	$\eta_1 \eta_2$	$\eta_2$	$t_0$	$t_1$	$Gc$
Stark geschont	92	0,672	0,8	1411	224	4,47
Mässig geschont	52	0,64	0,762	1413	282	4,46
Mässig angestrengt	52	0,56	0,667	1225	367	5,14
Stark angestrengt	12	0,512	0,61	1235	445	5,10
Durchschnittlich	52	0,6	0,714	1300	324	4,85

Innerhalb gewisser Grenzen sind diese Zahlen natürlich von den zu Grunde liegenden mehr oder weniger willkürlichen Annahmen abhängig.

Im Allgemeinen darf aber geschlossen werden, dass bei Voraussetzung guter Steinkohle und von  $\eta_1$  ungefähr = 0,84 angenommen werden kann.

$$t_1 = 225^{\circ} \text{ bis } 450^{\circ},$$

jenachdem der Kessel weniger oder mehr angestrengt ist, sowie  $Gc = 4,5$  bis 5. Mit durchschnittlich

$$Gc = 4,8 \text{ und } c = 0,24$$

wäre  $G = 20$  Kgr., und wenn die zur vollkommenen Verbrennung von 1 Kgr. guter Steinkohle erforderliche Luftmenge = 10,5 Kgr. angenommen wird (siehe Bd. I, §. 160), während die im Durchschnitt thatsächlich durch den Rost strömende Luftmenge  $m$  mal so gross ist, so würde aus

$$20 = 10,5 m + 1 \text{ folgen: } m = 1,8. -$$

Im Falle einer directen Heizfläche  $F_0$  ist das Verhältniss der durch sie und der durch die ganze Heizfläche  $F$  übertragenen Wärme nach §. 65, Gl. (2) und (7):

$$\frac{Q_0}{Q} = \frac{F_0 \Delta_0 \Delta}{F \Delta_0 \Delta_1} = \frac{F_0 \Delta}{F \Delta_1} \dots \dots \dots (11)$$

und mit Rücksicht auf Gl. (8) daselbst:

$$\frac{Q_0}{Q} = \frac{F_0 \Delta_0}{F_0 \Delta_0 + (F - F_0) \Delta_1} = \frac{1}{1 + \left(\frac{F}{F_0} - 1\right) \frac{\Delta_1}{\Delta_0}} \dots \dots (12).$$

Wäre  $F_0 = 1,5 R$  und gemäss obigen Angaben durchschnittlich  $F = 30 R$ , also

$$\frac{F}{F_0} = \frac{F}{1,5 R} = 20,$$

so würde mit den Durchschnittswerthen der letzten Tabelle:

$$\Delta_0 = 1300 - 150 = 1150, \Delta_1 = 324 - 150 = 174$$

aus (12) folgen:

$$\frac{Q_0}{Q} = \frac{1}{3,875} -$$

Was schliesslich den diesen mittleren Verhältnissen entsprechenden Strahlungscoefficienten  $s$  in Gl. (4), §. 65, betrifft, so folgt aus

$$Q_0 = \mu F_0 \Delta_0 \Delta = \mu F_0 \Delta^2 + s \eta_1 K B$$

$$s = \frac{\mu F_0 \Delta (\Delta_0 - \Delta)}{\eta_1 K B} = \frac{\Delta (\Delta_0 - \Delta) R}{70000 \frac{B}{B}} \dots \dots \dots (13)$$

mit  $F_0 = 1,5 R$ ,  $\mu = 0,06$ ,  $\eta_1 = 0,84$  und  $K = 7500$ . Indem aber nach (11) mit den obigen Mittelwerthen von  $F: F_0$  und  $Q_0: Q$ :

$$\frac{\Delta}{\Delta_1} = \frac{F}{F_0} \frac{Q_0}{Q} = \frac{20}{3,875} = 5,161$$

ist, mit  $A_1 = 174$  folglich

$$A = 174 \cdot 5,161 = 898,$$

ergibt sich aus (13) mit  $A_0 = 1150$  und  $B = 80 R$ :

$$s = 0,04$$

erheblich kleiner, als in Bd. I, §. 161 im Anschlusse an ein anderes Gesetz der Wärmeübertragung angegeben wurde.

§. 67. Vortheilhafteste Verhältnisse.

Die Angaben im vorigen Paragraph gewähren einen Anhalt für die Wahl der wesentlichsten Verhältnisse eines Dampfkessels nur dann, wenn der Grad entschieden ist, in welchem der Kessel im Betriebe angestrengt werden soll. Es fragt sich aber, in welchem Grade solche Anstrengung unter gegebenen Umständen vortheilhaft ist?

Die stündlich im Kessel zu verdampfende Wassermenge  $D$  sei gegeben, mit den Temperaturen  $t_0'$  und  $t'$  auch die zur Verdampfung von 1 Kgr. Wasser nöthige Wärme

$$q = 606,5 + 0,305 t' - t_0';$$

zu bestimmen sind hauptsächlich die erforderliche Heizfläche =  $F$  Quadratmeter und die stündlich aufzuwendende Brennstoffmenge =  $B$  Kgr. Zur Verfügung dazu sind die Gleichungen (3) und (4) im vorigen Paragraph:

$$q D = \mu F A_0 A_1 \dots \dots \dots (1)$$

$$(1 + w) q D = B G c (t_0 - t_1) = B G c (A_0 - A_1),$$

von welchen letztere mit der Bezeichnung

$$H = \frac{G c}{1 + w} \dots \dots \dots (2)$$

kürzer geschrieben werde:

$$q D = B H (A_0 - A_1) \dots \dots \dots (3).$$

Bei der Annahme von  $H$  und von

$$A_0 = \frac{\eta_1 K}{G c} - t'$$

mit Rücksicht auf die Art des Brennstoffes, sowie mit  $\mu = 0,06$  enthalten aber die Gleichungen (1) und (3) ausser  $F$  und  $B$  noch die Unbekannte  $A_1 = t_1 - t'$ , welche eben vom Grade der Anstrengung des Kessels abhängt, so dass zur Berechnung von  $F$  und  $B$  noch eine dritte Gleichung nöthig ist. Diese wird mit Werner\*) angemessener Weise

\* „Eine neue Dampfkesseltheorie.“ Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1877, S. 145.

der Forderung gemäss gebildet, dass die Verdampfungskosten  $k$  von 1 Kgr. Wasser, insoweit sie von  $F$  und  $B$  im Verhältnisse zu  $D$ , also von der Art des Betriebes abhängen (die von Werner so genannten beweglichen Verdampfungskosten von 1 Kgr. Wasser) möglichst klein ausfallen.

Bezeichnet  $b$  den örtlichen Preis von 1 Kgr. Brennstoff,  $f$  die stündlichen Kosten der Kesselanlage pro 1 Quadratmeter Heizfläche, insoweit diese Kosten als bewegliche der Heizfläche proportional gesetzt werden können, so sind die beweglichen Verdampfungskosten pro Stunde:

$$Dk = Bb + Ff \dots \dots \dots (4).$$

Was  $f$  betrifft, so können die Kosten  $A$  der Kesselanlage als aus einem beweglichen und  $F$  proportionalen Kostenbetrage  $= Fa$  und aus einem Betrage  $= A_0$  zusammengesetzt betrachtet werden, welcher durch die Generalunkosten, den Heizerlohn, die Kesselausrüstung und durch den von  $F$  unabhängigen grössten Theil der sonstigen Anlagekosten (Einmauerungs- und Gebäudekosten) verursacht wird:

$$A = A_0 + Fa.$$

Werden dann  $p$  Procent für Verzinsung und Amortisation des betreffenden Anlagekapitals gerechnet, so sind die beweglichen Kosten der Kesselanlage pro Stunde und Quadratmtr. Heizfläche bei jährlich  $z$  Betriebsstunden:

$$f = \frac{p}{100} \frac{a}{z} \dots \dots \dots (5).$$

Aus Gl. (4) ergeben sich die beweglichen Verdampfungskosten von 1 Kgr. Wasser

$$k = \frac{B}{D} b + \frac{F}{D} f$$

durch Einsetzung der Werthe von  $\frac{B}{D}$  und  $\frac{F}{D}$  aus (3) und (1):

$$k = \frac{qb}{H(\Delta_0 - \Delta_1)} + \frac{qf}{\mu \Delta_0 \Delta_1} = \frac{qb}{H} \left( \frac{1}{\Delta_0 - \Delta_1} + \frac{\alpha^2}{\Delta_1} \right) \dots \dots (6)$$

mit

$$\alpha^2 = \frac{H}{b} \frac{f}{\mu \Delta_0} \dots \dots \dots (7).$$

Das Minimum von  $k$  entspricht dem Minimum von

$$\frac{1}{\Delta_0 - \Delta_1} + \frac{\alpha^2}{\Delta_1},$$

welches für einen zwischen 0 und  $\Delta_0$  liegenden Werth von  $\Delta_1$  vorhanden

ist, indem für  $\Delta_1 = 0$  und  $\Delta_1 = \Delta_0$  der Ausdruck unendlich gross ist. Der Differentialquotient in Beziehung auf  $\Delta_1$  giebt = 0 gesetzt die Gleichung:

$$\frac{1}{(\Delta_0 - \Delta_1)^2} - \frac{\alpha^2}{\Delta_1^2} = 0, \quad \frac{\Delta_0}{\Delta_1} - 1 = \frac{1}{\alpha}$$

$$\frac{\Delta_1}{\Delta_0} = \frac{1}{1 + \frac{1}{\alpha}} = \frac{\alpha}{1 + \alpha} \dots \dots \dots (8).$$

Hieraus folgt auch

$$\Delta_0 - \Delta_1 = \Delta_0 \left(1 - \frac{\alpha}{1 + \alpha}\right) = \frac{\Delta_0}{1 + \alpha} \dots \dots \dots (9)$$

$$\frac{1}{\Delta_0 - \Delta_1} + \frac{\alpha^2}{\Delta_1} = \frac{1}{\Delta_0} \left(1 + \alpha + \alpha^2 \frac{1 + \alpha}{\alpha}\right) = \frac{(1 + \alpha)^2}{\Delta_0}$$

und somit nach (6) der kleinste Werth von  $k$ , welcher mit  $k_1$  bezeichnet sei,

$$k_1 = \frac{q b (1 + \alpha)^2}{H \Delta_0} \dots \dots \dots (10).$$

Aus (1) und (3) ergibt sich jetzt mit Rücksicht auf (8) und (9):

$$\frac{D}{F} = \frac{\mu \Delta_0 \Delta_1}{q} = \frac{\mu \alpha \Delta_0^2}{q (1 + \alpha)} \dots \dots \dots (11)$$

$$\frac{D}{B} = \frac{H}{q} (\Delta_0 - \Delta_1) = \frac{H \Delta_0}{q (1 + \alpha)} \dots \dots \dots (12)$$

sowie aus (11) und (12) mit Rücksicht auf (7):

$$\frac{B}{F} = \frac{\mu}{H} \alpha \Delta_0 = \frac{f}{b} \frac{1}{\alpha} \dots \dots \dots (13),$$

so dass auch der Coefficient

$$\alpha = \frac{F f}{B b} \dots \dots \dots (14)$$

das Verhältniss der gleichzeitigen beweglichen Kesselkosten und der Kosten des Brennstoffes bedeutet. Das Maximum der Verdampfung mit 1 Kgr. Brennstoff entspricht einer unendlich grossen Heizfläche oder  $\Delta_1 = 0$ , ist also nach (12):

$$\max. \frac{D}{B} = \frac{H}{q} \Delta_0 \dots \dots \dots (15);$$

das Verhältniss der wirklichen zu dieser grösstmöglichen Verdampfung kann als Wirkungsgrad der Heizfläche bezeichnet werden, welcher als ein Factor des Wirkungsgrades  $\eta_2$  des Heizcanals zu betrachten ist. Er folgt aus (12) und (15) mit Rücksicht auf (14) und (4):

$$\eta_h = \frac{1}{1 + \alpha} = \frac{Bb}{Dk} \dots \dots \dots (16)$$

= dem Verhältnisse der Brennmaterialkosten zu den gesammten beweglichen Verdampfungskosten.

Wenn ein Kessel statt mit den durch (13) bestimmten  $B$  Kgr. Kohle unter übrigens gleichen Umständen mit stündlich  $nB$  Kgr. geheizt wird, so dass er mehr geschont oder mehr angestrengt wird, jenachdem  $n < 1$  oder  $n > 1$  ist, so sind die beweglichen Verdampfungskosten von 1 Kgr. Wasser, welche dann mit  $k_n$  bezeichnet seien, stets  $> k_1$  (Gl. 10), und zwar ist, wenn dann auch  $\Delta_1$  mit  $\Delta_n$  bezeichnet wird, gemäss (6) und (10) bei in beiden Fällen gleichen Werthen von  $q$ ,  $b$ ,  $H$ ,  $\alpha$  und  $\Delta_0$ :

$$\frac{k_n}{k_1} = \frac{\frac{1}{\Delta_0 - \Delta_n} + \frac{\alpha^2}{\Delta_n}}{(1 + \alpha)^2} = \frac{\frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \Delta_n} + \alpha^2 \frac{\Delta_0}{\Delta_n}}{(1 + \alpha)^2} \dots \dots \dots (17).$$

Nun ist nach (1) und (3) bei constanten Werthen von  $H$  und  $F$  auch

$$B \frac{\Delta_0 - \Delta_1}{\Delta_0 \Delta_1} = B \left( \frac{1}{\Delta_1} - \frac{1}{\Delta_0} \right) \text{ constant} = nB \left( \frac{1}{\Delta_n} - \frac{1}{\Delta_0} \right),$$

mit Rücksicht auf (8) folglich:

$$\frac{1}{\Delta_n} - \frac{1}{\Delta_0} = \frac{1}{n \Delta_0} \left( \frac{\Delta_0}{\Delta_1} - 1 \right) = \frac{1}{\alpha n \Delta_0}$$

$$\frac{\Delta_0}{\Delta_n} = 1 + \frac{1}{\alpha n} \dots \dots \dots (18)$$

$$\frac{\Delta_0}{\Delta_0 - \Delta_n} = \frac{1 + \frac{1}{\alpha n}}{\frac{1}{\alpha n}} = 1 + \alpha n.$$

Der Ausdruck (17) erhält dadurch die Form:

$$\frac{k_n}{k_1} = \frac{1 + \alpha n + \alpha^2 + \frac{\alpha}{n}}{(1 + \alpha)^2} = \frac{(1 + \alpha n) \left( 1 + \frac{\alpha}{n} \right)}{(1 + \alpha)^2} \dots \dots \dots (19),$$

woraus zu ersehen ist, dass  $k_n$  in demselben Verhältnisse  $> k_1$  wird, mag der Kessel mit dem  $n$ fachen oder mit dem  $\frac{1}{n}$ fachen der normalen Brennstoffmenge geheizt werden. Wesentlich ist dabei die Voraussetzung,

dass im Uebrigen die Verhältnisse unverändert bleiben, dass insbesondere  $\eta_1$  und  $Gc$ , somit auch  $t_0$  unverändert bleibt. Bei grösserer Anstrengung des Kessels wird mit  $\Delta_1$  zwar die Zugkraft der Esse vergrössert, dagegen

wird mit der grösseren zu verbrennenden Kohlenmenge auch die Heizgasmenge und mit der grösseren Schichtdicke auf dem Roste auch der Widerstand für die Verbrennungsluft vergrössert; um die Anpassungsfähigkeit der Anlage an verschiedene Betriebsarten zu sichern, ist dafür zu sorgen, dass unter normalen Umständen schon bei theilweise geschlossenem Zugschieber im Fuchs der nöthige Zug vorhanden ist. Gleichwohl bleibt die Vergrösserung von  $n$  beschränkt durch die mit wachsendem  $n$  zunehmenden Widerstände bei zunehmender Gasmenge, die Verkleinerung von  $n$  durch die damit abnehmende Essentemperatur. —

Zum Beispiel sei die Dicke des Kesselblechs = 12 Millim., entsprechend das Gewicht von 1 Quadratm. dieses Blechs =  $93\frac{1}{3}$  Kgr. Mit Rücksicht auf die Vernietungen der Bleche kann dann das Gewicht von 1 Quadratm. Kesselwand etwa

$$= 1,2 \cdot 93\frac{1}{3} = 112 \text{ Kgr.}$$

und sein Preis

$$= 0,7 \cdot 112 = 78,4 \text{ Mark}$$

gesetzt werden bei einem Einheitspreise von 0,7 M. pro Kgr. Bei solcher Anordnung, dass  $\frac{2}{3}$  der Kesselwand als Heizfläche zu rechnen sind, wären also die Kosten des Kessels selbst pro 1 Quadratm. Heizfläche

$$= 1,5 \cdot 78,4 = 117,6 \text{ Mark;}$$

indessen wachsen auch die Kosten seiner Einmauerung und der Züge sammt Esse einigermaßen mit der Grösse der Heizfläche, so dass, wenn mit Rücksicht hierauf nahe 50% der Kosten des Kessels selbst zuge schlagen werden, die oben mit  $a$  bezeichneten beweglichen Anlagekosten pro Quadratm. Heizfläche ungefähr betragen würden:

$$a = 175 \text{ Mark.}$$

Wenn dann  $p = 12\%$  für Verzinsung und Amortisation gerechnet, sowie jährlich  $z = 3000$  Betriebsstunden vorausgesetzt werden, folgt aus Gl. (5) in Pfennigen:

$$f = 0,12 \frac{17500}{3000} = 0,7 \text{ Pf.,}$$

während der örtliche Kohlenpreis

$$b = 1,6 \text{ Pf. pro 1 Kgr.}$$

sei. Mit den weiteren Annahmen

$$\eta_1 = 0,84 \text{ und } K = 7200$$

$$H = \frac{Gc}{1+w} = 4,5 \text{ entsprechend } Gc = 4,8 \text{ und } w = \frac{1}{15}$$

ergibt sich die Temperatur im Feuerraume:

$$t_0 = \frac{0,84 \cdot 7200}{4,8} = 1260^{\circ}, \text{ dazu } \Delta_0 = 1100,$$

wenn die Temperatur im Kessel =  $160^{\circ}$  vorausgesetzt wird; die zur Verdampfung pro 1 Kgr. nöthige Wärme ist dann bei Voraussetzung von  $40^{\circ}$  warmem Speisewasser:

$$q = 606,5 + 0,305 \cdot 160 - 40 = 615 \text{ Cal.}$$

Aus Gl. (7) folgt jetzt mit  $\mu = 0,06$ :

$$\alpha = 0,1727$$

und damit aus (11) und (12):

$$\frac{D}{F} = 17,4; \quad \frac{D}{B} = 6,86; \quad \text{folglich } \frac{B}{F} = 2,54$$

sowie auch aus (9):

$$\Delta_0 - \Delta_1 = 938^{\circ}, \quad \Delta_1 = 162^{\circ}, \quad t_1 = 322^{\circ}.$$

Der Betrieb kann als ein mittlerer bezeichnet werden, welcher je nach Umständen grössere Schonung oder grössere Anstrengung des Kessels gestattet, und zwar ohne dass dadurch die Verdampfungskosten erheblich grössere würden. Beispielsweise ist nämlich sowohl für  $n = \frac{2}{3}$ , als für  $n = \frac{3}{2}$  nach (19):

$$\frac{k_n}{k_1} = 1,021$$

und dabei nach (18) für  $n = \frac{2}{3}$   $\frac{3}{2}$

$$\frac{\Delta_n}{\Delta_0} = \frac{\alpha n}{1 + \alpha n} = 0,1032 \quad 0,2057$$

$$\Delta_n = 114 \quad 226$$

$$t_n = 274 \quad 386$$

= der Temperatur, mit welcher dann die Heizgase in die Esse entweichen würden.

#### §. 68. Vorwärmer.

Die zur Verdampfung von 1 Kgr. Wasser im Kessel erforderliche Wärme

$$q = 606,5 + 0,305 t' - t_0'$$

ist um so kleiner, je grösser die Anfangstemperatur  $t_0'$ , und zwar wird  $q$  durch Erwärmung des Speisewassers vor seinem Einflusse in den Kessel von  $t_0'$  bis  $t_0''$  verkleinert um

$$100 \frac{t_0'' - t_0'}{q} \text{ Procent,}$$

sofern die spezifische Wärme des Wassers immer = 1 näherungsweise gesetzt wird. Unter Vorwärmern werden Apparate verstanden, durch welche man das Speisewasser auf dem Wege zum Kessel hindurchfließen lässt, um ihm die fragliche Temperaturerhöhung zu ertheilen, und zwar vermittels solcher Wärme, welche sonst verloren gehen würde, bei Condensationsmaschinen insbesondere durch einen Theil der Wärme, mit welcher die Heizgase entsprechend ihrer Temperatur  $t_1$  die Kesselheizfläche verlassen, bei Auspuffmaschinen (Maschinen ohne Condensation) durch einen Theil der Wärme des aus der Maschine ausströmenden sogenannten Abdampfes. Verwickelt wird die Wirksamkeit solcher Vorwärmer durch die üblichen Unterbrechungen der Speisung; im Allgemeinen sei diese periodisch der Art, dass die Periode  $p$  (für die Stunde als Zeiteinheit)

aus der Zeit  $\frac{1}{m}p$  des Betriebes

und aus der Zeit  $\frac{m-1}{m}p$  des Stillstandes

der Speisevorrichtung zusammengesetzt ist.

1) Der Vorwärmer bestehe in einem Rohr, welches an einem Ende  $A_1$  mit dem Kessel communicirt, während am anderen Ende  $A_2$  das Speiserohr einmündet. Dieses Vorwärmerrohr  $A_1 A_2$  sei in einer Fortsetzung des Heizcanals des Kessels so gelagert, dass es rings von den Heizgasen umgeben wird, deren Temperatur dabei, während sie im Sinne  $A_1 A_2$  entlang strömen, von  $t_1$  weiter abnimmt bis zu einer gewissen Temperatur  $t_2$ , mit welcher sie in die Esse gelangen. Indem zunächst eine continuirliche Speisung vorausgesetzt wird, werde von dem bei  $A_2$  stetig einfließenden Speisewasser angenommen, dass es sich im Vorwärmerrohr schichtenweise regelrecht strömend im Sinne  $A_2 A_1$  bewegt, indem es dabei von  $t_0'$  bis  $t_0''$  erwärmt wird. Die Heizfläche, d. i. die ganze Oberfläche des Vorwärmers, ist unter diesen Umständen eine sogenannte Gegenstromheizfläche, für welche es sich zunächst um die Beziehung handelt, welche im Beharrungszustande zwischen ihrer Grösse  $F_1$ , der stündlich durch sie übertragenen Wärme  $Q$  und den Temperaturen  $t_1, t_2, t_0', t_0''$  stattfindet auf Grund des auch hier als zutreffend angenommenen Gesetzes (10), §. 64.

Demselben zufolge ist die Wärme  $dQ$ , welche durch ein zwischen zwei Querschnitten enthaltenes Element  $dF_1$  der Heizfläche stündlich übertragen wird, unter  $t$  und  $t_0$  die Temperaturen bzw. der Heizgase und des Wassers an dieser Stelle verstanden,

$$dQ = \mu dF_1 (t - t_0)^2$$

und ferner ist unter der Voraussetzung, dass Wärmeverluste, welche durch die einzelnen Theile der Umfassungswand des Heizcanals verursacht werden, den entsprechenden Theilen von  $Q$  proportional sind,

$$\frac{dQ}{Q} = \frac{-dt}{t_1 - t_2},$$

wenn  $-dt$  die Abnahme der Heizgastemperatur längs dem Flächenelement  $dF_1$  bedeutet. Aus beiden Gleichungen folgt:

$$dF_1 = \frac{-Q dt}{\mu (t_1 - t_2) (t - t_0)^2} \dots \dots \dots (1).$$

Dabei ist  $t_0$  eine Function von  $t$ , welche sich aus der Erwägung ergibt, dass, unter  $A$  den Ort des Flächenelementes  $dF_1$  verstanden und unter der genannten Voraussetzung bezüglich der Wärmeverluste, die Temperaturzunahme des Wassers längs  $AA_1$  zur Temperaturabnahme der Heizgase längs  $A_1A$  dasselbe Verhältniss hat für jede Stelle  $A$ , dass also

$$\frac{t_0'' - t_0}{t_1 - t} = \frac{t_0'' - t_0'}{t_1 - t_2}$$

ist, woraus mit den Bezeichnungen

$$A_1 = t_1 - t_0'' \text{ und } A_2 = t_2 - t_0'$$

(= den Ueberschüssen der Gastemperatur über die Wassertemperatur bzw. bei  $A_1$  und  $A_2$ ) sich ergibt:

$$\frac{t - t_0 - A_1}{t_1 - t} = \frac{A_2 - A_1}{t_1 - t_2}.$$

Die Einsetzung des hieraus folgenden Ausdruckes von  $t - t_0$  in Gl. (1) giebt:

$$\begin{aligned} dF_1 &= \frac{Q}{\mu (t_1 - t_2)} \frac{-dt}{\left[ A_1 - \frac{A_1 - A_2}{t_1 - t_2} (t_1 - t) \right]^2} \\ &= \frac{Q}{\mu (A_1 - A_2)} d \frac{1}{A_1 - \frac{A_1 - A_2}{t_1 - t_2} (t_1 - t)}. \end{aligned}$$

$F_1$  ist gleich dem von  $t = t_1$  bis  $t = t_2$  genommenen Integral:

$$F_1 = \frac{Q}{\mu (A_1 - A_2)} \left( \frac{1}{A_2} - \frac{1}{A_1} \right) = \frac{Q}{\mu A_1 A_2}.$$

Es giebt sich also

$$Q = \mu F_1 A_1 A_2 = \mu F_1 (t_1 - t_0'') (t_2 - t_0') \dots \dots \dots (2)$$

als Erweiterung der Bedeutung von Gl. (12) im Paragraph 64, woselbst  $t_0' = t_0'' = t'$  vorausgesetzt war.

Indem nun mit Rücksicht auf die im §. 65 erklärten Bedeutungen der Buchstaben  $D, B, G, c, w$  und mit der Bezeichnung  $H$  gemäss Gl. (2) im vorigen Paragraph auch

$$Q = D(t_0'' - t_0') \dots \dots \dots (3)$$

sowie

$$Q = \frac{B G c}{1 + w} (t_1 - t_2) = B H (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (4)$$

ist, ergeben sich durch die Gleichsetzung der drei Ausdrücke von  $Q$  gemäss (2), (3), (4) zwei Gleichungen, durch welche zwei Grössen als Functionen der übrigen bestimmt sind. Wird z. B. bei gegebenen Werthen von  $D, B, H, t_1$  und  $t_0'$  die Temperatur  $t_2$  mit Rücksicht auf ausreichend bleibende Zugwirkung der Esse angenommen, so folgt  $t_0''$  aus

$$t_0'' - t_0' = \frac{B H}{D} (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (5)$$

und mit den entsprechenden Werthen von

$$A_1 = t_1 - t_0'' \text{ und } A_2 = t_2 - t_0'$$

die erforderliche Grösse der Heizfläche des Vorwärmers aus

$$F_1 = \frac{B H t_1 - t_2}{\mu A_1 A_2} \dots \dots \dots (6).$$

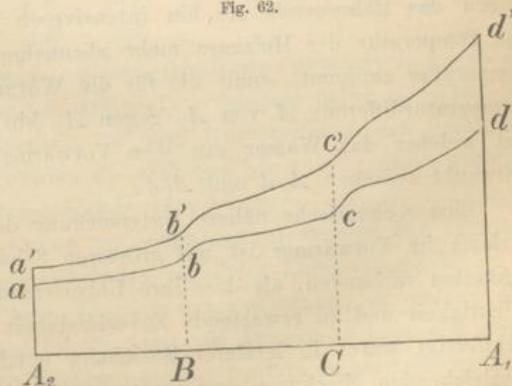
Bei der periodisch unterbrochenen Speisung ist auch die Temperaturvertheilung im Vorwärmerrohr periodisch veränderlich, zugleich bedingt durch den Umstand, dass hier der Fassungsraum  $V$  des Vorwärmers ein Vielfaches des in einer Periode  $p$  hindurchfliessenden Wasservolumens, oder dass

$$\gamma V \text{ ein Vielfaches von } p D$$

ist, unter  $\gamma = 1000$  das spezifische Gewicht des Wassers verstanden.

Wenn man dann senkrecht über einer Geraden  $A_1 A_2$ , Fig. 62, welche die Länge des Vorwärmerrohrs darstellt, die darin an den betreffenden Stellen herrschenden Wassertemperaturen als proportionale Ordinaten aufträgt und deren Endpunkte durch eine Linie verbindet, so sind die so

Fig. 62.



so sind die so  
28\*

erhaltenen Temperaturcurven etwa von der Form, wie Fig. 62 beispielsweise unter der Voraussetzung

$$\gamma V = 3 p D$$

darstellt; insbesondere entspricht  $abcd$  dem Ende der Speisezeit  $\frac{1}{m} p$ ,  $a'b'c'd'$  dem Ende der Unterbrechungszeit  $\frac{m-1}{m} p$ .

Während der Speisung ist die Temperatur bei  $A_2$  constant  $= t_0' = A_2 a$ , und das in der Zeit  $\frac{1}{m} p$  eingeflossene Wasser, welches die Strecke  $A_2 B$  der Röhre erfüllt, hat unterdessen eine Temperatur angenommen, deren Vertheilungsgesetz durch das Curvenstück  $ab$  dargestellt ist; die jetzt bei  $b$  befindliche Temperaturwelle ist dabei allmählich von  $A_2$  bis  $B$  fortgeschritten. Während der Stillstandszeit  $\frac{m-1}{m} p$  der Speisevorrichtung steigt die Temperatur im ganzen Vorwärmer, hebt sich insbesondere das Temperaturcurvenstück  $ab$  bis  $a'b'$ . Die Erhebung  $aa'$  bei  $A_2$  verursacht eine neue Welle bezw. Stelle rascher Temperaturänderung, welche während der folgenden Speisezeit  $\frac{1}{m} p$  bis  $B$  fortschreitet, wogegen das Curvenstück  $a'b'$  mit dem sich weiterbewegenden Wasser in die Form und Lage  $bc$  übergeht; in den weiter folgenden Zeiten  $\frac{m-1}{m} p$  und  $\frac{1}{m} p$  geht  $bc$  bezw. über in  $b'c'$  und in  $cd$  u. s. f. Die Theile  $ab$ ,  $bc$ ,  $cd \dots$  der Temperaturcurven rücken allmählich höher hinauf infolge andauernder Wärmeaufnahme, und werden stärker gekrümmt infolge der gegen das Röhrenende  $A_1$  hin intensiveren Wärmeübertragung, sofern die Temperatur der Heizgase mehr abzunehmen pflegt, als die Wassertemperatur zunimmt, somit die für die Wärmeübertragung massgebende Temperaturdifferenz  $\Delta$  von  $A_2$  gegen  $A_1$  hin wächst. Die Temperatur, mit welcher das Wasser aus dem Vorwärmer in den Kessel gelangt, schwankt zwischen  $A_1 d$  und  $A_1 d'$ .

Eine rechnerische nähere Untersuchung des gesammten Temperaturverlaufs im Vorwärmer ist mit grösseren Schwierigkeiten und Umständen verbunden, als dass ihre Ueberwindung durch die beschränkte Wichtigkeit und zu erwartende Zuverlässigkeit solcher Untersuchung gerechtfertigt wäre; in letzterer Beziehung entziehen sich namentlich die ausgleichenden Mischungsbewegungen, welche bei dem absatzweisen Vorrücken des Wassers im Vorwärmerrohr besonders während der Stillstands-

zeiten  $\frac{m-1}{m} p$  nicht ausbleiben werden, durchaus der Beurtheilung. Es lässt sich aber annehmen, dass die durchschnittlichen Beziehungen von den einer continuirlichen Speisung entsprechenden gemäss (5) und (6) um so weniger verschieden sind, je grösser  $\gamma V$  im Vergleich mit  $p D$  ist.

Wäre z. B.  $D = 450$ ,  $B = 60$ ,  $H = 4,5$

$$t' = 150, t_0' = 40, t_1 = 320,$$

entsprechend  $q = 606,5 + 0,305 \cdot 150 - 40 = 612$ , und sollten den Heizgasen noch  $100^\circ$  zur Vorwärmung des Speisewassers entzogen werden, entsprechend

$$t_2 = 220,$$

so findet man aus (5):

$$t_0'' - t_0' = 60, \text{ entsprechend } t_0'' = 100$$

und einer verhältnissmässigen Verkleinerung von  $q$  um

$$100 \frac{60}{612} = 9,8 \text{ Procent.}$$

Aus (6) folgt die Grösse der Oberfläche des Vorwärmerohrs mit  $\mu = 0,06$ :

$$F_1 = 11,36 \text{ Quadratm.}$$

Bei einem Durchmesser  $d = 0,5$  Mtr. wäre seine Länge:

$$l = \frac{F_1}{\pi d} = 7,33$$

und sein Fassungsraum:

$$V = \frac{\pi d^2}{4} l = F_1 \frac{d}{4} = 1,42.$$

Im Falle unterbrochener Speisung mit der Periode  $p = 0,5$  Stunde wäre

$$\frac{\gamma V}{p D} = \frac{1420}{225} = 6,3.$$

Es würden sich also 6 solche Stufen der Temperatureurven ausbilden, wie deren 3 in Fig. 62 angedeutet sind; je grösser dabei  $m$ , somit das Verhältniss der Stillstandszeiten zu den Betriebszeiten der Speisevorrichtung ist, desto höher werden diese Stufen bei  $b, c \dots$ , desto geringer die Ansteigungen der Curvenstrecken dazwischen.

2) Besteht der Vorwärmer aus einer Anzahl engerer und kürzerer, vom Speisewasser zu durchströmender paralleler Röhren, und ist er als besonderer Apparat im Fuchs, bezw. in einer Kammer, zu welcher derselbe erweitert ist, so angebracht, dass die Röhren rechtwinklig gegen die Strömungsrichtung der Heizgase gerichtet sind, so herrscht in dieser Kammer im Beharrungszustande die constante Temperatur  $t_2$ , indem die

Heizgase zwar mit der Temperatur  $t_1$  einströmen, aber ihre der Differenz  $t_1 - t_2$  entsprechende Wärme an das Speisewasser übergeht. Die Heizfläche  $F_1$  des Vorwärmers ist dann eine einfache Stromheizfläche, längs welcher nur das Wasser als in strömender Bewegung begriffen zu betrachten ist. Bei übrigens den obigen Bedeutungen der Buchstaben gelten jetzt für den Fall *continuirlicher* Speisung die Gleichungen (5) und (6) mit der Aenderung, dass  $\Delta_1 = t_2 - t_0''$  zu setzen, so dass, da nach wie vor  $\Delta_2 = t_2 - t_0'$  ist, Gl. (6) die Form annimmt:

$$\frac{BH}{\mu F_1} (t_1 - t_2) = (t_2 - t_0'') (t_2 - t_0')$$

$$= [t_2 - t_0' - (t_0'' - t_0')] (t_2 - t_0') \quad (7).$$

Die Heizfläche  $F_1$  werde jetzt mit Berücksichtigung der Umstände, besonders des für den Apparat verfügbaren Raumes angenommen, dafür  $t_2$  mit  $t_0''$  bestimmt bei gegebenen Werthen der übrigen Grössen, von welchen hier  $H = Gc$ , entsprechend  $w = 0$ , gesetzt werden darf. Die Substitution des Ausdruckes von  $t_0'' - t_0'$  aus (5) in (7) giebt dann mit den Bezeichnungen

$$\frac{BH}{D} = \alpha, \quad \frac{BH}{\mu F_1} = f, \quad t_1 - t_0' = a, \quad t_2 - t_0' = x \dots \dots (8)$$

für  $x$  die quadratische Gleichung:

$$f(a - x) = [x - \alpha(a - x)] x$$

oder

$$(1 + \alpha) x^2 + (f - \alpha a) x - af = 0 \dots \dots \dots (9),$$

deren positive Wurzel allein der Aufgabe entspricht. Vermittels derselben findet man:

$$t_2 = t_0' + x, \text{ dann } t_0'' \text{ aus (5).}$$

Bei der üblichen periodischen Speisung kommt in Betracht, dass die periodisch in den Kessel eingeführte Wassermenge  $= p D$  Kgr. hier grösser zu sein pflegt, als diejenige  $= \gamma V$  Kgr., welche der Vorwärmer fassen kann. Während der eigentlichen Speisezeit  $\frac{1}{m} p$  gelangt deshalb in den Kessel zuerst der ganze Wasserinhalt des Vorwärmers, welcher darin während der vorhergegangenen Stillstandszeit  $\frac{m-1}{m} p$  eine höhere Temperatur angenommen hatte, darauf solches Wasser, welches durch den Vorwärmer neu hindurchgeflossen ist; dabei ist die Wärmeübertragung durch  $F_1$  anfangs wegen der höheren Wassertemperatur weniger intensiv, später wegen der niederen Temperatur des schneller

fließenden Wassers intensiver, als in gleicher Zeit bei continuirlicher Speisung, so dass die im Ganzen an die Wassermenge  $p D$  in der Speisezeit  $\frac{1}{m} p$  übertragene Wärme vermuthlich derjenigen nahe gleich ist, welche in der gleichen Zeit bei continuirlicher Speisung übertragen wird, entsprechend einer Temperaturerhöhung dieses Wassers um  $\frac{1}{m} (t_0'' - t_0')$ , wenn mit  $(t_0'' - t_0')$  die ganze Temperaturerhöhung des continuirlich gespeisten Wassers bezeichnet wird.

Während der Stillstandszeit  $\frac{m-1}{m} p$  der Speisevorrichtung ist die an verschiedenen Stellen im Vorwärmer verschiedene Wassertemperatur überall im Wachsen begriffen, womit die Wärmeübertragung durch die Heizfläche  $F_1$  abnimmt, somit auch die Abkühlung der Heizgase abnimmt, folglich  $t_2$  zunimmt bei constanter Temperatur  $t_1$ . Zur Vereinfachung werde indessen so gerechnet, als ob jetzt im Vorwärmer eine überall gleich grosse mit der Zeit wachsende mittlere Temperatur  $\tau$  herrschte, und zwar wachse sie in der Zeit  $\frac{m-1}{m} p$  von  $\tau'$  bis  $\tau''$ . Unter dieser Voraussetzung, welche sich den thatsächlich vorhandenen Umständen auch insofern annähert, als nach dem Aufhören der strömenden Bewegung im Vorwärmer eine die Temperaturverschiedenheiten ausgleichende Mischungsbewegung des Wassers in ihm bis zu gewissem Grade ohne Zweifel eintritt, ist nun die Wärme, welche durch die ganze Heizfläche  $F_1$  des Vorwärmers in einem Zeitelement  $d\mathcal{G}$  übertragen wird,

$$dQ = \mu F_1 (t_2 - \tau)^2 d\mathcal{G} = \gamma V d\tau = B H (t_1 - t_2) d\mathcal{G} \dots (10),$$

wenn  $d\tau$  die Zunahme von  $\tau$  während  $d\mathcal{G}$  bedeutet, und unter der Voraussetzung, dass  $\tau$  beständig kleiner bleibt, als die dem Druck im Kessel entsprechende Temperatur  $t$ , dass also Verdampfung im Vorwärmer nicht eintritt; die durchschnittliche Temperaturerhöhung des Speisewassers kann gesetzt werden:

$$t_0'' - t_0' = \frac{1}{m} (t_0'' - t_0')_c + \frac{\gamma V}{p D} (\tau'' - \tau') \dots \dots (11).$$

In diesem angenäherten Ausdrucke von  $t_0'' - t_0'$  ist das erste Glied bestimmt durch die oben besprochene Vorwärmung bei continuirlicher Speisung;  $\tau'$  kann nach Schätzung einer mittleren Temperatur im Vorwärmer zu Ende der Speisezeit  $\frac{1}{m} p$  gleich gesetzt werden, etwa

$$\tau' = \frac{1}{2} \left[ t_0' + t_0'' + \frac{1}{m} (t_0''' - t_0')_c \right] = t_0' + \frac{1}{2m} (t_0''' - t_0')_c \quad (12).$$

Die Wassertemperatur  $\tau''$  zu Ende der Stillstandszeit  $\frac{m-1}{m} p$  erfordert eine nähere Ueberlegung; bei kleinem Fassungsraume  $V$  des Vorwärmers und nicht sehr kleiner Periode  $p$  kann sie erheblich  $> \tau'$  werden und bis  $t'$  wachsen. Zu ihrer Bestimmung mit Hülfe der Gleichungen (10) ist zuerst  $t_2$  durch  $\tau$  auszudrücken, wozu die Gleichsetzung des ersten und dritten jener Ausdrücke von  $dQ$  mit Benutzung obiger Bezeichnung  $f$  gemäss (8) ergibt:

$$f(t_1 - t_2) = (t_2 - \tau)^2 = [t_1 - \tau - (t_1 - t_2)]^2 \\ (t_1 - t_2)^2 - [2(t_1 - \tau) + f](t_1 - t_2) + (t_1 - \tau)^2 = 0.$$

Wegen  $t_2 > \tau$  entspricht der Aufgabe nur die kleinere Wurzel dieser quadratischen Gleichung:

$$t_1 - t_2 = t_1 - \tau + \frac{f}{2} - \sqrt{\left(t_1 - \tau + \frac{f}{2}\right)^2 - (t_1 - \tau)^2} \\ = t_1 - \tau + \frac{f}{2} - \sqrt{\left(t_1 - \tau + \frac{f}{4}\right) f} = \varphi(\tau) \dots (13).$$

Wenn endlich dieser Ausdruck von  $t_1 - t_2$  in die Gleichung eingesetzt wird, welche durch Gleichsetzung des zweiten und dritten der Ausdrücke (10) von  $dQ$  entsteht, so liefert die Integration dieser Gleichung:

$$\frac{m-1}{m} p = \frac{\gamma V}{BH} \int_{\tau'}^{\tau''} \frac{d\tau}{\varphi(\tau)} \dots (14).$$

Uebrigens kann auch  $\tau''$  (höchstens  $= t'$ ) angenommen und (14) als Bestimmungsgleichung für  $p$  benutzt werden. Wenn dann ausserdem näherungsweise für  $\varphi(\tau)$  ein constanter Mittelwerth gesetzt wird, entsprechend dem Mittelwerthe

$$\tau_m = \frac{\tau' + \tau''}{2}$$

von  $\tau$ , so erhält man für  $p$  die Gleichung:

$$\frac{m-1}{m} p \left[ t_1 - \tau_m + \frac{f}{2} - \sqrt{\left(t_1 - \tau_m + \frac{f}{4}\right) f} \right] = \frac{\gamma V}{BH} (\tau'' - \tau') \dots (15).$$

Ein höchstens zulässiger Werth von  $p$  entspricht  $\tau'' = t'$  unter übrigens gegebenen Umständen, insbesondere bei gegebenem Volumen  $V$  des Vorwärmers.

Wird das letztere im Ganzen und bezüglich seiner Dimensionen als

gegeben betrachtet mit Rücksicht auf Grösse und Form der Kammer, in welcher der Apparat Platz finden soll, ist also, unter  $n$  die Anzahl der den Vorwärmer bildenden Röhren von der Weite  $d$  und Länge  $l$  verstanden,

$$V = n \frac{\pi d^2}{4} l, \text{ auch } n d^2 \text{ und } l$$

gegeben, so ist  $F_1 = n \pi d l = \frac{4V}{d}$  um so grösser, je kleiner  $d$ , je grösser also  $n$  ist.

Es sei z. B., wie im Beispiel unter 1), nur mit einem etwas grösseren Werthe von  $H$ , entsprechend  $w = 0$ ,

$$D = 450, \quad B = 60, \quad H = 4,8, \\ t' = 150, \quad t_0' = 40, \quad t_1 = 320,$$

ferner

$$F_1 = 4 \text{ und } V = 0,05$$

entsprechend etwa  $n = 40$ ,  $d = 0,05$  und  $l$  nahe  $= 0,64$ . Bei kontinuierlicher Speisung ist dann mit  $\mu = 0,06$  nach (8):

$$\alpha = 0,64; \quad f = 1200; \quad a = 280$$

und damit nach (9):

$$x^2 + 622,44x - 204878 = 0$$

mit der positiven Wurzel

$$x = t_2 - t_0' = 238, \text{ entsprechend } t_2 = 278.$$

Aus (5) ergibt sich endlich

$$t_0'' - t_0' = 27, \text{ entsprechend } t_0'' = 67.$$

Die verhältnissmässige Verkleinerung von  $q$  beträgt in diesem Falle nur  $4,4 \frac{0}{10}$  bei freilich kleineren Kosten des Vorwärmers und lebhafter bleibendem Essenzuge.

Bei periodischer Speisung sei z. B.  $m = 3$ , so folgt aus (12):

$$\tau' = 44,5 \text{ mit } (t_0'' - t_0')_c = 27.$$

Wird  $\tau''$  fast  $= t'$ , nämlich  $\tau'' = 149,5$  angenommen,

$$\tau_m = \frac{\tau' + \tau''}{2} = 97,$$

so ergibt sich aus (15):

$$p \text{ nahe } = \frac{8}{10} \text{ Stunde}$$

als höchstens zulässige Grösse der Periode, indem die Entwicklung von Dampf in den engen Röhren zu vermeiden ist. Für diese Periode, also

$$\text{für } \tau'' - \tau' = 105 \text{ wäre } t_0'' - t_0' = 9 + 13 = 22$$

nach (11) die durchschnittliche Temperaturerhöhung des Speisewassers. Ist aber  $p = 0,5$  Stunde, wie im Beispiel unter 1), so ist jedenfalls

$$\tau'' - \tau' > \frac{1/2}{8/9} 105, \text{ d. i. } > 59$$

wegen der anfangs bei noch niedriger Wassertemperatur intensiveren Wärmeübertragung. Aus (15) findet man dann  $\tau'' - \tau'$  durch allmähliche Näherung, indem für  $\tau''$  und entsprechend für  $\tau_m$  so lange verbesserte Werthe angenommen werden, bis die Gleichung genügend erfüllt ist. Im vorliegenden Falle ergibt sich:

$$\tau'' - \tau' = 67 \text{ bis } 68, \text{ dazu } t_0'' - t_0' = 24$$

gemäss (11). Der etwas grössere Werth im Vergleich mit der zuvor gefundenen durchschnittlichen Vorwärmung von  $22^\circ$  entspricht der intensiveren Wärmeübertragung bei kleinerer Temperatur des Wassers; der Unterschied ist aber so gering, dass die Berechnung für  $p = 8/9$  genügt hätte. Selbst im Vergleich mit der für continuirliche Speisung  $= 27^\circ$  gefundenen Vorwärmung ist der Unterschied noch klein genug, um mit Rücksicht auf den Sicherheitsgrad der zugrundeliegenden Annahmen für praktische Zwecke die der periodischen Speisung entsprechende Erwärmung des Wassers

$$t_0'' - t_0' \text{ nach Schätzung etwas } < (t_0'' - t_0')_c$$

zu setzen, vorbehaltlich Prüfung der Verhältnisse bezüglich der Forderung  $\tau'' < t'$ .

3) Die Benutzung des Abdampfes der Maschine zur Vorwärmung des Speisewassers, beschränkt natürlich auf Auspuffmaschinen, deren Abdampf atmosphärischen Druck und eine Temperatur von  $100^\circ$  besitzt, ist insofern sehr ergiebig, als dieser Dampf eine mehr als dazu nöthig grosse Constitutionswärme enthält, auch insofern, als die Wärmeübertragung viel kleinerem Widerstande begegnet. Wenn die durch 1 Quadratmeter einer dünnen Metallwand von Wasser zu Wasser mit dem Temperaturunterschiede  $\Delta$  stündlich übertragene Wärme  $= k \Delta$  gesetzt wird, so wächst  $k$  erheblich mit  $\Delta$ ; nach Péclet (siehe Bd. I, §. 165 unter 2) kann

$$\begin{aligned} \text{für } \Delta = 10 \text{ bis } 24^\circ \\ k = 100 \text{ „ } 300 \end{aligned}$$

gesetzt werden, so dass auch in diesem Falle die hindurchgehende Wärme richtiger proportional  $\Delta^2$  gesetzt wird; entsprechend

$$\begin{aligned} k \Delta = \mu \Delta^2 \text{ wäre } \mu = 10 \text{ bis } 12,5 \\ \text{für } \Delta = 10 \text{ „ } 24. \end{aligned}$$

Bei den hier in Rede stehenden Vorwärmern wird aber der Wärmeeintritt in die Wand durch Condensation von Dampf zu Wasser vermittelt, wobei der Uebergangswiderstand so klein ist, dass mit Rücksicht auf den

unerheblichen Leitungswiderstand der dünnen Wand (Rohrwand aus Schmiedeisen oder Kupfer) hier  $\mu$  nahe doppelt so gross zu schätzen ist, etwa

$$\mu = 20.$$

Die parallelen Röhren, durch welche wie im Falle unter 2) das Wasser behufs seiner Vorwärmung zu strömen hat, befinden sich in einem vom Abdampfe durchströmten gusseisernen Cylinder; ob letzteres im Sinne der Röhren oder sonstwie geschieht, macht kaum einen Unterschied, da in allen Fällen die Dampftemperatur im ganzen Cylinder = 100° ist. Wird dieselbe mit  $t$  bezeichnet, und ist

$r = 536$  die entsprechende Verdampfungswärme,

$x D$  Kgr. die stündlich an den Röhren condensirte Dampfmenge, so ist bei den bisherigen Bedeutungen von  $D, F_1, t_0', t_0''$  im Falle continuirlicher Speisung mit den Bezeichnungen

$$\Delta' = t - t_0', \Delta'' = t - t_0''$$

die stündlich zur Vorwärmung um  $t_0'' - t_0'$  Grad übertragene Wärme:

$$Q = \mu F_1 \Delta' \Delta'' = D(t_0'' - t_0') = x D r. \dots \dots (16).$$

Daraus folgt:

$$\mu F_1 \Delta' \Delta'' = D(\Delta' - \Delta''); \Delta'' = \frac{D \Delta'}{\mu F_1 \Delta' + D}$$

$$t_0'' - t_0' = \Delta' - \Delta'' = \frac{\mu F_1 \Delta' \Delta'}{\mu F_1 \Delta' + D} \dots \dots (17).$$

Diese Temperaturerhöhung des Speisewassers ist  $< \Delta'$ , also  $t_0'' < t$ ; der entsprechende Werth von

$$x = \frac{t_0'' - t_0'}{r} \dots \dots (18)$$

gemäss (16) ist immer klein genug, um möglich zu sein auch mit Rücksicht auf die abkühlende Wirkung der Wand des die Röhren enthaltenden Cylinders, sowie mit Rücksicht auf den Wassergehalt, mit welchem der Abdampf in den Cylinder eintritt.

Bei periodisch unterbrochener Speisung kann zur Beurtheilung der Vorwärmung auch hier die obige Gleichung (11) zugrundegelegt, darin  $\tau'$  gemäss (12) bestimmt werden. Was aber  $\tau''$ , nämlich die mittlere Wassertemperatur  $\tau$  zu Ende der Unterbrechungszeit  $\frac{m-1}{m} p$  betrifft, so

tritt im ersten Ausdrucke (10) von  $dQ$  die constante Dampftemperatur  $t$  an die Stelle des veränderlichen  $t_2$ , und aus der Gleichung

$$\mu F_1 (t - \tau)^2 d\mathcal{G} = \gamma V d\tau \text{ oder } d\mathcal{G} = \frac{\gamma V}{\mu F_1} d \frac{1}{t - \tau}$$

folgt durch Integration:

$$\frac{m-1}{m} p = \frac{\gamma V}{\mu F_1} \left( \frac{1}{t - \tau''} - \frac{1}{t - \tau'} \right) \dots \dots \dots (19)$$

als Bestimmungsgleichung für  $\tau''$ . Indem diese Temperatur immer  $< t$  bleibt, ist eine Dampfbildung im Vorwärmer ausgeschlossen; wird  $\tau''$  zu gross, so entweicht nur der Abdampf fast ohne Wärmeabgabe. Das zweite Glied des Ausdruckes (11) von  $t_0'' - t_0'$  ist mit Rücksicht auf (19):

$$\frac{\gamma V}{p D} (\tau'' - \tau') = \frac{m-1}{m} \frac{\mu F_1}{D} (t - \tau') (t - \tau'') \dots \dots \dots (20);$$

unter übrigens gegebenen Umständen ist es um so grösser, je kleiner  $\tau''$ , je grösser also der Fassungsraum  $V$  der Vorwärmeröhren und je kleiner die Periode  $p$ .

Z. B. bei 7 Röhren von 0,05 Mtr. Weite und 1,5 Mtr. Länge wäre  $F_1 = 1,65$  Quadratm.,  $V = 0,0206$  Cubikm.

Wäre dann

$$D = 450 \text{ Kgr.}, t_0' = 10^\circ,$$

so ergäbe sich bei continuirlicher Speisung nach (17):

$$t_0'' - t_0' = 78^\circ,$$

so dass das Speisewasser mit einer Temperatur von  $88^\circ$  in den Kessel gelangen würde.

Für periodisch unterbrochene Speisung sind die Durchschnittswerthe von  $t_0'' - t_0'$ , welche verschiedenen Werthen von  $p$  und  $m$  entsprechen, sowie die Maximaltemperaturen  $\tau''$  in der folgenden Tabelle zusammengestellt. Die Annahme  $m = 1$  entspricht wieder der continuirlichen Speisung, wofür die Periode  $p$  gleichgültig oder vielmehr bedeutungslos ist; nach (20) und (11) ist dann nämlich

$$\tau'' - \tau' = 0; t_0'' - t_0' = (t_0'' - t_0')_c.$$

Als Maximaltemperatur ist für diesen Fall  $t_0''$  unter der Bezeichnung  $\tau''$  eingetragen.

m	p = 1/8		p = 1/4		p = 1/2	
	$\tau''$	$t_0'' - t_0'$	$\tau''$	$t_0'' - t_0'$	$\tau''$	$t_0'' - t_0'$
1	88	78	88	78	88	78
3	93,2	52	96,4	40	98,2	33
5	94,2	42	97,0	30	98,5	23

Man erkennt daraus den Vortheil kleiner Werthe von  $m$  und  $p$ . Was letzteres betrifft, so hat übrigens die Vergrösserung von  $V$  denselben Erfolg wie die Verkleinerung von  $p$ , indem bei demselben Verhältnisse beider unter übrigens gleichen Umständen nach (19) auch  $\tau''$ , nach (20)

folglich das zweite Glied des Ausdruckes (11) von  $t_0'' - t_0'$  denselben Werth hat. Würde die Weite der Röhren verdoppelt, ihre Länge auf die Hälfte reducirt, wodurch  $V$  verdoppelt würde ohne Aenderung von  $F_1$  und somit von  $(t_0'' - t_0')$  gemäss (17), so würden die Zahlenwerthe der obigen Tabelle

$$\text{bezw. } p = 1/4, p = 1/2, p = 1$$

übrigens unter den früheren Voraussetzungen entsprechen.

### §. 69. Zugwirkung der Esse.

Die Beziehungen, welche zwischen den Widerständen des Herdes, des Heizcanals und der Esse (des Schornsteins, Kamins), der stündlich durch dieses Canalsystem strömenden Gasmenge, den Dimensionen desselben, insbesondere der Esse, der Temperatur des in letztere einströmenden Gasgemenges und der Ausflussgeschwindigkeit in der Essenmündung stattfinden, sind zu Ende des ersten Bandes dieses Werkes in den Paragraphen 168—170 möglichst vollständig erörtert worden. Indessen ergaben sie sich bei der Mannigfaltigkeit und Zusammengesetztheit der streng genommen in Betracht zu ziehenden Umstände zum Theil in Formen, welche für den praktischen Gebrauch kaum geeignet sind. Sie gestatten aber eine vereinfachende Annäherung besonders hinsichtlich der Widerstände und der Wärmeverluste in der Esse, welche nur klein sind im Vergleich mit den Widerständen des Herdes (durch die Brennstoffschicht auf dem Roste verursacht) und des Heizcanals, bezw. im Vergleich mit den Temperaturänderungen im Herde und im Heizcanale. Die theilweise Verzichtleistung auf mathematische Strenge zu Gunsten grösserer Einfachheit und Uebersichtlichkeit der Ergebnisse erscheint auch nicht nur als zulässig, sondern selbst als geboten, wenn die dadurch bedingten Fehler kleiner sind, als solche, welche der Unsicherheit einzusetzender Zahlenwerthe entsprechen, wie es hier der Fall sein wird. Hauptsächlich handelt es sich um die Höhe  $h$  der Esse, gerechnet vom Niveau des Rostes bis zur oberen Mündung, und um die Flächengrösse  $A$  der letzteren, welche gegebenen Umständen passend entsprechen. Eine Vereinfachung der zur Berechnung von  $h$  und  $A$  dienenden Formeln ist im Anschlusse an die oben erwähnte Erörterung des Verfassers von Prof. L. Pinzger\* empfohlen worden; demselben Gedankengange entspricht im Wesentlichen auch die folgende Entwicklung.

\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1876, S. 577.

Möglichst mit Beibehaltung der im Bd. I an betreffender Stelle benutzten Bezeichnungen sei

$p'$  der Luftdruck (Kgr. pro Quadratm.) im Niveau des Rostes,

$p_0$  der Druck im Feuerraume,

$p_1$  der Druck unten in der Esse in gleicher Höhe mit dem Roste,

$p$  der Druck in der Essenmündung = dem äusseren Luftdrucke in demselben Niveau. Ferner seien

$T'$  die absolute Temperatur der Atmosphäre rings um die Esse,

$T_0, T_1, T$  die absoluten Temperaturen der Heizgase an den Stellen, auf welche die Pressungen  $p_0, p_1, p$  sich beziehen.

Die Grössen  $h, p', p$  und  $T'$  sind durch eine Gleichung verbunden, welche sich aus der Erwägung ergibt, dass die Abnahme  $-dp$  des atmosphärischen Druckes bei der Erhebung um  $dh$ , wenn  $v$  das spezifische Volumen der Luft an betreffender Stelle bedeutet,

$$-dp = \frac{1}{v} dh$$

ist = dem Gewichte einer Luftschicht von der Basis 1 und Höhe  $dh$ , woraus mit Rücksicht auf die Zustandsgleichung  $pv = RT'$  folgt:

$$dh = -v dp = -RT' \frac{dp}{p}$$

$$h = RT' \ln \frac{p'}{p} \dots \dots \dots (1)$$

= der Expansionsarbeit von 1 Kgr. Luft, welche der Abnahme des Druckes von  $p'$  bis  $p$  bei constanter Temperatur  $T'$  entspricht. Analog Gl. (1) sind

$$h_0 = RT' \ln \frac{p'}{p_0} \text{ und } h_1 = RT' \ln \frac{p_0}{p_1} \dots \dots \dots (2)$$

die Höhen von Luftschichten, in welchen der Druck von  $p'$  bis  $p_0$ , bezw. von  $p_0$  bis  $p_1$  abnimmt; ihre Summe ist:

$$h_0 + h_1 = RT' \ln \frac{p'}{p_1} \dots \dots \dots (3)$$

Hinsichtlich der permanenten strömenden Bewegung der Gase in der Esse gilt nun die Gleichung der lebendigen Kraft (Bd. I, §. 75, Gl. 2):

$$\frac{u du}{g} + v dp = dM - dB \dots \dots \dots (4)$$

in welcher  $dM$  die Arbeit der Schwere,  $dB$  die Arbeit des Bewegungswiderstandes für 1 Kgr. Gas und ein Längenelement der Esse bedeutet, also

$$dM = -dh, \quad dB = \lambda \frac{dh u_2^2}{d_2 2g}$$

zu setzen ist, wenn, was  $d B$  betrifft, der mittlere Durchmesser (= 4faches Inhalte dividirt durch Umfang des Querschnitts) und die Strömungsgeschwindigkeit mit constanten Mittelwerthen  $d_2$  bezw.  $u_2$  in Rechnung gestellt werden, während  $\lambda$  einen erfahrungsmässigen Coefficienten bedeutet. Einer gleichfalls mittleren absoluten Temperatur  $T_2$  in der Esse entsprechend werde ferner das spezifische Volumen der durch sie abziehenden Gase

$$v = \frac{R T_2}{p}$$

und dabei  $R$  der betreffenden Constante für atmosphärische Luft (= 29,3) gleich gesetzt, da die Dichtigkeit der Heizgase von der atmosphärischen Dichtigkeit nur sehr wenig verschieden ist. Die Gleichung (4) erhält dadurch die Form:

$$\frac{u du}{g} + R T_2 \frac{dp}{p} + dh + \lambda \frac{dh u_2^2}{d_2 2g} = 0$$

mit dem Integral:

$$\frac{u^2 - u_1^2}{2g} + R T_2 \ln \frac{p}{p_1} + h + \lambda \frac{h u_2^2}{d_2 2g} = 0 \dots \dots (5),$$

unter  $u_1$  und  $u$  die Strömungsgeschwindigkeiten im unteren Anfangsquerschnitte der Esse und in ihrer Mündung verstanden. In dieser Gleichung ist mit Rücksicht auf (1) und (3):

$$R T_2 \ln \frac{p}{p_1} = \frac{T_2}{T'} R T' \left( \ln \frac{p'}{p_1} - \ln \frac{p'}{p} \right) \\ = \frac{T_2}{T'} (h_0 + h_1 - h)$$

$$R T_2 \ln \frac{p}{p_1} + h = \frac{T_2}{T'} (h_0 + h_1) - \frac{T_2 - T'}{T'} h,$$

so dass nach Einsetzung dieses Werthes aus Gl. (5) gefolgert werden kann:

$$h = (h_0 + h_1) \frac{T_2}{T_2 - T'} + \frac{u^2}{2g} \left[ 1 - \left( \frac{u_1}{u} \right)^2 + \lambda \frac{h}{d_2} \left( \frac{u_2}{u} \right)^2 \right] \frac{T'}{T_2 - T'} \dots (6).$$

Im Allgemeinen kann dieselbe Esse mehreren Kesselanlagen zur Bewirkung des Zuges und zur Abführung der Gase dienen, deren Ströme mit gewissen Vorsichtsmassregeln, damit sie sich nicht gegenseitig stören, unten in die Esse eingeleitet werden;  $T_1$ ,  $T$  und  $T_2$  sind dann die aus ihrer Vereinigung hervorgehenden Mischungstemperaturen unten, oben und im Mittel, während der für alle einzelnen Feuerungsanlagen nothwendig gleiche Werth von  $h_0 + h_1$  durch entsprechende Stellung der

verschiedenen Zugschieber herbeizuführen ist, um nicht bei einigen zu lebhaft, bei anderen zu schwache Verbrennung zur Folge zu haben.

Ist  $\gamma'$  das der Temperatur  $T'$  entsprechende spezifische Gewicht, welches für atmosphärische Luft und für die Heizgase, sowie für alle Pressungen zwischen  $p'$  und  $p$  ohne in Betracht kommenden Fehler als gleich gross anzunehmen ist, so ist das spezifische Volumen des Gasgemisches in der Essenmündung  $= \frac{1}{\gamma'} \frac{T}{T'}$ , somit die erforderliche Grösse derselben:

$$A = \frac{\Sigma(BG)}{3600 \gamma' u T} \dots \dots \dots (7),$$

wobei das Summenzeichen sich auf die ev. in Betracht kommende Gesamtheit von Feuerungen bezieht.

Die Benutzung der Gleichungen (6) und (7) erfordert vor Allem die Kenntniss von  $h_0$  und  $h_1$ . Die Höhe  $h_0$  einer Luftsäule, durch welche der Unterschied des Druckes nahe unterhalb und oberhalb des mit brennender Kohle bedeckten Rostes gemessen wird, ist gemäss einer Angabe in Bd. I, §. 169 durch manometrische Messung für Feuerungen mit sogenanntem natürlichen (durch eine Esse verursachtem) Zuge = 4 bis 16 Mtr. gefunden worden, ohne dass jedoch anzugeben wäre, wie innerhalb dieser weiten Grenzen  $h_0$  von den Umständen abhängt. Nur im Allgemeinen lässt sich sagen, dass diese Grösse mit der Dicke der Kohlschicht wächst, dass sie aber kaum weniger von der Stückgrösse und sonstigen Beschaffenheit der Kohle, überhaupt von Umständen abhängen wird, welche mit präziser Definition und Messung zugleich zahlenmässiger Beurtheilung ihres Einflusses entrückt sind.

Die Höhe  $h_1$  erfordert hier eine theilweise andere Bestimmung, als früher in Bd. I, §. 168, in Folge des im Vorhergehenden zugrundegelegten anderen Gesetzes der Wärmeübertragung durch die Heizfläche  $F$  des Kessels, wodurch auch die Aenderungsgesetze von Temperatur und Geschwindigkeit im Heizcanale andere werden. Ist

$T_k$  die absolute Temperatur im Kessel,

$T$  die absolute Temperatur des Gasgemenges in der Entfernung

$s$  vom Anfange des Heizcanals,

$l$  dessen Länge,

$$A_0 = T_0 - T_k, \quad A = T - T_k,$$

so ist nach Gl. (12), §. 64 (übrigens mit Buchstabenbezeichnungen gemäss §. 65):

$$\mu F \frac{s}{l} \Delta_0 \Delta = \frac{B G c}{1 + w} (\Delta_0 - \Delta).$$

Daraus folgt mit der Bezeichnung

$$S = \frac{B G c}{\mu F (1 + w)} \dots \dots \dots (8)$$

$$T = T_k + \Delta = T_k + \frac{S \Delta_0}{S + \Delta_0 \frac{s}{l}} = T_k + \frac{\Delta_0}{1 + \frac{\Delta_0 s}{S l}} \dots \dots (9).$$

Wird nun einstweilen von besonderen Widerständen im Heizcanal ausser dem allgemeinen Leitungswiderstande abgesehen, so ist in obiger Gleichung (4) zu setzen:

$$v = \frac{R T}{p}, \quad dM = 0, \quad dB = \lambda \frac{ds}{d} \frac{u^2}{2g},$$

wenn  $d$  der überall gleichen mittleren Durchmesser des Heizcanals ( $4 \times$  Inhalt: Umfang des Querschnitts),  $p$  die Pressung,  $u$  die Strömungsgeschwindigkeit in der Entfernung  $s$  vom Anfange desselben bedeutet. Dabei ist  $p$  so wenig veränderlich, dass ohne in Betracht kommenden Fehler  $u$  proportional  $T$  zu setzen ist, also

$$u = u' \frac{T}{T'} \quad \text{und} \quad du = u' \frac{dT}{T'},$$

unter  $u'$  die Geschwindigkeit verstanden, mit welcher dieselbe Gasmenge durch den Heizcanal strömen würde, wenn ihre Temperatur =  $T'$  wäre. Die Einsetzung dieser Werthe in Gl. (4) giebt:

$$\frac{u'^2}{g} \frac{T dT}{T'^2} + R T \frac{dp}{p} + \lambda \frac{ds}{d} \frac{u'^2}{2g} \frac{T^2}{T'^2} = 0$$

und durch Integration vom Anfange bis zum Ende des Canals, nachdem die Gleichung mit  $\frac{T'}{T}$  multiplicirt wurde,

$$\frac{u'^2}{g} \frac{T_1 - T_0}{T'} + R T' \ln \frac{p_1}{p_0} + \frac{\lambda}{d} \frac{u'^2}{2g} \frac{1}{T'} \int_0^l T ds = 0.$$

Mit Rücksicht auf (2) folgt daraus:

$$h_1 = R T' \ln \frac{p_0}{p_1} = \frac{u'^2}{2g} \left[ \frac{\lambda}{d} \frac{1}{T'} \int_0^l T ds - 2 \frac{T_0 - T_1}{T'} \right] \dots \dots (10);$$

dabei ist gemäss (9):

$$\int_0^l T ds = T_k l + S l \cdot \ln \left( 1 + \frac{\Delta_0}{S} \right) = l \left[ T_k + S \ln \left( 1 + \frac{T_0 - T_k}{S} \right) \right]. (11).$$

Wenn endlich besondere Widerstände, verursacht namentlich durch plötzliche Richtungsänderungen des Heizcanals, so in Rechnung gestellt werden, als ob sie nur am Anfange oder am Ende desselben vorkämen, woselbst die Strömungsgeschwindigkeiten bezw.

$$u_0 = u' \frac{T_0}{T'} \quad \text{und} \quad u_1 = u' \frac{T_1}{T'}$$

seien, so werden dadurch, wenn  $\zeta_0$  und  $\zeta_1$  die betreffenden Widerstandskoeffizienten sind, mit Rücksicht zugleich auf die Druckabnahme, welche mit dem Uebergange einer verschwindend kleinen in die Geschwindigkeit  $u_0$  verbunden ist, die Widerstandshöhen

$$(1 + \zeta_0) \frac{u_0^2}{2g} \quad \text{und} \quad \zeta_1 \frac{u_1^2}{2g}$$

bedingt, bezogen bezw. auf die den Temperaturen  $T_0$  und  $T_1$  entsprechenden spezifischen Gewichte des Gasgemenges. Die Widerstandshöhe  $h_1$ , bezogen auf die Temperatur  $T'$ , erfährt also durch diese besonderen Widerstände die Vergrößerung:

$$(1 + \zeta_0) \frac{u_0^2}{2g} \frac{T'}{T_0} + \zeta_1 \frac{u_1^2}{2g} \frac{T'}{T_1} = \frac{u'^2}{2g} \frac{(1 + \zeta_0) T_0 + \zeta_1 T_1}{T'}$$

Hieraus und aus (10) mit Rücksicht auf (11) ergibt sich schliesslich:

$$h_1 = \frac{u'^2}{2g} \left\{ \frac{(1 + \zeta_0) T_0 + \zeta_1 T_1}{T'} + \lambda \frac{l}{d} \left[ \frac{T_k}{T'} + \frac{S}{T'} \ln \left( 1 + \frac{T_0 - T_k}{S} \right) \right] - 2 \frac{T_0 - T_1}{T'} \right\} \quad (12),$$

wobei, unter  $C$  die Grösse des Canalquerschnitts verstanden,  $u'$  den Werth hat:

$$u' = \frac{BG}{3600 \gamma' C} \dots \dots \dots (13).$$

Zur Ergänzung der Hauptgleichungen (6) und (7) handelt es sich schliesslich nur noch um eine Beziehung zwischen  $T$  und  $T_1$ , vermittels welcher mit Rücksicht auf die Form des inneren Essenquerschnitts und auf das Aenderungsgesetz seiner Grösse durch

$$T_1, u, h, A$$

auch die Temperaturen  $T$  und  $T_2$ , die Geschwindigkeiten  $u_1$  und  $u_2$ , der untere und mittlere Essenquerschnitt  $A_1$  bezw.  $A_2$ , sowie  $d_2$  bestimmt sind. In Betreff jener Beziehung zwischen  $T$  und  $T_1$  kann die verhältnissmässig geringe Wärmemenge, welche stündlich durch ein Element der Essenwand nach aussen hin verloren geht, wie früher in Bd. I der Grösse  $dE$  der inneren Oberfläche dieses Wandelements und der ersten Potenz der betreffenden Temperaturdifferenz proportional gesetzt werden,

also, wenn  $k$  einen empirischen Coefficienten,  $c$  die spezifische Wärme des Gasgemenges bedeutet,

$$k(T - T') dE = -c \sum(BG) \cdot dT,$$

woraus sich die ganze innere Wandfläche  $E$  ergibt:

$$E = \frac{c}{k} \sum(BG) \cdot \ln \frac{T_1 - T'}{T - T'}$$

und somit für  $T$  die Gleichung:

$$\ln \frac{T_1 - T'}{T - T'} = \frac{kE}{c \sum(BG)} = \frac{kA_2 h}{c \sum(BG)} \dots \dots \dots (14)$$

mit ungefähr  $c = 0,25$  und  $k = 1$  bis  $2$  (wachsend mit der Wanddicke) bei gemauerten Essen,  $k = 6$  bei Essen aus Eisenblech.

Die in Gl. (6) vorkommenden Geschwindigkeitsverhältnisse können gesetzt werden:

$$\frac{u_1}{u} = \frac{A T_1}{A_1 T}; \quad \frac{u_2}{u} = \frac{1}{2} \left( 1 + \frac{u_1}{u} \right) \dots \dots \dots (15).$$

Für die Form freistehender Schornsteine ist vorzugsweise die Rücksicht auf den Winddruck bei Stürmen massgebend, worauf indessen hier nicht eingegangen werden soll. Bei gemauerten Schornsteinen pflegt man die Weite (den mittleren Durchmesser im Lichten) von oben nach unten um etwa 0,016 Mtr. für jedes Meter der Höhe zunehmen zu lassen, übrigens nicht stetig, sondern in Absätzen, entsprechend den Dimensionen der verwendeten Mauersteine. Die Wandstärke kann an der Mündung bei engeren Schornsteinen  $\frac{1}{8}$  Mtr., bei weiteren  $\frac{1}{4}$  Mtr. betragen, bew. = Breite und Länge der üblichen Ziegelsteine. Nach unten nimmt diese Wandstärke absatzweise zu, durchschnittlich etwa für 1 Mtr. Höhe um 0,01 Mtr., so dass dann die Böschung der äusseren Wandfläche (die Tangente ihres Neigungswinkels gegen die lothrechte Axe des Schornsteins) durchschnittlich betrüge:

$$\frac{0,016}{2} + 0,01 = 0,018.$$

Abgesehen von einem viereckigen Sockel pflegt der Querschnitt kleiner Schornsteine viereckig, mittlerer achteckig, grosser kreisförmig zu sein; die letztere Form erfordert zwar die umfassendste Verwendung von Formsteinen, empfiehlt sich aber, abgesehen von gefälligem Aussehen, durch kleinstmöglichen Bewegungswiderstand des Gasgemenges und durch die kleinste Grösse des Winddruckes. —

Nachdem nun vor Allem  $h_0$ ,  $h_1$  und  $T_1$  den Verhältnissen entsprechend bestimmt oder angenommen sind, kann bezüglich der meistens

nur mässigen Abkühlung des Gasgemenges in der Esse eine Annahme gemacht werden, die nur in aussergewöhnlichen Fällen einer nachträglichen Berichtigung mit Hilfe von Gl. (14) bedarf, um so mehr, als die Angaben für den Coefficienten  $k$  in jener Gleichung sehr unsicher sind. Es kann etwa angenommen werden bei gemauerten Essen:

$$\frac{T}{T_1} = 0,94 \text{ bis } 0,96; \quad \frac{T_2}{T_1} = 0,97 \text{ bis } 0,98,$$

bei Essen aus Eisenblech:

$$\frac{T}{T_1} = 0,9 \text{ bis } 0,92; \quad \frac{T_2}{T_1} = 0,95 \text{ bis } 0,96.$$

Die Essendimensionen betreffend werde jetzt zunächst die Mündung  $A$  so angenommen, dass die Geschwindigkeit  $u$  gemäss (7) einen angemessenen Werth von durchschnittlich etwa 3 bis 4 Mtr. erhält, was bei Steinkohlenfeuerungen ungefähr der Fall zu sein pflegt, wenn  $A = \frac{1}{5}$  der Rostfläche bezw. der Summe von Rostflächen gewählt wird. Zu besserer Sicherung des Zuges gegen Störungen durch schräg abwärts gerichtete Windströme kann übrigens u. U. auch eine grössere Geschwindigkeit  $u$ , einem kleineren  $A$  entsprechend, vorzuziehen sein, besonders im Falle einer gemeinschaftlichen Esse für Kessel, welche nicht immer zugleich in Betrieb sind. Im Ausdrucke (6) von  $h$  ist nun das der Bewegung in der Esse selbst entsprechende zweite Glied stets wesentlich kleiner, als das erste, so dass

$$h = (h_0 + h_1) \frac{T_2}{T_2 - T'} \dots \dots \dots (16)$$

ein Näherungswerth von  $h$  ist, mit welchem und mit  $A$  die Querschnitte  $A_1$ ,  $A_2$  und der mittlere Durchmesser des letzteren gefunden werden.

Mit  $\frac{u_1}{u}$  und  $\frac{u_2}{u}$  gemäss (15), sowie mit  $h = h'$  kann schliesslich das zweite Glied des Ausdruckes (6) von  $h$ , somit ein corrigirter Werth von  $h$  gefunden werden, welcher, wie oben bemerkt, nur in aussergewöhnlichen Fällen und zwar bezüglich auf  $T_2$  einer Prüfung und ev. Berichtigung zu unterwerfen ist.

Wenn die Kessel, zu welchen die Esse gehört, mehr oder weniger angestrengt werden, wenn z. B. bei Steinkohlenfeuerung  $B$  im Verhältnisse 1:2 geändert wird, so ändern sich (siehe §. 66) ungefähr

$$\begin{array}{lll} t_1 & \text{im Verhältnisse} & 1:2 \\ T_1 & \text{''} & 2:3 \\ \frac{T_1}{T_1 - T'} & \text{''} & \frac{2 \cdot 3}{1 \cdot 2} = 4:3, \end{array}$$

weil  $T_1 - T'$  nahe  $= t_1$  ist. Sofern auch  $T_2$  nicht viel von  $T_1$  verschieden und das zweite Glied im Ausdrucke (6) von  $h$  verhältnissmässig nur klein ist, müsste somit  $h_0 + h_1$  ungefähr im Verhältnisse 3:4 wachsen bei Verdoppelung von  $B$ . Gemäss den oben angeführten Erfahrungen bezüglich des Widerstandes der Kohlenschicht auf dem Roste lässt sich aber erwarten, dass  $h_0$  in höherem Masse wächst, so dass  $h_1$  nur in geringerem Grade wachsen könnte. Noch geringer wäre nach (12) die Zunahme von  $u'$ , weil der Factor von  $\frac{u'^2}{2g}$  in dieser Gleichung bei constanter Grösse der betreffenden Coefficienten sowohl mit Rücksicht auf  $T_1$ , als auf die nach (8) mit  $B$  wachsende Grösse  $S$  zunimmt. Die Folge der mehr intensiven Feuerung wäre folglich gemäss (13) eine voraussichtlich mit weniger vollkommener Verbrennung verbundene allzu erhebliche Abnahme von  $G$ , wenn sie nicht mit Verkleinerung des Widerstandes durch den Zugschieber, also mit Verkleinerung von  $\zeta_1$  verbunden wird zur Verkleinerung des Factors von  $\frac{u'^2}{2g}$  im Ausdrucke von  $h_1$ . Wenn somit die Kesselanlagen mit natürlichem oder Essenzuge auf nicht allzu unvortheilhafte Weise verschiedenen Betriebsarten sollen angepasst werden können, so ist es nöthig, die Schieberöffnung gewöhnlich mehr oder weniger verengt zu halten, und wenn zur Bemessung der Schornsteinhöhe ein mittlerer Betrieb vorausgesetzt wird, so ist es nöthig, dabei mit einem grösseren Werthe von  $\zeta_1$  zu rechnen.

Unter diesen Umständen und bei der Unsicherheit verschiedener in die Gleichungen einzusetzender empirischen Zahlenwerthe können dieselben für den praktischen Gebrauch weiter vereinfacht werden durch die zahlenmässige Anpassung ihrer weniger wesentlichen oder weniger veränderlichen Glieder an mittlere Verhältnisse, wie es hier beispielsweise für Steinkohlenfeuerung geschehen mag. Je nach der Kohlensorte werde dafür

$$h_0 = 6 \text{ bis } 10$$

angenommen; ferner  $G = 20$ , so dass mit  $\gamma' = 1,25$  nach (13)

$$\frac{u'^2}{2g} = 0,051 \left( \frac{1}{225} \frac{B}{C} \right)^2 = \left( 0,001 \frac{B}{C} \right)^2$$

wird. Entsprechend

$$\mu = 0,06, \quad \frac{Gc}{1+w} = 4,5 \quad \text{und durchschnittlich} \quad \frac{B}{F} = \frac{8}{3}$$

kann weiter nach (8) gesetzt werden:

$$S = 75 \frac{B}{F} = 200.$$

Wird auch noch im Mittel angenommen:

$$T_k = 273 + 147 = 420, \quad T_0 - T_k = 1100, \quad \zeta_0 = 1,$$

so geht der Ausdruck (12) von  $h_1$  sehr nahe über in:

$$h_1 = \left(0,001 \frac{B}{C}\right)^2 \frac{800 \lambda \frac{l}{d} + (2 + \zeta_1) T_1}{T'} \dots \dots \dots (17).$$

Die darin noch vorkommenden Grössen sind, abgesehen von  $T'$ , in verschiedenen Fällen zu sehr verschieden, als dass sich Mittelwerthe dafür setzen liessen;  $\lambda$  ist = 0,06 bis 0,09 erfahrungsmässig anzunehmen je nach der Zahl der den Widerstand vergrössernden plötzlichen Richtungsänderungen des Heizcanals, welche durch  $\zeta_0 = 1$  kaum berücksichtigt sind, während  $\zeta_1$  im Wesentlichen nur dem Zugschieber entsprechen soll und je nach den Umständen verschieden gross anzunehmen ist. Nachdem so die Grösse  $h_0 + h_1$  hinlänglich leicht bestimmbar gemacht ist, kann auch das zweite Glied im Ausdrucke (6) von  $h$  vereinfacht werden um so mehr, als es verhältnissmässig klein ist. Setzt man darin gemäss (15) mit

$$\frac{A}{A_1} = \frac{1}{1 + 0,03 h} \quad \text{und} \quad \frac{T_1}{T} = 1,05$$

$$\frac{u_1}{u} = \frac{1,05}{1 + 0,03 h} = 0,6 \quad \text{und} \quad \frac{u_2}{u} = 0,8$$

entsprechend  $h = 25$ , so ergibt sich:

$$h = (h_0 + h_1) \frac{T_2}{T_2 - T'} + (0,18 u)^2 \left(1 + \lambda \frac{h}{d_2}\right) \frac{T'}{T_2 - T'} \dots \dots (18)$$

mit ungefähr  $\lambda = 0,06$  für gemauerte, etwas kleiner für eiserne Essen;  $u$  entspricht der Gleichung (7), mit den angenommenen Werthen von  $G$  und  $\gamma'$  insbesondere der Gleichung:

$$u = \frac{20}{3600 \cdot 1,25} \frac{\sum B T}{A T'} = \frac{\sum B T}{225 A T'} \dots \dots \dots (19).$$

Es seien z. B. die Höhe und Weite eines Schornsteins zu bestimmen für eine Kesselanlage, auf deren Roste stündlich  $B = 100$  Kgr. guter Steinkohle im Durchschnitt zu verbrennen sind, und bei welcher

$$C = A, \quad \frac{l}{d} = 120, \quad t_1 = 300^\circ$$

sein soll, während die Kohle von solcher Beschaffenheit sei, dass  $h_0 = 7$

als ein voraussichtlich nahe zutreffendes Mass des Widerstandes der Kohlenschicht auf dem Roste zu betrachten ist.

Entsprechend einer Rostfläche  $R = \frac{B}{80} = 1,25$  sei

$$A = C = \frac{1}{5} R = 0,25.$$

Zur Sicherung ausreichenden Zuges auch bei hoher Lufttemperatur werde  $T' = 300$  angenommen, so dass mit

$$T = 0,96 T_1 = 0,96 \cdot 573 = 550$$

aus (19) sich ergibt:

$$u = 3,26 \text{ Mtr.}$$

Wird ferner angenommen  $\lambda = 0,075$  und  $\zeta_1 = 8$ , so folgt aus (17):  $h_1 = 6,9$ ; entsprechend  $h_0 = 7,1$  sei deshalb

$$h_0 + h_1 = 14$$

festgesetzt, womit und mit  $T_2 = 0,98 T_1 = 562$

$$k' = (h_0 + h_1) \frac{T_2}{T_2 - T'} = 30 \text{ Mtr.}$$

gefunden wird. Die als kreisförmig angenommene Essenmündung  $A = 0,25$  Quadratm. hat den Durchmesser  $d = 0,564$  Mtr. Entsprechend sei

$$d_2 = \left(1 + 0,016 \frac{k'}{2}\right) d = 0,7 \text{ Mtr.}$$

Das zweite Glied des Ausdruckes von  $h$  wird dann mit  $\lambda = 0,06$ :

$$h'' = 1,4 \text{ Mtr.}$$

und ergibt sich folglich als ganze Höhe:

$$h = h' + h'' = 31,4 \text{ Mtr.}$$

Sollte die Esse  $n$  gleichen solchen Kesselanlagen gemeinschaftlich dienen, so hätte das auf  $h$  keinen Einfluss, wenn nur  $A = 0,25 n$  Quadratm. gemacht wird. —

Man könnte fragen, bei welcher Temperatur  $T_1$  der in eine gegebene Esse abziehenden Gase dieselbe eine grösstmögliche Wirkung hat, d. h. eine möglichst grosse Gasmenge =  $\Sigma(BG)$  abführen kann. (Siehe G. Herrmann's Bearbeitung von Weisbach's Ingenieur- und Maschinenmechanik, 2. Theil, 2. Abtheilung, §. 262.) Indessen lässt sich die Frage nicht unbedingt beantworten. Wenn die Aenderungen der Temperatur und der Gasmenge unter solchen Umständen stattfänden, dass das erste Glied  $h'$  von  $h$  (Gl. 18) zum zweiten Gliede  $h''$  beständig dasselbe Verhältniss behält, so wäre, falls hier von Temperaturverschiedenheiten in

der Esse abgesehen, also  $T = T_2 = T_1$  gesetzt wird,  $h' + h''$  ebenso wie  $h''$  allein

$$\text{proportional } u^2 \frac{T'}{T_1 - T'}$$

$$\text{oder gemäss (7) proportional } \left( \sum (BG) \cdot \frac{T_1}{T'} \right)^2 \frac{T'}{T_1 - T'}$$

Indem aber auch  $h' + h''$  constant =  $h$  ist, wäre

$$[\sum (BG)]^2 \text{ proportional } \left( \frac{T'}{T_1} \right)^2 \frac{T_1 - T'}{T'} = \frac{T'}{T_1} \left( 1 - \frac{T'}{T_1} \right)$$

und folglich  $\sum (BG)$  am grössten für

$$\frac{T'}{T_1} = \frac{1}{2} \text{ oder } T_1 = 2 T'.$$

Obschon dieses Ergebniss den gewöhnlichen Verhältnissen der Kesselanlagen entspricht, beruht es doch auf einer ganz besonderen, kaum realisirbaren (auch bei Herrmann der betreffenden Formel stillschweigend zugrundeliegenden) Voraussetzung, welche noch dazu das Hauptglied  $h'$  betrifft zu Gunsten einer Folgerung aus der Form des untergeordneten Gliedes  $h''$ . Wenn die Praxis mit durchschnittlich  $T_1 = 2 T'$  ungefähr das Richtige getroffen hat, so ist das der Fall bezüglich bester Ausnutzung nicht der Esse allein, sondern der ganzen Anlage mit Esse und verfeuerter Kohle.

#### §. 70. Aussergewöhnliche Mittel zur Beförderung des Zuges.

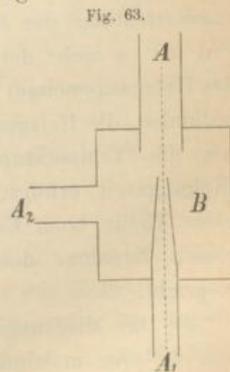
Bei nicht eingemauerten Dampfkesseln, insbesondere bei Schiffskesseln, sowie bei den Kesseln von Locomotiven und Locomobilen, kann der Esse in der Regel nur eine geringe Höhe gegeben werden, welche zur Zugerzeugung für die Feuerung nicht ausreicht, besonders wenn zugleich, wie hier gewöhnlich, zur Raumersparniss ein kleinerer Rost mit entsprechend grosser Schichtdicke des Brennstoffs verlangt wird. Die Beförderung des Zuges kann dann entweder durch künstliche Verminderung des Gasdruckes am Ende des Heizcanals oder durch Vergrösserung des Luftdruckes in einem abgeschlossenen Raume unter dem Roste bewirkt werden: ersteres insbesondere bei Locomotiven und Locomobilen durch den aus dem sogenannten Blasrohre ausblasenden Dampf der ohne Condensation arbeitenden Maschine, letzteres in Ermangelung verfügbaren Abdampfes bei Schiffskesseln.

Diese Druckvergrösserung unter dem Roste von Schiffskesseln geschieht meistens sehr einfach mit Hülfe eines verticalen weiten Rohrs,

welches unten in den Raum unter dem Roste mündet und oben, horizontal umgebogen, mit einer gegen den Wind zu richtenden Erweiterung versehen ist. Grössere Luftüberdrucke, bis 50 Millimeter Wassersäule entsprechend, sind in neuerer Zeit auf Kriegsschiffen mit Hülfe von Gebläsen zu fraglichem Zwecke und zwar mit grossem Erfolge erzielt worden.\*

Näherer Prüfung werde die Wirkung des Blasrohres unterworfen, jenes Rohres, aus welchem man in der Rauchkammer zwischen Heizcanal und Esse etwas unter der Einmündung in letztere den Abdampf so ausströmen lässt, dass die Mittellinie des Dampfstroms mit der Essenaxe zusammenfällt. Indem dieser Dampfstrom sich kegelförmig erweiternd den Querschnitt der Esse ausfüllt, in diesem aber sein Druck dem atmosphärischen nahe gleich sein muss, wird dadurch in der Rauchkammer, wo seine Geschwindigkeit erheblich grösser ist, ein kleinerer Druck, ein verdünnter Raum verursacht, in welchen die äussere Luft durch den Rost, demnächst als Heizgasgemenge durch den Heizcanal nachströmt, um mit dem Dampfstrom gemischt durch die Esse abgeführt zu werden. Um diese Vorrichtung möglichst vortheilhaft einrichten zu können, müssen die Beziehungen bekannt sein, welche zwischen der saugenden Dampfmenge, der angesaugten Luftmenge, den Querschnitten der Esse, des Heizcanals und des Blasrohres in seiner Mündung, dem in letzterem herrschenden Dampfdrucke und sonstigen etwa noch massgebenden Umständen stattfinden. Eine bezügliche eingehende experimentelle und theoretische Untersuchung, besonders mit Rücksicht auf die Verhältnisse von Locomotiven, ist von Zeuner angestellt worden, auf dessen betreffendes Werk (das Locomotivenblasrohr, Zürich 1863) hier verwiesen sei. Indem übrigens das zu Grunde liegende Princip der saugenden Wirkung von Flüssigkeitsstrahlen auch zu manchen anderen Zwecken technisch verwerthet worden ist, sei das Problem zunächst möglichst allgemein gefasst; die mathematischen Entwicklungen erfordern freilich stets gewisse Voraussetzungen, durch welche die hinreichend angenäherte Gültigkeit beschränkt wird.

In die Kammer *B*, Fig. 63, münde die Röhre *A*<sub>1</sub>, aus welcher eine Flüssigkeit in *B* hinein so ausströmt, dass die Axe des ausfliessenden Strahls mit der Axe des weiteren Ansatzrohres *A* zu-



\* Zeitschrift des Vereins deutsche Ingenieure, 1883, S. 917.

sammenfällt. Die Ausmündung von  $A_1$  liege der Einmündung von  $A$  so nahe, dass letztere den aus  $A_1$  kommenden und allmählich sich erweiternden Strahl vollständig aufnimmt, ohne zunächst ganz von ihm ausgefüllt zu werden; das Rohr  $A$  sei aber lang genug, dass in einiger Entfernung von seiner Mündung diese vollständige Ausfüllung durch die strömende Flüssigkeit stattfindet. In das Gehäuse  $B$  münde noch ein zweites Rohr  $A_2$  (ev. durch mehrere dergleichen zu ersetzen), durch welches, wenn der Druck in  $B$  hinlänglich klein ist, eine andere Flüssigkeit zufließt (angesaugt wird), welche dann mit der ersteren (saugenden) Flüssigkeit gemischt durch  $A$  zum Abfluss gelangt. Insbesondere bei der Blasrohrvorrichtung ist  $A_1$  das Blasrohr, aus welchem der abgehende Dampf zuströmt,  $A_2$  der Heizcanal, bzw. das System von Heizröhren, wodurch die Heizgase in die Rauchkammer einströmen,  $A$  die Esse. Der Untersuchung mögen die folgenden Voraussetzungen zugrunde gelegt werden.

1) Die Kammer sei hinlänglich gross, um annehmen zu dürfen, dass die angesaugte Flüssigkeit in ihr zur Ruhe kommt, bevor sie durch die saugende Flüssigkeit wieder in Bewegung gesetzt wird.

2) Mit der Mischung der Flüssigkeiten sei keine Aenderung des Gesamtvolumens verbunden. Volumenänderungen der einzelnen Flüssigkeiten sind nicht ausgeschlossen, aber sie seien bei der Mischung entgegengesetzt gleich. Freilich ist diese Voraussetzung selbst nicht ange nähert in solchen Fällen zutreffend, in welchen es sich um Mischung tropfbarer Flüssigkeit mit Dampf handelt, welcher dabei condensirt wird, wie es z. B. bei der Dampfstrahlpumpe der Fall ist; am vollkommensten trifft sie bei einer Wasserstrahlpumpe zu (Förderung von Wasser durch einen Wasserstrahl). In welchem Grade es insbesondere bei der Blasrohrvorrichtung der Fall ist, lässt sich von vorn herein nicht sagen; es wird um so mehr der Fall sein, je mehr der Wasserdampf und die Luft (das Heizgasgemenge) in einem solchen Massenverhältnisse und in solchen Zuständen, die Heizgase insbesondere so heiss in die Kammer einströmen, dass die Temperatúrausgleichung, insoweit sie während der kurzen Mischungszeit erfolgt, in Verbindung mit den gleichen Druckzunahmen beider Theile beim Uebergange aus der Kammer zur Esse einer ebenso grossen Zunahme des Dampfolumens wie Abnahme des Luftolumens entspricht.

3) Die Mischung werde zwar als eine beliebig innige, aber doch nicht als eine molekulare betrachtet, eine Vorstellung, welche übrigens weniger das Wesen der Sache betrifft, als die Darstellungsweise im Falle von luftförmigen Flüssigkeiten. Bei molekularer Mischung von solchen

erfüllt jede den ganzen Raum des Gemisches, dessen Druck sich als Summe der Drucke der Mischungsbestandtheile darstellt; bei nur mechanischer Mischung hat umgekehrt jeder Theil den ganzen Druck, während das Gesamtvolumen sich als Summe der Theilvolumina darstellt. Einigermassen hängt diese dritte Voraussetzung mit der vorigen zusammen, insofern nämlich, als die molekulare Mischung eine vollkommene Temperaturengleichung einschliessen würde, wogegen im anderen Falle nicht ausgeschlossen ist, dass in der kurzen Zeit des Mischungsvorganges solche Ausgleichung nur unvollkommen zustandekommt, beide Theile vielmehr merklich verschiedene Temperaturen selbst in der Mischung zunächst behalten.

Bei Voraussetzung eines Beharrungszustandes, sowie von Meter (bezw. Quadratmeter oder Cubikmeter), Kilogramm und Sekunde als Einheiten sei nun:

$x$  der Druck in der Kammer  $B$ , Fig. 63,

$F_1$  die Grösse der Mündung des Rohrs  $A_1$ , ev. des kleinsten Querschnittes des mit Contraction aus ihr ausfliessenden saugenden Strahls,

$p_1$  der Druck in dem Raume, aus welchem das Rohr  $A_1$  herkommt, bezogen auf eine Stelle (nöthigenfalls durch Rechnung), welche mit  $F_1$  in gleicher Höhe liegt und woselbst die Geschwindigkeit verschwindend klein ist,

$m_1$  das Gewicht der pro Sekunde zufließenden saugenden Flüssigkeit,

$u_1$  ihre Geschwindigkeit in  $F_1$ ,

$\gamma_1$  ihr spezifisches Gewicht daselbst,

$\sigma_1$  ihr spezifisches Gewicht in der Mischung,

$s_1$  der auf  $u_1$  bezogene Widerstandscoefficient des Rohrs  $A_1$ ;

$F_2$  die Grösse der Mündung des Rohrs  $A_2$ , ev. des betreffenden kleinsten Querschnitts bei stattfindender Contraction,

$p_2$  der Druck in dem Raume, aus welchem  $A_2$  herkommt, verstanden analog wie  $p_1$ ,

$m_2$  das Gewicht der pro Sekunde angesaugten Flüssigkeit,

$u_2$  ihre Geschwindigkeit in  $F_2$ ,

$\gamma_2$  ihr spezifisches Gewicht daselbst,

$\sigma_2$  ihr spezifisches Gewicht in der Mischung,

$s_2$  der auf  $u_2$  bezogene Widerstandscoefficient des Rohrs  $A_2$ ;

$F$  die als constant vorausgesetzte Querschnittsgrösse des Rohrs  $A$ ,

$p$  der Druck, welchem entgegen der Abfluss durch  $A$  stattfindet, bei grösserer Länge und verticaler Lage reducirt auf den Anfang dieser Röhre,

$\varsigma$  der Widerstandscoefficient derselben.

Gemäss den obigen Voraussetzungen unter 3) und 2) ist das specifische Gewicht des Flüssigkeitsgemisches in  $A$ :

$$\gamma = \frac{m_1 + m_2}{\sigma_1 + \sigma_2} = \frac{m_1 + m_2}{\gamma_1 + \gamma_2} \dots \dots \dots (1)$$

und somit seine Geschwindigkeit:

$$u = \frac{m_1 + m_2}{\gamma F} = \left( \frac{m_1}{\gamma_1} + \frac{m_2}{\gamma_2} \right) \frac{1}{F} \dots \dots \dots (2).$$

Ausserdem ist natürlich:

$$u_1 = \frac{m_1}{\gamma_1} \frac{1}{F_1} \text{ und } u_2 = \frac{m_2}{\gamma_2} \frac{1}{F_2} \dots \dots \dots (3).$$

Bezüglich dieser Ausflussgeschwindigkeiten  $u_1$  und  $u_2$  aus  $A_1$  bzw.  $A_2$  finden gemäss der Gleichung der lebendigen Kraft, nämlich gemäss der auch im vorigen Paragraph benutzten Gleichung (Bd. I, §. 75, Gl. 2):

$$\frac{u du}{g} + v dp = dM - dB \dots \dots \dots (4)$$

stets Beziehungen statt von den Formen:

$$(1 + \epsilon_1) \frac{u_1^2}{2g} = \frac{p_1 - x}{\gamma'}; \quad (1 + \epsilon_2) \frac{u_2^2}{2g} = \frac{p_2 - x}{\gamma''} \dots \dots \dots (5),$$

wobei im Falle von tropfbaren Flüssigkeiten  $\gamma' = \gamma_1$  und  $\gamma'' = \gamma_2$  ist, während anderenfalls  $\gamma'$  und  $\gamma''$  streng genommen nur zugleich mit Hülfe einer anderen Gleichung (der früher so genannten Gleichung des Arbeitsvermögens oder der Wärmegleichung) entsprechend zu bestimmen sind. Z. B. für Wasserdampf als saugende Flüssigkeit ergibt sich  $\gamma'$  aus den Formeln in §. 111, Bd. I; nach Zeuner kann in diesem bei der Blasrohrvorrichtung vorliegenden Falle, sofern  $x$  nicht viel vom Atmosphärendrucke verschieden und  $p_1$  nicht erheblich grösser ist,

$$\gamma' = 0,258 (1,391 + p_1) \dots \dots \dots (6)$$

gesetzt werden, falls  $p_1$  in Atmosphären ausgedrückt ist.

Was  $\gamma''$  im Falle der Blasrohrvorrichtung betrifft, so lässt sich ohne näheres Eingehen auf die Gesetzmässigkeit der Temperaturänderungen im Herde und im Heizcanale nur sagen, dass  $\gamma''$  zwischen  $\gamma_3$  und dem specifischen Gewichte  $\gamma_0$  der äusseren Luft enthalten ist. Aus Gl. (4), worin hier  $M = 0$  zu setzen ist, folgt nämlich durch Integration bezüglich der Luftströmung bis zur Rauchkammer:

$$\frac{u_2^2}{2g} + \int v dp = -B = -\epsilon_2 \frac{u_2^2}{2g}$$

oder mit  $v = \frac{1}{\gamma}$  (unter  $\gamma$  hier das spezifische Gewicht des Heizgasgemenges an irgend einer Stelle verstanden), also mit

$$v dp = \frac{dp}{\gamma} = d\left(\frac{p}{\gamma}\right) - p d\frac{1}{\gamma}$$

$$(1 + \epsilon_2) \frac{u_2^2}{2g} = - \int v dp$$

$$= \frac{p_2}{\gamma_0} - \frac{x}{\gamma_2} + \int p d\frac{1}{\gamma}$$

oder wegen  $\int p d\frac{1}{\gamma} \begin{cases} < p_2 \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_0}\right) \\ > x \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_0}\right) \end{cases}$

$$(1 + \epsilon_2) \frac{u_2^2}{2g} \begin{cases} < \frac{p_2}{\gamma_0} - \frac{x}{\gamma_2} + p_2 \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_0}\right) = \frac{p_2 - x}{\gamma_2} \\ > \frac{p_2}{\gamma_0} - \frac{x}{\gamma_2} + x \left(\frac{1}{\gamma_2} - \frac{1}{\gamma_0}\right) = \frac{p_2 - x}{\gamma_0} \end{cases}$$

In der That folgt daraus durch Vergleichung mit (5):

$$\gamma_0 > \gamma'' > \gamma_2 \dots \dots \dots (7).$$

Was endlich die Mischung beider Flüssigkeiten und ihren gemeinsamen Ausfluss aus der Röhre  $A$  betrifft, so ergibt sich aus der Gleichung (4), wenn sie auf beide Flüssigkeiten zusammen bezogen, nämlich mit  $m_1 + m_2$  multiplicirt und dann bezüglich der saugenden Flüssigkeit von der Mündung  $F_1$  des Zufussrohres  $A_1$  an, bezüglich der angesaugten Flüssigkeit von ihrem Ruhezustande in der Kammer an integrirt wird, mit der Bezeichnung  $v = \frac{1}{\gamma}$  (unter  $\gamma$  vorläufig wieder irgend ein spezifisches Gewicht verstanden):

$$(m_1 + m_2) \frac{u^2}{2g} - m_1 \frac{u_1^2}{2g} + (m_1 + m_2) \int \frac{dp}{\gamma} + (m_1 + m_2) B = 0 \quad (8),$$

indem wieder die Arbeit  $M$  der Schwere oder anderer Massenkräfte = Null zu setzen ist. In dieser Gleichung ist mit Rücksicht auf die Voraussetzung unter 2) sowie auf Gl. (1):

$$(m_1 + m_2) \int \frac{dp}{\gamma} = (m_1 + m_2) \int d\frac{p}{\gamma}$$

$$= m_1 \left(\frac{p}{\sigma_1} - \frac{x}{\gamma_1}\right) + m_2 \left(\frac{p}{\sigma_2} - \frac{x}{\gamma_2}\right)$$

$$= \left(\frac{m_1}{\gamma_1} + \frac{m_2}{\gamma_2}\right) (p - x) = (m_1 + m_2) \frac{p - x}{\gamma};$$

ferner mit Rücksicht darauf, dass das letzte Glied von Gleichung (8) nicht nur die Widerstandsarbeit des Abflussrohres  $A$ , sondern auch die Stosswiderstandsarbeit infolge des plötzlichen Ueberganges der Geschwindigkeiten  $u_1$  und  $0$  der beiden Flüssigkeiten in die gemeinsame Geschwindigkeit  $u$  in sich begreift,

$$(m_1 + m_2)B = \zeta(m_1 + m_2) \frac{u^2}{2g} + m_1 \frac{(u - u_1)^2}{2g} + m_2 \frac{u^2}{2g}.$$

Die Gleichung (8) erhält dadurch, wenn sie ausserdem mit  $2g$  multipliziert wird, die Form:

$$(1 + \zeta)(m_1 + m_2)u^2 - m_1 u_1^2 + m_1(u - u_1)^2 + m_2 u^2 + (m_1 + m_2) \cdot 2g \frac{p-x}{\gamma} = 0.$$

Indem die Summe der 3 mittleren Glieder mit Rücksicht auf (2)

$$= m_1(u^2 - 2u u_1) + m_2 u^2 = (m_1 + m_2)u^2 - 2m_1 u_1 u$$

$$= (m_1 + m_2) \left( u^2 - \frac{2m_1 u_1}{\gamma F} \right)$$

ist, folgt daraus:

$$2g(p-x) = \frac{2m_1 u_1}{F} - (2 + \zeta)\gamma u^2 \dots \dots \dots (9).$$

Den Gleichungen (5) und (9) mögen schliesslich durch Eliminirung von  $u_1$ ,  $u_2$ ,  $u$  und  $\gamma$  vermittels (1) bis (3) die Formen gegeben werden:

$$2g(p_1 - x) = (1 + \zeta_1)\gamma' \left( \frac{m_1}{\gamma_1 F_1} \right)^2 \dots \dots \dots (10)$$

$$2g(p_2 - x) = (1 + \zeta_2)\gamma'' \left( \frac{m_2}{\gamma_2 F_2} \right)^2 \dots \dots \dots (11)$$

$$2g(p - x) = \frac{2m_1^2}{\gamma_1 F_1 F} - (2 + \zeta)(m_1 + m_2) \left( \frac{m_1}{\gamma_1} + \frac{m_2}{\gamma_2} \right) \frac{1}{F^2} \dots (12).$$

Diese Gleichungen (10) — (12) bestimmen 3 der darin vorkommenden Grössen, wenn die übrigen bekannt sind, z. B.  $m_1$ ,  $m_2$  und  $x$ . Im Falle der Blasrohrvorrichtung ist zur Eliminirung von  $x$  und zur Bestimmung des Verhältnisses  $m_1:m_2$  die Gleichung (12) mit einer der Gleichungen (10), (11) ausreichend. In diesem Falle kann nämlich gesetzt werden:

$\zeta = 0$  und  $p_2 = p =$  dem Atmosphärendrucke;

aus (11) und (12) folgt dann:

$$(1 + \zeta_2) \frac{\gamma'' m_2^2}{\gamma_2^2 F_2^2} = \frac{2m_1^2}{\gamma_1 F_1 F} - 2(m_1 + m_2) \left( \frac{m_1}{\gamma_1} + \frac{m_2}{\gamma_2} \right) \frac{1}{F^2}$$

oder mit den Bezeichnungen:

$$y_1 = \frac{F}{F_1}, y_2 = \frac{F}{F_2} \text{ und } z = \frac{m_2}{m_1} \dots \dots \dots (13)$$

und durch Multiplication mit  $\frac{\gamma_2}{2} \frac{F^2}{m_1^2}$ :

$$\begin{aligned} \frac{1 + \epsilon_2 \gamma''}{2 \gamma_2} y_2^2 z^2 &= \frac{\gamma_2}{\gamma_1} y_1 - (1 + z) \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + z \right) \\ &= \frac{\gamma_2}{\gamma_1} y_1 - \frac{\gamma_2}{\gamma_1} - \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + 1 \right) z - z^2 \end{aligned}$$

oder endlich mit der Bezeichnung

$$u = \frac{1 + \epsilon_2 \gamma''}{2 \gamma_2} \dots \dots \dots (14)$$

$$(\mu y_2^2 + 1) z^2 + \left( \frac{\gamma_2}{\gamma_1} + 1 \right) z = \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (y_1 - 1) \dots \dots \dots (15).$$

Sofern es der gesammte Abdampf der Maschine ist, welcher durch das Blasrohr abgeföhrt wird, hat das hier mit  $z$  bezeichnete Verhältniss bei Benutzung bisheriger Buchstabenbezeichnungen (§. 65) die Bedeutung:

$$z = \frac{m_2}{m_1} = \frac{BG}{D}$$

Bei Locomotiven ist es nur wenig veränderlich, durchschnittlich etwa

$$z = 2^{1/3}, \text{ entsprechend } \frac{D}{B} = 6 \text{ und } G = 14,$$

indem die genügende Verbrennung bei grosser Schichtdicke auf dem Roste einen nur mässigen Luftüberschuss erfordert. Damit aber das Blasrohr ein solches oder ein anderes Verhältniss  $z$  zur Folge habe, müssten zu ihm die Querschnittsverhältnisse  $y_1$  und  $y_2$  in der durch (15) dargestellten

Beziehung stehen. In derselben kann für das Dichtigkeitsverhältniss  $\frac{\gamma_2}{\gamma_1}$

ein angenäherter Werth eingesetzt werden, welcher der Temperatur entspricht, womit die Heizgase in die Rauchkammer strömen; der Coefficient  $\mu$  ist aber zuverlässig nur der Gleichung (15) selbst zu entnehmen nach der Einsetzung praktisch erprobter Werthe von  $y_1$  und  $y_2$  für Anlagen der betreffenden Art. Das ist um so nöthiger, als die Voraussetzungen, welche den Gleichungen (10) — (12) zugrunde liegen, von theilweise zweifelhafter Berechtigung sind, sodass auch die schliessliche Beziehung zwischen  $z$ ,  $y_1$  und  $y_2$  in anderer, als der obigen Form (15) gefunden wird, wenn die Gleichungen (10) — (12) auf andere Weise combinirt werden, wenn z. B. aus (10) und (11) durch Division das

Verhältniss  $\frac{m_2}{m_1} = z$  als Function von  $x$ , dann  $x$  mit Hülfe von (12) bestimmt wird. So ist es zu erklären, dass die Hauptformel Zeuner's aus (15) dadurch noch nicht erhalten wird, dass darin seiner Annahme entsprechend  $\gamma_1 = \gamma_2$  ( $= \gamma$ , gemäss der auch bei ihm zugrunde liegenden Annahme unveränderlichen Gesamtvolumens bei der Mischung) gesetzt wird, dass vielmehr ausserdem das Glied mit der ersten Potenz von  $z$  gestrichen werden müsste. Dadurch erst ergäbe sich:

$$z = \sqrt{\frac{y_1 - 1}{\mu y_2^2 + 1}} \dots \dots \dots (16).$$

Diese Erwägungen, und weil auch in (16) der Coefficient  $\mu$  nur auf Grund von Erfahrungen mit Locomotiven verschiedenen Systems bei Verwendung verschiedener Brennstoffe angemessen zu bestimmen ist (nach Zeuner  $\mu = 3$  bis 5), hatten den Verfasser bei einer früheren Veranlassung\* dazu bestimmt, obige Gleichung (15) nur bezüglich ihrer allgemeinen Form

$$y_1 = a + b y_2^2 \dots \dots \dots (17)$$

zu verwerthen, nämlich die Coefficienten  $a$  und  $b$ , von welchen  $a$  gemäss (15) nur von  $z$  und  $\frac{\gamma_1}{\gamma_2}$ , dagegen  $b$  zugleich von  $\mu$ , also von  $\zeta_2$  und  $\frac{\gamma''}{\gamma_2}$  abhängen würde, unmittelbar bewährten Verhältnissen der Praxis zu entnehmen. Die Einsetzung durchschnittlicher Werthe, insbesondere von

$$y_1 = 16 \text{ und } y_2 = 0,48 = 0,03 y_1$$

im Mittel aus 53 Fällen\*\* unveränderlicher Grösse der Blasrohrmündung  $F_1$  konnte freilich allein die zwei Coefficienten  $a, b$  noch nicht bestimmen. Es wurde deshalb ausserdem ein gewisses vortheilhaftestes Verhältniss zugrunde gelegt, welches als darin bestehend betrachtet wurde, dass  $z$  als Function von  $F$  betrachtet ein Maximum ist. Nun lässt die Vergleichung von (17) mit (15) erkennen, dass  $a$  und  $b$  Functionen von  $z$  sind von folgenden Formen:

$$a = \alpha_0 + \alpha_1 z + \alpha_2 z^2, \quad b = \beta z^2,$$

\* Siehe die von ihm mit Zusätzen versehene 5. Auflage (1869) von Redtenbacher's Resultaten für den Maschinenbau, Nr. 335.

\*\* Siehe die Skizzen und Hauptdimensionen der Locomotiven von verschiedenen Systemen, welche nach den Ergebnissen der im Jahre 1868 in München abgehaltenen Techniker-Versammlung der deutschen Eisenbahnverwaltungen im Auftrage der technischen Commission des Vereins von Heusinger von Waldegg herausgegeben wurden.

so dass Gl. (17) auch geschrieben werden kann:

$$\frac{F}{F_1} = \alpha_0 + \alpha_1 z + \alpha_2 z^2 + \beta z^2 \frac{F^2}{F_2^2}.$$

Werden in dieser Gleichung nur  $F$  und  $z$  als veränderlich betrachtet, so ergibt ihre Differenzirung mit  $\frac{dz}{dF} = 0$ , entsprechend dem Maximum von  $z$  als Function von  $F$ :

$$\frac{1}{F_1} = \beta z^2 \frac{2F}{F_2^2}, \text{ also } y_1 = 2b y_2^2$$

und somit nach (17):

$$a = y_1 - b y_2^2 = \frac{y_1}{2}.$$

Dürften also obige Durchschnittswerthe  $y_1 = 16$  und  $y_2 = 0,48$  als vortheilhafteste im Sinne dieser Bestimmung von  $a$  betrachtet werden, so wäre  $a = 8$  und ergäbe sich damit jenen Durchschnittswerthen entsprechend auch  $b$ , nämlich:

$$y_1 = 8 + 35 y_2^2 = 70 y_2^2 \dots \dots \dots (18).$$

Solche Bestimmung der Coefficienten  $a$  und  $b$  müsste freilich nicht nur, wie es hier beispielsweise geschehen ist, für eine Gesammtheit von Fällen im Durchschnitt, sondern für gewisse Constructionssysteme und Arten von Brennstoffen besonders ausgeführt werden, um hinlänglich brauchbare Constructionsregeln erwarten zu können. Bei der Unsicherheit der Grundlagen dieser ganzen Untersuchung lässt sich übrigens der verhältnissmässige Werth verschiedener Auffassungen und entsprechender Formeln für den technischen Gebrauch nur auf Grund vielseitiger Betriebserfahrungen genügend beurtheilen.

Der Gleichung (15) zufolge ist  $z = \frac{m_2}{m_1}$  vom Blasrohrdrucke  $p_1$  so gut wie unabhängig, indem nur allenfalls  $\gamma_1$ , jedoch in verschwindend kleinem Betrage, mit  $p_1$  sich ändern könnte. Indem ferner trotz etwa veränderlichen Dampfverbrauches  $m_1$  der Maschine doch  $z$  unter übrigens gleich bleibenden Umständen constant, d. h.  $m_2$  proportional  $m_1$  bleibt, ist der Blasrohrvorrichtung dadurch eine vortheilhafte Art von Selbstregulirung eigen. Zu weiterer Regulirung des Zuges, d. h. von  $z$ , ist nur ausnahmsweise und in mässigem Betrage ein Bedürfniss vorhanden. Sie könnte gemäss (15) durch Aenderung von  $y_1$  ( $F$  oder  $F_1$ ),  $y_2$  ( $F$  oder  $F_2$ ) oder von  $\mu$  (nämlich von  $\zeta_2$ ) geschehen, erfolgt aber gewöhnlich durch Grössenänderung der Blasrohrmündung  $F_1$  oder durch Aenderung von  $\zeta_2$ , z. B. mit Hülfe einer stellbaren Klappe am Aschenfall,

wodurch der Zutritt der Luft zum Roste mehr oder weniger zu erschweren ist. Die Gleichung lässt erkennen, dass  $z$  vergrößert wird durch Verkleinerung von  $F_1$  (Vergrößerung von  $y_1$ ) sowie durch weitere Oeffnung der Klappe (Verkleinerung von  $s_2$  und  $\mu$ ). Vermittels eines Röhrchens, aus welchem Kesseldampf unmittelbar in die Esse ausgeblasen werden kann, lässt sich die Anfachung des Feuers unterstützen, insbesondere auch beim Stillstande, somit ohne Dampfverbrauch der Maschine bewirken.

Bei dem Entwurfe einer Blasrohrvorrichtung ist  $F_2 =$  der Querschnittsumme aller Heizröhren (etwa  $= \frac{1}{5}$  der Rostfläche) gegeben. Durch Annahme von  $F$  ist dann  $y_2$  bestimmt, und es kann  $y_1$ , somit  $F_1$  aus (16) oder (17) mit Hilfe erfahrungsmässiger Coefficienten gefunden werden. Bei veränderlicher Blasrohrmündung ist dieses  $F_1$  ein Mittelwerth.

#### §. 71. Kesselspeisung.

Bei den früher üblichen Niederdruckdampfmaschinen, bei welchen der Dampfdruck im Kessel den atmosphärischen Luftdruck nur um etwa bis  $\frac{1}{3}$  Atm. übertraf, konnte die Speisung des Kessels mit Wasser durch hydrostatischen Druck von einem entsprechend höher gelegenen Behälter aus vermittels eines Speiserohres geschehen, welches, in den Wasserraum des Kessels hinabreichend, bis zu einer gewissen dem Dampfdrucke entsprechenden Höhe mit Wasser gefüllt blieb. Die Regulirung der Kesselspeisung, nämlich des Zuflusses aus dem Behälter in das Speiserohr, pflegte dabei durch ein Ventil am oberen Ende des letzteren vermittelt zu werden, welches durch einen dem Wasserstande im Kessel folgenden Schwimmer selbstthätig beim Steigen des Wassers über ein gewisses Niveau geschlossen, beim Sinken unter dasselbe mehr oder weniger geöffnet wurde.

Bei grösserer Dampfspannung pflegt das Wasser durch eine Speisepumpe in den Kessel gedrückt zu werden, deren Dimensionen entsprechend der üblichen periodisch unterbrochenen Speisung so bemessen sind, dass sie das in einer Periode  $p$  (§. 68) zu verdampfende Wasser schon in einem gewissen aliquoten Theile ( $\frac{1}{3}$  bis  $\frac{1}{6}$ ) dieser Zeit zu fördern vermag. Ein gegen den Kessel hin sich öffnendes Ventil (Speiseventil) an der Einmündungsstelle des Druckrohrs (Speiserohrs) in den Kessel vermittelt dessen Absperrung von der Pumpe bei ihrem Stillstande. Ihre In- und Ausserbetriebsetzung geschieht in der Regel von Hand je nach Bedürfniss. Nur selten ist auch in diesem Falle die Speisung mit

Hülfe eines Schwimmers selbstthätig entsprechend dem Wasserstande im Kessel regulirbar eingerichtet, sei es durch Hemmung oder Freigebung des Spieles des Saugeventils der Speisepumpe, sei es durch Schliessung oder Oeffnung des Speiseventils und zwar mittelbar in der Weise, dass der Schwimmer unmittelbar eine Umsteuerung bewirkt, durch welche dem Dampfdrucke auf einen Kolben die Aufgabe entsprechender Bewegung des Ventils zugewiesen wird.

Während übrigens die Einrichtung, die Abmessungen und der Betrieb einer Speisepumpe auf denselben Erwägungen beruhen, wie bei Pumpen zu mancherlei anderen Zwecken, welche dem Plane dieses Werkes gemäss an anderer Stelle zu besprechen sind, werde näherer Erörterung hier nur ein Apparat unterzogen, welcher speciell zum Zwecke der Kesselspeisung seit dem Jahre 1858 mehr und mehr die Pumpe mit Erfolg ersetzt hat: der Injector von Giffard oder die Dampfstrahlpumpe. Die Förderung des Wassers wird dabei durch die lebendige Kraft eines unmittelbar aus dem zu speisenden Kessel stammenden Dampfstrahls bewirkt, ähnlich wie bei der Blasrohrvorrichtung (§. 70) die Förderung der Verbrennungsluft und der Heizgase durch den Abdampf der Maschine; doch ist die saugende Wirkung des Injectors nur nebensächlich, indem es sich vorzugsweise um die Ueberwindung des Kesseldrucks durch das Wasser handelt, welches mit dem durch Condensation des benutzten Dampfes entstehenden Wasser gemischt ist. Indem diese Mischung mit entsprechender Erwärmung verbunden ist, hat der Injector den principiellen Vorzug, dass abgesehen von nebensächlichen Verlusten das ganze Arbeitsvermögen des benutzten Dampfes dem Kessel erhalten bleibt, bezw. zurückgegeben wird. Seine Unabhängigkeit vom Betriebe der Maschine gewährt den besonders bei Locomotiven und Dampfschiffen wesentlichen Vortheil, auch beim Stillstande die Kesselspeisung beliebig bewirken zu können, wozu im Falle von Pumpen dergleichen mit selbständigem Dampfbetriebe nöthig wären.

Die ursprüngliche Einrichtung des Injectors und seine Wirkungsweise sind im Princip folgende. Das vom Dampftraume des Kessels ausgehende Dampfzuleitungsrohr endigt mit einem düsenförmigen, conisch convergenten Mundstücke  $A_1$  in einer Kammer, der Condensationskammer, welche in ein gleichfalls nach aussen convergirendes, die damit coaxiale Dampfdüse  $A_1$  rings umgebendes Mundstück  $A_2$  ausläuft. In dieser Kammer, bezw. in ihrem Mundstücke  $A_2$  wird der Dampf durch Mischung mit dem kälteren Wasser condensirt und seine lebendige Kraft auf das aus der Mischung hervorgehende warme Wasser übertragen, insoweit sie

nicht durch den Stoss infolge der plötzlichen Geschwindigkeitsabnahme des Dampfes und der plötzlichen Geschwindigkeitszunahme des zufließenden Wassers in Wärme umgesetzt wird; sowohl die letztere, als auch die innere und äussere Verdampfungswärme des condensirten Dampfes findet sich als freie Wärme in dem Wasser, welches mit entsprechend grosser Geschwindigkeit und Temperatur aus der düsenförmigen Mündung  $A_2$  des Condensationsraumes ausfliesst. Dieser Wasserstrahl wird von der in kleiner Entfernung gegenüberliegenden Einmündung des Druckrohres  $A$  aufgefangen, welche zwar, um dieses Auffangen zu sichern und eine Verspritzung am Rande zu vermeiden, gegen  $A_2$  hin sich trichterförmig etwas erweitert, deren kleinster Querschnitt aber nicht grösser sein darf, eher etwas kleiner sein muss, als der Ausmündungsquerschnitt von  $A_2$ , zur Vermeidung des Ansaugens von Luft aus der Kammer, in welcher der Uebertritt des Wassers aus  $A_2$  in  $A$  stattfindet. Von dieser Uebertrittskammer ist ein Rohr abgezweigt zur Ableitung des Wassers, welches etwa von dem Aufsaugetrichter des Druckrohres  $A$  (vorübergehend beim Ingangsetzen des Apparates oder überhaupt unter aussergewöhnlichen Umständen) nicht aufgenommen wird. Indem endlich das Druckrohr sich von der Einmündung aus conisch erweitert, die Geschwindigkeit des Wassers in ihm also abnimmt, wird der Druck entsprechend grösser und somit geeignet, das Wasser in einen Raum zu pressen, in welchem ein gewisser höherer Druck herrscht, z. B. durch das sich öffnende Speiseventil in den Kessel, welchem der Betriebsdampf des Apparates entstammt.

Um die Wirkung des Injectors verschiedenen Umständen anzupassen, insbesondere auch behufs sicherer Ingangsetzung, falls das Wasser nicht aus einem höher gelegenen Behälter zufliesst, sondern auf eine gewisse Höhe anzusaugen ist, sind bei der ursprünglichen Einrichtung der Ausflussquerschnitt  $F_1$  der Dampfdüse  $A_1$  und die Grösse  $F_2$  der Oeffnung regulirbar, durch welche das Wasser in die Condensationskammer  $A_2$  einfliesst, d. i. des kleinsten ringförmigen Querschnittes zwischen der Aussenwand von  $A_1$  und der Innenwand von  $A_2$ . Ersteres geschieht dadurch, dass ein zugespitzter Dorn in der Düse  $A_1$  im Sinne seiner Axe vor- und zurückgeschraubt wird, letzteres durch axiale Bewegung der ganzen Düse  $A_1$  sammt Dorn vermittle einer anderen Schraube. Zur Vereinfachung des Apparates, insbesondere dann, wenn er stets unter ganz ähnlichen Umständen benutzt werden soll und eine saugende Wirkung nicht verlangt wird, sind indessen bei späteren Constructionen jene Querschnitte  $F_1$  und  $F_2$  unveränderlich gemacht worden, vorbehaltlich

entsprechender Regulirung der Dampf- und Wassermenge durch Ventile in der Dampf-, bezw. Wasserzuleitungsröhre. Auch finden sich Abweichungen von der ursprünglichen Einrichtung insofern, als die Uebertrittskammer nicht mit der Atmosphäre (durch das Abfluss- oder Sabberrohr), sondern mit der Condensationskammer communicirt, oder auch die conisch convergente Düse  $A_2$  ohne Unterbrechung in das conisch divergente Druckrohr  $A$  übergeht, eine Uebertrittskammer somit fehlt; unter solchen Umständen ist der Druck im kleinsten, nämlich im Anfangsquerschnitte des Druckrohrs nicht, wie bei der ursprünglichen Einrichtung, = dem Atmosphärendruck, sondern = dem Druck am Anfange bezw. am Ende der Düse  $A_2$ .

Die wesentlichste Ausgestaltung der ursprünglichen Idee zeigt der doppelwirkende Injector von Körting, welcher bei grösserer Saughöhe insbesondere auch wärmeres (gemäss §. 68 vorgewärmtes) Wasser in den Kessel zu fördern gestattet. Derselbe besitzt zwei Dampfdüsen  $A_1$  neben einander, eine kleinere und eine grössere, mit zugehörigen Condensations- und Wasserdüsen  $A_2$ , welche ohne Unterbrechung in conisch sich erweiternde Druckröhren  $A$  übergehen; beide Querschnittspaare  $F_1$  und  $F_2$  sind unveränderlich. Zur sicheren Ingangsetzung sind die zwangläufigen Bewegungen von Dampfeinlassventilen der Düsen  $A_1$  und die Drehung eines Hahnes  $H$ , welcher den vorläufigen Abfluss des zum Eintritt in den Kessel (zur Oeffnung des Speiseventils) noch nicht hinlänglich gepressten Wassers vermittelt, in eigenthümlicher Weise von einander abhängig gemacht. Bei der langsamen Drehung eines betreffenden Handgriffes wird nämlich von den beiden geschlossenen Dampfeinlassventilen des ausser Betrieb befindlichen Apparates zunächst nur das kleinere geöffnet; der dadurch zugelassene Dampf hat nur die Ansaugung von Wasser zu bewirken, welchem nämlich nach dem Durchflusse durch das zugehörige erste Druckrohr  $A$  der Abfluss durch einen Canal  $C$  und durch den Hahn  $H$  noch offen ist. Erst bei allmählicher Weiterdrehung des Handgriffes wird dieser Canal  $C$  abgesperrt und das angesaugte Wasser in die zweite Düse  $A_2$  weiter zu fliessen genöthigt. Indem aber gleichzeitig auch das Einlassventil des Dampfes zur zweiten Dampf Düse  $A_1$  sich zu öffnen angefangen hat, wird das in  $A_2$  einfliessende Wasser in das zweite Druckrohr  $A$  gepresst, kann freilich am Ende desselben zunächst noch durch einen Canal, welcher vom vorgenannten Canal  $C$  durch eine Scheidewand getrennt ist, und durch den Hahn  $H$  entweichen. Erst wenn zu Ende der überhaupt gestatteten Drehung des Handgriffes auch das grössere Dampfeinlassventil ganz geöffnet ist, hat zugleich der

Hahn eine solche Drehung erfahren, dass durch ihn das Wasser nach dem Durchfliessen weder des ersten noch des zweiten Druckrohrs entweichen kann; die Pressung desselben ist aber dann gross genug geworden, um behufs seines Eintritts in den Kessel das Speiseventil zu öffnen.

Um die Wirkungen der besprochenen Einrichtungen zu erklären und um die wesentlichen Abmessungen des Apparates unter gegebenen Umständen passend wählen zu können, ist eine mathematisch-wissenschaftliche Untersuchung, ergänzt durch Versuche und durch Erfahrungen im Betriebe, dienlich.

### §. 72. Theorie des Injectors.

Bei Voraussetzung zunächst eines einfachwirkenden (mit nur einer Dampfdüse versehenen) Injectors, ferner von Meter, Kilogramm und Sekunde als Einheiten sei:

$p_1$  der Druck,  $t_1$  die entsprechende Temperatur in dem Behälter (in der Regel dem zu speisenden Kessel), aus welchem der Dampf zuströmt, gemessen an einer Stelle, welche um

$h_1$  höher liegt, als der Condensationsraum des Injectors,

$y_1$  der verhältnissmässige Dampfgehalt dieses Dampfes, also  $(1 - y_1)$  Kgr. der Wassergehalt von 1 Kgr. desselben,

$\gamma_1$  sein specifisches Gewicht, welches mit Abstraction von dem kleinen Wasservolumen genau genug  $= \frac{1}{y_1 v_1}$  gesetzt werden kann, unter

$v_1$  das specifische Volumen trockenen gesättigten Dampfes vom Drucke  $p_1$  verstanden,

$q_1, r_1, Q_1$  bezw. die entsprechende Flüssigkeitswärme, gesammte und innere Verdampfungswärme,

$m_1$  das Gewicht des pro Sekunde mit der Geschwindigkeit

$u_1$  aus der Mündung =

$F_1$  der Dampfdüse ausfliessenden Dampfes;

$p_2$  der Druck (in der Regel der Atmosphärendruck) an der Oberfläche des Wassers in dem Behälter, aus welchem es zufliesst, bezw. angesaugt wird,

$h_2$  die Höhe dieser Wasseroberfläche über dem Condensationsraume des Apparates (negativ, wenn das Wasser zugleich angesaugt wird),

$t_2$  die Temperatur,  $q_2$  die entsprechende Flüssigkeitswärme,  $\gamma_2$  das specifische Gewicht dieses Wassers,

$m_2$  das Gewicht desselben, welches pro Sekunde mit der Geschwindigkeit

$u_2$  durch die Oeffnung =

$F_2$  in den Condensationsraum des Apparates einfließt,

$p'$  der Druck in diesem Raume,

$t'$  die entsprechende Sättigungstemperatur von Wasserdampf;

$u_0$  die Geschwindigkeit des Wassers im kleinsten Querschnitte =

$F_0$  an der Einmündung in die Druckröhre,

$p_0$  der Druck in demselben, bei der ursprünglichen Einrichtung des Apparates = dem in der Uebertrittskammer (§. 71) herrschenden Atmosphärendruck, dagegen  $p_0 = p'$ , wenn diese Kammer mit dem Condensationsraume communicirt oder ganz fehlt, indem die Condensationsdüse ohne Unterbrechung in das Druckrohr übergeht,

$\gamma_0$  das specifische Gewicht des in das Druckrohr eintretenden Wassers im Querschnitte  $F_0$ , welches von  $\gamma_2$  etwas verschieden und zwar  $< \gamma_2$  ist, weniger der durch die Zumischung des Dampfes erhöhten Temperatur wegen, als weil das in das Druckrohr gelangende Wasser zunächst noch uncondensirte Dampftheilchen beigemischt enthalten mag,

$\gamma$  das specifische Gewicht des Wassers im Druckrohre nach erfolgter Condensation dieser Dampftheilchen, somit nur noch infolge der Temperaturverschiedenheit  $\gamma$  etwas  $< \gamma_2$ ,

$t$  die Temperatur des Wassers im Druckrohre,

$q$  die derselben entsprechende Flüssigkeitswärme,

$p$  der Druck in dem Raume, in welchem das Wasser gefördert wird (in der Regel der Kessel, welchem der wirksame Dampf entnommen ist, also  $p = p_1$ ), gemessen an einer Stelle, welche um

$h$  höher liegt, als der Condensationsraum des Injectors,

$u$  die Ausflussgeschwindigkeit des Wassers aus der Druckröhre.\*

1) Um zunächst den Zustand des Wassers im Druckrohre zu erörtern, sei an irgend einer Stelle desselben in der Höhe  $h$  über dem Condensationsraume des Apparates:  $u$  die Geschwindigkeit,  $p$  der Druck,  $t$  die Temperatur,  $Q$  der bis zu dieser Stelle pro Sekunde stattfindende Wärmeverlust; im Gegensatz zu den oben erklärten Buchstabenbezeichnungen seien somit  $h$ ,  $u$ ,  $p$  vorläufig allgemeiner verstanden. Auf die Bewegungen des Dampfes und des Wassers von ihren betreffenden Zu-

\* Durch die folgenden Entwicklungen werden die Angaben erläutert und ergänzt, welche vom Verfasser vor Jahren bezüglich der Dampfstrahlpumpe im Anhange der von ihm besorgten Ausgabe von „Redtenbacher's Resultaten für den Maschinenbau“ gemacht wurden.

flussbehältern, woselbst sie als in Ruhe befindlich vorausgesetzt werden, bis zur fraglichen Stelle im Druckrohre, woselbst in ihrer Mischung die Condensation des Dampfes vollendet sei, werde die Gleichung des Arbeitsvermögens angewendet, welche ausdrückt, dass der Zuwachs an Wärmewerth des Arbeitsvermögens gleich ist der Summe aus dem Wärmewerthe der Arbeiten äusserer Kräfte und aus der von aussen mitgetheilten Wärme. Gemäss den erklärten Buchstabenbezeichnungen, und wenn ausserdem mit  $A$  der Wärmewerth der Arbeitseinheit, mit  $w$  das (als constant zu betrachtende) spezifische Volumen des Wassers, mit  $w + A$  das spezifische Volumen gesättigten Dampfes bezeichnet wird, ist fraglicher Gleichung zufolge:

$$(m_1 + m_2) \left( q + A \frac{u^2}{2g} \right) - m_1 (q_1 + y_1 q_1) - m_2 q_2 = m_1 A [p_1 (w + y_1 A) + h_1] + \\ + m_2 A (p_2 w + h_2) - (m_1 + m_2) A (p w + h) - Q$$

mit Rücksicht darauf, dass das Arbeitsvermögen aus innerem und äusserem (lebendiger Kraft) zusammengesetzt ist, dass als äussere Kräfte die Pressungen auf die Endquerschnitte ausser der Schwere in Betracht kommen, und dass für ein Wasser- und Dampfgemisch (siehe Bd. I, §. 30, Gl. 1 und 2) das spezifische Volumen

$$= w + y A,$$

der Wärmewerth des spezifischen inneren Arbeitsvermögens

$$= q + y q$$

ist. Wegen  $r = q + A p A$  kann die Gleichung auch geschrieben werden:

$$(m_1 + m_2) \left( q + A \frac{u^2}{2g} \right) + Q = m_1 [q_1 + y_1 r_1 + A (p_1 - p) w + A (h_1 - h)] \\ + m_2 [q_2 + A (p_2 - p) w + A (h_2 - h)] \dots (1).$$

Sie bestimmt die Temperatur  $t$  unter übrigens gegebenen Umständen. Indem aber mit Rücksicht auf die nur unsicher zu schätzende Wärme  $Q$  diese Temperatur  $t$  oder der wenig davon verschiedene Zahlenwerth der Flüssigkeitswärme  $q$  kaum bis auf eine Einheit zuverlässig berechnet werden kann, dürfen in Gl. (1) die Glieder mit dem Factor  $A$  unbedenklich vernachlässigt werden, weil ihr Einfluss stets innerhalb solcher Fehlergrenze liegt. Es wäre nämlich erst dann

$$A \frac{u^2}{2g} = 1, \text{ wenn } u = \sqrt{424 \cdot 2 \cdot 9,81} = 91,2 \text{ Mtr.},$$

$$A w \cdot \Delta p = 1, \text{ wenn } \Delta p = 424 \cdot 000 \text{ Kgr. pro Quadratm.} = 41 \text{ Atm.},$$

$$A \cdot \Delta h = 1, \text{ wenn } \Delta h = 424 \text{ Mtr.}$$

wäre. Somit ist einfacher gemäss (1):

$$(m_1 + m_2)q + Q = m_1(q_1 + y_1 r_1) + m_2 q_2 \dots \dots \dots (2).$$

Setzt man auch noch  $Q = 0$ , indem man zur Ausgleichung  $y_1$  nach Schätzung etwas verkleinert, ferner  $q = t$  und  $q_2 = t_2$ , so folgt:

$$t = \frac{m_1(q_1 + y_1 r_1) + m_2 t_2}{m_1 + m_2} \dots \dots \dots (3).$$

Die erwähnte verhältnissmässige Kleinheit der Glieder mit  $A$  in Gl. (1) lässt erkennen, dass von dem Arbeitsvermögen des verwendeten Dampfes ein nur sehr kleiner Theil zur Speisung des Kessels an und für sich, der weitaus grösste Theil vielmehr zur Erwärmung des Speisewassers verbraucht wird, so dass der Injector zur Förderung von Wasser nur in solchen Fällen vortheilhaft sein kann, in welchen der Wärmegehalt dieses Wassers nützliche Verwendung findet, wie es bei der Kesselspeisung der Fall ist, einigermaßen auch bei der Füllung der Behälter von Eisenbahn-Wasserstationen, falls das erwärmte Wasser vor erheblicher Abkühlung weiter zur Tenderfüllung benutzt wird.

Die Grössen  $h$ ,  $u$ ,  $p$ , welche in Gl. (1) vorläufig auf eine beliebige Stelle des Druckrohrs bezogen worden waren, mögen jetzt, nachdem sie in der endgültigen Gleichung (3) ausgefallen sind, wieder im ursprünglich erklärten Sinne verstanden, nämlich auf das Ende der Druckröhre bezogen werden, so dass insbesondere im Falle der Kesselspeisung  $u$  die Einflussgeschwindigkeit des Wassers in den Kessel,  $p$  den Druck in demselben bedeutet. Sie stehen mit  $u_0$ ,  $p_0$  durch die Gleichung der lebendigen Kraft in Beziehung, welche ausdrückt, dass die der Geschwindigkeit  $u_0$  entsprechende Geschwindigkeitshöhe, insoweit sie nicht zur Bewältigung der Widerstände im Druckrohre verbraucht wird und schliesslich als kleinere,  $u$  entsprechende Geschwindigkeitshöhe übrig bleibt, der Summe aus  $h$  und dem Ueberschusse der dem Drucke  $p$  über die dem Drucke  $p_0$  entsprechende Druckhöhe gleich sein muss. Diese Gleichung ist, unter  $\zeta$  den auf den Anfangsquerschnitt  $F_0$  bezogenen Widerstandscoefficienten des ganzen Druckrohrs verstanden,

$$(1 - \zeta) \frac{u_0^2}{2g} - \frac{u^2}{2g} = h + \frac{p - p_0}{\gamma} \dots \dots \dots (4)$$

mit Rücksicht darauf, dass die Arbeit, welche der Condensation des im Querschnitte  $F_0$  etwa noch beigemischten Dampfes entspricht, sich in Wärme umsetzt, und dass deshalb die Arbeit des daselbst herrschenden Druckes  $p_0$  pro Gewichtseinheit Flüssigkeit = der entsprechenden Druck-

höhe nicht  $= \frac{p_0}{\gamma_0}$ , sondern richtiger nur  $= \frac{p_0}{\gamma}$  zu setzen ist.

Wegen der zunehmenden Weite des Druckrohrs ist übrigens  $u$  stets so klein im Vergleiche mit  $u_0$ , dass  $u^2$  in (4) gegen  $u_0^2$  vernachlässigt werden kann, und indem ferner  $\gamma$  selbst bei sehr verschiedenen Temperaturen  $t$  so wenig verschieden ist, dass dafür stets derselbe Werth. etwa

$$\gamma = 981 = 100g$$

gesetzt werden darf (streng genommen einer Temperatur von etwa  $55^\circ$  entsprechend), so folgt aus (4):

$$u_0 = \sqrt{\frac{2g \gamma h + p - p_0}{\gamma (1 - \epsilon)}} = \sqrt{\frac{0,02}{1 - \epsilon} (p + \gamma h - p_0)} \dots (5).$$

Das spezifische Gewicht  $\gamma_0$  des mit Dampftheilchen vermischten Wassers im Querschnitte  $F_0$  kann nur durch Vergleichung der Ergebnisse von Versuchen mit der selbstverständlichen Gleichung

$$m_1 + m_2 = \gamma_0 F_0 u_0 \dots (6)$$

ermittelt werden, in welcher  $u_0$  durch Gl. (5) bestimmt ist. Auf solche Weise\* wurde vom Verfasser die Beziehung:

$$\gamma_0 = 1100 - 5t \text{ für } t = 25^\circ \text{ bis } 85^\circ \dots (7)$$

als wahrscheinlich ungefähr zutreffend gefunden\*\*, vorausgesetzt, dass  $m_1$  und somit  $t$  nicht wesentlich grösser ist, als es die regelrechte Wirkung des Apparates unter den betreffenden Umständen erfordert, und dass ein Ansaugen von Luft durch den in das Druckrohr einfließenden Strahl, wodurch  $\gamma_0$  wesentlich kleiner würde, nicht stattfindet. Letzteres ist natürlich ausgeschlossen, wenn die Condensationsdüse ohne Unterbrechung in das Druckrohr übergeht, oder wenn wenigstens die Uebertrittskammer von der äusseren Luft abgesperrt ist; anderenfalls setzt es voraus, dass  $F_0$  nicht grösser ist, als  $F_1$ .

2) Der Vorgang im Condensationsraume umfasst den Einfluss von Dampf und Wasser in denselben, sowie die Mischung beider Theile.

Die Ausflussgeschwindigkeit  $u_1$  des Dampfes aus der Mündung  $F_1$  ist nach Bd. I, §. 111, indem hier

\* Benutzt wurden insbesondere Versuche von Villiers (Civilingenieur, 1860, S. 315) und Versuche von E. Beuther auf der Wasserstation der Aachen-Düsseldorfer Eisenbahn zu Aachen (Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1862, S. 333).

\*\* Die Condensation bis zum Querschnitte  $F_0$  ist natürlich um so vollständiger, somit  $\gamma_0$  um so grösser, je mehr die dem Druck  $p'$  im Condensationsraume entsprechende Sättigungstemperatur  $t' > t$  ist, so dass allgemeiner etwa zu setzen wäre:

$$\gamma_0 = a + b(t' - t).$$

Hier war  $p'$  wenig vom Atmosphärendrucke,  $t'$  wenig von  $100^\circ$  verschieden.

$$p' < p_1 \left( \frac{2}{m+1} \right)^{\frac{m}{m-1}} \dots \dots \dots (8)$$

zu sein pflegt, wenn

$$m = \frac{n(1 + \epsilon_1)}{1 + n \epsilon_1} \text{ mit } n = 1,035 + 0,1 y_1 \dots \dots \dots (9)$$

gesetzt wird, unter  $\epsilon_1$  den Widerstandscoefficienten der Dampfzufflussröhre verstanden,

$$u_1 = \sqrt{\frac{2g}{1 + \epsilon_1} \frac{m}{m+1} \frac{p_1}{\gamma_1}} \dots \dots \dots (10).$$

Der mittlere Druck in der Düsenmündung  $F_1$  ist = dem durch (8) bestimmten Grenzwerthe von  $p'$  (nahe =  $0,58 p_1$  für kleine Werthe von  $\epsilon_1$  und für  $y_1$  nahe = 1), wie sehr auch der Druck im Condensationsraume kleiner sein mag. Infolge dessen dehnt sich der Dampfstrahl ausserhalb  $F_1$  mit abnehmender mittlerer Pressung und zunehmender Geschwindigkeit aus; ist jene =  $p'$  geworden, so ist die Geschwindigkeit:

$$u' = \sqrt{2g \frac{n}{n-1} \frac{p_1}{\gamma_1} \left[ 1 - \left( \frac{p'}{p_1} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right]} \dots \dots \dots (11).$$

Die Annahme, dass solche Strahlerweiterung in dem engen Condensationsraume wirklich zustandekommt, bevor durch das zufließende Wasser der Dampf condensirt zu werden beginnt, ist allerdings zweifelhaft, erleichtert aber die Vorstellung und rechnerische Darstellung des Mischungsvorganges, bei welchem dann ein ringsum gleicher Druck  $p'$  stattfindet, somit die Condensationsarbeit nicht theilweise in lebendige Kraft, sondern lediglich in freie Wärme übergeht. Uebrigens macht es bei der kleinen Grösse von  $\epsilon_1$  wenig Unterschied, wenn statt (11) gesetzt wird:

$$u' = \sqrt{\frac{2g}{1 + \epsilon_1} \frac{n}{n-1} \frac{p_1}{\gamma_1} \left[ 1 - \left( \frac{p'}{p_1} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right]} \dots \dots \dots (12),$$

entsprechend der Vorstellung, dass die Widerstände der Dampfzufflussröhre nicht längs derselben stetig vertheilt, sondern am Ende gehäuft sich geltend machen.

Was die Geschwindigkeit  $u_2$  betrifft, mit welcher das Wasser durch den Querschnitt  $F_2$  in den Condensationsraum fließt, so rührt die entsprechende Geschwindigkeitshöhe, vergrößert um die betreffende Widerstandshöhe, von  $h_2$  her und von der Druckhöhe, welche dem Drucküberschuss  $p_2 - p'$  entspricht, gemäss der Gleichung:

$$(1 + \epsilon_2) \frac{u_2^2}{2g} = h_2 + \frac{p_2 - p'}{\gamma_2}$$

Dieselbe bestimmt:

$$p' = p_2 + \gamma_2 h_2 - \gamma_2 (1 + \epsilon_2) \frac{u_2^2}{2g} \dots \dots \dots (13),$$

nachdem mit Rücksicht auf (6):

$$u_2 = \frac{m_2}{\gamma_2 F_2} = \frac{u_0}{1 + \frac{m_1 \gamma_2 F_0}{m_2 F_2}} \dots \dots \dots (14)$$

mit Hilfe von (5) und (7) gefunden worden ist.

Das Verhältniss  $\frac{m_1}{m_2}$  ist bedingt durch die Gleichung der lebendigen Kraft für die mit Stoss (plötzlicher Geschwindigkeitsänderung) und entsprechendem Arbeitsverluste stattfindende Mischung von Wasser und Dampf. Diese Gleichung ist unter der Voraussetzung, dass der Mischungsvorgang erst dann beginnt, wenn der Dampfstrahl die Geschwindigkeit  $u'$  und die Pressung  $p'$  angenommen hat, so dass die Condensationsarbeit dieses ringsum gleich grossen Druckes  $p'$  auf das äussere Arbeitsvermögen (die lebendige Kraft) ohne Einfluss ist,

$$(m_1 + m_2) \frac{u_0^2}{2g} = m_1 \frac{u'^2}{2g} + m_2 \frac{u_2^2}{2g} - m_1 \frac{(u' - u_0)^2}{2g} - m_2 \frac{(u_2 - u_0)^2}{2g} + \frac{m_1 + m_2}{\gamma_0} (p' - p_0)$$

und es folgt daraus:

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{\frac{u_0(u_0 - u_2)}{g} + \frac{p_0 - p'}{\gamma_0}}{\frac{u_0(u' - u_0)}{g} - \frac{p_0 - p'}{\gamma_0}} \dots \dots \dots (15).$$

Im Falle  $p_0 = p'$  wird

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{u_0 - u_2}{u' - u_0} \dots \dots \dots (16),$$

welche Gleichung oder auch, indem  $u_2$  klein gegen  $u_0$ ,  $u_0$  klein gegen  $u'$  ist, die Gleichung

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{u_0}{u'} \dots \dots \dots (16, a)$$

in anderen Fällen als Näherungsformel benutzt werden kann.

3) Die Beziehungen zwischen der Leistungsfähigkeit und den Dimensionen eines Injectors unter gegebenen Umständen betreffen hauptsächlich die Beziehungen zwischen dem pro Sekunde zu fördernden Wassergewichte  $m_2$ , dem dazu gebrauchten Dampfgewichte  $m_1$ ,

und den Grössen der Dampfdufenmündung  $F_1$  sowie des kleinsten Querschnittes  $F_0$  des Druckrohrs. Es seien etwa

$$F_1 \quad m_1 \quad m_2$$

zu bestimmen, wenn  $F_0$  als vorzugsweise massgebend für die Grösse des Apparates gegeben ist, und wenn ferner gegeben sind:

$$t_2 \quad h_2 \quad h \quad y_1 \quad p_1 \quad p_2 \quad p'$$

ausser den Abmessungen und Dimensionsverhältnissen, welche zur Beurtheilung der Widerstandscoefficienten  $\zeta$ ,  $\zeta_1$ ,  $\zeta_2$  nach bekannten hydraulischen Gesetzen und Erfahrungen gegeben sein müssen. Die Höhe  $h_1$  pflegt zwar auch gegeben zu sein, kommt aber als unwesentlich in den zu benutzenden, auf gewissen Vernachlässigungen beruhenden Gleichungen nicht vor. Von den verschiedenen Drucken pflegt  $p_1 = p =$  dem Drucke im Kessel,  $p_2 =$  dem Atmosphärendrucke zu sein;  $p_0$  ist bei der ursprünglichen Einrichtung des Apparates auch, und zwar = dem Atmosphärendrucke gegeben. Im Falle  $p_0 = p'$  lässt sich vorläufig gemäss (13) nach Schätzung

$$p_0 \text{ etwas } < p_2 + \gamma_2 h_2 \text{ mit } \gamma_2 = 1000$$

annehmen und damit in die Rechnung eintreten, bis sich ein corrigirter Werth von  $p' = p_0$  ergibt.

Durch  $y_1$  und  $p_1$  sind auch  $\gamma_1$  und  $t_1$  in bekannter Weise bestimmt. Die Mündungsgrösse  $F_2$  der Wasserzflussröhre, verstanden als Maximalwerth (der grössten Leistung des Apparates entsprechend), falls sie regulirbar ist, werde im Verhältnisse zu  $F_0$  angenommen, etwa =  $15 F_0$  bis  $20 F_0$ , wachsend mit  $p_1 = p$ .

Nach (5) findet man jetzt  $u_0$ , alsdann, wenn für das Verhältniss  $\frac{m_1}{m_2}$  ein vorläufiger Werth angenommen wird — wobei die Beispiele unter 4) als Anhalt dienen können —  $t$  und  $\gamma_0$  aus (3) und (7). Weiter folgt  $u_2$  aus (14) und  $p'$  aus (13), wonach, wenn im Falle  $p_0 = p'$  der gefundene Werth von  $p'$  mit der Annahme bezüglich  $p_0$  nicht hinlänglich übereinstimmen sollte,  $u_0$ ,  $u_2$  und  $p'$  zu corrigiren sind. Durch (12) ist jetzt  $u'$  bestimmt, dann  $\frac{m_1}{m_2}$  durch (15), bzw. (16). Wenn der so gefundene Werth dieses Verhältnisses mit dem vorläufig angenommenen Werthe desselben nicht schon genügend übereinstimmt, sind damit durch Wiederholung der Rechnung corrigirte Werthe von

$$t \quad \gamma_0 \quad u_2 \quad p' \quad u' \quad \frac{m_1}{m_2}$$

zu ermitteln, bis die genügende Uebereinstimmung erzielt ist, was in der Regel eine nochmalige Wiederholung der Rechnung nicht erfordern wird. Schliesslich ergeben sich dann  $m_1$  und  $m_2$  einzeln aus ihrem gefundenen Verhältnisse und aus ihrer Summe gemäss (6).

Durch  $m_1$  ist auch  $F_1$  bestimmt, nämlich nach Bd. I, §. 111 bei Voraussetzung obiger Ungleichung (8) durch die Gleichung:

$$m_1 = \alpha F_1 \sqrt{\frac{g m}{1 + \zeta_1} \left(\frac{2}{m + 1}\right)^{\frac{m+1}{m-1}} \cdot p_1 \gamma_1},$$

in welcher  $m$  durch (9) bestimmt ist und  $\alpha$  einen Contractionscoefficienten bedeutet. Ihre Verbindung mit der Gleichung

$$m_1 + m_2 = \gamma_0 F_0 u_0$$

ergibt auch:

$$\alpha \frac{F_1}{F_0} \sqrt{\frac{g m}{1 + \zeta_1} \left(\frac{2}{m + 1}\right)^{\frac{m+1}{m-1}} \cdot p_1 \gamma_1} = \frac{\gamma_0 u_0}{1 + \frac{m_1}{m_2}} \cdot \frac{m_1}{m_2} \dots \dots (17)$$

zur Bestimmung des Querschnittsverhältnisses  $\frac{F_1}{F_0}$  oder des entsprechenden Durchmesserhältnisses

$$\frac{d_1}{d_0} = \sqrt{\frac{F_1}{F_0}}$$

Sofern man übrigens im gewöhnlichen Betriebe auf eine etwas grössere, als die gerade nöthige Dampfmenge, sowie auch auf zeitweilig aussergewöhnliche Umstände zu rechnen hat, ist es rathsam, die Dampfdüsenmündung etwas grösser zu machen, als dieses  $F_1$ , vorbehaltlich der Anpassung an die jeweiligen Umstände unmittelbar durch einen die Düse mehr oder weniger verengenden Dorn, oder mittelbar durch ein Regulirungsventil in der Dampfzulufröhre, wodurch  $\zeta_1$  nach Bedürfniss zu vergrössern, dadurch  $m_1$  zu verkleinern ist.

Auch der Querschnitt =  $F'$  des Dampfstrahls an der Stelle, wo seine Geschwindigkeit =  $u'$ , die Pressung =  $p'$  und das specifische Gewicht, entsprechend dem der Gleichung (12) zugrunde liegenden Aenderungsgesetze des Dampfzustandes,

$$\gamma' = \gamma_1 \left(\frac{p'}{p_1}\right)^{\frac{1}{n}} \dots \dots \dots (18)$$

geworden ist, hat ein gewisses Interesse, indem er die Weite des Condensationsraumes erkennen lässt, durch welche die vorausgesetzte Ausbreitung des Dampfstrahls ermöglicht wird. Weil aber die Querschnitte

$F'$  und  $F_0$  sich verhalten müssen, wie die gleichzeitig hindurchströmenden Flüssigkeitsgewichte, umgekehrt wie die betreffenden specifischen Gewichte und Geschwindigkeiten, ist

$$\frac{F'}{F_1} = \frac{m_1}{m_1 + m_2} \frac{\gamma_0 u_0}{\gamma' u'}$$

$$\frac{F'}{F_0} \gamma' u' = \frac{\gamma_0 u_0}{1 + \frac{m_1}{m_2}} \cdot \frac{m_1}{m_2} \dots \dots \dots (19).$$

Man kann sich übrigens auch vorstellen, dass der Druck und die Geschwindigkeit des Dampfstrahls nach dem Austritt aus der Düsenmündung allmählich von aussen nach innen in  $p'$  und  $u'$  übergeht, und dass der Dampf ebenso von aussen nach innen durch Mischung mit dem Wasser condensirt wird; die der obigen Gleichung (15) zugrunde liegende Vorstellung würde dann nicht unbedingt erfordern, dass die Weite des Condensationsraumes  $\cong F'$  ist.

4) Für einen Injector von der ursprünglichen Einrichtung werde beispielsweise angenommen:

$$h = 0, \quad n = 1,125 = 1\frac{1}{8}, \quad \text{nämlich } y_1 = 0,9$$

$$p_1 = p = 10333 \text{ a}, \quad p_2 = p_0 = 10333,$$

bezw.  $a$  Atm. und 1 Atm. entsprechend,

$$\zeta = \zeta_1 = 0,04 \quad \text{und} \quad \zeta_2 = 4.$$

Durch  $a$  sind  $t_1$  und  $\gamma_1 = \frac{1}{0,9 v_1}$  bestimmt. Bezüglich des Speisewassers sei ausser  $t_2$  hier nicht auch  $h_2$  gegeben; vielmehr werde

$$p' = 10333 \text{ a'}$$

angenommen und  $h_2$  entsprechend berechnet. Für gewisse Werthe von  $a$  und  $a'$  findet man nach (5), (12) und (18)

$$u_0 = 14,67 \sqrt{a - 1}$$

$$u' = 1324,5 \sqrt{\frac{a}{\gamma_1} \left[ 1 - \left( \frac{a'}{a} \right)^{\frac{1}{9}} \right]}; \quad \gamma' = \gamma_1 \left( \frac{a'}{a} \right)^{\frac{8}{9}}.$$

Entsprechend der gegebenen Temperatur  $t_2$  und einem vorläufig angenommenen Werthe von

$$\frac{m_1}{m_2} \text{ ungefähr } = \frac{u_0}{u'} (16, a)$$

findet man dann nach (3) und (7), wenn zu grösserer Sicherheit hier  $y_1 = 1$ , also

$$q_1 + y_1 r_1 = 606,5 + 0,305 t_1 = Q_1$$

gesetzt wird,

$$t = \frac{t_2 + \frac{m_1}{m_2} Q_1}{1 + \frac{m_1}{m_2}}; \quad \gamma_0 = 1100 - 5t$$

sowie, wenn ferner

$$F_2 = 20 F_0$$

angenommen wird, gemäss (14) mit  $\gamma_2 = 1000$ :

$$u_2 = \frac{\gamma_0 u_0}{20\,000 \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right)}$$

Das Verhältniss  $\frac{m_1}{m_2}$  kann jetzt nach (15) genauer berechnet und damit nöthigenfalls die Berechnung von  $t$ ,  $\gamma_0$ ,  $u_2$  und von  $\frac{m_1}{m_2}$  selbst wiederholt werden. Aus (13) ergibt sich endlich

$$h_2 = 10,33 (a' - 1) + 0,255 u_2^2.$$

Die Grösse des Querschnitts  $F_0$ , bzw. seines Durchmessers  $d_0$  ist bestimmt durch die stündlich zu fördernde Wassermenge; ist diese =  $M_2$  Kgr. oder Liter, so ist

$$M_2 = 3600 m_2 = \frac{3600}{1 + \frac{m_1}{m_2}} (m_1 + m_2) = \frac{3600}{1 + \frac{m_1}{m_2}} \gamma_0 F_0 u_0,$$

somit, wenn  $d_0$  in Millim. ausgedrückt wird,

$$\left. \begin{aligned} M_2 &= \frac{1}{10^6} \frac{3600}{1 + \frac{m_1}{m_2}} \gamma_0 \frac{\pi d_0^2}{4} \cdot 14,67 \sqrt{a-1} = A d_0^2 \sqrt{a-1} \\ &\text{mit } A = \frac{0,04148 \gamma_0}{1 + \frac{m_1}{m_2}} \dots \dots \dots \end{aligned} \right\} \cdot (20).$$

Die Querschnittsverhältnisse  $\frac{F_1}{F_0}$  und  $\frac{F'}{F_0}$  ergeben sich aus (17) und (19), von welchen Gleichungen hier die erstere mit

$$m = \frac{\frac{9}{8} \cdot 1,04}{1 + \frac{9}{8} \cdot 0,04} = 1,12 \text{ nach (9)}$$

und mit  $p_1 = 10\,333 a$ , wenn ausserdem  $\alpha = 0,9$  angenommen wird, übergeht in:

$$178 \frac{F_1}{F_0} \sqrt{a \gamma_1} = \frac{\gamma_0 u_0 m_1}{1 + \frac{m_1 m_2}{m_2}}$$

Folgende Tabelle enthält die verschiedenen Werthen von  $a$ ,  $a'$  und  $t_2$  entsprechenden Werthe von  $h_2$ ,  $\frac{m_1}{m_2}$ ,  $t$ ,  $A$ ,

$$\frac{d_1}{d_0} = \sqrt{\frac{F_1}{F_0}} \quad \text{und} \quad \frac{d'}{d_0} = \sqrt{\frac{F'}{F_0}}$$

$a$	$a'$	$t_2$	$h_2$	$\frac{m_1}{m_2}$	$t$	$\frac{d_1}{d_0}$	$\frac{d'}{d_0}$	$A$
2	1	15	0,11	0,0323	34,7	1,22	1,17	37,2
4	1	15	0,31	0,0398	39,3	1,25	1,38	36,0
6	1	15	0,49	0,0454	42,8	1,23	1,54	35,2
8	1	15	0,66	0,0501	45,7	1,21	1,66	34,4
10	1	15	0,82	0,0543	48,3	1,20	1,77	33,8
2	1	30	0,09	0,0324	49,2	1,17	1,12	34,3
4	1	30	0,26	0,0400	53,9	1,20	1,33	33,1
6	1	30	0,41	0,0455	57,2	1,18	1,47	32,3
8	1	30	0,56	0,0503	60,1	1,16	1,59	31,6
10	1	30	0,69	0,0545	62,6	1,15	1,70	30,9
2	1	45	0,08	0,0325	63,8	1,12	1,07	31,4
4	1	45	0,22	0,0401	68,3	1,15	1,27	30,2
6	1	45	0,34	0,0457	71,7	1,13	1,41	29,4
8	1	45	0,46	0,0505	74,5	1,11	1,52	28,7
10	1	45	0,57	0,0546	76,9	1,09	1,62	28,1
2	0,9	15	- 0,92	0,0318	34,4	1,21	1,18	37,3
4	0,9	15	- 0,72	0,0391	38,9	1,24	1,41	36,1
6	0,9	15	- 0,54	0,0447	42,4	1,23	1,58	35,3
8	0,9	15	- 0,37	0,0494	45,3	1,21	1,71	34,5
10	0,9	15	- 0,21	0,0534	47,8	1,19	1,82	33,9
2	0,8	15	- 1,96	0,0312	34,0	1,20	1,19	37,4
4	0,8	15	- 1,75	0,0385	38,6	1,23	1,46	36,2
6	0,8	15	- 1,57	0,0439	41,9	1,22	1,63	35,4
8	0,8	15	- 1,40	0,0486	44,8	1,20	1,77	34,7
10	0,8	15	- 1,23	0,0527	47,4	1,18	1,89	34,0

Dass sich in den Fällen  $a = 2$ , in welchen der Druck in der Düsenmündung (im kleinsten Querschnitt  $a F_1$  des Dampfstrahls) nur wenig  $> a'$  und somit  $F'$  nur wenig  $> a F_1$  ist,  $d'$  sogar etwas  $< d_1$  ergeben hat, liegt theils an der kleinen Verschiedenheit der Gleichung (11) von der dafür gesetzten Gleichung (12), theils daran, dass der Contractionscoefficient mit  $\alpha = 0,9$  vermuthlich etwas zu klein angenommen wurde.

Die Werthe von  $\frac{m_1}{m_2}$ ,  $t$  und  $\frac{d_1}{d_0}$  in der Tabelle sind als Minimalwerthe zu betrachten. Lässt man mehr Dampf zuströmen, so tritt der Strahl mit grösserer Geschwindigkeit in das Druckrohr ein, als zur Ueberwindung des Gegendruckes nöthig ist; indem aber dann die Condensation weniger schnell und vollkommen stattfindet,  $\gamma_0$  kleiner ausfällt, ist eine erhebliche Steigerung der geförderten Wassermenge auf diese Weise nicht zu erreichen. Unnöthig viel Dampf zuzulassen, ist auch deshalb nicht zu empfehlen, weil damit die Wärmeverluste wachsen und weil der Apparat um so besser und sicherer arbeitet, je schneller und vollständiger der Dampf condensirt wird.

Obige Rechnungsergebnisse gestatten bezüglich der Kesselspeisung bei Verwendung von Dampf des zu speisenden Kessels selbst und zunächst bei Voraussetzung eines Injectors von der ursprünglichen Einrichtung ( $p_0 = \text{Atmosphärendruck}$ ) die Folgerungen,

dass vermittels desselben Apparates um so mehr Wasser in einen Kessel gefördert werden kann, je höher die Dampfspannung desselben ist, indem diese Wassermenge in etwas geringerem Grade, als die Quadratwurzel aus dem Ueberdrucke des Kesseldampfes wächst,

dass das Förderquantum mit steigender Temperatur  $t_2$  des Wassers abnimmt,

dass es aber durch eine Saughöhe ( $-h_2$ ), so lange dieselbe eine gewisse Grenze nicht überschreitet, nur wenig beeinflusst wird,

dass endlich das passende Verhältniss der Dampföfenweite zur kleinsten Weite des Druckrohrs nur wenig unter verschiedenen Umständen verschieden ist.

5) Im Falle  $p_0 = p'$ , entsprechend den später üblich gewordenen einfacheren Einrichtungen des Injectors (§ 71), ist unter sonst gleichen Umständen zwar  $u_0$  nach (5) etwas grösser, wenn bei einer gewissen Saughöhe  $p'$  kleiner, als der Atmosphärendruck ist, so dass  $u_0 - u_2$  grösser,  $u' - u_0$  kleiner, aus beiden Gründen  $\frac{m_1}{m_2}$  nach (15) grösser ist; diese Vergrösserung wird aber dadurch vermindert oder aufgewogen, dass  $p_0 - p'$  jetzt gleich Null ist statt des positiven Werthes bei der ursprünglichen Einrichtung des Apparates. Unter solchen Umständen behält auch  $t$  nach (3) nahe dieselbe Grösse, und können überhaupt die Zahlenwerthe der obigen Tabelle auch als dem Falle  $p_0 = p'$  bei einfach wirkenden Injectoren nahe entsprechend betrachtet werden, sofern nicht  $p'$  ungewöhnlich klein, weil die Saughöhe ( $-h_2$ ) sehr erheb-

lich ist, was aber bei solchen Apparaten nicht vorkommt; nur die bei gegebener kleinster Weite  $d_0$  des Druckrohrs und bei gegebener Dampfspannung  $= a$  Atm. stündlich zu fördernde Wassermenge  $M_2$  wird etwas grösser, und zwar nach (20) ungefähr im Verhältnisse

$$\sqrt{a - a'} : \sqrt{a - 1}.$$

Erheblich ist dagegen der Einfluss eines kleineren zu überwindenden Gegendruckes  $p$  unter übrigens gleichen Umständen, insbesondere bei gegebenem Kesseldrucke  $p_1$ . Dadurch können  $u_0$  und  $\frac{m_1}{m_2}$  erheblich kleiner werden, somit auch  $t$ , selbst wenn  $t_2$  einen grösseren Werth hat; und diese Temperatur  $t$  kann selbst bei grösserer Saughöhe, also kleinerem Drucke  $p'$  im Condensationsraume noch kleiner bleiben, als die diesem Drucke  $p'$  entsprechende Sättigungstemperatur von Wasserdampf, wie es natürlich der Fall sein muss, damit die Condensation möglich sei. Vorzugsweise hierdurch ist es zu erklären, dass der doppelwirkende Injector von Körting (§. 71) wärmeres Wasser auf grössere Höhen anzusaugen gestattet, als ein gewöhnlicher einfachwirkender Injector. Bei jenem hat die erste Dampföse mit zugehöriger Druckröhre das Wasser nach seiner Ansaugung nur unter einen Druck  $p$  zu versetzen, welcher wenig grösser, als der Atmosphärendruck, jedenfalls viel kleiner, als der Kesseldruck  $p_1$  ist, und wenn auch durch den zweiten Theil des Apparates die Ueberwindung dieses Druckes  $p_1$  bewirkt werden muss, so strömt doch das Wasser der zweiten Dampföse mit einer gewissen schon vorhandenen Geschwindigkeit zu, ohne erst angesaugt werden zu müssen, vielmehr unter einem Drucke, welcher einem gewissen positiven Werth von  $h_2$  in der Wirkung gleich kommt.

6) Die Möglichkeit der Wirkung eines Injectors ist an die Bedingung geknüpft, dass die Temperatur  $t_2$  des zu fördernden Wassers und die Höhe  $= -h_2$ , bis zu welcher dasselbe angesaugt werden soll, gewisse Grenzen nicht überschreiten. Jedenfalls muss offenbar die Temperatur  $t$  des aus der Mischung mit dem Dampfe resultirenden Wassers kleiner sein, als die Siedetemperatur  $t'$  unter dem im Condensationsraume herrschenden Drucke  $= a'$  Atm., d. h. als die Temperatur gesättigten Wasserdampfes von diesem Drucke. Indem aber  $t$  ausser von  $t_2$  besonders vom Kesseldrucke  $= a$  Atm.,  $a'$  von  $-h_2$  abhängt, ergeben sich so die Maximalwerthe der Temperatur des angesaugten Wassers und seiner Saughöhe als abhängig von einander und vom Kesseldrucke, und zwar für einen einfachwirkenden Injector ungefähr wie folgt.

Indem die Geschwindigkeit  $u_2$  des zufließenden Wassers höchstens etwa = 2 Mtr., mit  $\epsilon_2 = 4$  also in Gl. (13) das untergeordnete Glied mit  $u_2$ :

$$(1 + \epsilon_2) \frac{u_2^2}{2g} < 1$$

ist, folgt aus dieser Gleichung mit

$$p' = 10333 a', p_2 = 10333, \gamma_2 = 1000:$$

$$a' \text{ etwas} > 1 + \frac{h_2 - 1}{10,33},$$

ungefähr:

$$a' = 1 + \frac{h_2 - 1}{10} = 0,9 + 0,1 h_2 \dots \dots \dots (21).$$

Andrerseits ist der Tabelle unter 4) zu entnehmen, dass in dem hier in Rede stehenden Falle der Kesselspeisung mit Hülfe von Dampf dieses Kessels selbst ( $p_1 = p$ ) die Werthe von  $\Delta = t - t_2$  im Wesentlichen nur von  $a$  abhängen, und zwar ist im Mittel

für $a = 4$	6	8	10	Atm.
$\Delta = 23,8$	27,2	30,1	32,6	Grad C.

Indem aber diese Temperaturerhöhungen als Minimalwerthe zu betrachten sind, entsprechend der Zulassung von nur gerade so viel Dampf, wie unbedingt nöthig ist, werde  $\Delta$  für den durchschnittlichen Betrieb in allen Fällen um 20 % grösser angenommen, nämlich

$$\left. \begin{array}{l} \Delta = t - t_2 = 28,5 \quad 32,5 \quad 36 \quad 39 \\ \text{für } a = 4 \quad 6 \quad 8 \quad 10 \end{array} \right\} \dots \dots \dots (22).$$

Indem nun nach (21)

für $-h_2 =$	0	1	2	3	4	5
$a' =$	0,9	0,8	0,7	0,6	0,5	0,4
$t' =$	97,1	93,9	90,3	86,3	81,7	76,2

ist, ergeben sich beispielsweise die folgenden Maximalwerthe von  $t_2$ :

$$\max. t_2 = t' - \Delta$$

für verschiedene Werthe von  $-h_2$  und  $a$ .

$-h_2 =$	0	1	2	3	4	5
$a = 4$	68,5	65,5	62	58	53	47,5
$a = 6$	64,5	61,5	58	54	49	43,5
$a = 8$	61	58	54,5	50,5	45,5	40
$a = 10$	58	55	51,5	47,5	42,5	37

Thatsächlich hört schon bei kleinerer Wassertemperatur oder kleinerer Saughöhe die regelrechte und sichere Function des Apparates auf, indem

$t$  erheblich  $< t'$  sein muss, wenn die Condensation hinlänglich schnell und vollständig vonstatten gehen soll. —

Bei einem doppelwirkenden Injector seien  $\Delta_1$  und  $\Delta_2$  bezw. die durch die erste und zweite Dampföuse bewirkten Erwärmungen des Wassers,  $a'$  und  $a''$  Atm. die Pressungen in den betreffenden Condensationsräumen,  $t'$  und  $t''$  die entsprechenden Siedetemperaturen,  $x$  Atm. der Druck zwischen dem ersten Druckrohre und der zweiten Dampföuse. Die Wirksamkeit des Apparates erfordert dann, dass

$$t_2 + \Delta_1 < t' \text{ und } t_2 + \Delta_1 + \Delta_2 < t''$$

sei; äusserstenfalls könnte

$$\Delta_1 = t' - t_2 \text{ und } \Delta_2 = t'' - t' \dots \dots \dots (23)$$

sein. Dabei kann nach (21)

$$a' = 0,9 + 0,1 h_2$$

gesetzt werden, wogegen  $a''$  nach (13) mit

$$p' = 10333 a'', p_2 = 10333 x, h_2 = 0$$

und bei den obigen Annahmen in Betreff  $u_2$  und  $\zeta_2$  näherungsweise:

$$a'' = x - 0,1$$

ist. Gemäss (3) ist, wenn hier wieder  $y_1 = 1$  gesetzt und die Erwärmung im durchschnittlichen Betriebe um 20 % grösser angenommen wird, als sie infolge der gerade nöthigen Dampfmenge sein würde,

$$\Delta_1 = t - t_2 = 1,2 \frac{m_1 Q_1 - m_1 t_2}{m_1 + m_2} = 1,2 \frac{Q_1 - t_2}{1 + \frac{m_1}{m_2}}$$

Daraus folgt  $\Delta_2$ , indem  $t_2$  durch  $t_2 + \Delta_1 = t'$  ersetzt wird, also

$$\Delta_2 = 1,2 \frac{Q_1 - t' m_1}{1 + \frac{m_1}{m_2}}$$

Was endlich das Verhältniss  $\frac{m_1}{m_2}$  betrifft, so ist nach (16) mit  $u_2 = 2$ :

$$\frac{m_1}{m_2} = \frac{u_0 - 2}{u' - u_0}$$

worin bei den oben unter 4) zugrunde liegenden Annahmen

$$h = 0, n = 1\frac{1}{8} (y_1 = 0,9), \zeta = \zeta_1 = 0,04$$

und analog den dort angeführten Ausdrücken von  $u_0$  und  $u'$  zu setzen ist:

$$u_0 = 14,67 \sqrt{x - a'}$$
 für das erste,

$$u_0 = 14,67 \sqrt{a - a''}$$
 für das zweite Druckrohr,

$$u' = C \sqrt{1 - \left(\frac{a'}{a}\right)^{\frac{1}{2}}} \text{ für die erste,}$$

$$u' = C \sqrt{1 - \left(\frac{a''}{a}\right)^{\frac{1}{2}}} \text{ für die zweite Dampfdüse}$$

$$\text{mit } C = 1324,5 \sqrt{\frac{a}{\gamma_1}} = 1324,5 \sqrt{0,9 v_1 a}.$$

Die Grössen  $t'$ ,  $t''$ ,  $A_1$ ,  $A_2$  in den Gleichungen (23) sind hiernach Functionen von  $a$ ,  $h_2$ ,  $t_2$  und  $x$ , so dass durch Eliminirung von  $x$  sich eine Beziehung ergibt, welche wieder dazu dienen kann, die Wassertemperaturen  $t_2$  zu bestimmen, welche an der Wirkungsgrenze des Apparates gewissen Dampfspannungen  $a$  und Saughöhen  $-h_2$  entsprechen. Die Formen der betreffenden Ausdrücke gestatten freilich nicht eine directe Entwicklung, vielmehr ist bei gegebenen Werthen von  $a$  und  $h_2$  durch Probiren  $x$  so anzunehmen, dass, wenn man nach Obigem die entsprechenden Werthe von  $a'$ ,  $a''$ ,  $t'$ ,  $t''$  berechnet, damit  $u_0$  und  $u'$  für das zweite Druckrohr, bezw. für die zweite Dampfdüse, sowie das Verhältniss  $\frac{m_1}{m_2}$  berechnet, der entsprechende Werth von  $A_2$  mit genügender Annäherung die zweite Gleichung (23) erfüllt. Ist ein solcher Werth von  $x$  gefunden, so sind auch  $u_0$  und  $u'$  für das erste Druckrohr, bezw. für die erste Dampfdüse zu berechnen, damit das zugehörige Verhältniss  $\frac{m_1}{m_2}$ . Mit diesem ergibt sich endlich die Temperatur  $t_2$  durch Gleichsetzung des obigen Ausdruckes von  $A_1$  mit  $t' - t_2$  gemäss der ersten Gleichung (23), nämlich aus der Gleichung:

$$\begin{aligned} (t' - t_2) \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) &= 1,2 (Q_1 - t_2) \frac{m_1}{m_2} \\ \left(1 + \frac{m_1}{m_2}\right) t' - 1,2 \frac{m_1}{m_2} Q_1 &= \left(1 - 0,2 \frac{m_1}{m_2}\right) t_2 \\ t_2 &= \frac{t' - (1,2 Q_1 - t') \frac{m_1}{m_2}}{1 - 0,2 \frac{m_1}{m_2}}, \end{aligned}$$

unter  $\frac{m_1}{m_2}$  das Gewichtsverhältniss von Dampf und Wasser für die erste Düse verstanden.

Wird z. B.  $a = 8$  Atm. und  $-h_2 = 5$  Mtr. angenommen, womit sich für den einfachwirkenden Injector die grösstmögliche Wassertemperatur  $t_2 = 40^0$  ergab, so findet man hier

$$x = 1,57 \text{ Atm. und } t_2 = 65,4 \text{ Grad,}$$

$$\frac{m_1}{m_2} = \begin{cases} 0,0154 & \text{für die erste,} \\ 0,0526 & \text{für die zweite Düse.} \end{cases}$$

Da  $m_2$  für beide gleich ist, haben die Dampfmengen  $m_1$  dasselbe Verhältniss:

$$154 : 526 = 1 : 3,4.$$

Dasselbe ist auch den Mündungsgrössen der Düsen zu geben; die durch sie bewirkten Erwärmungen sind:  $A_1 = 10,8$  Grad und  $A_2 = 34,9$  Grad.

### §. 73. Feuchtigkeit des Kesseldampfes.

Nachdem in den vorhergehenden Paragraphen die Einrichtung und der Betrieb von Dampfkesselanlagen in wesentlichen Beziehungen untersucht worden sind, bleibt schliesslich noch das Product solchen Betriebes, der entwickelte und dem Kessel entströmende Dampf, in einer Beziehung, nämlich in Betreff seines stets unerwünschten Gehaltes an mitgerissenem Wasser zu besprechen. Derselbe kommt wesentlich mit in Betracht, wenn es sich um ein Urtheil über die Güte einer Kesselanlage handelt; auch bei der Prüfung von Dampfmaschinen, besonders in Betreff ihres Dampfverbrauches, ist die Kenntniss der Feuchtigkeit des in die Maschine einströmenden Dampfes natürlich nöthig. Die zweckmässigsten Bestimmungsmethoden des Wassergehaltes sind von diesen Zwecken, überhaupt von den Umständen einigermaßen abhängig; auch kann die Feuchtigkeit des in die Maschine einströmenden von derjenigen des unmittelbar aus dem Kessel hervorgehenden Dampfes sehr verschieden, insbesondere kleiner sein, wenn der letztere in der betreffenden Leitung reichlich Gelegenheit findet, in ihm schwebende Wassertheilchen an der Wand des Leitungsrohres, ev. auch an absichtlich eingefügten, mehr senkrecht vom Dampfstrome getroffenen und ihn zu Richtungsänderungen zwingenden Wänden abzusetzen, und wenn dieses Wasser zusammen mit dem durch Abkühlung an der Rohrwand entstehenden Condensationswasser durch geeignete Einrichtungen von der Maschine fern gehalten wird. In sogenannten Condensirtöpfen kann es durch entsprechende Abflussröhren gesammelt und durch die Wirkung des Dampfdruckes selbstthätig ohne gleichzeitigen Dampfverlust entfernt werden.

Die vorgeschlagenen Methoden zur Bestimmung der Feuchtigkeit des Wasserdampfes lassen viel zu wünschen übrig. Ihre Anwendung hat übrigens mit zunehmender Wahrscheinlichkeit den Schluss gestattet, dass aus einem angemessen beschaffenen und nicht übermässig angestregten Kessel der Dampf fast trocken, jedenfalls mit viel weniger flüssigem Wasser entweicht, als früher vielfach angenommen wurde.\*

1) Von physikalischen Methoden ist vor Allem das Hirn'sche calorimetrische Verfahren hervorzuheben, darin bestehend, dass eine Probe des zu prüfenden Dampfes von bekannter Pressung  $p$  in eine gewogene Wassermenge =  $W$  Kgr. von kurz vorher gemessener möglichst niedriger Temperatur  $t_1$ , welche sich in einem Gefässe von bekanntem Gewicht =  $G$  Kgr. befinde, hineingeleitet und dadurch condensirt wird. Die Gewichtszunahme des Gefässes mit Wasserinhalt ergibt unmittelbar das Gewicht =  $D$  Kgr. des hineingeleiteten Dampfes, während sein gesuchter Wassergehalt ( $1 - y$  Kgr. in 1 Kgr. feuchten Dampfes) aus der gemessenen Temperaturerhöhung =  $t_2 - t_1$  des Wassers gefolgert werden kann. Sind nämlich  $q, q_1, q_2$ , die den Temperaturen  $t, t_1, t_2$  entsprechenden Flüssigkeitswärmen des Wassers, und ist  $r = q + Ap \Delta$  die der Temperatur  $t$  oder zugehörigen Pressung  $p$  entsprechende Verdampfungswärme ( $q$  die innere,  $Ap \Delta$  die äussere), so ist die von 1 Kgr. Dampf abgegebene Wärme einschliesslich der aus Condensationsarbeit entstandenen, vorausgesetzt, dass diese Condensation unter dem Drucke  $p$  erfolgt,

$$= q + yr - q_2,$$

so dass durch die Gleichung

$$D(q + yr - q_2) = W(q_2 - q_1) \dots \dots \dots (1),$$

aus welcher  $y$  gefunden werden kann, die vom Dampfe abgegebene der vom Wasser aufgenommenen Wärme gleich gesetzt wird. Hierbei ist jedoch  $W$ , weil das Gefäss stets nahe die Temperatur des Wassers annimmt, um das Wärmeäquivalent des Gefässes =  $Gc$  = dem Product aus Gewicht und specifischer Wärme des Gefässes zu vergrössern, sowie die Temperatur  $t_2$  um eine gewisse Grösse  $m \Delta t$ , wenn  $m$  die Zeit des Versuches (in Minuten) zwischen den Beobachtungen von  $t_1$  und von  $t_2$ ,  $\Delta t$  den Temperaturverlust bedeutet, welchen das Gefäss mit Wasser in einer Minute durch Abkühlung erleidet. Letzterer ist durch einen Hilfsversuch

\* Eine Besprechung dieser Methoden mit Literaturnachweisen von Prof. Alfr. Seemann enthält die Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1885, S. 340.

zu ermitteln, indem das Gefäss mit ungefähr  $W + \frac{1}{2} D$  Kgr. Wasser gefüllt, demselben eine Temperatur etwas  $> \frac{1}{2}(t_1 + t_2)$  ertheilt, und dann die Abkühlung während einiger (ungefähr  $m$ ) Minuten beobachtet wird.

Ist mit Rücksicht auf die Unsicherheit dieser Correctionen, sowie auch der Thermometerangaben an und für sich, die Temperatur  $t_2$ , nahezu somit auch  $q_2$  mit einem wahrscheinlichen Fehler  $= \delta t$  behaftet, während die übrigen Grössen in Gl. (1) ausser  $y$  als fehlerlos betrachtet werden, so ist der entsprechende Fehler von  $y$  dieser Gleichung zufolge:

$$\delta y = \frac{W+D}{Dr} \delta t \dots \dots \dots (2),$$

also um so kleiner, je kleiner  $\frac{W}{D}$ . Die Verkleinerung dieses Verhältnisses wird aber dadurch beschränkt, dass  $t_2$  erheblich  $< 100^\circ$  bleiben muss, um der vollständigen Condensation des Dampfes sicher sein zu können, wenn sie auch dadurch wesentlich unterstützt werden kann, dass die Dampfprobe in fein vertheiltem Zustande in das Wasser eingeleitet wird, vermittels einer Brause, mit welcher die von der Hauptleitung abgezwigte Zuleitungsröhre endigt. Wäre z. B.

$$q_1 = 10, q_2 = 50, y = 0,9$$

sowie, entsprechend 5 Atm. Dampfspannung,

$$q = 153,7 \text{ und } r = 499,2,$$

so wäre nach (1) nahe  $W = 14 D$  und damit nach (2):

$$\delta y = 0,03 \delta t, \text{ z. B. } = 0,015 \text{ für } \delta t = 0,5.$$

Ein kleineres  $\delta t$  ist kaum anzunehmen, wenn alle Messungsfehler als ein solcher von  $t_2$  gerechnet werden, wie hier geschehen, wenn auch zur Verkleinerung des Einflusses der Abkühlung und der Miterwärmung des Gefässes die Wassermenge darin hinlänglich gross genommen wird. Dazu kommt die Zweifelhaftigkeit der zugrunde liegenden Annahme, die Condensation erfolge durchaus unter dem Dampfdrucke  $p$ . Wenn freilich die Dampfzuleitungsröhre nach Hirn mit einer in das Wasser eintauchenden Spirale endigt, so dass in ihr schon ein erheblicher Theil des Dampfes condensirt und als Wasser durch die Löcher der Brause getrieben wird, so erfolgt diese Condensation unter dem Drucke  $p$ ; der dampfförmig hindurchströmende Theil wird aber ausserhalb der Brause unter einem Drucke  $p'$  condensirt, welcher nur wenig grösser ist, als der Atmosphärendruck.

Bei dieser Hirn'schen wie bei allen auf Probenahme beruhenden Bestimmungsmethoden ist es ungewiss, ob die Feuchtigkeit der Probe mit der mittleren Feuchtigkeit des gleichzeitig oder gar des während einer längeren Zeit in der Leitung an betreffender Stelle strömenden Dampfes übereinstimmt. Um die im letzteren Falle unerlässliche öftere Wiederholung des Versuches während fraglicher Zeit (z. B. während mehrstündiger Bremsung und Indicirung einer Dampfmaschine) zu vermeiden, wandte Linde einen continuirlich functionirenden Messapparat an, indem in einem verticalen Rohr, welches die spiralförmig gewundene Dampfzuströmung umgab, das Wasser aufwärts dem abwärts strömenden Dampf entgegengeführt und so letzterer vollständig condensirt wurde. Aus Menge und Temperatur einerseits des in einem untergestellten Gefässe aufgefangenen Condensationswassers, andererseits des Kühlwassers ergibt sich der gesuchte Wassergehalt des Dampfes nach denselben Principien, wie oben. Die wahrscheinlichen Fehler dürften übrigens nicht kleiner, eher grösser sein; die Condensation in der unten offenen Spirale findet hier unter einem von  $p$  bis zu atmosphärischer Pressung nach unbekanntem Gesetze stetig abnehmenden Drucke statt. —

Sonstige physikalische Verfahrungsweisen zu dem in Rede stehenden Zweck fasst Seemann in zwei Gruppen als Wägungs- und als Ueberhitzungsmethoden zusammen.

Die Wägungsmethode beruht auf einem einfachen Gedanken. Ist  $v$  das specifische Volumen eines Gemisches, welches in 1 Kgr. aus  $y$  Kgr. trockenem Dampf und aus  $1 - y$  Kgr. Wasser besteht, ist  $w$  das specifische Volumen des letzteren,  $w + \Delta$  dasjenige des ersteren, so ist

$$v = w + y \Delta.$$

Dabei ist  $w$  constant = 0,001 (Cubikm. pro Kgr.) zu setzen,  $\Delta$  auf bekannte Weise durch die Pressung des Dampfes bestimmt, während  $v = \frac{V}{D}$  durch Wägung eines bekannten Volumens  $V$  des Gemisches, wobei es  $D$  Kgr. schwer ermittelt sei, gefunden werden kann. Die betreffenden Apparate von Guzzi, von Knight und von Cario unterscheiden sich bezüglich auf Einrichtung und Handhabung durch die besondere Art der Verwirklichung dieses Gedankens. Die Schwierigkeiten der Füllung eines Ballons oder sonstigen Gefässes mit Dampf von ganz derselben Beschaffenheit, welche er in der betreffenden Leitung besitzt, sowie auch der Wägung dieses Gefässes mit solcher Genauigkeit, dass der Einfluss kleiner Feuchtigkeitsänderungen des eingeschlossenen Dampfes sehr gross ist im

Vergleich mit den Wägungsfehlern des viel grösseren Eigengewichts des Gefässes, dürften dieses Verfahren zu technischen Bestimmungen weniger geeignet machen.

Die Ueberhitzungsmethode oder, wie sie auch genannt werden könnte, die Verdampfungs- oder Trocknungsmethode, indem sie auf Verdampfung des beigemischten Wassers, also auf Trocknung des feuchten Dampfes beruht, liegt einem von Brocq angegebenen Apparate zugrunde. In die Dampfleitung wird ein Gehäuse mit einem darin befindlichen Bronzecylinder eingeschaltet, welcher letztere mit einem empfindlichen Manometer verbunden ist, und in welchen ein Plungerkolben eintaucht, durch eine Stopfbüchse abgedichtet und vermittels einer feingängigen Schraube sehr allmählich im Sinne der Cylinderaxe beweglich. Schieber am einen und anderen Ende des Cylinders, durch einen Handgriff von aussen gleichzeitig bewegbar, werden bei Beginn eines Versuches so gestellt, dass der Dampf durch den Cylinder hindurchströmt und seine Wand bis zur Dampftemperatur  $t$  anwärmt. Sobald dies angenommen werden kann, wird durch gleichzeitigen Schluss beider Schieber ein gewisses Dampfvolumen  $V_1$  im Cylinder abgesperrt, welches durch dessen Querschnitt und durch die Stellung des Plungers bestimmt ist. Wird nun der letztere langsam aus dem Cylinder herausgeschraubt, der beständig vom strömenden Dampfe umgeben bleibt, so bleibt auch im Innern die Temperatur nahe  $= t$ , die Pressung jedoch nur so lange  $=$  dem entsprechenden Drucke  $p$ , als noch zu verdampfendes Wasser im Cylinder vorhanden ist. Zeigt aber bei einer gewissen Vergrösserung  $= V - V_1$  des Dampfvolumens, welche durch Ganghöhe und Umdrehungszahl der zur Plungerbewegung dienenden Schraube bestimmbar ist, das Manometer eine beginnende Druckabnahme, so ist bei dem Volumen  $V$  der abgesperrte Dampf, dessen unbekanntes Gewicht  $= D$  sei, gerade trocken; und aus den Gleichungen:

$$V_1 = D(w + y \Delta)$$

$$V = D(w + \Delta),$$

worin  $w, y, \Delta$  die vorigen Bedeutungen haben, folgt:

$$\frac{V_1}{V} = \frac{w + y \Delta}{w + \Delta} \text{ sehr nahe } = y,$$

oder der verhältnissmässige Wassergehalt:

$$1 - y = \frac{V - V_1}{V}.$$

Die Methode empfiehlt sich dadurch, dass die gesuchte Grösse  $1 - y$  einer Grösse  $V - V_1$  proportional ist, welche unmittelbar gemessen werden kann, nicht erst aus einer anderen grösseren und möglicher Weise mit entsprechend grossen Fehlern behafteten abgeleitet zu werden braucht. Zweifelhaft ist es freilich, ob der Augenblick der Sättigung des Dampfes mit genügender Sicherheit erkannt werden kann, und ob die Annahme der beständigen Temperaturgleichheit innen und aussen nicht zu fehlerhaft ist; jedenfalls erfordert die Zulässigkeit dieser Annahme eine sehr langsame Bewegung des Plungers, entsprechend dem bei sehr kleiner Temperaturdifferenz sehr langsamen Wärmedurchgang durch die Cylinderwand. —

Einfacher in der Anwendung sind

2) die chemischen Methoden. Bei der am häufigsten bisher angewendeten wird in dem Wasser des Dampfkessels, welchem der auf seinen Wassergehalt zu prüfende Dampf entstammt, ein leicht und sicher chemisch nachweisbares Salz (z. B. Kochsalz) aufgelöst. Ergiebt die Analyse einer dem Kesselwasser (aus den oberen Schichten) entnommenen Probe  $s$  Gewichtstheile dieses Salzes in 1 Kgr. der Lösung, und enthielte der dem Kessel entströmende Dampf  $x = 1 - y$  Kgr. flüssiges Wasser in 1 Kgr., so müsste die Analyse einer Probe dieses Dampfes, bzw. des daraus durch Condensation in einer Vorlage entstandenen Wassers  $sx$  Kgr. Salz in 1 Kgr. nachweisen, und wenn sie thatsächlich  $\sigma$  Kgr. ergiebt, so ist  $x = \frac{\sigma}{s}$ . Das

Verfahren beruht auf der anderweitig begründeten Voraussetzung, dass bei der Verdampfung einer Salzlösung nur in mitgerissener tropfbarer Flüssigkeit Salz gelöst enthalten ist, und zwar in demselben Verhältnisse, wie in der ursprünglichen Lösung zur Zeit ihrer Verdampfung.

Während das Verfahren ebenso, wie die oben besprochenen physikalischen Methoden, die Feuchtigkeit des Dampfes an beliebiger Stelle einer Leitung zu bestimmen gestattet, freilich behaftet mit den Mängeln aller auf Probenahme beruhenden Verfahrungsweisen, giebt es andere chemische Methoden, welche ohne solche Mängel die mittlere Feuchtigkeit für eine längere Zeit ermitteln lassen, freilich beschränkt auf den Dampf, wie er unmittelbar dem Kessel während dieser Zeit entströmt, so dass sie zur Kesselprüfung im Princip die geeignetsten sind. Insbesondere gehört hierher das von Brauer angegebene Verfahren, dessen Grundgedanke schon früher von den Elsässer Ingenieuren der Hirn'schen Richtung ausgesprochen worden ist. Dabei wird der Gehalt einer im Kessel hergestellten Salzlösung zu Anfang und zu Ende der längeren Versuchszeit

bezw. =  $s_1$  und =  $s_2$  Kgr. Salz in 1 Kgr. Lösung bestimmt, und dafür gesorgt, dass der Wasserstand des Kessels während des Versuches fast constant bleibt, dass insbesondere zu Anfang und zu Ende das Gewicht des Kesselwassers gleich gross =  $K$  ist. Ist nun  $dD$  das Gewicht des Dampfes, welcher in einem Zeitelement aus dem continuirlich der Dampfenahme entsprechend gespeisten Kessel entweicht, während gleichzeitig in ihm der augenblickliche Salzgehalt  $s$  pro 1 Kgr. um  $-ds$  abnimmt, und ist  $x$  der verhältnissmässige Wassergehalt jenes Dampfes, so nehmen die  $dD$  Kgr. Dampf  $sx \cdot dD$  Kgr. Salz aus dem Kessel mit sich fort; aus der entsprechenden Gleichung

$$-Kds = sx dD \text{ oder } -\frac{ds}{s} = \frac{dD}{K} x$$

folgt durch Integration:

$$x = \frac{K}{D} \ln \frac{s_1}{s_2} \dots \dots \dots (3),$$

unter  $D$  das Gewicht des während der ganzen Versuchsdauer entweichenden Dampfes verstanden. Dasselbe ist = dem Gewichte des gleichzeitig eingeführten Speisewassers, während  $K$  aus den Dimensionen des Kessels berechnet werden kann. Vorausgesetzt ist, dass von dem Salz, welches in der anfänglichen Kesselfüllung aufgelöst wurde, im Speisewasser keine in Betracht kommende Menge enthalten ist.

Ein von Escher schon etwas vor Brauer angegebenes ähnliches, nur gewissermassen umgekehrtes Verfahren besteht darin, dass der Kessel mit einer Salzlösung von derselben Art und Concentration gespeist wird, wie sie zu Anfang einer längeren Versuchsdauer in ihm enthalten ist. Indem dann im Kessel die Concentration um so schneller zunimmt, je weniger salzig, weil je weniger feucht der Dampf aus ihm entweicht, kann das Gesetz jener Zunahme zur Bestimmung dieser Feuchtigkeit dienen. Wenn nämlich der unveränderliche specifische Salzgehalt des Speisewassers vorläufig mit  $s_0$  bezeichnet wird, so ist bei übrigens den früheren Bedeutungen der Buchstaben und unter der früheren Voraussetzung constanten Wasserstandes im Kessel in Folge continuirlicher, der Dampfenahme entsprechender Speisung:

$$Kds = s_0 dD - sx dD$$

$$\frac{x ds}{s_0 - xs} = \frac{dD}{K} x$$

$$x = \frac{K}{D} \ln \frac{s_0 - xs_1}{s_0 - xs_2} \dots \dots \dots (4).$$

Mit  $s_0 = 0$  erhält man die Gleichung (3) wieder; mit  $s_0 = s_1$  dagegen, dem Verfahren von Escher entsprechend, wird:

$$x = \frac{K}{D} \ln \frac{(1-x)s_1}{s_1 - xs_2} \dots \dots \dots (5).$$

Mit Hilfe einer leicht zu berechnenden Tabelle der Werthe von:

$$\frac{D}{K} = \frac{1}{x} \ln \frac{(1-x)s_1}{s_1 - xs_2}$$

für verschiedene Werthe von  $\frac{s_2}{s_1}$  und  $x$  lässt sich  $x$  durch Interpolation in einem gegebenen Falle mit genügender Annäherung finden.

Die Genauigkeit der Bestimmung von  $x$ , welche die beiden zuletzt besprochenen Methoden von Brauer und von Escher (bei ihrer Vergleichung im Folgenden bezw. als erste und zweite unterschieden) gewähren, kann im Princip beurtheilt werden nach der Grösse des Differentialquotienten  $\frac{ds_2}{dx}$  bei gegebenen Werthen der übrigen Grössen ausser  $x$  und  $s_2$ ; je grösser dieser Quotient ist, desto grösser und somit desto sicherer erkennbar ist der Unterschied der specifischen Salzgehalte des Wassers am Ende des Versuchs, welcher einer gewissen kleinen Verschiedenheit der verhältnissmässigen Wassergehalte des Dampfes entspricht. In beiden Fällen ist der fragliche Differentialquotient negativ, indem die Salzigkeit des Kesselwassers im ersten Falle um so schneller abnimmt, im zweiten um so langsamer zunimmt, je feuchter der entweichende Dampf ist; der Absolutwerth desselben sei im ersten Falle  $= q_1$ , im zweiten  $= q_2$ . Mit

$$m = \frac{D}{K}$$

folgt nun durch Differenzirung nach  $x$ , wenn  $s_2$  als Function von  $x$  betrachtet wird, während die übrigen Grössen constant sind, aus (3) für das erste Verfahren:

$$m = -\frac{1}{s_2} \frac{ds_2}{dx}; \quad q_1 = -\frac{ds_2}{dx} = ms_2 \dots \dots \dots (6).$$

Für das zweite Verfahren folgt gleicher Weise aus (5):

$$m = \frac{-1}{1-x} - \frac{1}{s_1 - xs_2} \left( -s_2 - x \frac{ds_2}{dx} \right)$$

$$(s_1 - xs_2) \left( m + \frac{1}{1-x} \right) = s_2 + x \frac{ds_2}{dx}$$

$$q_2 = - \frac{ds_2}{dx} = \frac{1}{x} \left[ s_2 - (s_1 - xs_2) \left( m + \frac{1}{1-x} \right) \right]$$

$$= ms_1 \left[ \frac{1}{m} \frac{s_2}{xs_1} - \left( \frac{1}{x} - \frac{s_2}{s_1} \right) \left( 1 + \frac{1}{m} \frac{1}{1-x} \right) \right] \dots (7).$$

Darin ist  $\frac{s_2}{s_1}$  eine Function von  $m$  und  $x$ , nämlich nach (5), unter  $e$  die Basis der natürlichen Logarithmen verstanden,

$$1 - x = \left( 1 - x \frac{s_2}{s_1} \right) e^{mx}$$

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{1}{x} - \frac{1-x}{x} e^{-mx} \dots \dots \dots (8).$$

Ist der kleinste Salzgehalt des Kesselwassers in beiden Fällen gleich gross, ist also

$s_2$  im ersten =  $s_1$  im zweiten Falle,  
so folgt aus (6) und (7) das Verhältniss der Genauigkeitsmasse beider Methoden bei gleichen Werthen von  $m$  und  $x$ :

$$\frac{q_2}{q_1} = \frac{1}{m} \frac{s_2}{xs_1} - \left( \frac{1}{x} - \frac{s_2}{s_1} \right) \left( 1 + \frac{1}{m} \frac{1}{1-x} \right)$$

$$= \left[ \frac{1}{m} \left( \frac{1}{x} + \frac{1}{1-x} \right) + 1 \right] \frac{s_2}{s_1} - \frac{1}{x} \left( 1 + \frac{1}{m} \frac{1}{1-x} \right) \dots (9),$$

worin  $\frac{s_2}{s_1}$  durch (8) bestimmt ist.

Praktisches Interesse haben nur solche Fälle, in welchen  $x$ , ein kleiner Bruch ist. Setzt man dann

$$\frac{1}{1-x} = 1 + x + x^2 + x^3 + \dots$$

und nach (8):

$$\frac{s_2}{s_1} = \frac{1}{x} \left[ 1 - (1-x) \left( 1 - mx + \frac{m^2}{2} x^2 - \frac{m^3}{6} x^3 + \dots \right) \right]$$

$$= 1 + m - m \left( 1 + \frac{m}{2} \right) x + \frac{m^2}{2} \left( 1 + \frac{m}{3} \right) x^2 - \dots$$

und fasst man in Gl. (9) die Glieder mit gleichen Potenzen von  $x$  zusammen, so heben sich diejenigen mit  $\frac{1}{x} = x^{-1}$  gegenseitig auf, und man findet bei Vernachlässigung der Glieder mit  $x^2$  und mit den höheren Potenzen von  $x$ :

$$\frac{q_2}{q_1} = 1 + \frac{m}{2} - m \left( 1 + \frac{m}{3} \right) x \dots \dots \dots (10),$$

welcher Gleichung z. B. die Zahlenwerthe der folgenden Tabelle entsprechen:

$m =$	0,5	1	2	4
$x = 0,01$	1,24	1,49	1,97	2,91
$x = 0,05$	1,22	1,43	1,83	2,53
$x = 0,1$	1,19	1,37	1,67	2,07

Man sieht daraus, dass bei kleinen Werthen von  $x$  die zweite Methode bezüglich des Genauigkeitsgrades der ersten um so mehr überlegen ist, je kleiner  $x$  und je grösser  $m$ , je grösser also die Versuchsdauer ist; letzteres wenigstens bis zu einer gewissen Grenze. Nach (10) ist nämlich

$$\frac{q_2}{q_1} = 1 \text{ für } 1 + \frac{m}{3} = \frac{1}{2x} \text{ oder } m = 3 \left( \frac{1}{2x} - 1 \right) \dots (11).$$

z. B. bei	$x = 0,01$	0,05	0,1
für	$m = 147$	27	12.

Das Maximum von  $\frac{q_2}{q_1}$ , insoweit es von  $m$  abhängt, entspricht nach (10) der Gleichung:

$$\frac{1}{2} - x - \frac{2}{3} xm = 0,$$

woraus sich  $m =$  der Hälfte des Werthes nach (11) ergibt, also

	$m = 73,5$	13,5	6
für	$x = 0,01$	0,05	0,1
Entsprechend ist	$\max \frac{q_2}{q_1} = 18,7$	4,0	2,2.

Wenn, wie gewöhnlich, die während des Versuches in den Kessel eingeführte Wassermenge ein nur mässiges Vielfache der beständig darin bleibenden Wassermenge, also  $m$  eine ziemlich kleine Zahl ist, so tritt die principielle Ueberlegenheit des Escher'schen Verfahrens nicht in solchem Grade hervor, als dass nicht das einfachere Verfahren von Brauer in der Praxis vorzuziehen sein möchte. Bei diesem ist nach (6) das Genauigkeitsmass  $q_1$  proportional  $m$ , also proportional der Dauer des Versuches; ausserdem wächst es (ebenso wie  $q_2$  bei dem andern Verfahren) mit der Salzigkeit des Wassers. In beiden Beziehungen muss bei der Anwendung des Verfahrens möglichst weit gegangen werden, um ein brauchbares Ergebniss erwarten zu dürfen; wäre  $m = 1$  und  $s_2 = 0,01$ , so müsste gemäss (6) dieser specifische Salzgehalt bis auf 0,0001 sicher bestimmt werden, um  $x$  bis auf 0,01 zuverlässig zu finden.

b. Allgemeine Erörterungen in Betreff der Verhältnisse von Dampfmaschinen.

§. 74. Uebersicht üblicher Arten und ihrer wesentlichen Einrichtungen.

Abgesehen von Bestrebungen bezüglich direct rotirender Dampfmaschinen, welche zu praktischer Bedeutung bisher nicht gelangt sind, wirkt der Dampf in der Maschine unmittelbar durch seinen Druck auf einen Kolben, der in einem Cylinder dicht anschliessend zwischen gewissen Grenzen hin und her beweglich ist; jede solche Hin- oder Herbewegung heisst ein Hub, eine Hin- und Herbewegung zusammen ein Doppelhub des Kolbens. Der aus Gusseisen bestehende (zunächst als nur einfach vorhanden vorausgesetzte) Dampfeylinder ist an den Enden durch aufgeschraubte Cylinderdeckel geschlossen, von welchen aber wenigstens der eine die Kolbenstange (dampfdicht mit Hülfe einer Stopfbüchse) hindurchlässt, mit welcher der Kolben in seiner Mitte fest verbunden ist.

Wenn der den Nutzwiderstand leistende Maschinentheil eine der Kolbenbewegung gleiche oder ähnliche Bewegung hat, wie z. B. ein Hammer- oder Rammklotz, ein Pumpengestänge oder dergleichen, so kann er unmittelbar oder vermittels eines eingeschalteten Hebels mit der Kolbenstange verbunden sein. Häufiger wird vom hin- und hergehenden Kolben zunächst eine Welle in Rotation um ihre Axe versetzt, indem diese fest mit einer Kurbel, letztere mit der Kolbenstange gelenkig durch eine Kurbelstange verbunden ist; der betreffende Mechanismus ist der gewöhnliche Schubkurbelmechanismus, hier auch als Schubkurbelgetriebe wirkend, mit dem Cylinder als festliegendem Gliede, dem Kolben nebst Kolbenstange als Schieber (Bd. II, §. 39, 1). Nur ausnahmsweise schwingt der Cylinder um eine zu seiner geometrischen senkrechte Axe, so dass dann dieselbe kinematische Kette (ebene Schubkurbelkette) als schwingende Kurbelschleife (Bd. II, §. 39, 3) zur Verwendung kommt; festliegend ist dann das Glied der Kette, welches bei festliegendem Cylinder die Kurbelstange war. Solche Maschinen mit schwingendem Cylinder sind mit principiellen und praktischen Uebelständen behaftet, welche zuweilen jedoch (z. B. bei kleineren Schiffsmaschinen) aufgewogen werden können durch den Vorzug kleineren Raumbedürfnisses, bedingt durch den unmittelbaren Angriff der Kolbenstange am Kurbelzapfen, also ohne Vermittlung einer Kurbelstange.

Obschon somit Dampfmaschinen ohne oder mit rotirender Bewegung,

letztere als solche mit festliegendem oder mit schwingendem Cylinder unterschieden werden können, sollen doch im Folgenden unter Dampfmaschinen ohne weitere Artbezeichnung zunächst nur Rotationsmaschinen mit festliegendem Cylinder verstanden sein. Zu ihnen gehören insbesondere die Transmissionsdampfmaschinen nach von Reiche's Bezeichnung, welche zunächst eine an die Kurbelwelle sich anschliessende, u. U. mannigfach verzweigte Transmission zu betreiben haben, von welcher der Antrieb der Arbeitsmaschinen ausgeht. Letztere können bei bestimmter Art und Betriebsweise der Dampfmaschine sehr verschiedenartig sein, wogegen die zweckmässige Anordnung einer Dampfmaschine ohne Rotation von der Wirkungsweise des betreffenden Nutzwiderstandes in solchem Grade abhängig zu sein pflegt, Kraft- und Arbeitsmaschine oft so eng verbunden sind, dass sie besser als Ganzes in Betracht gezogen werden.

Behufs eines dauernd hinlänglich dampfdichten Anschlusses des Kolbens, bezw. seiner metallischen Liederungsringe an die Cylinderwand, der Kolbenstange an die Packung der Stopfbüchse, sowie zu sicherer und dauerhafter Geradföhrung des Kolbens, ist die Kolbenstange einer Rotationsmaschine mit festliegendem Cylinder an dem aus diesem hervorragenden Ende mit dem sogenannten Kreuzkopfe verbunden, der eine besondere Geradföhrung und zwar sogenannte Coulissenföhrung mit fester Gleitbahn besitzt. Diese Anordnung ist die Regel bei liegenden Dampfmaschinen, d. h. bei horizontaler Cylinderaxe, wogegen bei stehenden Dampfmaschinen, d. h. bei verticaler Cylinderaxe unter Umständen Vortheile mit der Einföugung eines Hebels (eines Balancier's) zwischen Kolben- und Kurbelstange verbunden sein können. Zur Föhrung der Kolbenstange an ihrem Ende dient bei solchen Balancierdampfmaschinen eine Geradföhrung durch Hebelcombination, insbesondere z. B. das sogenannte Watt'sche Parallelogramm.

Man unterscheidet ferner Auspuffmaschinen und Condensationsmaschinen, jenachdem der Abdampf, d. h. der nach seiner Wirkung auf den Kolben abgehende Dampf in die freie Luft oder in den Condensator entweicht, nämlich in einen abgeschlossenen Raum, in welchem er durch kaltes Wasser condensirt wird. In einem Mischungscondensator, bei stationären (bezüglich auf die Erde festgelagerten) Maschinen üblich, erfolgt diese Condensation durch Mischung des Dampfes mit dem Kühlwasser, in einem Oberflächenecondensator durch oberflächliche Abkühlung. Die letztere Anordnung, obschon bei gleicher Wirksamkeit grössere Wassermengen und grosse Kühlflächen erfordernd, ist bei Schiffs-

maschinen gebräuchlich, sofern es hier bei überflüssig vorhandenem, jedoch salzigem Kühlwasser darauf ankommt, möglichst nur das salzfreie Condensationswasser zur Kesselspeisung wieder zu verwenden.

Wenn das Kühlwasser aus so grosser Tiefe gefördert werden muss, dass dazu nicht schon das Vacuum im Condensator (der Ueberschuss des Atmosphärendrucks über den im Condensator vorhandenen Druck) ausreicht, so dient dazu eine Pumpe, als Kaltwasserpumpe bezeichnet im Gegensatze zu der die Absaugung des Condensationswassers aus dem Condensator bewirkenden Warmwasserpumpe. In dem gewöhnlichen Falle des Mischungscondensators hat diese letztere Pumpe zugleich die Luft, welche sich im Condensator aus dem Kühlwasser entwickelt, in die Atmosphäre zu befördern, und diese Bestimmung ist so sehr massgebend für ihre Dimensionen und für ihre ganze Einrichtung, dass sie ausdrücklich als Warmwasser- und Luftpumpe oder auch nur als Luftpumpe bezeichnet wird.

Wie schon aus §. 62 hervorgeht (mit Rücksicht auf den Factor  $1 - \frac{T_2}{T_1}$  des Wirkungsgrades), wird der Effect einer Dampfmaschine durch die Condensation des Abdampfes vergrössert. Freilich wird sie dadurch auch complicirter und theurer, und kann eine Auspuffmaschine besonders dann vorzuziehen sein, wenn es bei kleiner Grösse, wobei die Kosten des Brennstoffes im Vergleich mit den übrigen Kosten weniger ins Gewicht fallen, den Umständen gemäss, z. B. bei schnellem Gange, auf möglichst einfache Einrichtung ankommt. Abgesehen davon, dass ausserdem die Condensationseinrichtung natürlich an das Vorhandensein hinreichenden Kühlwassers gebunden, bei Locomotiven z. B. aus diesem Grunde ausgeschlossen ist, kann übrigens auch der Abdampf von Auspuffmaschinen anderweitige nützliche Verwendung finden, z. B. zur Vorwärmung des Speisewassers (§. 68), zur Zugerzeugung durch das Blasrohr (§. 70) u. s. w. Balancier-Dampfmaschinen pflegen nur als langsam gehende Maschinen mit Condensation gebaut zu werden, ersteres, weil nur bei langsamem Gange die schwingende Masse des Balanciers genügend unschädlich ist, letzteres besonders deshalb, weil der Balancier zur Vermittlung des Betriebes von Hülfeinrichtungen, insbesondere zur Anhängung von Pumpenkolbenstangen besonders geeignet ist, solcher Vortheil aber nur bei Condensationsmaschinen in höherem Grade hervortritt.

Bezüglich der Art der Dampfwirkung unterscheidet man einfachwirkende und doppeltwirkende Dampfmaschinen, jenachdem der Dampf nur auf eine Seite des Kolbens oder abwechselnd auf beide Seiten

wirkt. Maschinen ohne Rotationsbewegung sind nicht selten einfachwirkend, Rotationsmaschinen nur ausnahmsweise, z. B. als Drillingsmaschinen, nämlich als Maschinen mit 3 Cylindern, deren Axen, unter Winkeln von  $120^{\circ}$  gegeneinander geneigt, die Axe der Kurbelwelle in demselben Punkte rechtwinklig schneiden. Während die Dampfeylinder nur aussen geschlossen sind, indem der Dampf nur auf die äussern Kolbenflächen wirkt, greifen die Kurbelstangen einen gemeinschaftlichen Kurbelzapfen an; die Kolbenstangen können ganz entbehrt werden, wenn die Kolben, unmittelbar mit den Kurbelstangen gelenkig verbunden, zugleich die Function von Kreuzköpfen zugewiesen erhalten. Uebrigens kann eine solche Anordnung nur allenfalls bei kleinen Dimensionen und sehr beschränktem Raume u. U. am Platze sein, sowie auch bei so schnellem Gange, dass der durch dauernd hier kaum vermeidliche Undichtigkeit der Kolbenliederungen verursachte Dampfverlust einen nicht zu grossen Theil des ganzen Dampfverbrauches ausmacht.

Wie später näher erörtert wird, werden die Einströmung des Dampfes in den Cylinder und seine Ausströmung aus demselben so geregelt, dass bei Beginn eines Hubes der Hinterdampf (hinter dem Kolben befindliche Dampf) schon eben in der Einströmung, der Vorderdampf (vor dem Kolben befindliche Dampf) schon eben in der Ausströmung begriffen ist, dass also jene Einströmung und diese Ausströmung schon etwas vor dem Ende des vorhergehenden Hubes, bezw. vor und hinter dem Kolben begonnen hatten oder dass, wie man sagt, eine gewisse Voreinströmung und Vorausströmung stattfindet. Die Einströmung hinter dem Kolben wird unterbrochen, sobald er einen gewissen vom Anfange des betreffenden Hubes an gemessenen Weg durchlaufen hat, dessen Verhältniss zur ganzen Hublänge der Füllungsgrad genannt wird; dann erfolgt Expansion des Hinterdampfes bis zum Beginn der Vorausströmung. Ebenso wird die Ausströmung des Vorderdampfes schon vor dem Ende des Hubes unterbrochen, worauf seine Compression erfolgt bis zum Beginn der Voreinströmung. Im Verlauf eines Hubes sind also 4 ausgezeichnete Kolbenstellungen zu unterscheiden, welche unter normalen Umständen folgendermassen aufeinander folgen:

1. Absperrung des Hinterdampfes und Beginn seiner Expansion.
2. Absperrung des Vorderdampfes und Beginn seiner Compression.
3. Ende der Expansion des Hinterdampfes und Beginn der Ausströmung.
4. Ende der Compression des Vorderdampfes und Beginn der Einströmung.

Während die 3 letzten dieser Kolbenstellungen seiner Stellung am Ende des Hubes im Allgemeinen nahe liegen, kann die erste zwischen weiten Grenzen veränderlich sein. Die Maschinenteile und Mechanismen, welche dazu dienen, den Ein- und Austritt des Dampfes in solcher Weise zu regeln, werden zusammengefasst als Steuerung bezeichnet.

Selbst dann, wenn während eines Hubes der Dampf hinter dem Kolben beständig ein-, vor ihm beständig ausströmte, somit dort wie hier fast constante Drucke stattfänden, würde trotz constanten Widerstandsmomentes der Kurbelwelle ihre Winkelgeschwindigkeit periodisch veränderlich sein wegen der Veränderlichkeit des Verhältnisses eines elementaren Kolbenweges und des gleichzeitigen elementaren Winkelweges der Kurbel. Um so mehr würde solche periodische Veränderlichkeit stattfinden wegen der Veränderlichkeit des Dampfdruckes auf den Kolben besonders infolge der mit der Expansion verbundenen Abnahme des Hinterdampfdruckes, wenn sie nicht in engere Grenzen eingeschlossen wird durch ein Schwungrad auf der Kurbelwelle, welches um so schwerer sein muss, je kleiner der Füllungsgrad ist.

Indessen kann der Ungleichförmigkeitsgrad (Verhältniss des Unterschiedes der grössten und kleinsten zur mittleren Winkelgeschwindigkeit) der Kurbelwelle wesentlich verkleinert, bezw. die einer gewissen Grösse desselben entsprechende Schwungradmasse verkleinert werden durch Verbindung von zwei gleichen Maschinen mit gemeinsamer Kurbelwelle zu einer sogenannten Zwillingsmaschine, wenn nur bei parallelen Axen beider Cylinder die zugehörigen Kurbeln rechtwinklig oder nahe rechtwinklig gegen einander gerichtet werden, oder allgemeiner die Summe des spitzen Winkels, unter welchem die Cylinderaxen, und desjenigen, unter welchem die Kurbeln gegen einander geneigt sind, nahe =  $90^0$  gemacht wird. Indem dann die Todtlagen der beiden Schubkurbelgetriebe (die Lagen, in welchen die Kurbeln die Richtungen der betreffenden Cylinderaxen haben) wechselsweise, nie gleichzeitig stattfinden, wird zugleich der Vortheil erreicht, dass die Maschine ohne Nachhülfe, nur durch die Wirkung des Dampfdruckes aus jeder Ruhelage in Bewegung gesetzt werden kann, was bei einfachen Einzylindermaschinen nicht der Fall ist. Aus diesem Grunde sind Zwillingsmaschinen oft fast unentbehrlich, so bei Locomotiven, Schiffsmaschinen, Bergwerksfördermaschinen und in anderen Fällen, in welchen sie aus jeder zufälligen Ruhelage im einen oder anderen Sinne sofort sollen in Bewegung gesetzt werden können. Der seltenere Fall einer Drillingsmaschine wurde schon oben erwähnt.

Im Gegensatz zu einer Zwillingsmaschine, in deren gleiche Cylinder

der Dampf unmittelbar vom Kessel aus einströmt, soll hier unter einer Zweicylindermaschine eine solche mit zwei verschieden grossen Cylindern und mit Eintritt des Kesseldampfes nur in den kleinern derselben verstanden werden; nachdem er hier als Hinterdampf schon eine gewisse Expansion erfahren hat, strömt er bei dem folgenden Hube aus dem kleinen Cylinder als Vorderdampf desselben in den grossen Cylinder als Hinterdampf, bei einem dritten Hube endlich als Vorderdampf des grossen Cylinders in den Condensator, mit welchem eine solche Zweicylindermaschine stets versehen ist. Bei ihrer ursprünglichen Ausführung als Woolf'sche Maschine bewegten sich die Kolben der parallel neben einander stehenden Cylinder stets in gleichem Sinne, so dass sie auf gleich gerichtete Kurbeln (ev. auf dieselbe Kurbel) derselben Welle wirken konnten; bei späteren Ausführungen liess man die Kolben mit Vortheil auf entgegengesetzt gerichtete Kurbeln wirken, so dass sie sich selbst stets in entgegengesetztem Sinne bewegten. Diese Anordnungen mögen als gleichläufige und als gegenläufige Zweicylindermaschine unterschieden werden. In beiden Fällen ist die hier stets erhebliche Expansion des Dampfes (abgesehen von Nebenumständen) dieselbe wie bei einer Eincylindermaschine, deren Füllungsgrad = ist dem Product aus dem Füllungsgrade des kleinen Cylinders und dem Verhältnisse seines Hubvolumens zum Hubvolumen des grossen Cylinders, unter Hubvolumen das von der wirksamen Kolbenfläche (Kolbenquerschnitt, ev. nach Abzug des Querschnitts der Kolbenstange) bei einem Hube durchlaufene Volumen verstanden. Indem aber der resultirende Dampfdruck auf die Kolben der Zweicylindermaschine zwischen engeren Grenzen veränderlich ist, als der Kolbendruck der gleichwerthigen Eincylindermaschine, entspricht bei jener auch die Rotation der Kurbelwelle einem kleineren Ungleichförmigkeitsgrade, besonders bei der gegenläufigen Zweicylindermaschine, bei welcher zudem die durch die beschränkte Kurbelstangenlänge bedingte Verschiedenheit der Verhältnisse für beide Todtlagen ausgeglichen wird. Zwar ist selbst in diesem Falle die Verkleinerung des Ungleichförmigkeitsgrades, bezw. die Ersparniss an erforderlicher Masse des Schwungrades weniger erheblich, als bei Zwillingsmaschinen unter sonst gleichen Umständen, doch hat die Zweicylindermaschine ausserdem den Vorzug, den (später näher zu besprechenden) schädlichen calorischen Einfluss der Cylinderwände zu vermindern, ein Vorzug, welcher auch um so mehr hervortritt, je grösser der Kesseldruck und je kleiner der Condensatordruck ist, je weiter somit die Expansion getrieben werden kann.

Der Zweicylindermaschine lassen sich übrigens vollständig auch die Vortheile der Zwillingsmaschine (grössere Ersparniss an Schwungradmasse und Möglichkeit der Ingangsetzung nur durch den Dampfdruck aus jeder Ruhelage) dadurch ertheilen, dass man die Kolben auf (gewöhnlich rechtwinklig) gegen einander geneigte Kurbeln der Schwungradwelle wirken lässt, so dass sie sich bei parallelen Cylinderaxen wechselsweise in ihren Endstellungen befinden. Solche sogenannte Compoundmaschinen (Verbundmaschinen) mögen hier als wechselläufige Zweicylindermaschinen bezeichnet werden; sie erfordern das Vorhandensein eines Zwischenbehälters (Receiver's) zwischen den beiden Cylindern zur vorläufigen Aufnahme des aus dem kleinen Cylinder ausströmenden Dampfes, weil derselbe hier nicht immer in derselben Menge gleichzeitig in den grossen Cylinder einströmt. In neuerer Zeit sind grosse Schiffsmaschinen mit Vortheil auch als wechselläufige Dreicylindermaschinen gebaut worden mit 3 Kurbeln, welche unter  $120^{\circ}$  gegeneinander geneigt sind, in letzterer Beziehung jedoch auch in anderen Anordnungen, indem der Vorzug dieser Dreicylinder- vor den bisher bei Dampfmaschinen gebräuchlichen Zweicylindermaschinen vor Allem in einer noch höheren Expansion bei Kesselspannungen bis zu 14 Atm. zu suchen ist, also in der besonders bei Seeschiffen so wichtigen noch weiteren Verkleinerung des Kohlenbedarfs.

Abgesehen wird hier von der constructiven Gesamtanordnung, verschieden vor Allem bei stationären und transportablen Dampfmaschinen oder Locomobilen, ferner von Anordnungen besonders des Kurbelmechanismus zum Zwecke möglicher Verkürzung der Maschine; von der Form des Gestelles, welches thunlichst so beschaffen sein soll, dass innere Kräfte sicher (ohne merkliche Deformationen und Erzitterungen) vom Gestellkörper aufgenommen werden können, was besonders bei stehenden Dampfmaschinen oft Schwierigkeit macht; abgesehen wird auch von der besonderen Construction einzelner Theile, z. B. von Kolben, Stopfbüchsen u. s. w., sowie von gewissen Hülfsrichtungen (Schmierhähnen, Condensationswasserablasshähnen u. s. w.). Wegen grösseren Einflusses auf die Oekonomie der Dampfbenutzung, so dass im Folgenden noch weiter die Rede davon sein muss, seien hier nur noch vorläufig erwähnt die Dampfcanäle und die Einhüllung der Dampfzylinder. Die Dampfcanäle, welche sich von den Abschlussflächen der inneren Steuerungskörper (§. 75) bis zum einen oder andern Ende eines Cylinders erstrecken, sollen so kurz wie möglich gehalten werden, damit die Summe aus dem Raume eines solchen Canals und dem Raume zwischen dem in seiner

Endstellung befindlichen Dampfkolben und dem betreffenden Cylinderdeckel, d. i. der sogenannte schädliche Raum möglichst klein sei; auch ist es, wie demnächst näher erörtert werden wird, vortheilhaft, dass je zwei solche Canäle zu jedem Cylinderende führen, so dass durch den einen die Einströmung, durch den andern die Ausströmung des Dampfes an dieser Seite stattfindet. Eingehüllt wird ein Dampfeylinder entweder mit schlechten Wärmeleitern zur Verkleinerung von Wärmeverlusten durch Leitung und Strahlung, oder mit einer weiteren Gusseisenwand, zwischen welcher und der Cylinderwand ein Raum zur Aufnahme von Kesseldampf frei bleibt behufs Abgabe noch einer gewissen Wärmemenge an den Dampf im Cylinder; der Vortheil eines solchen sogenannten Dampfmantels bleibt auch späterer Untersuchung vorbehalten.

Erwähnung verdient schliesslich noch die Regulirung der Dampfmaschinen, d. h. ihre Anpassung an verschiedene Grössen des Nutzwiderstandes, bezw. des Widerstandsmomentes gegen die Rotation der Schwungradwelle bei unverändertem Gange, also constanter Winkelgeschwindigkeit jener Welle. Diese Regulirung geschieht durch stärkere oder schwächere Drosselung (durch Stellungsänderung einer Klappe, eines Schiebers oder Ventils in der Dampfzuleitung) oder durch Aenderung des Füllungsgrades, von Hand oder selbstthätig durch einen Regulator, und zwar allgemein durch die bei Geschwindigkeitsänderungen sich verschiebende Hülse eines Centrifugalregulators. Die Drosselung ist insofern unwirtschaftlich, als sie, um Zunahmen sowohl wie Abnahmen des Widerstandes Folge zu geben, in einem gewissen Grade beständig stattfinden muss, entsprechend einem beständigen Spannungsfall, einer plötzlich verkleinerten Spannung des gedrosselten Dampfes, also einer vermeidlichen principiellen Abweichung des zugrunde liegenden Kreisprocesses von dem idealen vollkommensten Verlaufe desselben (Fig. 61, §. 61); dazu kommt, dass die Materialstärken insbesondere des Kessels einem Dampfdrucke angepasst werden müssen, welcher nur ausnahmsweise voll zur Geltung kommt. Diese früher vorzugsweise übliche Regulirung durch Drosselung ist deshalb mehr und mehr durch die Einrichtung veränderlicher Füllung verdrängt worden.

#### §. 75. Die Steuerung.

Die Steuerung ist ein so wichtiger, die Dampf Wirkung so vorzugsweise bestimmender Bestandtheil einer Dampfmaschine, dass auch als Grundlage der Theorie eine Erörterung ihrer mannichfaltigen Einrichtung (abgesehen von constructiven Einzelheiten) geboten ist.

Die sogenannten inneren Steuerungskörper, welche durch ihre Bewegung unmittelbar die Mündungen der Canäle für die Ein- und Ausströmung des Dampfes regelrecht öffnen und schliessen sollen, sind Schieber oder Ventile, jenachdem sie gegen die betreffenden Sitzflächen (Mündungsflächen der Dampfanäle) nur gleitende (tangential) oder normale Bewegungen haben, mit diesen Flächen also immer in Berührung bleiben oder nicht. Ein Schieber hat gewöhnlich eine geradlinig hin- und hergehende, zuweilen eine drehende Bewegung, solcher Drehschieber eine schwingende oder rotirende Bewegung um seine Axe; bei kegelförmiger Sitzfläche von kleinem Oeffnungswinkel wird der Drehschieber zum Hahn. Die Ventile sind meistens Doppelventile (Glocken- oder Röhrenventile), welche bei hohem Grade der Entlastung zur Bewegung eine nur kleine Kraft, zu genügender Durchlassöffnung eine nur kleine Entfernung von der Sitzfläche erfordern.

Mannichfaltiger sind die äusseren Steuerungen, nämlich die Mechanismen, überhaupt die Hilfsmittel zur zweckentsprechenden Bewegung der inneren Steuerungskörper. Diese Bewegung ist bei Rotationsmaschinen entweder eine stets zwangläufige, durch einen zwangläufigen Mechanismus von einem durch den Dampfdruck bewegten Maschinentheile, insbesondere von der Schwungradwelle abgeleitete Bewegung, oder sie wird theilweise und zwar für den Abschluss des Dampfeintritts unabhängig von der Bewegung anderer Maschinentheile durch eine äussere Hilfskraft (Schwerkraft, Federkraft, Spannung einer elastischen Flüssigkeit) bewirkt, deren hierbei geleistete Arbeit durch die Maschine periodisch ersetzt wird, indem sie das betreffende Gewicht auf's Neue hebt, die Feder auf's Neue spannt, die elastische Flüssigkeit zu wiederholter Kraftäusserung comprimirt. Steuerungen der letzteren Art, gewöhnlich Ventilsteuerungen, was die inneren Steuerungskörper betrifft, pflegen im Ganzen als Präcisionssteuerungen bezeichnet zu werden, indem man es dabei unabhängig vom Gange der Maschine in der Hand hat, durch Regelung der äusseren Hilfskraft oder hemmender Widerstände den Abschluss des Dampfes mehr oder weniger schnell und genau in gewissen Augenblicken stattfinden zu lassen. Die Regulirung solcher Maschinen durch Füllungsänderung bewirkt der Regulator selbständig.

Die Zwangläufigkeit der Steuerung erfordert einen wenigstens so lange geschlossenen Mechanismus als äussere Steuerung, wie der innere Steuerungskörper überhaupt zu bewegen ist. Diese Geschlossenheit kann eine selbständige, nur durch die Starrheit der betreffenden Glieder und ihre Verkettung herbeigeführte, oder eine kraftschlüssige, nämlich an

und für sich unselbständige, vielmehr durch eine äussere Hilfskraft vermittelte sein. Letzteres ist nöthig bei Ventilsteuerungen bezüglich auf den Schluss der Ventile; indem nämlich solche Schlussbewegung nur gerade bis zur festen Berührung des Ventils mit seiner Sitzfläche zu geschehen, darauf eine Zeit der Ruhe desselben zu folgen hat, wird vom Augenblicke seines Aufsitzens an sein Zusammenhang mit den in Bewegung bleibenden Maschinentheilen unterbrochen und das Ventil durch dieselbe Hilfskraft auf seinem Sitze festgehalten, welche zusammen mit dem Widerstande eines starren Gliedes seine Schlussbewegung zwangläufig gemacht hatte. Als Hauptbestandtheil der äusseren Steuerung ist in diesem Falle z. B. eine Curvenscheibe (unrunde Scheibe, Höcker) geeignet und üblich, welche durch Druck auf einen Hebel, Rahmen oder dergleichen die Erhebung des Ventils entgegen dem Widerstande einer Feder zur Folge hat, während der Schluss durch den Druck dieser Feder entgegen dem Widerstande der Curvenscheibe bewirkt wird; im Gegensatze zur Präcisionssteuerung wird durch diesen Widerstand trotz der auch hier wirkamen Federkraft die Zwangläufigkeit vermittelt. Im Principe könnte zwar auch die Curvenscheibe zweiseitig wirkend so eingerichtet werden, dass sie ohne Hilfskraft das Ventil in einer bestimmten Lage zeitweilig festhält; doch wäre es praktisch nicht möglich, solche Lage dauernd so genau zu fixiren, dass darin das Ventil gerade die Sitzfläche berührt mit einem Drucke, der gerade zur Dichtung ausreichend ist.

Selbständig geschlossene Mechanismen vermitteln als äussere Steuerung die Bewegung von Schiebern als inneren Steuerungskörpern, und zwar insbesondere Schubkurbelmechanismen, als Kurbelschubgetriebe wirkend, deren kurze Kurbeln als excentrische Scheiben (Excentriks) ausgeführt sind; denn ein Schieber braucht nicht in Ruhe zu sein, um eine Canalmündung dauernd geöffnet oder geschlossen zu erhalten, indem er sich beliebig weit von dieser Mündung entfernen oder über dieselbe hinaus bewegen kann.

Steuerungen von besonderer Art, sogenannte Kataraktsteuerungen, finden sich schliesslich bei nicht rotirenden Maschinen, z. B. bei Wasserhaltungsmaschinen von Bergwerken. Indem es dabei Bedürfniss zu sein pflegt, kürzere oder längere Stillstandspausen zwischen die einzelnen Hübe einzuschalten, sind besondere Vorrichtungen (Katarakte) zu diesem Zwecke vorhanden, welche sowohl die Dauer der Pausen bestimmen, als auch am Ende derselben gewisse Auslösungen bewirken und dadurch das gebundene Arbeitsvermögen von Hilfskräften frei machen, um durch entsprechende Bewegung des Dampfleinlasskörpers (in der Regel durch Oeffnung eines

Ventils) den neuen Hub einzuleiten. Das Fehlen einer rotirenden Welle, von welcher die Bewegung der inneren Steuerungskörper ausgehen könnte, hat übrigens auch schon abgesehen von den erwähnten Hubpausen gewisse Besonderheiten der äusseren Steuerung einer nicht rotirenden Maschine zur Folge.

Die somit zu unterscheidenden Schiebersteuerungen (zwangläufig mit selbständig geschlossenen Steuerungsmechanismen), Ventilsteuerungen (zwangläufig mit kraftschlüssigen Mechanismen), Präcisionssteuerungen (nicht ganz zwangläufige Schieber- oder Ventilsteuerungen) und Kataraktsteuerungen, überhaupt Steuerungen nicht rotirender Maschinen mögen in den folgenden Paragraphen nur noch insoweit etwas eingehender besprochen werden, als es zum besseren Verständnisse ihres Wesens und zur Vorbereitung späterer Erörterungen wünschenswerth erscheint.\*

#### §. 76. Schiebersteuerungen.

Die gewöhnlichste Form eines Steuerschiebers ist der Muschelschieber, von der Kurbelwelle aus durch ein Excenter bewegt, dessen Excentricität =  $\rho$  sei; kinematisch ist solche äussere Steuerung als ein Schubkurbelmechanismus zu betrachten mit der Excenterstange als Koppel und mit der Kurbellänge  $\rho$ . Die Richtung dieser Steuerkurbel oder Excentricität bildet mit der Dampfkurbel (im Folgenden gewöhnlich schlechtweg als Kurbel bezeichnet), deren Länge  $r = \frac{s}{2}$  = der halben Hublänge ist, im Sinne der Rotation dieser Dampfkurbel einen Winkel etwas  $> 90^\circ$ . Ist derselbe =  $90^\circ + \alpha$ , so heisst  $\alpha$  der Voreilungswinkel des Schieberexcenters; um diesen Winkel geht es einem in gewissem Sinne idealen oder normalen Excenter voraus, welches der Kurbel um  $90^\circ$  vorgeht. Wenn nun vorläufig nicht nur die Excenterstange, was thatsächlich immer der Fall ist, als sehr lang im Vergleich mit  $\rho$ , sondern, was freilich weniger der Fall zu sein pflegt, die Kurbelstangenlänge als ein sehr grosses Vielfache der Kurbellänge  $r$  angenommen wird, so entspricht dem von einer der beiden Todtlagen aus gerechneten Drehungswinkel  $\varphi$  der Kurbel der Kolbenweg:

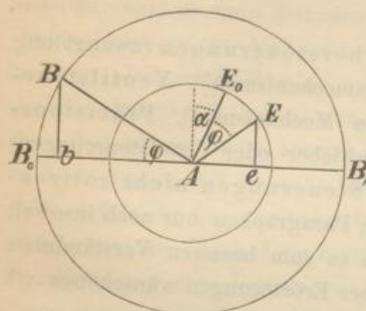
$$x = \frac{s}{2} (1 - \cos \varphi) \dots \dots \dots (1)$$

\* Verwiesen sei insbesondere auf: G. Zeuner, Die Schiebersteuerungen, E. Blaha, Die Steuerungen der Dampfmaschinen; G. Herrmann's Bearbeitung von Weisbach's Ingenieur- und Maschinen-Mechanik, II. Theil, 2. Abtheilung.

und die Entfernung des Schiebers von seiner Mittellage, positiv im Sinne der Kolbenbewegung:

$$x = \rho \sin(\alpha + \varphi) \dots \dots \dots (2).$$

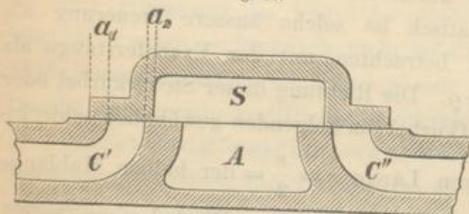
Fig. 64.



Diese Gleichungen, welche implicite auch die Beziehung zwischen  $x$  und  $\xi$  enthalten, ergeben sich durch einen Blick auf die Figur 64, in welcher  $AB_0$  und  $AE_0$  die Kurbelrichtungen zu Anfang eines Kolbenhubes und nach der Drehung um den Winkel  $\varphi$ ,  $AE_0$  und  $AE$  die entsprechenden Excenterlagen bedeuten, so dass, wenn  $b$  und  $e$  die Projectionen von  $B$  und  $E$  auf den Durchmesser  $B_0B_1$  ( $= s = 2r$ ) des Kurbelkreises sind,  $B_0b = x$  und  $Ae = \xi$  ist.

Fig. 65 stelle als Schnitt mit einer durch die Cylinderaxe gehenden Ebene einen (in geschlossenem, in der Zeichnung weggelassenem Gehäuse, dem Schieberkasten, befindlichen) Muschelschieber  $S$  in seiner Mittellage vor, in welcher er die Mündungen der nach den Enden des Cylinders führenden Dampfcanäle  $C'$ ,  $C''$  auf gleiche Weise überdeckt, mit

Fig. 65.



seinen Lappen nach aussen um die sogenannte äussere Ueberdeckung  $a_1$ , nach innen um die innere Ueberdeckung  $a_2$  ( $< a_1$ ) übergreifend; bei  $A$  schliesst sich das (im Querschnitte erscheinende) Ausblaserohr an, durch welches der Dampf in die Atmosphäre oder in den Condensator entweicht, wenn es durch die Schieberhöhllung mit einem der Dampfcanäle communicirt. Wenn das Cylinderende, von welchem der Canal  $C'$  ausgeht, als links bezeichnet wird, so ist bei Beginn des Kolbenhubes von links nach rechts der Schieber um die sogenannte

lineare Voreilung  $= \rho \sin \alpha$  (siehe Fig. 64)

nach rechts, also im Sinne der beginnenden Kolbenbewegung von der Mittellage entfernt, entsprechend

der Voreinströmungsweite  $= \rho \sin \alpha - a_1$  in  $C'$   
 und der Vorausströmungsweite  $= \rho \sin \alpha - a_2$  aus  $C''$ .

Während also hinter dem Kolben Einströmung, vor ihm Ausströmung stattfindet, stimmt mit seinem Bewegungssinne derjenige des Schiebers überein, bis sich die Kurbel um  $90^\circ - \alpha$  gedreht hat; erst wenn sie sich um gewisse stumpfe Winkel aus der Todtlage gedreht hat, kann es der Fall sein, dass der dem Kolben sich entgegen bewegende Schieber der Reihe nach

bei  $\varphi = \varphi_1, x = s_1$  mit der äusseren Kante des linken Lappens den Canal  $C'$ ,

bei  $\varphi = \varphi_2, x = s_2$  mit der inneren Kante des rechten Lappens den Canal  $C''$  absperirt,

bei  $\varphi = \varphi_3, x = s_3$  mit der inneren Kante des linken Lappens den Canal  $C'$ ,

bei  $\varphi = \varphi_4, x = s_4$  mit der äusseren Kante des rechten Lappens den Canal  $C''$  wieder öffnet. Diese besonderen Werthe von  $\varphi$  und  $x$ , entsprechend den im Paragraph 74 erwähnten 4 ausgezeichneten Kolbenstellungen, sind durch (1) und (2) mit Rücksicht darauf bestimmt, dass in ihnen bezw.

$$\xi = a_1 \quad a_2 \quad - a_2 \quad - a_1$$

ist. Unter  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  zwei durch die Gleichungen

$$\sin \alpha_1 = \frac{a_1}{\rho} \quad \text{und} \quad \sin \alpha_2 = \frac{a_2}{\rho} \quad \dots \dots \dots (3)$$

definirte Hülfswinkel verstanden, ergibt sich nämlich aus (2) und (1):

$$\sin(\alpha + \varphi_1) = \frac{a_1}{\rho} = \sin \alpha_1, \text{ also } \alpha + \varphi_1 = 180^\circ - \alpha_1$$

$$\varphi_1 = 180^\circ - (\alpha + \alpha_1); \quad \frac{s_1}{s} = \frac{1 - \cos \varphi_1}{2} = \frac{1 + \cos(\alpha + \alpha_1)}{2} \quad (4),$$

$$\sin(\alpha + \varphi_2) = \frac{a_2}{\rho} = \sin \alpha_2, \text{ also } \alpha + \varphi_2 = 180^\circ - \alpha_2$$

$$\varphi_2 = 180^\circ - (\alpha + \alpha_2); \quad \frac{s_2}{s} = \frac{1 - \cos \varphi_2}{2} = \frac{1 + \cos(\alpha + \alpha_2)}{2} \quad (5),$$

$$\sin(\alpha + \varphi_3) = -\frac{a_2}{\rho} = -\sin \alpha_2, \text{ also } \alpha + \varphi_3 = 180^\circ + \alpha_2$$

$$\varphi_3 = 180^\circ - (\alpha - \alpha_2); \quad \frac{s_3}{s} = \frac{1 - \cos \varphi_3}{2} = \frac{1 + \cos(\alpha - \alpha_2)}{2} \quad (6),$$

$$\sin(\alpha + \varphi_4) = -\frac{a_1}{\rho} = -\sin \alpha_1, \text{ also } \alpha + \varphi_4 = 180^\circ + \alpha_1$$

$$\varphi_4 = 180^\circ - (\alpha - \alpha_1); \quad \frac{s_4}{s} = \frac{1 - \cos \varphi_4}{2} = \frac{1 + \cos(\alpha - \alpha_1)}{2} \quad (7).$$

Ist  $a$  die Mündungsweite der Dampfcanäle  $C, C'$ , so ist die Mündungsweite  $a_0$  des Ausblasecanals  $A$  passend so zu bestimmen, dass seine Eröffnungsweite  $> a$  ist, nämlich  $= a$  bei grösster Verschiebung  $= \rho$  des Schiebers aus der mittleren Lage. Das ist, unter  $b$  die Stegbreite zwischen  $C$  und  $A, A$  und  $C'$  verstanden, dann der Fall, wenn

$$a_0 = a + \rho + a_2 - b \dots \dots \dots (8)$$

gemacht wird, wie Fig. 65 leicht erkennen lässt. Die Weite  $a$  ist bedingt durch die Rücksicht auf einen angemessenen, zur Kolbenfläche in passendem Verhältnisse stehenden Canalquerschnitt, während

$$\rho = 1,25a \text{ bis } 1,5a, \alpha = 15^\circ \text{ bis } 30^\circ$$

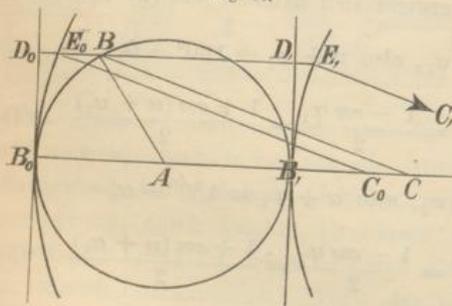
zu sein pflegt. Die Ueberdeckungen  $a_1$  und  $a_2$  sind von gewünschten Grössen der Voreinströmungs- und der Vorausströmungsweite abhängig zu machen, von welchen die erstere

$$\rho \sin \alpha - a_1 = 0,1a \text{ bis } 0,15a$$

zu sein pflegt, letztere  $= \rho \sin \alpha - a_2$  wenigstens doppelt so gross; erstere ist passend um so grösser, je grösser der beim Hubwechsel mit frischem Kesseldampfe zunächst auszufüllende schädliche Raum ist, letztere um so grösser, je mehr die Hinterdampfspannung zu Ende eines Hubes die mittlere Spannung des beim folgenden Hube ausströmenden Vorderdampfes übertrifft.

Wenn das Längenverhältniss der Kurbelstange und der Kurbel (gewöhnlich  $= 5$  bis  $6$ ) nicht gross genug ist, um die Gleichung (1) als

Fig. 66.



hinlänglich zutreffend betrachten zu können, so ist sie durch die genaue oder eine mehr angenäherte Beziehung zwischen Kolbenweg und Winkelweg der Kurbel (gemäss Bd. II, §. 40) zu ersetzen. Einfacher führt die Zeichnung zum Ziel. Ist nämlich (Fig. 66)  $B_0B_1$  der mit dem Halbmesser

$$AB = r = \frac{s}{2}$$

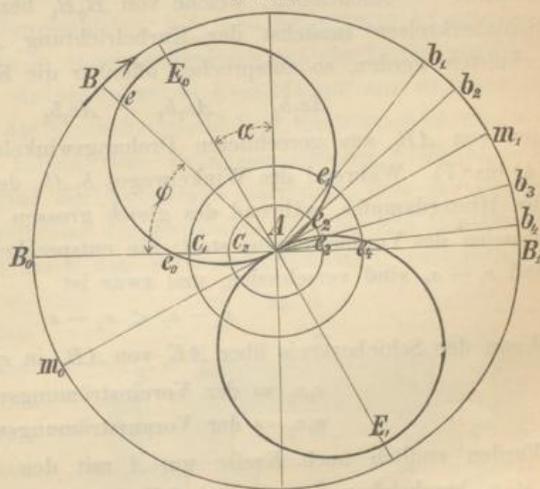
beschriebene Kurbelkreis,  $B_0$  der äussere (obere),  $B_1$  der innere (untere) Todtpunkt, sind die Geraden  $B_0D_0$  und  $B_1D_1$  in  $B_0$  und  $B_1$  normal zu  $B_0B_1$ , sind ferner  $B_0E_0$  und  $B_1E_1$  Kreisbögen, beschrieben aus den in der Geraden  $B_0B_1$  über  $B_1$  hinaus liegenden Grenzlagen  $C_0$  und  $C_1$  des Kreuzkopfes als Mittelpunkten mit der Kurbelstangenlänge als Halbmesser, und ist  $AB$  irgend eine Kurbellage, entsprechend der Lage  $C$  des Kreuzkopfes zwischen  $C_0$  und  $C_1$ , die Gerade  $D_0E_0B_1E_1$  parallel  $B_0B_1$ , so wären gemäss (1)

bei unendlich langer Kurbelstange die entsprechenden Entfernungen des Kolbens von seinen Grenzlagen =  $BD_0$  und  $BD_1$ , während sie thatsächlich =  $BE_0$  und  $BE_1$ , nämlich =  $CC_0$  und  $CC_1$ , um gleiche Strecken  $D_0E_0 = D_1E_1$  bzw. kleiner und grösser sind. Entsprechend z. B. dem Kurbelwinkel  $B_1AB = \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$  oder  $\varphi_4$  wären also die nach (4), (5), (6) oder (7) berechneten Kolbenwege  $s_1, s_2, s_3$  oder  $s_4$  streng genommen durch Multiplication mit dem Verhältnisse  $\frac{BE_1}{BD_1}$  zu corrigiren, welches um so mehr von 1 verschieden ist, je mehr der Winkel  $B_1AB$  von einem rechten verschieden und je kleiner das Längenverhältniss  $\frac{BC}{BA}$  ist. Bei dem einfachen Muschelschieber pflegen übrigens die Winkel  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$ ; insbesondere die 3 letzten hinlänglich viel  $> 90^\circ$  zu sein, um bei den üblichen Längenverhältnissen  $\frac{BC}{BA}$  diesen Correctionsfactor = 1 setzen, also die Gleichungen (4)–(7), wenigstens die 3 letzten derselben ohne Correction lassen zu dürfen. —

Die besprochenen Beziehungen zwischen Kurbel-, Kolben- und Schieberbewegung lassen sich auf verschiedene Weise graphisch mit Hilfe sogenannter Schieberdiagramme darstellen, von welchen besonders dasjenige von Zeuner üblich geworden ist. Ist auch für den zunächst in Rede stehenden einfachen Schieber ein Bedürfniss zu solcher Darstellung bei der Einfachheit der obigen Gleichungen weniger vorhanden, so ist sie doch in der Ausdehnung auf andere Fälle, in welchen die analytischen betreffenden Ausdrücke weniger einfach und durchsichtig ausfallen, von grossem Werthe.

In Fig. 67 sei  $B_0B_1$  der die beiden Todtpunkte verbindende Durchmesser des in verjüngtem Massstabe gezeichneten Kurbelkreises, ent-

Fig. 67.



sprechend einem Drehungssinne der Kurbel, welcher durch den Pfeil bei  $B$  angedeutet ist. Es seien ferner

$$\text{die Winkel } B_0AE_0 = B_1AE_1 = 90^\circ - \alpha,$$

$$\text{die Strecken } AE_0 = AE_1 = \rho$$

und über diesen als Durchmesser Kreise, die sogenannten Schieberkreise beschrieben. Ist dann  $AB$  irgend eine Kurbelrichtung, so ist die in dieselbe fallende Sehne des Schieberkreises:

$$Ae = \rho \cos(90^\circ - \alpha - \varphi) = \rho \sin(\alpha + \varphi),$$

nach (2) = der entsprechenden Entfernung des Schiebers von seiner Mittellage im Sinne der Kolbenbewegung. Ist  $m_0m_1$  die zu  $E_0E_1$  senkrechte gemeinsame Tangente der Schieberkreise, so war bei der Kurbelrichtung  $Am_0$  gegen Ende des vorigen Hubes der Schieber durch seine Mittellage hindurch gegangen; bei der Kurbelrichtung  $Am_1$  kehrt er in diese Lage zurück, worauf die negativen Entfernungen  $\xi$  von derselben durch die in die Kurbelrichtungen fallenden Sehnen des Schieberkreises über  $AE_1$  (oder auch als die den Kurbelrichtungen entgegengesetzten Sehnen des Kreises über  $AE_0$ ) dargestellt werden.

Werden noch um  $A$  als Mittelpunkt mit Halbmessern = den Ueberdeckungen  $a_1$  und  $a_2$  Kreise — die sogenannten Deckungskreise nach Zeuner — beschrieben, welche von  $B_0B_1$  bzw. in  $e_1$  und  $e_2$ , von den Schieberkreisen zunächst der Kurbelrichtung  $Am_1$  in  $e_1, e_2, e_3, e_4$  geschnitten werden, so entsprechen offenbar die Kurbelrichtungen

$$Ae_1b_1 \quad Ae_2b_2 \quad Ae_3b_3 \quad Ae_4b_4$$

den von  $AB_0$  aus gerechneten Drehungswinkeln  $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, \varphi_4$  gemäss (4) bis (7). Während des Winkelweges  $b_1Ab_3$  der Kurbel findet Expansion des Hinterdampfes, während des gleich grossen Winkelweges  $b_2Ab_4$  Compression des Vorderdampfes statt; die entsprechenden Kolbenwege  $s_3 - s_1$  und  $s_4 - s_2$  sind verschieden, und zwar ist

$$s_4 - s_2 < s_3 - s_1.$$

Wenn der Schieberkreis über  $AE_0$  von  $AB_0$  in  $e_0$  geschnitten wird, so ist

$$e_0c_1 = \text{der Voreinströmungsweite,}$$

$$e_0c_2 = \text{der Vorausströmungsweite.}$$

Werden endlich noch Kreise um  $A$  mit den Halbmessern  $a + a_1$  und  $a + a_2$  beschrieben, so werden, falls letztere  $< \rho$  sind, fragliche Kreise folglich die Schieberkreise schneiden, durch die Schnittpunkte die Kurbelrichtungen bestimmt, zwischen welchen die Dampfcanäle ganz geöffnet sind; allgemein sind ihre jeweiligen Oeffnungsweiten = den Strecken der betreffenden Kurbelrichtungslinien, welche zwischen den Deckungskreisen

und entweder den Schieberkreisen oder den zuletzt erwähnten Kreisen enthalten sind, jenachdem jene oder diese näher bei  $A$  von der Kurbelrichtungslinie geschnitten werden. Das Diagramm lässt insbesondere auch die Schnelligkeit anschaulich erkennen, mit welcher die Eröffnung und der Schluss der Canal-mündungen stattfinden. Die Bestimmung der betreffenden Kolbenstellungen kann in Verbindung mit dem Schieberdiagramm durch Zeichnung gemäss Fig. 66 geschehen. —

Gemäss Gl. (4) kann zwar durch Vergrösserung von  $\alpha$  und  $\alpha_1$ , also des Voreilungswinkels und der äusseren Ueberdeckung, der Füllungsgrad verkleinert werden, doch hat eine erhebliche solche Expansion auch eine erhebliche Compression zur Folge, indem diese einer ebenso grossen Kurbeldrehung entspricht wie jene. Zur Verkleinerung von  $s_1$  ohne Aenderung von  $s_2, s_3, s_4$  und bei derselben Anordnung der zwei sowohl zur Einströmung, als zur Ausströmung dienenden Dampfcanäle  $C', C''$  (Fig. 65) muss dem Schieber ein besonderer Abschlusskörper hinzugefügt werden, in der Regel auch ein Schieber, der Expansionsschieber, im Gegensatz zu welchem dann der Muschelschieber, welcher abgesehen vom Abschlusse der Einströmung nach wie vor die Dampfvertheilung in der bisher besprochenen Weise besorgt, als Vertheilungsschieber bezeichnet sei. Ursprünglich wurde der durch ein besonderes Excenter nach derselben Richtung, wie der Vertheilungsschieber, hin- und herbewegte Expansionsschieber als einfache Platte in einem besonderen Schieberkasten angeordnet, aus welchem der in ihn einströmende Kesseldampf nur so lange in die benachbarte Kammer des Vertheilungsschiebers einströmen konnte, bis eine Oeffnung zwischen beiden vom Expansionsschieber abgeschlossen wurde. Indem aber hierbei der Uebelstand stattfindet, dass der Dampf in Vertheilungsschieberkasten an der Expansion des Dampfes theilnimmt (bis zur Absperrung auch durch den Vertheilungsschieber), entsprechend einer Vergrösserung des sogenannten schädlichen Raumes um diesen ganzen Kastenraum, liess man später den Expansionsschieber sich unmittelbar auf der Rückenfläche des Vertheilungsschiebers gleitend bewegen: siehe

Fig. 68.

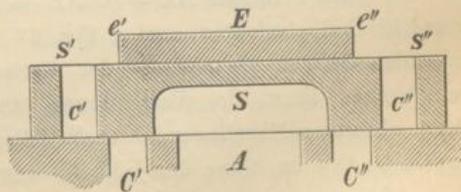
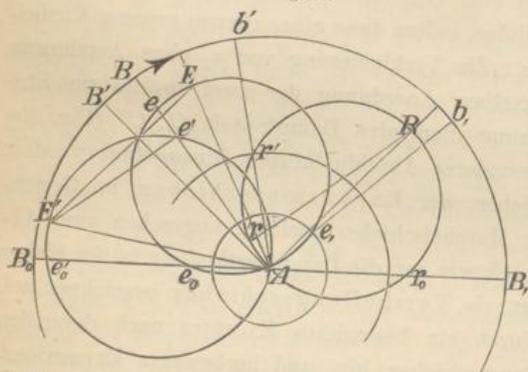


Fig. 68, in welcher Figur der ebene plattenförmige Expansionsschieber  $E$  und der Vertheilungsschieber  $S$  beide in ihren Mittellagen bezüglich auf die Dampfcanäle  $C', C''$  gezeichnet sind, obgleich solche Lagen als gleich-

zeitige nicht vorkommen. Der Schieber  $S$  erhält jetzt eine ganz ebene Rückenfläche und Fortsätze an den Enden zur Anordnung der Canäle  $e', e''$ , welche bis zur Kurbelrichtung  $Ab_1$  (Fig. 67) mit  $C'$ , bezw.  $C''$  communiciren, den Dampf aber schon vorher nicht mehr durchströmen lassen, nachdem in Folge relativer Verschiebung von  $E$  gegen  $S$  die Kanten  $e', e''$  von  $E$  beziehungsweise an den Kanten  $s', s''$  der Canäle  $e', e''$  auswärts vorbei gegangen sind.

Die Bewegungen der Schieber und die relative Bewegung des einen gegen den andern lassen sich in Beziehung zur Kurbeldrehung am über-

Fig. 69.



sichtlichsten, hier auch am einfachsten mit Hilfe eines Schieberdiagrammes darstellen: Fig. 69. In dieser Figur beziehen sich die Schieberkreise über den Durchmessern  $AE, AE'$  und  $AR$ , welche analog Fig. 67 durch hier weggelassene gleiche, im Punkte  $A$  sie berührende

Kreise zu ergänzen sind, der Reihe nach auf die Bewegungen des Vertheilungsschiebers (Voreilungswinkel des betreffenden Excenters =  $\alpha$ , Excentricität  $AE = \rho$ ), des Expansionsschiebers (Voreilungswinkel des betreffenden Excenters =  $\alpha'$ , Excentricität  $AE' = \rho'$ ) und auf ihre relative Bewegung gegen einander. Indem nämlich entsprechend der Kolbenbewegung von  $B_0$  nach  $B_1$  (von links nach rechts) und dem durch den Pfeil bei  $B$  angezeigten Drehungsinne der Kurbel

$$\text{die Winkel } B_0AE = 90^\circ - \alpha, B_0A'E' = 90^\circ - \alpha',$$

$$\text{die Strecken } AE = \rho, AE' = \rho'$$

gemacht sind, bedeuten analog Fig. 67 die in eine Kurbelrichtung  $AB$  fallenden Sehnen  $Ae$  und  $Ae'$  der Kreise über  $AE$  und  $AE'$  die Verschiebungen bezw. des Vertheilungs- und des Expansionsschiebers aus ihren absoluten Mittellagen (ihren Mittellagen in Beziehung auf die Dampfcanäle  $C', C''$ ) im Sinne der Kolbenbewegung (nach rechts). Die Strecke

$$ee' \text{ (Fig. 69) } = -(Ae' - Ae)$$

ist also die relative Verschiebung des Expansionsschiebers gegen den Vertheilungsschieber im Sinne nach links aus der fingirten Lage (Fig. 68), in welcher ihre Mitten unter sich, nämlich beide mit der Mitte zwischen

$C'$  und  $C''$  correspondiren. Indem die Geraden  $Ee$  und  $E'e'$  normal zu  $AB$  sind, ist  $ee'$  die Projection von  $EE'$  auf  $AB$  und dann offenbar auch = der in die Richtung  $AB$  fallenden Sehne  $Ar$  eines dritten Schieberkreises über der gleich und parallel  $EE'$  gezogenen Strecke  $AR$  als Durchmesser.

Bei der Kurbelrichtung  $AB_0$  zu Anfang des betreffenden Kolbenhubes ist der Expansionsschieber gegen den Vertheilungsschieber nach rechts verschoben und die Strecke  $Ar_0 = e'_0 e_0$  (Fig. 69); bei der Kurbelrichtung  $AB'$ , welche, durch den zweiten Schnittpunkt der Schieberkreise über  $AE$  und  $AE'$  hindurch gehend, normal zu  $EE'$  und  $AR$  ist, und somit den relativen Schieberkreis in  $A$  berührt, fallen die Mitten beider Schieber zusammen; während der folgenden halben Kurbelumdrehung findet relative Verschiebung nach links statt, wodurch die Dampfströmung abgeschnitten wird bei der Kurbelrichtung  $Ab'$ , deren Sehnenlänge  $Ar'$  im relativen Schieberkreise

$$= k = e's' = e''s'' \text{ (Fig. 68)}$$

für die relative Mittellage der Schieber ist. Ohne den Expansionsschieber würde der Dampftritt erst durch den Vertheilungsschieber abgeschnitten werden bei der Kurbelrichtung  $Ab_1$  mit der Sehnenlänge  $Ae_1 = a_1$  des betreffenden Schieberkreises über  $AE$ ; jedenfalls müssen die Elemente  $e', \varrho', k$  des Expansionsschiebers so gewählt werden, dass er nicht vor dieser Kurbelrichtung  $Ab_1$  den Dampftritt aufs Neue zulässt, dass also der mit dem Halbmesser  $Ar' = k$  um den Mittelpunkt  $A$  beschriebene Kreis, welcher die Kurbelrichtung  $Ab'$  durch seinen im hohlen Winkel  $B_0Ab_1$  gelegenen Schnittpunkt  $r'$  mit dem relativen Schieberkreise bestimmt, den letzteren nicht zweimal innerhalb jenes Winkels schneidet.

Unbeschadet der Erfüllung dieser Forderung können die Elemente  $e'$  und  $\varrho'$  des Expansionsschiebers so gewählt werden, dass, wenn der mit  $k$  bezeichnete Kantenabstand veränderlich eingerichtet wird, dadurch jede beliebige Füllung des Cylinders erzielt werden kann. Indem von der Expansionsschieberplatte nur die äusseren Theile in Betracht kommen, welche bei ihrer relativen Bewegung gegen den Vertheilungsschieber die Durchgangscanäle  $e', e''$  (Fig. 68) desselben erreichen, lässt sich jene Veränderlichkeit von  $k$  dadurch herbeiführen, dass der Expansionsschieber getheilt wird, und dass beide Theile durch einen geeigneten Mechanismus in der Richtung der Schieberbewegung, jedoch unbeschadet derselben als Ganzes stets in entgegengesetztem Sinne um gleichviel beweglich gemacht werden. Bei der vielfach verbreiteten Meyer'schen Expansionssteuerung ist zu dem Ende die Expansionsschieberstange um ihre Axe

drehbar eingerichtet und neben einander mit entgegengesetzt gewundenen Schraubengängen versehen, durch welche sie mit den entsprechenden Muttern an sich tragenden beiden Theilen des Expansionsschiebers gepaart ist; die Drehung jener Stange im einen oder anderen Sinne hat so eine Vergrößerung oder Verkleinerung von  $k$  zur Folge, während ihre Hin- und Herbewegung durch die gelenkig mit ihr verbundene Expansions-excenterstange eine ebenso grosse Hin- und Herbewegung des getheilten Schiebers im Ganzen verursacht.

Wenn die Canäle  $c'$ ,  $c''$  (Fig. 68) des Vertheilungsschiebers  $S$  der Breite nach schräg gegen die Bewegungsrichtung der Schieber (gegen die Schieberstangen) gerichtet werden, entsprechend dann auch die Kanten  $e'$ ,  $e''$  des Expansionsschiebers  $E$ , welche den Canalkanten  $s'$ ,  $s''$  parallel bleiben müssen, so kann eine Aenderung des Kantenabstandes  $k$  auch durch Verschiebung von  $E$  gegen  $S$  senkrecht gegen die Schieberstangenrichtung bewirkt werden. Das ist der Fall bei der Expansionssteuerung von Rider, wobei zudem der Expansionsschieber coaxial um seine Stange cylindrisch gekrümmt, entsprechend der Rücken des Vertheilungsschiebers hohlylindrisch gestaltet ist, so dass behufs Aenderung von  $k$  die erwähnte Verschiebung des Expansionsschiebers normal zu seiner Stangenrichtung durch eine leichter ausführbare Drehung um diese Stange zu ersetzen ist.

Anstatt den Expansionsschieber durch ein besonderes Excenter zu bewegen, hat man ihn auch wohl als Schlepsschieber angeordnet, nämlich ihn vom Vertheilungsschieber, gegen welchen er durch den Dampf angedrückt wird, mitschleppen lassen, bis er behufs Abschlusses des betreffenden Canals  $c'$ ,  $c''$  von einem Anschläge aufgehalten, somit dem in Bewegung bleibenden Vertheilungsschieber  $S$  relativ entgegen bewegt wird. Indem dieser Vorgang nur stattfinden kann, so lange  $S$  im Sinne des Kolbenhubes in Bewegung ist, also während der vom Hubanfange gerechneten Kurbeldrehung um  $90^\circ - \alpha$ , haftet übrigens solcher Schlepsschiebersteuerung (Farcot'scher Steuerung) die Beschränkung an, dass ihr nur Füllungen  $< 0,5$ , durch Stellungänderung der Anschläge regulirt, entsprechen können. —

Von anderen Formen des Vertheilungsschiebers ausser dem Muschelschieber, besonders dann zuweilen vorkommend, wenn er bei dem Fehlen einer besonderen Expansionsvorrichtung der allein vorhandene Steuerschieber ist, kann hier abgesehen werden. Solche andere Formen können begründet sein durch den Vorzug möglichst kurzer Dampfcanäle (röhrenförmige und Kolbenschieber), oder kleineren Drucks auf die

Gleitfläche und entsprechend kleiner Reibungsarbeit (entlastete Schieber), oder einfacher Anordnung der äusseren Steuerung (Drehschieber, besonders mit rotirender statt oscillirender Bewegung); im Allgemeinen werden indessen diese Vortheile durch entsprechende Nachteile aufgewogen, besonders durch mangelhaftere Dampfdichtigkeit. Die Reibungsarbeit des Muschelschiebers kann zuweilen auch einfacher durch Verästelung der Dampfcanäle an der Mündung in entsprechend schmalere Zweigcanäle, wie es bei grossen Maschinen wohl geschieht, insofern verkleinert werden, als dann der entsprechend gestaltete Schieber nur einer kleineren Hin- und Herbewegung bedarf.

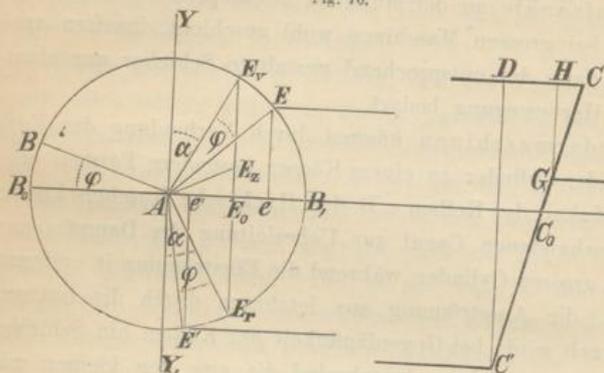
Bei Zweicylindermaschinen können durch Verbindung der Vertheilungsschieber beider Cylinder zu einem Körper besondere Formen entstehen, bei Gleichläufigkeit der Kolben z. B. der Hick'sche Muschelschieber mit einem darin vorhandenen Canal zur Ueberleitung des Dampfes aus dem kleinen in den grossen Cylinder, während die Einströmung in ersteren durch die äusseren, die Ausströmung aus letzterem durch die inneren Schieberlappen geregelt wird; bei Gegenläufigkeit der Kolben ein Schieber mit zwei Muscheln, von welchen abwechselnd die eine den kleinen mit dem grossen, die andere den letzteren mit dem Condensator verbindet, während die äusseren Lappen stets die Einströmung in den kleinen Cylinder regeln. Demselben Zwecke dient der eigenthümlich gestaltete Ehrhardt'sche Hahn, indem er, an jedem Ende der parallelen Cylinder quer gelagert, abwechselnd entweder die Einströmung in den kleinen und die Ausströmung aus dem grossen Cylinder, oder nach Drehung um  $90^\circ$  die Verbindung beider vermittelt.

Bemerkenswerth ist aber schliesslich noch die Bewegung des Muschelschiebers mit Hülfe einer Coulissee behufs leichter Veränderung des Füllungsgrades (freilich begleitet von entsprechender Aenderung des Compressionsgrades) und besonders zum Zwecke der Umsteuerung, d. h. um die Maschine je nach Bedürfniss im einen oder umgekehrten Sinne sich bewegen zu lassen, z. B. Locomotiven und Schiffsmaschinen, häufig auch Fördermaschinen in Bergwerken und andere. Meistens wird die Maschine in diesen Fällen als Zwillingsmaschine (§. 74) gebaut, um sie aus jeder Lage durch den Dampfdruck in Bewegung setzen zu können, und weil eine Umsteuerung während des Ganges möglichst leichte Schwungräder erfordert, um die Zeit bis zum Stillstande, also bis zum Beginne der umgekehrten Bewegung abzukürzen. Durch diese Umsteuerung während des Ganges wird der Schieber in solche Lage gebracht und in solche Bewegung versetzt, wie sie einem Excenter entspricht, welches der Kurbel

nicht vorgeht, sondern nachfolgt; bis zum Stillstande findet dann Bremsung durch Gegendampf statt, indem während des grössten Theils des Kolbenhubes der vordere Cyllinderraum mit dem Kessel, der hintere mit der Atmosphäre bezw. mit dem Condensator communicirt.

Inwiefern die Coulissensteuerung als eine Excentersteuerung mit willkürlich veränderlichen Elementen  $\rho$  und  $\alpha$  (Excentricität

Fig. 70.



und Voreilungswinkel) zu betrachten ist, ergibt sich abgesehen von untergeordneten Besonderheiten durch folgende Ueberlegung mit Bezugnahme auf Fig. 70. Auf der

Kurbelwelle sitzen 2 Excenter (Vertheilungsexcenter), deren Mittelpunkte bei der Todtlage  $AB_0$  der Kurbel in  $E_0$  und  $E_r$  liegen, entsprechend den gleichen Excentricitäten  $AE_0$  und  $AE_r = \rho$  und den gleichen Voreilungswinkeln  $YAE_0 = Y_1AE_r = \alpha$  ( $YAY_1$  senkrecht zu  $B_0AB_1X$ ) bzw. für den Vorwärts- und Rückwärtsgang, nämlich für die Drehungsrichtung  $B_0YB_1$  oder  $B_0Y_1B_1$  der Kurbel.  $AE$  und  $AE'$  seien die Richtungen dieser Excenter, nachdem sich die Kurbel um den Winkel  $B_0AB = \varphi$  gedreht hat. Die Länge  $l$  der betreffenden Excenterstangen  $EC$  und  $E'C'$ , welche mit der hier als gerade vorausgesetzten Coulisse  $CC'$  bei  $C$  und  $C'$  gelenkig verbunden sind, sei sehr gross im Vergleich mit  $\rho$  und mit der halben Coulissenlänge  $C_0C = C_0C' = c$ ; sofern der Mittelpunkt  $C_0$  der Coulisse (mit welchem sie so aufgehängt ist, dass  $C_0$  nach der Richtung  $AX$  etwas beweglich bleibt) stets höchstens die Entfernung  $c$  von  $AX$  besitzt, sind dann die Excenterstangen immer nur wenig gegen  $AX$  geneigt, so dass die Bewegungen der Punkte  $C, C'$  nach der Richtung  $AX$  denjenigen der Punkte  $E, E'$  nach derselben Richtung, d. h. den Bewegungen ihrer Projectionen  $e, e'$  auf  $AX$  näherungsweise gleich gesetzt werden können. Die Coulisse dient einem Gleitstücke  $G$  als Führung, mit welchem die in der Richtung  $AX$  sich erstreckende (höchstens einen sehr kleinen Winkel mit dieser Richtung bildende) Schieberstange  $GS$  gelenkig verbunden ist. Diesem Gleitstücke werden

verschiedene Lagen in der Coulisse, entsprechend  $C_0G = z = 0$  bis  $e$ , angewiesen durch Bewegung senkrecht zu  $AX$  entweder des Coulissenmittels  $C_0$  oder (im entgegengesetzten Sinne) des Gleitstückes  $G$  oder durch beide Bewegungen zugleich; in den letzten Fällen hat die Schieberstange noch ein Gelenk  $G'$  an einer mittleren Stelle, welche hinlänglich weit von  $G$  entfernt sei, um die Strecke  $GG'$  ihrer Projection in  $OX$  beständig gleich setzen zu können.

Indem unter diesen Umständen die Bewegungen der Punkte  $C$  und  $C'$  bzw. mit denjenigen von  $E$  und  $E'$  im Sinne  $AX$  übereinstimmen, sind bei der Kurbelrichtung  $AB$  die Abscissen  $x$  und  $x'$  bzw. von  $C$  und  $C'$  (die Entfernungen dieser Punkte von  $AY$ ):

$$\left. \begin{aligned} x &= l + Ae = l + \rho \sin(\alpha + \varphi) \\ x' &= l + Ae' = l + \rho \sin(\alpha - \varphi) \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (9).$$

Die Abscisse  $X$  des Punktes  $G$  ist:

$$X = x - CH = x - \frac{CG}{CC'} CD = x - \frac{e-z}{2e} (x - x') = \frac{x + x'}{2} + \frac{z}{c} \frac{x - x'}{2}$$

oder mit Rücksicht auf (9):

$$X = l + \rho \sin \alpha \cos \varphi + \frac{z}{c} \rho \cos \alpha \sin \varphi \dots \dots \dots (10).$$

Mit der Bewegung von  $G$  im Sinne  $AX$  stimmt diejenige des Schiebers überein, dessen Entfernung  $\xi$  von seiner Mittellage sich folglich zu

$$\xi = X - l = \rho \sin \alpha \cos \varphi + \frac{z}{c} \rho \cos \alpha \sin \varphi \dots \dots \dots (11)$$

ergiebt, weil  $l$  = dem Mittelwerthe von  $x$  sowohl, wie von  $x'$  ist, somit auch = dem Mittelwerthe der Abscisse  $X$  jedes anderen Punktes  $G$  der Geraden  $CC'$ . Die dieser Gleichung (11) entsprechende Schieberbewegung könnte durch ein einziges Excenter mit den Elementen  $\rho'$  und  $\alpha'$  bewirkt werden, wenn die demselben entsprechende Gleichung:

$$\xi = \rho' \sin(\alpha' + \varphi) = \rho' \sin \alpha' \cos \varphi + \rho' \cos \alpha' \sin \varphi$$

der Gleichung (11) identisch gleich ist, wenn also  $\rho'$  und  $\alpha'$  den Gleichungen entsprechen:

$$\left. \begin{aligned} \rho' \sin \alpha' &= \rho \sin \alpha \\ \rho' \cos \alpha' &= \frac{z}{c} \rho \cos \alpha \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (12).$$

Wie leicht ersichtlich, ist dieses  $\rho' = AE_z$  (Fig. 70),  $\alpha' = \sphericalangle YAE_z$ , falls die Gerade  $E_0E_r$  durch den Punkt  $E_z$  in demselben Verhältnisse getheilt wird, wie  $CC'$  durch  $G$ .

Liegt  $G$  in  $C$  oder in  $C'$ , so verhält sich alles gerade so, als ob nur das Vorwärts- oder nur das Rückwärts-Excenter vorhanden wäre. Jeder Lage von  $G$  zwischen  $C$  und  $C_0$  entspricht Vorwärtsgang, jeder Lage zwischen  $C'$  und  $C_0$  Rückwärtsgang, und zwar mit um so kleinerer Füllung, freilich auch mit um so früher abgeschlossener Ausströmung des Vorderdampfes, je kleiner die Entfernung  $C_0G$  ist. Liegt  $G$  in  $C_0$ , entsprechend  $z = 0$ , so liegt  $E_z$  in  $E_0$  und ist nach (12):

$$\alpha' = 90^\circ \text{ und } \rho' = \rho \sin \alpha;$$

gemäss (3)—(7) ist dann:

$$\begin{aligned} \sin \alpha_1 &= \frac{a_1}{\rho \sin \alpha} & \left| \begin{array}{l} s_1 = \frac{1 - \sin \alpha_1}{2}; \\ s_2 = \frac{1 - \sin \alpha_2}{2} \end{array} \right. \\ \sin \alpha_2 &= \frac{a_2}{\rho \sin \alpha} & \left| \begin{array}{l} s_3 = \frac{1 + \sin \alpha_2}{2}; \\ s_4 = \frac{1 + \sin \alpha_1}{2} \end{array} \right. \end{aligned}$$

Die Expansion hinter und die Compression vor dem Kolben entsprechen gleich grossen verhältnissmässigen Wegen desselben:

$$\frac{s_3 - s_1}{s} = \frac{s_4 - s_2}{s} = \frac{\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2}{2} = \frac{a_1 + a_2}{2 \rho \sin \alpha}.$$

Besonders übersichtlich lässt das Schieberdiagramm diese und andere Verhältnisse erkennen.

### §. 77. Ventilsteuerungen.

Während bei der üblichen Schiebersteuerung der Muschelschieber die Ein- und Ausströmung des Dampfes an jedem Ende des Cylinders einer doppeltwirkenden Maschine vermittelt, sind bei der Ventilsteuerung besondere Ventile hierzu nöthig, zwei Einlass- und zwei Auslassventile, welche dann aber ebenso leicht an den Cylinderenden, wie an irgend einer anderen Stelle, angeordnet werden können zu thunlichster Verkleinerung der Dampfanäle und somit der schädlichen Räume; zudem kann von jedem dieser Ventile ein besonderer kurzer Canal in den Cylinder geführt werden, durch welchen somit vortheilhafter Weise nur heisser Dampf ein- oder nur abgekühlter Dampf ausströmt. Auch bedarf es zur Aenderung des Expansionsgrades keines besonderen Steuerungskörpers, wenn nur die Bewegung der Einlassventile durch einen entsprechend regulirbaren Mechanismus unabhängig von der äusseren Steuerung der Auslassventile bewirkt wird.

Die Ventile pflegen, wie schon im §. 75 bemerkt wurde, Glocken- oder Röhrenventile zu sein. Den skizzenhaften Axialschnitt eines Röhrenventils z. B. zeigt Fig. 71;  $ss$  und  $s's'$  sind die beiden conischen Sitzflächen, welche man sich materiell verbunden (als demselben Metallkörper angehörig) zu denken hat,  $vv$  und  $v'v'$  sind die entsprechenden Flächen des von der Sitzfläche erhoben gezeichneten Ventils. Durch die Pfeile sind die Strömungsrichtungen des Dampfes angedeutet. Wenn der äussere und innere Halbmesser der oberen Sitzfläche bezw. mit  $a$  und  $r$ , der unteren mit  $r$  und  $b$  bezeichnet wird, der halbe Oeffnungswinkel der ersten mit  $\alpha$ , der zweiten mit  $\beta$ , so ist bei der Hubhöhe  $h$  der kleinste vom Dampfe zu durchströmende Gesamtquerschnitt

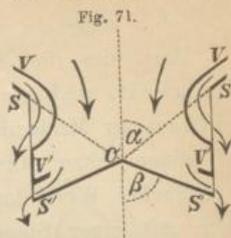
$$= 2\pi(r \sin \alpha + b \sin \beta)h,$$

und wenn auch der Druck zwischen den bei geschlossenem Ventil sich berührenden Flächen  $= 0$  wäre, würde zur Hebung desselben entgegen dem specifischen Dampfdrucke  $p$  doch nur eine Kraft

$$= \pi(a^2 - b^2)p$$

erforderlich sein.

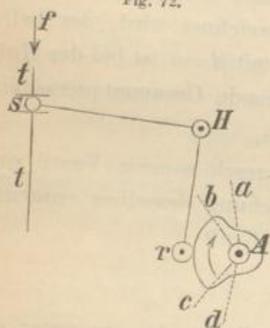
Wenn ein doppelsitziges Ventil so hergestellt ist, dass es unter gewissen Umständen in beiden Sitzflächen dicht schliesst, so ist dadurch unter anderen Umständen, insbesondere bei anderen Temperaturen der dichte Abschluss noch nicht ohne weiteres gesichert, wenn das Ventil und der Sitz aus verschiedenem Material bestehen, oder wenn die Temperaturänderungen beider verschieden gross sind; vielmehr ist dann nach Collmann dazu erforderlich, dass die Spitzen (Mittelpunkte)  $O$  und  $O'$  bezw. der Kegelflächen  $ss$  und  $s's'$  zusammenfallen. Sind nämlich die Durchschnitkreise dieser Sitzflächen  $ss$  und  $s's'$  mit der Cylinderfläche zum Halbmesser  $r$  von  $O$  und  $O'$  bezw. um  $o$  und  $o'$ , von einander um  $a$  entfernt, so würde in Folge einer verhältnissmässigen linearen relativen Ausdehnung  $= \varepsilon$  des Ventils gegen den Sitz seine relative axiale Ausdehnung in jener Cylinderfläche von einer zur andern Sitzfläche  $= a\varepsilon$  sein, wogegen sie, wenn in beiden die dichte Berührung (in Folge relativer Verschiebung längs den Kegelseiten) erhalten bleiben sollte,  $= (o + o')\varepsilon$  sein müsste, falls  $o$  und  $o'$  in leicht erkennbarem Sinne algebraisch verstanden, insbesondere beide positiv gesetzt werden, wenn, wie in Fig. 71, die nach entgegengesetzten Drehungsrichtungen von der Axe aus gerechneten Winkel  $\alpha$ ,  $\beta$  beide spitz sind. Die daraus folgende Forderung  $a = o + o'$  bedingt das (in Fig. 71 vorausgesetzte) Zusammen-



fallen von  $O$  und  $O'$ . Es würde dagegen Klaffen zwischen  $rr$  und  $ss$  oder zwischen  $v'v'$  und  $s's'$  eintreten, jenachdem,  $\varepsilon$  positiv vorausgesetzt,  $a > o + o'$  oder  $a < o + o'$  wäre. --

Dass hier die äussere Steuerung unbeschadet ihrer Zwangsläufigkeit während der Bewegung eines Ventils ein kraftschlüssiger Mechanismus sein muss, und ohne Zusammenhang mit dem auf seinem Sitze ruhenden Ventile, ist schon im §. 75 erörtert worden. In einfacher Weise kann diesen Bedingungen entsprochen werden durch einen mit einer Steuerwelle  $A$ , Fig. 72, rotirenden Höcker, zwischen

Fig. 72.



welchen und die Ventilstange  $tt$  ein um  $H$  drehbarer Winkelhebel  $rHs$  eingeschaltet ist. Die Figur entspricht dem Zustande grösster Erhebung des Ventils von seinem Sitze; der höhere Bogen des Höckers, dem Winkel  $bAc$  entsprechend, drückt gegen die kleine Rolle  $r$  oder gegen einen Stift am Ende des Hebelarmes  $Hr$ , während der andere Arm, bei  $s$  in einen Schlitz der Ventilstange eingreifend, dieselbe entgegen dem im Sinne des Pfeils  $f$  stattfindenden Druck einer Feder gehoben erhält. Während der Winkel  $aAb$  sich durch die Richtung  $Ar$  hindurchgedreht hatte, war das Ventil allmählich geöffnet worden; es schliesst sich ebenso allmählich wieder beim Durchgange des Winkels  $cAd$  durch die Richtung  $Ar$ . Dabei beginnt jedoch die Hebung erst etwas nach dem Durchgange von  $Aa$ , und ist die Schliessung des Ventils vollendet schon etwas vor dem Durchgange von  $Ad$  durch die Richtung  $Ar$ , weil das aufsitzende Ventil ausser Zusammenhang mit dem Höcker sein muss, sein niedriger, dem (in Fig. 72 erhabenen) Winkel  $aAd$  entsprechender Bogen folglich die Rolle  $r$  nicht berühren darf. Ist im Falle eines Einlassventils der Höcker in der Weise conoidisch gestaltet, dass der Winkel  $bAc$  längs der Steuerwelle veränderlich ist in Folge verschiedener Richtungen  $Ac$  und  $Ad$  (bei gleichen Grössen der Winkel  $cAd$ ), so kann durch Verschiebung des Höckers längs der Steuerwelle der Füllungsgrad geändert werden. Bei doppelt wirkenden Maschinen mit 4 Ventilen sind übrigens nur 2 solche Höcker nöthig, einer für die beiden Einlassventile, der andere für die Auslassventile, wenn für jeden die betreffenden zwei Rollen oder Stifte  $r$  an diametral gegenüberliegenden Stellen angeordnet werden. Die Oeffnung und die Schliessung des Ventils erfolgen um so schneller, je kleiner die den Uebergangsflächen des Höckers entsprechenden Winkel

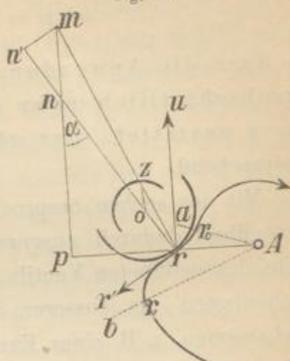
$aAb$  und  $cAd$  (Fig. 72) gemacht werden. Die Verkleinerung dieser Winkel ist jedoch nur bis zu einer gewissen Grenze zulässig, wie die folgende Erwägung mit Bezugnahme auf Fig. 73 erkennen lässt. In dieser Figur sei  $r_0r_1$  die Querschnittscurve der Uebergangsfläche, mit welcher der Höcker, im Sinne des Pfeils um  $A$  rotirend, die Oeffnung des Ventils bewirkt, indem er einen Stift des betreffenden Winkelhebels, und zwar augenblicklich an der Stelle  $r$  radial auswärts drückt, entgegen einem nach Grösse und Richtung durch die Strecke  $pr$  dargestellten Widerstande  $= R$ . In diesem Punkte  $r$  sei die Curve  $r_0r_1$  unter dem Winkel  $\alpha$  gegen den Radius  $Ar$  geneigt, so dass, unter  $rn$  ihre Normale in  $r$ , unter  $ru$  und  $pn$  Normalen zu  $Arp$  verstanden, auch die Winkel  $urn$  und  $rap = \alpha$  sind. Ohne Reibung zwischen Stift und Höcker wäre nun zur Hebung des Ventils augenblicklich vom Höcker ein Normaldruck  $= rn$  und im Sinne  $ru$  eine Kraft  $P = pn = R \cotg \alpha$  auf den Stift auszuüben. Wegen der Reibung, welche der relativen Bewegung des Stifts längs der Curve  $r_0r_1$  entgegen, also im Sinne  $rr'$  normal zu  $rn$  gerichtet und  $=$  dem mit dem Reibungscoefficienten  $\mu$  multiplicirten Normaldrucke ist, hat jedoch der resultirende Druck des Höckers die Richtung  $rm$ , welche unter dem Reibungswinkel  $\varrho = \arctg \mu$  entgegengesetzt  $rr'$  gegen die Normale geneigt ist. Die Grösse dieses Druckes ist  $= rm$ , unter  $m$  den Schnittpunkt ihrer Richtungslinie mit der Geraden  $pn$  verstanden; und wenn  $n'$  die Projection von  $m$  auf  $rn$  ist, so ist jetzt der Normaldruck  $= rn'$ , die Reibung  $= mn'$ . Die bei  $r$  im Sinne  $ru$  auszuübende Umfangskraft  $P$  ist  $= pm$ , also

$$P = R \cotg (\alpha - \varrho).$$

Damit sie nicht unendlich gross werde, muss überall  $\alpha > \varrho$  sein, z. B.  $\alpha > 10^\circ$  bis  $12^\circ$ , entsprechend  $\mu = 0,18$  bis  $0,21$ .

Wenn der Höcker an Stelle des Stiftes auf eine Frictionsrolle wirkt, deren in der Normalen  $rn$  (Fig. 73) gelegener Mittelpunkt  $o$ , und deren Halbmesser  $or = r$ , Zapfenhalbmesser  $oz = z$  ( $< r$ ) sei, so findet die gleitende Reibung nicht bei  $r$ , sondern an der Stelle  $z$  statt, wo die Richtungslinie  $rm$  des resultirenden Druckes die Zapfenoberfläche trifft, und zwar wird mit ihrer Normalen  $zo$  der Winkel  $ozr = \varrho$  gebildet.

Fig. 73.



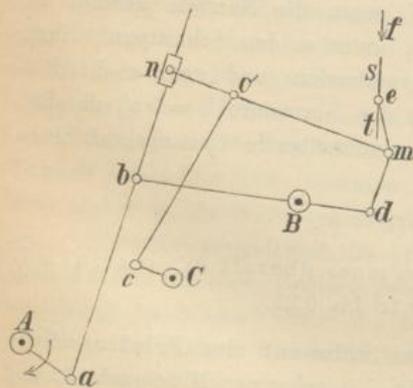
Die wenigstens nöthige Grösse von  $\alpha$ , nämlich die Grösse des Winkels  $orz$ , bei welcher  $rm$  mit  $ru$  zusammenfiel, ist also jetzt nur:

$$\min \alpha = \arcsin \left( \frac{z}{r} \sin \alpha \right) \text{ nahe } = \frac{z}{r} \alpha,$$

so dass die Anwendung der Frictionsrolle eine der radialen durchschnittlich mehr angenäherte Richtung der Uebergangscurve gestattet, einer schnelleren Oeffnung und Schliessung des Ventils entsprechend.

Mit der soeben besprochenen Beschränkung ist die Höckersteuerung vortheilhaft dadurch ausgezeichnet, dass im Wesentlichen die Oeffnungsweite des geöffneten Ventils constant ist, wogegen bei Benutzung anderer Mechanismen als äusserer Steuerungen, insbesondere von Drehkörpermechanismen, z. B. eines Excentermechanismus mit einem Excenter oder (behufs der Umsteuerung) mit zwei Excentern und Coulisse (§. 76) die Ventilbewegung eine vollkommen sogenannte schleichende, vom Beginn der Oeffnung bis zum Schluss stetige zu sein pflegt. Der in allen Fällen erforderliche todte Gang, um nach dem Ventilschluss die Weiterbewegung des fraglichen Mechanismus bis zur neuen Oeffnung des Ventils durch denselben zu gestatten, pflegt in diesen Fällen an der Angriffsstelle der Ventilstange angeordnet zu werden, z. B. als Verlängerung eines Schlitzes dieser Stange, in welchem ein Hebel jeweils nach dem Ventilschlusse frei weiterschwingen kann, nachdem er durch einseitigen Angriff entgegen der

Fig. 74.



Hilfskraft die Oeffnung des Ventils bewirkt, darauf seine Schliessung gehemmt hatte.

Eine besonders bemerkenswerthe Ventilsteuerung mit Hebelmechanismus (ebenen Drehkörpermechanismus) als äusserer Steuerung, ausgezeichnet durch die Leichtigkeit, mit welcher durch den Regulator eine Aenderung des Füllungsgrades zwischen weiten Grenzen bei hinlänglich schneller Oeffnung und Schliessung insbe-

sondere der Einlassventile bewirkt werden kann, ist die Collmann-Steuerung. Ihr Wesen ist aus Fig. 74 ersichtlich.  $A$  ist eine festgelagerte Steuerwelle von gleicher Umdrehungszahl mit der Kurbelwelle der Maschine. Mit  $A$  rotirt die Kurbel  $Aa$  des Kurbelschwingmechanismus

*AabB*, dessen um die festgelagerte Axe *B* drehbare Schwinge *bBd* unmittelbar zur Oeffnung des Auslassventils für die betreffende, hier allein in Betracht gezogene Cylinderseite entgegen dem Drucke einer Feder benutzt wird. Bei *d* wirkt die Schwinge zur Bewegung der Einlassventilstange *st* entgegen dem im Sinne des Pfeils *f* ausgeübten Drucke einer Feder wenigstens mit, indem sie nicht unmittelbar, sondern vermittels des Kniegelenkes *dmc* mit der Ventilstange bei *e*, zugleich das Knie durch sein Mittelgelenk *m* und das Glied *mn* mit der über *b* hinaus verlängerten Koppelstange *ab* des Kurbelschwinggetriebes bei *n* gelenkig verbunden ist. Rotirte nun die Steuerkurbel *Aa* im Sinne des beigesetzten Pfeils, so wäre in der gezeichneten Lage *d* im Aufgange, *m* in Bewegung nach rechts begriffen, und die dieser letzteren Bewegung entsprechende Verkleinerung der Entfernung *de* kann trotz des Aufganges von *d* schon eine Abwärtsbewegung von *e*, folglich den Ventilschluss wesentlich früher zur Folge haben, als er durch die Schwinge *bBd* allein bewirkt worden wäre, und zwar um so mehr, je grösser die seitliche Bewegung von *m*, je weiter nämlich *n* von *b* entfernt ist. Sollte die Dampfeinströmung immer bei derselben Kolbenstellung, also derselben Richtung der Steuerkurbel *Aa* abgeschnitten werden, so dürfte sich das Gelenk an einer unveränderlichen Stelle der Koppel *ab* befinden; *bdmn* wäre dann eine viergliedrige Drehkörperkette, deren Glieder *dm* und *mn* zu bestimmten Bewegungen gezwungen sind durch die festen Verbindungen ihrer anderen Glieder mit je einem Gliede des zwangläufigen Mechanismus *AabB*. Thatsächlich ist aber bei der Collmann-Steuerung eine gewisse Stelle *o* des Gliedes *mn* zwangläufig gemacht durch ihre gelenkige Verbindung mit dem Bolzen *c*; dadurch ergab sich die Nothwendigkeit, den Zapfen *n* an einer Hülse anzuordnen, welche längs *bn* verschieblich ist. Durch Drehung der festgelagerten Welle *C*, an deren Arm *Ce* sich der Bolzen *c* befindet, ist es aber jetzt auf einfache Weise ermöglicht, die Stelle, an welcher sich die Hülse *n* bei der Rotation von *A* längs *bn* etwas hin- und herschiebt, folglich den Füllungsgrad zu ändern, und zwar kann das durch den Regulator bewirkt werden, indem seine Hülse mit der Welle *C* in geeignete Verbindung gesetzt wird. Damit die Verhinderung der Abwärtsbewegung von *e* durch den Schluss des Ventils nicht auch die Bewegungen von *d* und *m* hindere, musste wieder für entsprechend todten Gang an passender Stelle gesorgt werden, was dadurch geschehen ist, dass der Schenkel *em* des Kniegelenkes zusammengesetzt wurde aus einer um *e* drehbaren, gegen *m* hin offenen cylindrischen Röhre, und aus einer in ihr relativ verschieblichen, um *m* drehbaren entsprechenden Stange;

auf solche Weise kann die Schenkellänge  $em$  unbehindert grösser werden, kleiner aber nur so lange, bis ein Anschlagbund der einwärts gleitenden Stange gegen den Rand der Röhre trifft. Schliesslich mag nur noch bemerkt werden, dass an der anderen Seite des Dampfeylinders die parallel mit der Axe desselben verlaufende Steuerwelle  $A$  mit einer entgegengesetzt  $Aa$  gerichteten Kurbel ausgerüstet ist zur Bewegung der Ventile an dieser Seite mit Hülfe eines dem besprochenen ganz gleichen Mechanismus.

Genauere Einsicht in die Bewegungsverhältnisse des zusammengesetzten Mechanismus der Collmann-Steuerung gewährt seine Aufzeichnung (bezüglich der Mittellinien seiner stangenförmigen Glieder) für regelmässig aufeinander folgende Configurationen. Wenn man insbesondere die so für verschiedene Kolbenstellungen als Abscissen gefundenen Erhebungshöhen des Ventils als Ordinaten einer Curve aufträgt, lässt diese die Schnelligkeit anschaulich erkennen, mit welcher die Oeffnung und Schliessung des Ventils stattfinden. Namentlich erstere, der Summe von gleich gerichteten Antheilen entsprechend, welche die Bewegungen der Punkte  $d$  und  $m$  an der Verticalbewegung des Punktes  $e$  (Fig. 74) haben, zeigt sich erheblich, obschon eine recht grosse Schnelligkeit der bei grösserer Kolbengeschwindigkeit stattfindenden Schliessung erwünschter wäre. Thatsächlich findet man diese, als Differenz entgegengesetzter Antheile jener Einzelbewegungen, weniger erheblich; in dieser Beziehung gebührt Präcisionssteuerungen der Vorzug.

Die Collmann-Steuerung ist auch für Umsteuerungen ausgebildet worden. Die Stangen von zwei symmetrisch gegen die Kurbelrichtung angeordneten Excentern setzen dabei eine Coulisse in schwingende Bewegung, in welcher zwei Gleitstücke sich in veränderlichen, bezüglich auf die Mitte stets entgegengesetzten Lagen befinden. Von diesen Gleitstücken vermittelt durch entsprechenden kinematischen Zusammenhang das eine die erste, das andere die zweite der beiden Einzelbewegungen des Kniegelenks; durch gleichzeitige entgegengesetzte Verschiebung beider Gleitstücke je auf die andere Coulissenhälfte, in welcher sie je vom anderen Excenter regiert werden, ist so die Umsteuerung leicht zu bewirken.

#### §. 78. Präcisionssteuerungen.

Jede Drosselung des Dampfes auf seinem Wege vom Kessel bis zum Condensator (in welcher Bezeichnung hier mit Rücksicht auf Auspuffmaschinen die Atmosphäre einbegriffen werde), nämlich jede, plötzliche

(auf sehr kurzer Strecke stattfindende) vorübergehende Querschnittsverkleinerung des Dampfstroms, veranlasst durch eine örtliche Verengung des Leitungsquerschnittes, hat einen nachtheiligen Spannungsfall zur Folge, einen der betreffenden Widerstandshöhe entsprechenden Ueberschuss der Druckhöhe vor über dieselbe hinter der Drosselungsstelle. Bei gegebenen Spannungen im Kessel und im Condensator bewirkt also die Drosselung des einströmenden Dampfes Verkleinerung des Hinterdampfdrucks im Cylinder, die Drosselung des ausströmenden Dampfes Vergrösserung des Vorderdampfdrucks. An den Mündungen der Dampfcanäle findet solche Drosselung statt während ihrer allmählichen Oeffnung und Schliessung durch die betreffenden Steuerungsorgane (Schieber, Ventile), deren Bewegungen somit vortheilhafter Weise schnell hierbei zu erfolgen haben. In Betreff der Oeffnung und Schliessung eines Ausströmungscanals, sowie auch der Oeffnung eines Einströmungscanals ist das freilich insofern weniger wichtig, als diese Vorgänge so nahe am Ende eines Kolbenhubes stattfinden, dass wegen der klein gewordenen Geschwindigkeit des Kolbens auch diejenige des ein- oder ausströmenden Dampfes, welcher die fragliche Widerstandshöhe im quadratischen Verhältnisse entspricht, von nur mässiger Grösse ist. Von Wichtigkeit ist dagegen der schnelle Abschluss eines Einlasscanals, zu einer Zeit erfolgend, in welcher die Kolbengeschwindigkeit erheblich zu sein pflegt; von dem hierbei durch die Drosselung verursachten (mit Umsetzung in Wärme verbundenen) Arbeitsverluste kann zwar ein Theil, aber doch immer nur ein kleiner Theil der Expansionsarbeit zugut kommen in Folge Verdampfung von Wasser, welches im einströmenden Dampfe enthalten ist oder bei seiner Expansion entsteht.

Bei Präcisionssteuerungen wird dieser schnelle Abschluss des Einlasscanals dadurch vermittelt, dass die Schlussbewegung des im entsprechenden Augenblicke von der äusseren Steuerung losgelösten betreffenden Steuerungskörpers lediglich durch eine äussere Hilfskraft bewirkt wird; durch die Verschiebung der Regulatorhülse bei zu- oder abnehmender Geschwindigkeit der Maschine wird die Auslösung bzw. früher oder später herbeigeführt. Bei den von Corliss herrührenden ersten solchen Maschinen waren die Steuerungskörper Drehschieber, und es wurden die Einlassschieber durch niedersinkende Gewichte geschlossen; später wurden meistens Ventile, und zur Schliessung der Einlassventile fast ausschliesslich Federkräfte verwendet. Bei solcher Präcisions-Ventilsteuerung sind nicht nur die Einlassventile während ihrer Schlussbewegung, sondern alle Ventile während ihres Aufsitzens ausser Zusammenhang mit dem Bewegungsmechanismus.

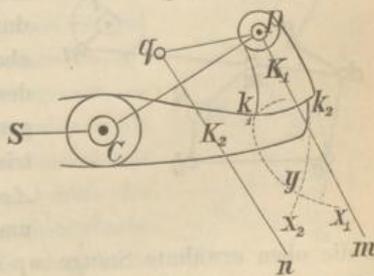
Der Mechanismus zur Oeffnung jedes Einlassorgans  $E$  besteht hier aus zwei Theilen, von welchen der eine  $M_1$  dauernd mit der Maschine in Zusammenhang und Bewegung, der andere  $M_2$  mit  $E$  zusammenhängend abwechselnd in Ruhe und Bewegung ist. In Zusammenhang unter sich treten beide Theile nur zur Oeffnung des Einlasscanals, indem ein Knaggen  $K_1$  am letzten Gliede von  $M_1$ , etwas (der beabsichtigten Voreinströmung entsprechend) vor dem Ende eines Kolbenhubes gegen einen Knaggen  $K_2$  am ersten Gliede von  $M_2$  trifft und ihn zur entsprechenden Bewegung von  $E$  entgegen der auf  $E$  wirkenden Schliessungskraft (Schwerkraft, Federkraft) vor sich her treibt, bis in dem Augenblicke, in welchem nach dem Hubwechsel die Absperrung des Hinterdampfes stattfinden soll,  $K_2$  von  $K_1$  nach vorhergegangener relativer Verschiebung abschnappt, das Einlassorgan  $E$  zur Schlussbewegung durch die Schliessungskraft freigebend. Zu präciser Fixirung des Augenblickes des Abschnappens sind die Angriffsflächen von  $K_1$  und  $K_2$  scharfkantig an der betreffenden Seite begrenzt, und zur Erhaltung dieser Kanten  $k_1$  und  $k_2$  unter der Einwirkung des in vielmaliger Wiederholung vor dem Abschnappen auf eine verschwindend schmale Fläche concentrirten Druckes zwischen den Knaggen sind diese aus möglichst hartem Stahl verfertigt. Jenachdem die Bahnen der massgebenden Kanten  $k_1$  und  $k_2$  parallel sind oder sich schneiden, findet die relative Verschiebung von  $K_2$  gegen  $K_1$  erst kurz vor der Auslösung (vor dem Abschnappen) oder beständig während ihrer Berührung statt, ersteres z. B. dadurch, dass ein Arm der Klinke, an welcher sich  $K_1$  oder  $K_2$  befindet, gegen einen Anschlag trifft. Der Augenblick der Auslösung kann (vermittels des Regulators) im ersten Falle durch Verstellung jenes Anschlages, im zweiten durch Aenderung der Bahn von  $k_1$  oder von  $k_2$ , somit durch Lagenänderung des massgebenden Schnittpunktes beider Bahnen verändert werden, z. B. durch Verlegung der Schwingungsaxe eines Hebels, durch welchen die Kreisbahn einer dieser beiden Kanten vermittelt wird.

Bei der Corliss-Maschine in ihrer ursprünglichen sowohl wie in späteren Ausführungen ist der Präcisionsmechanismus von der ersten der beiden erwähnten Arten; die massgebenden Kanten  $k_1$ ,  $k_2$  durchlaufen im Wesentlichen gleichgerichtete Bahnen. Wenn, wie gewöhnlich, die diesen Maschinen eigenthümlichen 4 Drehschieber von derselben Steuerscheibe aus bewegt werden, welche von der Kurbelwelle aus durch ein Excenter in schwingende Bewegung versetzt wird, so sind in der mittleren Lage dieser Steuerscheibe (ebenso wie bei mittlerer Lage eines Muschelschiebers) alle Canäle geschlossen, so dass sie während einer halben einfachen

Schwingung, entsprechend einer Vierteldrehung der Kurbel oder einem halben Kolbenhube geöffnet werden müssen; nur während dieser Oeffnung kann die Ausklinkung zur Schlussbewegung eines Einlasschiebers stattfinden, weshalb nur Füllungen  $< 0,5$  bei solchen Maschinen erreicht werden können. Frei von dieser Beschränkung ist die Anordnung von Bede und Farcot mit besonderen Bewegungsmechanismen für die Einlass- und für die Auslassdrehchieber, einem Präcisionsmechanismus erster Art für erstere, einem zwangläufigen Mechanismus für letztere. Der Unterschied zwischen beiderlei Anordnungen ist analog demjenigen zwischen einer Farcot'schen Schleppschiebersteuerung (§. 76) und einer Meyer'schen oder Rider'schen Steuerung mit selbständig bewegtem Expansionschieber.

Als Beispiel einer Präcisionssteuerung zweiter Art ist die neuere Sulzer-Steuerung mit Ventilen bemerkenswerth. An jedem Ende des horizontalen Dampfzylinders ist zur Bewegung des oberhalb desselben befindlichen Einlassventils ein Hebel  $SCK_2$  (Fig. 75) um eine horizontale feste Axe  $C$  drehbar, welcher, bei  $S$  die Ventilstange angreifend, entgegen dem Drucke einer Feder das Ventil hebt, wenn der andere Hebelarm  $CK_2$ , der am Ende  $K_2$  den oben ebenso bezeichneten Knaggen bildet, niedergedrückt wird. Der dazu dienende Knaggen  $K_1$  bildet hier einen Arm des Winkelhebels  $K_1pq$ , welcher um den Bolzen  $p$  des lose um  $C$  schwingenden Hebels  $Cp$  drehbar ist; die der Angriffsfläche von  $K_2$  congruente Angriffsfläche von  $K_1$  ist eine Kreiscylinderfläche um  $p$  als Axe. Der Winkelhebel  $K_1pq$  erhält nun eine zusammengesetzte Bewegung dadurch, dass bei jeder Kurbelumdrehung einmal  $p$  vermittle einer Stange  $mp$  in einem Kreisbogen um  $C$  hin- und her-,  $q$  vermittle einer anderen Stange  $nq$  in einer gewissen geschlossenen Bahn herumgeführt wird, unter  $m$  und  $n$  zwangläufig bewegte Punkte (Gelenke) verstanden. Auch die Kante  $k_1$  von  $K_1$  wird dadurch in einer geschlossenen Bahn bewegt, von welcher in Fig. 75 nur ein Theil  $k_1x_1$  punktirt gezeichnet ist, welcher der Bewegung der Kante  $k_1$  von etwas vor der Hebung des Ventils bis etwas nach dem Zurückfallen desselben entspricht; die Kante  $k_2$  von  $K_2$  bewegt sich in dem Kreisbogen  $k_2x_2$  um  $C$ , und dessen Schnittpunkt  $y$  mit  $k_1x_1$  ist der Ort der Kanten  $k_1, k_2$  im Augenblicke der Auslösung. Regulirbar ist dieser Augenblick, also die Füllung des Cylinders durch Aenderung

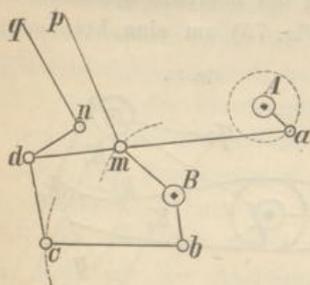
Fig. 75.



der Bahn des Endpunktes  $n$  der Stange  $nq$ , wodurch auch die Bahnen von  $q$  und  $k_1$  entsprechend geändert werden. Die Verhältnisse sind so zu wählen (mit Hilfe von Aufzeichnungen des ganzen Mechanismus in verschiedenen Configurationen), dass in dem Augenblicke, in welchem  $K_1$  gegen  $K_2$  trifft, der Kolben sich etwas vor dem Hubende befindet, entsprechend der verlangten Voreinstromung, möglichst auch so, dass die Bahn von  $k_1$  vor jenem Augenblicke nur schwach, nachher aber stark gegen die Angriffsfläche von  $K_1$  geneigt ist, wie es in Fig. 75 gezeichnet wurde, einem sanften Aufsetzen von  $K_1$  auf  $K_2$ , dagegen einer schnellen Erhebung des Ventils entsprechend.

Wie die betreffenden Bewegungen der Punkte, bzw. der Gelenke  $m$  und  $n$  zustandekommen, und wie die Bahn von  $n$  behufs Regulierung

Fig. 76.



der Füllung verändert werden kann, wird durch Fig. 76 angedeutet.  $A$  ist eine parallel neben dem Cylinder gelagerte Steuerwelle, welche, von der Kurbelwelle aus durch gleiche conische Räder angetrieben, ebenso rotirt wie diese. An den Enden des Cylinders besitzt sie entgegengesetzt gerichtete Kurbeln (Excenter)  $Aa$  zum Antriebe je eines Kurbelschwingmechanismus  $AamB$ ; an das so in einem Kreisbogen um  $B$  hin- und herbewegliche Gelenk  $m$

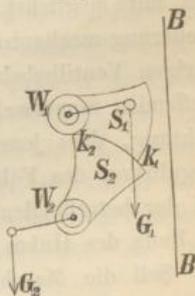
ist die oben erwähnte Stange  $mp$  angeschlossen. Um den in geschlossener Bahn umlaufenden Bolzen  $d$  an der Verlängerung der Koppel  $am$  schwingt der Winkelhebel  $cdn$ , mit dessen einem Arme bei  $n$  die Stange  $nq$  gelenkig verbunden ist, während der andere bei  $c$  in einem Kreisbogen um den Bolzen  $b$  durch die Lenkstange  $bc$  geführt ist; dieser Bolzen befindet sich an dem Arme  $Bb$  der Welle  $B$ , um welche die Schwinge  $Bm$  lose drehbar ist. Inwiefern die Ortsveränderungen des Bolzens  $b$  (in Folge von Drehungen der Welle  $B$  durch die Wirkung des Regulators auf einen anderen Arm derselben) solche Änderungen der geschlossenen Bahn des Gelenkes  $n$  zur Folge haben, welche bei passender Wahl der Verhältnisse Füllungsgraden von Null bis ungefähr 0,9 entsprechen, kann durch Zeichnung erkannt werden, auf welche auch jene Wahl der Verhältnisse selbst bei der Zusammengesetztheit des Mechanismus angewiesen ist. Die Steuerung des unter dem Cylinder befindlichen Auslassventils erfolgt auch von der Koppel  $am$  aus durch eine gelenkig angeschlossene Stange und einen zwischen dieser und der Ventilstange angeordneten Winkelhebel.

## §. 79. Steuerungen für Maschinen ohne rotirende Bewegung.

Bei Maschinen ohne Rotation werden allgemein doppelsitzige Ventile als innere Steuerungskörper verwendet, deren Bethätigung von einem Steuerbaume ausgeht, welcher sich mit dem Kolben des verticalen Cylinders auf- und abbewegt; durch die Wirkung von Knaggen an diesem Steuerbaume auf entsprechende Hebel und durch äussere Steuerungen, welche im Allgemeinen als Sperrklinkensteuerungen charakterisirt werden können, werden die Ventile jeweils kurz vor dem Ende eines Hubes in die Lagen gebracht, welche sie beim folgenden Hube haben müssen, abgesehen zunächst von der früheren Schliessung der Einlassventile im Falle erheblicher Expansion und abgesehen von den ev. durch Katarakte zu regelnden Hubpausen.

Das Wesen einer solchen Steuerung (von übrigens verschiedenartiger Anordnung im Einzelnen) ist durch Fig. 77 angedeutet mit Bezug zunächst auf doppeltwirkende Maschinen ohne Expansion. In dieser Figur sind  $W_1$  und  $W_2$  zwei Steuerwellen mit den Sperrklinken (Sperrsegmenten)  $S_1, S_2$ ; letztere sind nach gleichen Kreisbögen begrenzt, sowohl aussen (um  $W_1$  und  $W_2$  als Mittelpunkten), als auch an den Seitenflächen, welche abwechselnd mit der Aussenfläche des anderen Segments behufs der Sperrung sich berühren, und welche die Aussenfläche des eigenen Segments in der für die Auslösung massgebenden Kante  $k_1$  bzw.  $k_2$  schneiden. An den Wellen  $W_1, W_2$  befinden sich ausserdem je 4 Hebel; durch den einen  $H_1$  bzw.  $H_2$  erfolgt ihre Drehung im einen (für beide entgegengesetzten) Sinne, wenn er von einem Knaggen  $K_1$  bzw.  $K_2$  am Steuerbaume  $BB$  erreicht wird, am zweiten wirken Gewichte  $G_1, G_2$  auf Drehung im umgekehrten Sinne, am dritten und vierten sind Stangen zur Bewegung der Ventilhebel angeschlossen, vermittels welcher abwechselnd die Ventile durch die niedersinkenden Gewichte  $G_1, G_2$  geöffnet (gehoben), oder ihr Schluss der Wirkung des Eigengewichtes (und ev. eines Belastungsgewichtes oder einer Feder) frei gegeben wird in Folge der durch  $K_1, K_2$  bewirkten umgekehrten (mit Hebung von  $G_1, G_2$  verbundenen) Drehung der Steuerwellen. Von solchen Ventilen befinden sich oben und unten je ein Auslass- und ein Einlassventil; die oberen seien bzw. mit  $A_1$  und  $E_1$ , die unteren mit  $A_2$  und  $E_2$  bezeichnet.  $A_1$  und  $E_2$  werden von der Welle  $W_1, A_2$  und  $E_1$  von  $W_2$

Fig. 77.



gesteuert. Die Figur 77 entspricht dem Niedergange des Kolbens, wobei  $A_1$  und  $E_2$  geschlossen,  $A_2$  und  $E_1$  offen sind;  $G_1$  ist gehoben,  $G_2$  niedergesunken. Nähert sich der Kolben dem unteren Hubende, so trifft der Knaggen  $K_2$  des Steuerbaumes auf den Hebel  $H_2$  und dreht dadurch  $W_2$  in solchem Sinne, dass  $G_2$  gehoben wird,  $A_2$  und  $E_1$  sich schliessen, bis nach dem Vorbeigange der Kante  $k_2$  an  $k_1$  die Hemmung von  $W_1$  gelöst und durch das niedersinkende Gewicht  $G_1$  diese Welle in solchem Sinne gedreht wird, dass damit die Oeffnung von  $A_1$  und  $E_2$  verbunden ist, folglich der Aufgang des Kolbens beginnt. Nahe dem oberen Hubende trifft  $K_1$  auf  $H_1$  und dreht  $W_1$  zurück unter Wiedererhebung von  $G_1$  und Schliessung von  $A_1$ ,  $E_2$ , bis nach dem Vorbeigange von  $k_1$  an  $k_2$  durch das Niedersinken von  $G_2$  auch  $W_2$  in die Lage der Figur zurückgedreht wird unter Oeffnung von  $A_2$ ,  $E_1$  u. s. f.

Wenn zum Zwecke der Expansion des Hinterdampfs ein Einlassventil  $E$  geschlossen werden sollte, nachdem der Kolben erst irgend eine mittlere Stelle bei dem betreffenden Hube erreicht hat, so kann das mit möglichst geringer Aenderung bzw. Ergänzung des erklärten Steuerungsmechanismus durch eine auslösbare Verbindung des zu  $E$  gehörigen Ventilhebels mit der Stange geschehen, wodurch er von der betreffenden Steuerwelle  $W$  aus bewegt wird, mit Hülfe einer solchen Vorrichtung, dass jene Verbindung durch den Druck eines weiteren (zur Regulirung des Füllungsgrades verstellbaren) Knaggens am Steuerbaume bei der betreffenden Kolbenstellung gelöst und durch die Drehung von  $W$  zu Ende des Hubes wiederhergestellt wird.

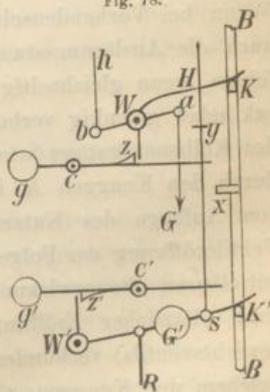
Soll die Maschine einfachwirkend sein, wie es insbesondere bei Wasserhaltungsmaschinen oft der Fall ist, früher ausschliesslich der Fall war, soll z. B. nur der Niedergang des Kolbens durch den Dampfdruck bewirkt werden, um den Arm eines Balanciers zur Hebung des am anderen Arme angehängten Gestänges niederzudrücken (indirecte Wirkung), so fehlen die Ventile  $A_1$  und  $E_2$ , an deren Stelle ein durch die Welle  $W_1$  (Fig. 77) gesteuertes Gleichgewichtsventil durch seine Oeffnung die Verbindung der Cylinderräume vor und hinter dem aufwärts gehenden Kolben herstellt, während es bei seinem Niedergange geschlossen ist. Wenn sein Schluss schon dann durch den Druck des Knaggens  $K_1$  gegen den Hebel  $H_1$  der Welle  $W_1$  bewirkt wird, wenn der Kolben seinen Aufgang noch nicht vollendet hat, so dient der vor ihm abgesperrte Dampf als elastisches Kissen zu möglichst stossloser Beendigung des Gestängenederganges. Wenn übrigens die Maschine ohne Condensation arbeitete, so könnte auch das Auslassventil  $A_2$  fehlen, unter den vorausgesetzten

Umständen folglich der untere Cylinderraum beständig mit der Atmosphäre communiciren, weil dann dem beim Aufgange des Kolbens vor und hinter ihm herrschenden atmosphärischen Drucke eine für die erwähnte Bufferwirkung des Vorderdampfes noch genügende Dampfdichte entspräche. Bei Condensationsmaschinen mit unerheblicher Expansion kann man umgekehrt veranlasst sein, ausser dem Condensatorventile, d. h. dem unten befindlichen zum Condensator führenden Auslassventile noch oben ein besonderes Ausblaseventil in die Atmosphäre anzuordnen, welches beim Aufgange des Kolbens anfänglich geöffnet wird, um bei dem folgenden Niedergange desselben nur die kleinere, den Cylinder vor ihm erfüllende Dampfmasse von atmosphärischer Dichtigkeit condensiren zu müssen. —

Die Verhältnisse von Wasserhaltungsmaschinen ohne Rotationsbewegung bringen es mit sich, dass die Regulirung des geförderten Wasserquantums durch mehr oder weniger lange Stillstandspausen zwischen den Hüben erfolgen kann und passender Weise geschieht. Zu Ende eines Hubes werden dann nur die während desselben offen gewesen Ventile durch den Steuerbaum geschlossen, wogegen die den neuen Hub vermittelnden Ventileröffnungen einer besonderen Hilfsvorrichtung, dem Katarakte, übertragen werden, welcher während der Hubpause in Bewegung bleibt, nachdem er früher vom Steuerbaume aus in entsprechende Lage gebracht (aufgezogen worden) war. Er ist im Wesentlichen eine Pumpe, dessen Kolben beim Aufzuge Wasser oder Oel ansaugt, welches er beim Niedersinken in Folge seines durch ein Belastungsgewicht unterstützten Eigengewichtes durch eine kleinere Oeffnung zurückpresst; die Verkleinerung dieser Oeffnung vergrößert die Zeit des Niedersinkens, also die Dauer der Hubpause.

Beispielsweise bei einer indirect- und ein-fachwirkenden Wasserhaltungsmaschine handle es sich um eine Stillstandspause vor dem Aufgange des Kolbens, wozu die Oeffnung des Gleichgewichtsventils durch einen Katarakt zu bewirken ist. Die Figur 78 entspricht der Lage, in welche der dazu dienende Mechanismus am Ende des vorhergegangenen Kolbenaufganges gekommen war durch den Druck des Knaggens  $K$  des Steuerbaumes  $BB$  gegen den Hebel  $H$  der Steuerwelle  $W$ , und des Knaggens  $K'$  gegen den um  $W'$  drehbaren Hebel, an welchen die Kataraktkolbenstange  $R$  gehängt ist.

Fig. 78.



Durch ersteres wurde  $W$  so gedreht, dass damit die Hebung des am Arme  $Wa$  hängenden Gewichtes  $G$  und die Schliessung des Gleichgewichtsventils durch die Ventilhebelstange  $bh$  verbunden war, darauf die Hemmung von  $W$  in dieser Lage durch den Zahn  $z$  des um  $c$  drehbaren, bei  $g$  beschwerten Sperrhebels  $gz$ . Durch den Druck von  $K'$  gegen den durch ein Gewicht  $G'$  beschwerten Hebel  $W'G'$  war der Katarakt aufgezogen und in diesem Zustande durch den Zahn  $z'$  eines um  $c'$  drehbaren, bei  $g'$  beschwerten Sperrhebels gehemmt worden. Der Mechanismus verharrt so während der Stillstandspause, welche etwa bei höchster Lage des Kolbens durch einen anderen, das Einlassventil öffnenden Katarakt begrenzt wird, und während des folgenden Kolbenniederganges, bis kurz vor dem Ende desselben der Knaggen  $x$  des Steuerbaumes den Sperrhebel  $g'c'$  an dem seinem Belastungsgewichte  $g'$  entgegengesetzten Ende niederdrückt und dadurch die Sperrung des Katarakthebels aufhebt. Indem dieser dann durch das Belastungsgewicht  $G'$  den allmählichen Niedergang des Kataraktkolbens bewirkt, wird der Aufgang des unterdessen in tiefster Lage ruhenden Dampfkolbens erst dadurch eingeleitet, dass der Anschlag  $y$  der bei  $s$  an den Katarakthebel angeschlossenen Auslösungsstange  $sy$  den Sperrhebel  $gz$  dreht, dadurch die Sperrung von  $W$  aufhebt, so dass das niedersinkende Gewicht  $G$  das Gleichgewichtsventil vermittels der Stange  $bh$  öffnet.

Fehlte der Sperrhebel  $g'c'$  (Fig. 78), so würde der Niedergang des Kataraktkolbens zugleich mit demjenigen des Dampfkolbens beginnen; die Dauer des ersteren bis zur Auslösung von  $W$  wäre also = der Summe aus Niedergangszeit des Dampfkolbens und unterer Hubpause desselben. Wenn bei Vorhandensein von  $g'c'$  der Sperrhebel  $gz$  fehlte, so könnten auch die Auslösungsstange  $sy$  und die Steuerwelle  $W$  mit ihren Hebeln fehlen, wenn gleichzeitig die Ventilhebelstange unmittelbar mit dem Katarakthebel gelenkig verbunden wird (in Fig. 78 links von  $W'$ ); zu Ende des Kolbenaufganges wird dann die Schliessung des Gleichgewichtsventils durch den Knaggen  $K'$  bewirkt gleichzeitig mit der Hebung von  $G'$  und dem Aufzuge des Kataraktkolbens, dessen Niedergang unmittelbar die Ventileröffnung zur Folge hat. Diese einfachere unmittelbare anstatt der mittelbaren Steuerwirkung durch Auslösung ist aber mit schleichender statt plötzlicher Eröffnung des betreffenden Ventils (hier des Gleichgewichtsventils) verbunden, welche schon in dem Augenblicke beginnt, in welchem der Knaggen  $x$  zu Ende des Kolbenniederganges den Katarakthebel auslöst. Ein weiteres Eingehen auf die in diesen und in anderen Beziehungen mannichfachen Besonderheiten von Kataraktsteuerungen, sowie

auf ihre Anordnung bezüglich der verschiedenen Katarakte derselben Maschine, kann hier unterbleiben.

Nur mag schliesslich noch bemerkt werden, dass die Kataraktsteuerung nicht ganz auf Maschinen ohne Rotation, also ohne Schwungrad, beschränkt ist, wenn nur die Bethätigung der Katarakte und überhaupt der Steuerung nicht, wie sonst bei rotirenden Maschinen, von der Schwungradwelle aus, sondern von einem mit dem Kolben auf- und niedergehenden Steuerbaume aus erfolgt. Insbesondere ist das der Fall bei der Wasserhaltungsmaschine von Kley; bei doppelter und indirecter Wirkung ist der Balancier an der Seite, an welcher die Kolbenstange angreift, bezw. die beiden Kolbenstangen im Falle einer Zweicylindermaschine angreifen, durch Kurbelstange und Kurbel mit der Welle eines Schwungrades verbunden, welches somit bei jeder Hubpause mit der ganzen Maschine (ausser den vorher aufgezogenen Katarakten) zum Stillstande kommt, wobei es unwesentlich (durch Verkleinerung oder Vergrösserung der Füllung übrigens willkürlich herbeizuführen) ist, ob dieser Stillstand etwas vor oder hinter der Todtlage der Kurbel eintritt, der neue Hub folglich mit umgekehrtem oder gleichbleibendem Drehungssinne des Schwungrades erfolgt. Die fragliche Anordnung ist trotz grösserer zulässiger Kolbengeschwindigkeit insofern mit grösserer Betriebssicherheit verbunden, als der Hub durch die Kurbel genau und sanft begrenzt, sowie das Durchgehen der Maschine im Falle eines Gestängebruchs dadurch verhindert ist, dass die dann über die Todtlage sich hinaus bewegende Kurbel eine Bewegung des Steuerbaumes zur Folge hat, durch welche er den betreffenden Katarakt schon wieder aufzieht, bevor dieser eine neue Dampfeinströmung vermitteln konnte. Die in mehrfacher Hinsicht eigenthümliche Kley'sche Kataraktsteuerung selbst ist ohne speciellere, dem Zwecke dieses Buches fern liegende Zeichnung nicht verständlich.

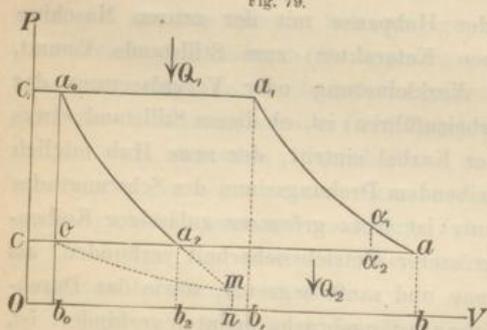
#### §. 80. Principielle Verwirklichung des idealen Kreisprocesses einer Dampfmaschine.

Die Besonderheit der Dampfmaschine als Wärmemotor besteht darin, dass die Zustandsänderungen der Arbeitsflüssigkeit (Wasser bezw. Wasserdampf) eine Aenderung der Aggregatform in sich schliessen. In Verbindung mit dem Umstande, dass der Druck gesättigter Dämpfe mit zunehmender Temperatur wesentlich schneller, als diese, zunimmt, wird dadurch der Vortheil gewährt, dass innerhalb eines gegebenen Temperaturintervalls eine besonders grosse Aenderung des Volumens und des Drucks, somit eine grosse Arbeit durch den dem Wärmemotor zugrundeliegenden

Kreisprozess der vermittelnden Flüssigkeit erzielt werden kann. Ein idealer solcher Kreisprozess, dessen Zustandcurve aus zwei isothermischen und zwei adiabatischen Curven besteht (Fig. 61, §. 61), und durch welchen bei gegebenen Grenztemperaturen  $t_1$  und  $t_2$  (absoluten Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$ ) die grösstmögliche Arbeit gewonnen wird, könnte im Princip, nämlich abgesehen von allen thatsächlich stets vorhandenen Nebenumständen, insbesondere von dem beständigen Wärmeaustausch zwischen Dampf und Hülle (Canal- und Cylinderwand mit Kolben) auf folgende Weise verwirklicht werden. Vorausgesetzt ist Dampf, welcher stets gesättigt, im Allgemeinen feucht ist.

Aus dem Kessel, in welchem die Temperatur  $t_1$  und der entsprechende Druck  $p_1$  (specifischer, d. i. Druck pro Flächeneinheit) herrscht, ströme der Dampf in einen Cylinder (Expansionscyliner) im Zustande  $p_1, y_1$ , d. h. mit jenem Kesseldrucke und in solchem Grade feucht, dass er in einem Kilogramm  $1 - y_1$  Kgr. Wasser enthält. Ist  $G$  das Gewicht dieses einströmenden Dampfes, so war zu seiner Bildung aus Wasser vom Zustande  $p_1, t_1$  im Kessel die Wärme

Fig. 79.



entsprechende Druck  $p_1$  (specifischer, d. i. Druck pro Flächeneinheit) herrscht, ströme der Dampf in einen Cylinder (Expansionscyliner) im Zustande  $p_1, y_1$ , d. h. mit jenem Kesseldrucke und in solchem Grade feucht, dass er in einem Kilogramm  $1 - y_1$  Kgr. Wasser enthält. Ist  $G$  das Gewicht dieses

einströmenden Dampfes, so war zu seiner Bildung aus Wasser vom Zustande  $p_1, t_1$  im Kessel die Wärme

$$Q_1 = G y_1 r_1 \dots \dots \dots (1)$$

erforderlich, unter  $r_1$  die der Temperatur  $t_1$  oder die dem Drucke  $p_1$  entsprechende specifische Verdampfungswärme verstanden. In Figur 79 mit der Abscissenaxe  $OV$  und der dazu senkrechten Ordinatenaxe  $OP$ , in welcher die Abscissen die vom Kolben (von seiner dampfberührten Fläche) durchlaufenen Räume, die Ordinaten die entsprechenden Dampfdrucke  $p$  bedeuten, sei  $c_1 a_1$  die Zustandcurve des im Kessel entwickelten und in den Cylinder strömenden Dampfes; sie ist als Isotherme hier eine mit der Abscissenaxe parallele Gerade. Die Arbeit, welche dabei der Dampf auf den Kolben überträgt, ist dargestellt durch die rechteckige Fläche  $O c_1 a_1 b_1$ , deren Theil  $O c_1 a_0 b_0 =$  der Arbeit ist, welche auf den Kolben übertragen worden wäre, wenn der Dampf ganz als Wasser vom Zustande  $p_1, t_1$  und entsprechendem Volumen  $= c_1 a_0 = O b_0$  eingeströmt wäre. Der im Cylinder jetzt abgesperrte Dampf expandirt hinter dem sich weiter bewegenden

Kolben gemäss der adiabatischen Zustandcurve  $a_1a$  bis zur Temperatur  $t_2$  und zu entsprechendem Druck  $p_2$ , wobei die spezifische Dampfmenge bis  $y$  abnehme; sie nimmt ab, sofern  $y_1$  nur wenig  $< 1$  war (siehe Bd. I, §. 33). Die Expansionsarbeit ist  $= b_1a_1ab$ . Indem dann der Dampf durch den zurückgehenden Kolben unter Aufwendung einer Arbeit  $= bacO$ , entsprechend der geraden isothermischen Zustandcurve  $ac$  parallel  $OV$ , aus dem Expansionscylinder heraus und in den Condensator geschafft wird, in welchem die Temperatur  $t_2$  mit dem entsprechenden Drucke  $p_2$  herrscht, wird die spezifische Dampfmenge weiter auf einen gewissen kleinen Werth  $y_2$  reducirt, indem die Wärme

$$Q_2 = G(y - y_2)r_2 \dots \dots \dots (2)$$

entzogen wird, wenn  $r_2$  die der Temperatur  $t_2$  entsprechende spezifische Verdampfungswärme bedeutet. Aus dem Condensator ströme der Dampf im Zustande  $p_2, y_2$  in einen anderen Cylinder (Compressioncylinder), auf dessen Kolben während Durchlaufung des Volumens  $Ob_2$  die Arbeit  $Oca_2b_2$  übertragend. Dieses Volumen  $Ob_2$  sei so bemessen, dass, wenn der zurückkehrende Kolben des Compressioncylinders den in ihm abgesperrten Dampf bis zum Anfangsdrucke  $p_1$  und der entsprechenden Temperatur  $t_1$  comprimirt gemäss der adiabatischen Zustandcurve  $a_2a_0$ , derselbe gerade zu Wasser verdichtet ist. Ausser der betreffenden Compressionsarbeit  $= b_2a_2a_0b_0$  ist dann zur Herbeiführung des anfänglichen Zustandes nur schliesslich noch eine Arbeit  $= b_0a_0c_1O$  aufzuwenden, damit der vollends zurückkehrende Compressionskolben das Wasser vom Zustande  $p_1, t_1$  in den Kessel zurückschaffe.

Indem nun im Expansionscylinder die Arbeit

$$Oca_1b_1 + b_1a_1ab - bacO = ca_1a_1a$$

verrichtet und im Compressioncylinder die Arbeit

$$- Oca_2b_2 + b_2a_2a_0b_0 + b_0a_0c_1O = ca_2a_0c_1$$

verbraucht wird, ist die gewonnene Arbeit

$$= ca_1a_1a - ca_2a_0c_1 = a_0a_1aa_2.$$

Wird sie mit  $E_0$  bezeichnet, so ist, unter  $A$  den Wärmewerth der Arbeitseinheit verstanden,

$$AE_0 = Q_1 - Q_2$$

oder, weil sich  $Q_1 : T_1 = Q_2 : T_2$  verhält (Bd. I, §. 14, Gl. 4),

$$AE_0 = Q_1 \left( 1 - \frac{T_2}{T_1} \right).$$

Der Quotient

$$\frac{AE_0}{Q_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1} \dots \dots \dots (3)$$

ist das Verhältniss des Wärmewerthes der gewonnenen Arbeit zur mitgetheilten (aufgewendeten) Wärme, und kann als Wirkungsgrad des idealen Kreisprocesses bezeichnet werden.

Dieser Wirkungsgrad ist um so grösser,

je grösser  $T_1$  und je kleiner  $T_2$ ,

also auch je grösser  $p_1$  und je kleiner  $p_2$

ist. Wären etwa  $p_1 = 10$  Atm. ( $t_1 = 180,3$ )

und  $p_2 = 0,1$  Atm. ( $t_2 = 46,2$ )

die praktisch äussersten betreffenden Grenzwerte, so ergäbe sich der entsprechende grösstmögliche Wirkungsgrad

$$= 1 - \frac{273 + 46,2}{273 + 180,3} = 0,296.$$

Er wird durch eine kleine Vergrösserung von  $p_2$  ebenso sehr vermindert, wie durch erhebliche Verkleinerung von  $p_1$ . Man findet ihn z. B.

für  $p_1 = 10$  und  $p_2 = 0,2$  ( $t_2 = 60,45$ )

ebenso wie für  $p_1 = 6,2$  ( $t_1 = 160,7$ ) und  $p_2 = 0,1$

nur  $= 0,264 = (1 - 0,108) 0,296$ .

Er wird also um 10,8 Procent verkleinert durch Vergrösserung von  $p_2$  um 0,1 Atm., aber durch Verkleinerung von  $p_1$  erst um 3,8 Atm., woraus zu schliessen ist, dass es bei Condensationsmaschinen in der hier in Rede stehenden Beziehung mehr auf möglichste Vollkommenheit des Vacuums im Condensator, als auf sehr grossen Kesseldruck ankommt.

Ist dagegen  $p_2$  = einem grösseren Werthe gegeben, wie bei Auspuffmaschinen ( $p_2 = 1$ ), so kann nur durch sehr grosse Kesselspannungen  $p_1$  der Wirkungsgrad des idealen Kreisprocesses demjenigen einer Condensationsmaschine nahe gebracht werden. Er ergibt sich z. B.

$= 0,177$  für  $p_1 = 10$  und  $p_2 = 1$  ( $t_2 = 100$ ),

aber nur  $= 0,140$  für  $p_1 = 6,2$  und  $p_2 = 1$ ,

somit um

$$\frac{0,177 - 0,14}{0,177} 100 = 20,9 \text{ Proc.}$$

kleiner, während ihn dieselbe Verkleinerung von  $p_1$  im Falle  $p_2 = 0,1$  nur um 10,8 Procent verkleinerte.

Zugleich kann man bemerken, dass das Verhältniss der fraglichen Wirkungsgrade, welche  $p_2 = 0,1$  und  $p_2 = 1$  entsprechen,

$$\text{für } p_1 = 10 \text{ sich } = \frac{0,296}{0,177} = 1,67$$

$$\text{für } p_1 = 6,2 \text{ sich } = \frac{0,264}{0,140} = 1,89$$

ergiebt. Bezüglich des hier in Rede stehenden Wirkungsgrades ist somit die Condensation des Abdampfes mit erheblichem, und zwar mit um so grösserem Vortheile verbunden, je weniger gross der Kesseldruck ist.

### §. 81. Verschiedenheit des idealen vom realen Kreisprocesse einer Dampfmaschine.

Der Kreisprocess unserer üblichen Dampfmaschinen weicht von dem im vorigen Paragraph besprochenen idealen Vorgange principiell insofern ab, als ein besonderer Compressioncylinder nicht vorhanden ist, vielmehr der Dampf schon im Condensator vollständig zu Wasser von der Temperatur  $t_2$  condensirt und als solches durch die Speisevorrichtung in den Kessel geschafft wird, um daselbst zunächst durch eine zusätzliche Wärmetheilung in Wasser von der höheren Temperatur  $t_1$  zurückgeführt zu werden. Statt des Arbeitsdiagramms  $a_0 a_1 a a_2$  (Fig. 79) ergiebt sich somit das Diagramm  $a_0 a_1 a o$ , abgesehen von der verhältnissmässig geringen Abhängigkeit des Wasservolumens vom Zustande des Wassers, mit Rücksicht worauf die Zustandcurve  $o a_0$  nicht genau eine mit  $OP$  parallele gerade Linie ist. Die gewonnene Arbeit wird dadurch zwar vergrössert um den Betrag der Fläche  $o a_0 a_2$ , aber der Arbeitswerth der jetzt mehr mitzutheilenden Wärme ist noch grösser, nämlich (siehe Bd. I, §. 16) = der Fläche  $b_0 a_0 m n$ , wenn  $a_2 m$  die Fortsetzung der Adiabate  $a_0 a_2$ ,  $o m$  die durch  $o$  gehende Isodyname (schwächer, als jene, gegen  $OV$  geneigt, siehe Bd. I, §. 35, Fig. 11) und  $m n$  die Ordinate des Durchschnittspunktes beider Curven ist. Der Wirkungsgrad des Kreisprocesses wird durch diese principielle Abweichung verkleinert.

Ob die Condensation auf oberflächlicher Abkühlung oder auf Wärmeentziehung durch Mischung mit kaltem Wasser beruht, macht im Princip keinen Unterschied; auch im letzteren Falle kann man sich vorstellen, dass es eben das durch Condensation entstandene Wasser von der Temperatur  $t_2$  ist, welches durch den Speiseapparat in den Kessel zurückgeschafft wird, so dass es sich auch hier um einen wirklichen Kreisprocess

derselben Wassermenge zwischen den Grenztemperaturen  $t_1$  und  $t_2$  handelt. Bei einer Auspuffmaschine kann die Atmosphäre als Condensator betrachtet, im Princip also  $p_2 = 1 \text{ Atm.}$ ,  $t_2 = 100$  gesetzt werden; nur hat man sich vorzustellen, dass in diesem atmosphärischen Condensator eine Verdichtung zu Wasser von der Temperatur  $t_0 (< t_2)$  des Speisewassers bei constanter Pressung  $p_2$  stattfindet, so dass  $t_2$  nicht mehr eigentlich die Minimaltemperatur des gedachten Kreisprocesses ist. Uebrigens braucht letztere nur wenig  $< t_2$  ( $t_0$  nur wenig  $< 100^\circ$ ) zu sein, indem der Abdampf zur Vorwärmung des Speisewassers (§. 68, 3) benutzt werden kann.

Die Arbeit, welche mit  $G = 1 \text{ Kgr.}$  Dampf durch einen Kreisprocess gewonnen werden kann, welchem die Zustandcurve  $a_0 a_1 a o$  (Fig. 79) entspricht, ist

$$E = O c_1 a_1 b_1 + b_1 a_1 a b - b a c O - c o a_0 c_1 \\ = L_1 + L - L_2 - L_0.$$

Nun ist, übrigens mit Beibehaltung der im vorigen Paragraph gebrauchten Buchstabenbezeichnungen, wenn  $w$  das als constant zu betrachtende spezifische Volumen des Wassers und

$$\begin{array}{cccc} w + A, & w + A_1, & w + A_2 \dots & \\ \text{das der Temperatur} & t & t_1 & t_2 \dots \end{array}$$

entsprechende spezifische Volumen gesättigten Wasserdampfs bedeutet, das Volumen des einströmenden Kilogramms feuchten Dampfes:

$$V_1 = w + y_1 A_1, \text{ also } L_1 = V_1 p_1 = p_1 (w + y_1 A_1) \dots (1).$$

Der Wärmewerth der bei adiabatischer Expansion (längs  $a_1 a$ ) geleisteten Arbeit ist, unter  $q$  (ev. mit dem betreffenden Index) die innere spezifische Verdampfungswärme verstanden, gemäss Bd. I, §. 35, Gl. (6):

$$AL = q_1 - q_2 + y_1 q_1 - y q_2 \dots (2)$$

und am Ende dieser Expansion ist das Volumen:

$$V = w + y A_2, \text{ somit } L_2 = V p_2 = p_2 (w + y A_2) \dots (3).$$

Endlich muss das Wasser aus einem Raume, in welchem der Druck  $p_2$  herrscht, in den Kessel, worin der Druck  $p_1$  vorhanden ist, gefördert werden, entsprechend der aufzuwendenden Arbeit:

$$L_0 = (p_1 - p_2) w \dots (4).$$

Aus (1) bis (4) folgt:

$$AE = A(L_1 + L - L_2 - L_0) \\ = q_1 - q_2 + y_1 (q_1 + A p_1 A_1) - y (q_2 + A p_2 A_2) \\ = q_1 - q_2 + y_1 r_1 - y r_2 \dots (5).$$

Dabei ist  $y$  durch  $y_1$  mit  $t_1$  und  $t_2$  (bezw.  $p_1$  und  $p_2$ ) bestimmt. Nach Bd. I, §. 35, Gl. (2) ist nämlich, unter  $a_1$  und  $a_2$  die Werthe von

$$a = \int_0^t \frac{dq}{T}$$

bezw. für  $t = t_1$  und  $t = t_2$ , und unter  $q$  die der Temperatur  $t$  entsprechende spezifische Flüssigkeitswärme des Wassers verstanden (Bd. I, §. 27),

$$a_2 + y \frac{r_2}{T_2} = a_1 + y_1 \frac{r_1}{T_1}$$

$$y r_2 = (a_1 - a_2) T_2 + y_1 r_1 \frac{T_2}{T_1}$$

und somit nach Gl. (5) auch:

$$AE = q_1 - q_2 + y_1 r_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) - (a_1 - a_2) T_2 \dots \dots \dots (6).$$

Die bei dem Kreisproceſſe mitzutheilende Wärme ist hier

$$= q_1 - q_0 + y_1 r_1,$$

wenn  $q_0$  die der Temperatur  $t_0$  des Speisewassers entsprechende Flüssigkeitswärme bedeutet; und der Wärmewerth der Arbeit, welche mit derselben Wärmemenge durch den idealen Kreisproceſſ gewonnen würde, ist nach (3) im vorigen Paragraph:

$$AE_0 = (q_1 - q_0 + y_1 r_1) \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \dots \dots \dots (7).$$

Im Verhältnisse  $\frac{E}{E_0}$  ist der Wirkungsgrad des realen Kreisproceſſes im Princip kleiner, als der des idealen, nämlich

$$= \frac{E}{E_0} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) = \frac{q_1 - q_2 + y_1 r_1 \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) - (a_1 - a_2) T_2}{q_1 - q_0 + y_1 r_1} \dots \dots (8).$$

Beispielsweise findet man im Falle  $q_0 = q_2$  ( $t_0 = t_2$ ) und  $y_1 = 1$  die folgenden Werthe nach Rechnungen von Zeuner:\*

$p_1$	$t_1$	$p_2$	$t_2$	$\frac{E}{E_0}$	$1 - \frac{T_2}{T_1}$	$\frac{E}{E_0} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$
3	133,9	1	100	0,969	0,083	0,080
5	152,2	1	100	0,954	0,123	0,117
10	180,3	1	100	0,931	0,177	0,165
3	133,9	0,1	46,2	0,933	0,216	0,201
5	152,2	0,1	46,2	0,921	0,249	0,229
10	180,3	0,1	46,2	0,903	0,296	0,267

\* Grundzüge der mechanischen Wärmetheorie, 2. Aufl.

Indem das Verhältniss  $\frac{E}{E_0}$  um so kleiner gefunden wird, je grösser  $p_1$  und je kleiner  $p_2$  ist, wird die Vortheilhaftigkeit eines möglichst grossen Maximal- und möglichst kleinen Minimaldrucks durch die principielle Unvollkommenheit des realen Kreisprocesses etwas vermindert; die bezüglich des idealen Kreisprocesses im vorigen Paragraph bemerkten allgemeinen Folgerungen bleiben aber auch für den realen Kreisprocess gültig. Uebrigens ist der verhältnissmässige Effectverlust durch die principielle Unvollkommenheit desselben

$$= \frac{E_0 - E}{E_0} = 1 - \frac{E}{E_0},$$

für obige Beispiele = 3 bis 10<sup>0</sup>/<sub>0</sub>, klein genug, um aufgewogen zu werden durch den Vortheil grösserer Einfachheit und Billigkeit der Maschine in Folge der Ersparung des Compressionscylinders und wegen grösserer Völligkeit des Arbeitsdiagramms, entsprechend einer in gegebenem Cylinder erzielbaren grösseren Arbeit.

Dass  $\frac{E}{E_0}$  um so grösser ist, je weniger  $t_0 < t_2$ , ist ohne Weiteres ersichtlich und auch selbstverständlich. Was aber den Einfluss der Feuchtigkeit des in den Cylinder strömenden Dampfes (des Werthes von  $y_1$ ) betrifft, so kann man bemerken, dass  $E_0 - E$  nach (6) und (7) unabhängig von  $y_1$ , und dass folglich, weil  $E_0$  nach (7) durch  $y_1 < 1$  im Verhältnisse

$$\frac{q_1 - q_0 + y_1 r_1}{q_1 - q_0 + r_1}$$

kleiner wird, als für  $y_1 = 1$  (für trockenen gesättigten Dampf), ebendadurch  $\frac{E_0 - E}{E_0}$  im umgekehrten Verhältnisse grösser wird, z. B.

mit  $t_0 = t_2 = 46,2$  ( $p_2 = 0,1$ ) und  $p_1 = 3$  bis 10 Atm.

für  $y_1 = 0,9$  im Verhältnisse 1,09 bis 1,08

für  $y_1 = 0,8$  im Verhältnisse 1,20 bis 1,18.

Mit Rücksicht auf den verhältnissmässigen Effectverlust wegen der principiellen Unvollkommenheit des Kreisprocesses ist es also vortheilhaft, möglichst trockenen Dampf in den Cylinder gelangen zu lassen. —

Ausser der vorbesprochenen, durch die principielle Einrichtung der üblichen Dampfmaschinen bedingten Abweichung des Kreisprocesses vom idealen Verlaufe desselben giebt es noch manche andere, im Folgenden

näher zu besprechende Ursachen, welche solche Abweichungen und namentlich auch eine Verkleinerung des Wirkungsgrades zur Folge haben. Dahin gehören ausser Wärmeverlusten durch Leitung und Strahlung, Reibungen und Betriebsarbeiten von Hülfeinrichtungen insbesondere die folgenden.

1. Thermische Wechselwirkung zwischen dem Dampf im Cylinder und der Cylinderwand.

2. Widerstände gegen die Bewegung des Dampfes vom Kessel in den Cylinder und aus diesem in den Condensator, bezw. in die Atmosphäre, bedingt durch Länge und Weite der betreffenden Canäle, durch örtliche und zeitliche Verengung derselben (Drosselung) und durch die Geschwindigkeit des Kolbens.

3. Unvollständigkeit der Expansion, gemäss welcher im Princip durch Abstumpfung der Spitze bei  $a$  (Fig. 79) das Arbeitsdiagramm die Form  $a_0 a_1 a_2 o$  erhält; der Verlust an Arbeit, entsprechend der kleinen Fläche  $a_1 a a_2$ , kann durch die Ersparung an erforderlichem Cylinderraum (um  $a a_2$ ) mehr als aufgewogen werden.

4. Einfluss der schädlichen Räume (§. 74) und im Zusammenhange damit der Compression des jeweils vor dem Kolben im Cylinder bleibenden Dampfes.

5. Voreinströmung und Vorausströmung, gemäss welcher schon vor dem Ende eines Kolbenhubes der frische Dampf vor ihm einströmen und besonders der Hinterdampf auszuströmen beginnt.

6. Dampflässigkeit von Kolben und innerer Steuerung, beruhend auf unvollkommener Dichtung des Kolbens im Cylinder, bezw. der Schieber auf ihren Gleitbahnen, der Ventile auf ihren Sitzen.

### §. 82. Anwendung überhitzten Dampfes.

Vor Besprechung der zuletzt hervorgehobenen Umstände werde die Frage erörtert, ob es bezüglich des Wirkungsgrades im Princip von Vortheil ist, den im Kessel entwickelten gesättigten Dampf von der Temperatur  $t_1$  durch weitere Wärmemittheilung bei constantem Drucke  $p_1$  zu überhitzen, bevor er mit diesem Drucke  $p_1$ , aber mit höherer Temperatur  $t$  in den Cylinder einströmt. Wären nur  $t$  und  $t_2$  als die Grenztemperaturen gegeben, zwischen welchen der Kreisprocess stattfinden soll, so wäre solche Verwendung überhitzten Dampfes im Princip unvortheilhaft, weil die Mittheilung der Wärme nicht bei constanter Maximaltemperatur stattfindende. Indessen kann bezüglich der Anforderungen des praktischen

Dampfmaschinenbetriebes auch der Maximaldruck =  $p_1$  gegeben sein und dadurch nur mittelbar bei Verwendung gesättigten Dampfes die entsprechende Temperatur  $t_1$  als Maximaltemperatur, während ihre Steigerung etwa bis  $t$  an und für sich nicht unzulässig erscheint. Nur unter dieser Voraussetzung handelt es sich darum, den Wirkungsgrad eines Kreisprocesses mit dem Arbeitsdiagramme  $a_0 a_1 a o$  (Fig. 79) für den Fall fraglicher Verwendung überhitzten Dampfes mit seinem Werthe =  $\frac{E}{E_0} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right)$

für den üblichen Fall gesättigten Dampfes (§. 81) zu vergleichen, vorausgesetzt dass  $t_1$  und  $t_2$ , bzw.  $T_1$  und  $T_2$  in beiden Fällen gleich gross sind, dass aber im ersten Falle der Dampf vor seinem Eintritt in den Cylinder um  $t - t_1 = T - T_1$  bei constantem Drucke  $p_1$  (des gesättigten Dampfes von der Temperatur  $t_1$ ) überhitzt wird. Dabei werde der Kreisprocess auf 1 Kgr. Dampf bezogen, und angenommen, dass dieser trocken ( $y_1 = 1$ ) dem Kessel entströmt.

Ist dann die ohne Ueberhitzung mitzutheilende Wärme =  $Q_1$  und der Wärmewerth der damit durch den fraglichen Kreisprocess erzielbaren Arbeit =  $\eta_1 Q_1$ , so ist

$$\eta_1 = \frac{E}{E_0} \left(1 - \frac{T_2}{T_1}\right) \dots \dots \dots (1)$$

der im vorigen Paragraph besprochene Wirkungsgrad. Durch die Ueberhitzung um  $T - T_1$  bei dem Drucke  $p_1$  werde nun aber das Dampf-volumen um  $v - v_1$  vergrößert; das Arbeitsdiagramm Fig. 79 wird um ebensoviel im Sinne der  $V$ -Axe verlängert, entsprechend der zusätzlichen Arbeit in Wärmeeinheiten gemessen

$$= A(p_1 - p_2)(v - v_1).$$

Indem aber zu dieser Ueberhitzung eine Wärmemenge

$$= c_p (T - T_1)$$

erfordert wird, unter  $c_p$  die als unabhängig von der Temperatur zu betrachtende spezifische Wärme ungesättigten Dampfes bei constantem Druck verstanden, so ergibt sich im Princip der Wirkungsgrad des Kreisprocesses im Falle der Ueberhitzung:

$$\eta = \frac{\eta_1 Q_1 + A(p_1 - p_2)(v - v_1)}{Q_1 + c_p (T - T_1)} \dots \dots \dots (2).$$

Nach Weyrauch\* entspricht es den Beobachtungen Hirn's bezüglich

\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1876, S. 1.

des Zusammenhanges von Druck, Volumen und Temperatur überhitzten Wasserdampfes sehr gut, wenn

$$Ap_1(v - v_1) = AR(T - T_1) = 0,12(T - T_1)$$

gesetzt wird, während  $c_p$  bis auf Weiteres = 0,48 ungefähr gesetzt werden kann (Bd. I, §. 37), so dass Gl. (2) übergeht in:

$$\eta = \frac{\eta_1 Q_1 + 0,12 \left(1 - \frac{p_2}{p_1}\right) (T - T_1)}{Q_1 + 0,48(T - T_1)} \dots \dots \dots (3).$$

Hiernach ist  $\eta > \eta_1$ , wenn

$$\frac{1}{4\eta_1} \left(1 - \frac{p_2}{p_1}\right) > 1; \eta_1 < \frac{1}{4} \left(1 - \frac{p_2}{p_1}\right) \dots \dots \dots (4)$$

ist, und indem sich z. B.

für $p_1 =$	3	5	10	3	5	10	Atm.
und $p_2 =$	1	1	1	0,1	0,1	0,1	„
$\eta_1 =$	0,080	0,117	0,165	0,201	0,229	0,267	(§. 81)

$$\frac{1}{4} \left(1 - \frac{p_2}{p_1}\right) = 0,167 \quad 0,2 \quad 0,225 \quad 0,242 \quad 0,245 \quad 0,248$$

ergiebt, zeigt sich, dass mit der Ueberhitzung des Dampfes bei Auspuffmaschinen im Princip ein Vorthheil verbunden ist, bei Condensationsmaschinen aber nur im Falle nicht sehr grossen Anfangsdrucks des Dampfes. Uebrigens ist bei den zulässigen Graden der Ueberhitzung der Vorthheil unerheblich ausser etwa bei Auspuffmaschinen mit kleinen Dampfspannungen, welche aber an und für sich unvorthheilhaft und ungebräuchlich sind. Man findet z. B. mit

$$Q_1 = q_1 - q_2 + r_1 \text{ und } T - T_1 = 50$$

für obige Werthe von  $p_1$  und  $p_2$  nach Gl. (3):

$$\eta = 0,084 \quad 0,121 \quad 0,167 \quad 0,203 \quad 0,230 \quad 0,266.$$

Nützlich bleibt die Mittheilung solcher Wärme, welche anderenfalls verloren wäre (z. B. von zur Essenwirkung mehr als ausreichend heissen abziehenden Gasen der Kesselfeuerung), in der Absicht, um den der Maschine zuströmenden Dampf durch mässige Ueberhitzung vor allem zu trocknen.

§. 83. Thermische Wechselwirkung zwischen Dampf und Cylinderwand.

Unter den am Ende von §. 81 angeführten Ursachen von weiterer Aenderung des principiellen Kreisprocesses und Verkleinerung des Wirkungsgrades ist der Wärmeaustausch zwischen dem wirksamen Dampf



und der Cylinderwand (einschliesslich Kolben und Wandungen der Ein- und Ausströmungscanäle) von hervorragender Bedeutung. Ihm ist es vorzugsweise zuzuschreiben, dass man den Dampfverbrauch von Dampfmaschinen in der Regel viel grösser findet, als mit Rücksicht auf die Zahl der Kolbenhübe, den Zustand des einströmenden Dampfes und den bei jedem Hube von ihm auszufüllenden Cylinderraum zu erwarten gewesen wäre. Undichtheit der Dampfabschlussorgane und Feuchtigkeit des einströmenden Kesseldampfes können zwar Theil daran haben, reichen aber bei weitem zur Erklärung nicht aus, indem auch bei nachgewiesenermassen dichtem Abschlusse der fraglichen Organe und bei fast trockenem oder selbst etwas überhitztem Dampfe sich Differenzen zwischen dem wirklichen und dem principiellen Dampfverbrauche von ähnlicher Grösse ergeben.

Auch hat man sich den thermischen Einfluss der Cylinderwand in der Hauptsache nicht etwa als Wärmedurchgang von innen nach aussen vorzustellen. Denn der Betrag eines solchen Wärmeverlustes an die Umgebung kann nach Analogie von Erfahrungen mit gut umhüllten gusseisernen Dampfleitungsröhren zu durchschnittlich wenig mehr, als 1,5 Kgr. pro Quadratm. innerer Oberfläche stündlich condensirten Dampfes geschätzt werden, und sofern ein Dampfeylinder von 1 Quadratmeter Wandfläche einer Maschine von etwa 20 Pferdestärken mit  $20 \cdot 15 = 300$  Kgr. stündlichem Dampfverbrauch entsprechen könnte, würde diese Wärmeabgabe nach aussen einen Dampfverlust von nur 0,5  $\%$ , voraussichtlich selbst in sehr ungünstigen Fällen von nicht über 1  $\%$  zur Folge haben.

Die nach heutiger Vorstellung richtige Erklärung, begründet vor Allem durch Versuche Hirn's und seiner Mitarbeiter, ist folgende. Der in den Cylinder mit der Temperatur  $t_1$  strömende Dampf kommt hier in Berührung mit eisernen Wänden von vielmal grösserer Masse, welche vorher mit ausströmendem Dampfe von kleinerer Temperatur  $t_2$  in Berührung waren und deshalb eine Temperatur angenommen hatten, welche nach aussen zunehmend, in den innersten Oberflächenschichten nur wenig  $> t_2$  ist. In Folge dessen wird Wärme vom einströmenden Dampfe an die Cylinderwand abgegeben, während eine entsprechende Dampfmenge zu Wasser condensirt wird, welches an der Wand haftet. Dieser Wärmeübergang findet fast ohne Widerstand statt, indem der vom condensirten Dampfe erfüllt gewesene Raum sofort von anderem Dampfe wieder eingenommen wird, welcher seinerseits an der Wand condensirt wird u. s. f. Unter diesen Umständen nimmt die innerste unendlich dünne Wandschicht eine Temperatur an, welche kaum  $< t_1$  ist; durch die Wand hindurch

nach aussen nimmt dann die Temperatur mehr und mehr mit abnehmendem Wärmegefälle ab. Ist die Dampfeströmung zu Ende und beginnt die Expansion, so wird zunächst die Wärmeabgabe vom Dampf an die Cylinderwand noch andauern, indem zu der betreffenden Wandfläche in Folge der Bewegung des Kolbens immer neue ringförmige Flächentheile hinzukommen, welche zuvor mit dem ausströmenden weniger warmen Vorderdampfe in Berührung waren. Bei einigermaßen beträchtlicher Expansion und entsprechender Temperaturabnahme wird aber alsbald eine umgekehrte Wärmebewegung von der Cylinderwand zum Dampf beginnen können, welche in Folge theilweiser Verdampfung des Wasserbeschlages auf der ersteren wieder fast ohne Uebergangswiderstand vonstatten geht, also der Temperatur der innersten Wandschicht beständig mit der abnehmenden Dampftemperatur ohne in Betracht kommende Differenz Schritt zu halten gestattet. Indessen wird doch zu Ende des Kolbenhubes in der Regel nur erst ein Theil der Wärme, die vom einströmenden Dampf an die Wand übergegangen war, jenem wieder zurückgegeben, und somit auch nur theilweise der dabei entstandene Wasserbeschlag durch Verdampfung wieder verschwunden sein, um so mehr, als auch das bei der Expansion im Innern der ganzen Dampfmasse nebelartig ausgeschiedene Wasser zum Theil an die Wände gelangen und daselbst haften bleiben kann, sowie auch schon das Wasser, welches der mit heftiger Bewegung eingeströmte Dampf mit sich geführt haben mochte, grossentheils an den Wänden sich ablagern musste. Wenn aber nun bei rückgängiger Kolbenbewegung die Dampftemperatur =  $t_2$  wird, erfolgt verhältnissmässig schnell die Verdampfung des an den Wänden noch vorhandenen Wassers durch von ihnen nach innen abgegebene Wärme. Sobald alles Wasser verdampft ist, was, wie sich annehmen lässt, meistens schon vor dem Ende der Ausströmung des Vorderdampfes der Fall sein wird, kann ein weiterer Wärmeübergang von der Cylinderwand zum Dampf nur sehr langsam und in Folge eines erheblichen Temperaturüberschusses an der inneren Wandfläche stattfinden. Bei Beginn der Compression des Vorderdampfes wird vermuthlich nur noch solches Wasser vorhanden sein, welches, bei der Expansion durch Condensation aus Dampf entstanden, in kleinen Theilchen in demselben schwebt, und man wird voraussichtlich wenig mit der Annahme irren, dass dieses Wasser durch die Compression gerade verdampft wird, dass also zu Ende der Compression der Dampf ohne Wasserbeschlag auf den Wänden gerade trocken und gesättigt ist. In welchem Sinne bei dieser Compression der vermuthlich nur unbedeutende Wärmeaustausch stattfindet, ist ohne Zweifel von den Umständen (Compressionsgrad, even-

tuelle Heizung des Cylinders von aussen mit Kesseldampf u. s. w.) abhängig; im Allgemeinen kann die anfangs noch fortdauernde Wärmebewegung von der Wand zum Dampf schon während der Compression umgekehrt werden.

Die Cylinderwand hat somit den nachtheiligen Einfluss, dass sie den Uebergang von Wärme aus dem Kessel in den Condensator, bezw. in die Atmosphäre vermittelt ohne dass diese Wärme Gelegenheit fände, durch Expansion theilweise in Nutzarbeit umgesetzt zu werden; denn die bei der Einströmung an den Cylinder abgegebene Wärme wird grossentheils erst dann durch Verdampfung von Wasser wieder zurückgegeben, wenn der dadurch gebildete Dampf als Vorderdampf ohne nützliche Arbeit im Ausströmen begriffen ist. Auch was denjenigen Theil des Wasserbeschlages betrifft, welcher schon während der Expansionsperiode wieder verdampft, so erfolgt doch diese Verdampfung bei niedriger Temperatur, als bei welcher der Niederschlag stattgefunden hatte, entsprechend einem Verlust an ausnutzbarem Temperaturgefälle.

Zur Verminderung dieses nachtheiligen Einflusses der Metallwände können hauptsächlich folgende Mittel in Frage kommen:

1. Heizung des Cylinders von aussen durch Kesseldampf mit Hilfe eines sogenannten Dampfmantels,
2. Dampfwirkung in mehr als einem Cylinder nacheinander,
3. thunlichste Verkürzung der Dampfanäle, und namentlich Anordnung besonderer Canäle nur für die Einströmung und nur für die Ausströmung des Dampfes an jeder Seite des Cylinders,
4. grosse Kolbengeschwindigkeit,
5. Beimischung von Luft zum Betriebsdampfe.

Zur Prüfung der Wirksamkeit dieser Hilfsmittel, besonders des an erster Stelle genannten, mögen die Umstände noch etwas eingehender erörtert werden, unter welchen der in Rede stehende nachtheilige Wärmeaustausch stattfindet. Zunächst ist zu bemerken, dass die mittlere Temperatur der Cylinderwand nur zwischen sehr engen Grenzen schwanken kann. Ist nämlich z. B. bei dem Durchmesser  $d$  des Cylinders seine Länge  $= 2d$ , Wanddicke  $= \delta$  bei Voraussetzung des Meters als Längeneinheit, so ist sein Gewicht mit Berücksichtigung des Kolbens, doch ohne Rücksicht auf die Dampfanäle ungefähr

$$= 7500 \left( 4 \frac{\pi d^2}{4} + \pi d \cdot 2d \right) \delta = 22500 \pi d^2 \delta \text{ Kgr.}$$

zu setzen, dagegen das Gewicht seiner vollen Füllung mit gesättigtem Dampf vom Drucke  $p_1$  (spec. Gewicht  $\gamma_1$ )

$$= \gamma_1 \frac{\pi d^3}{4} \cdot 2d = \gamma_1 \frac{\pi d^3}{2}.$$

Würde diese ganze Dampfmasse zu Wasser von der Temperatur  $t_1$  an der Wand condensirt, so würde die dadurch frei werdende Wärme eine Temperaturerhöhung  $x$  des Cylinders bewirken können, welche, die specifische Wärme des Eisens = 0,12 angenommen, auf Grund bekannter Bedeutung des Buchstabens  $r$  durch die Gleichung bestimmt ist:

$$22500 \pi d^2 \delta \cdot 0,12 x = \gamma_1 \frac{\pi d^3}{2} r_1.$$

Daraus folgt

$$x = \frac{\gamma_1 r_1}{5400} \frac{d}{\delta}$$

und mit  $\frac{d}{\delta}$  etwa = 20:

$$x = \frac{\gamma_1 r_1}{270}$$

z. B. für  $p_1 = 5$  Atm.,  $\gamma_1 = 2,75$ ,  $r_1 = 499$ :  $x = 5^\circ$  C. sehr nahe. Würde den durchschnittlichen Verhältnissen besser entsprechend eine Füllung = 0,5 und ein Dampfverlust durch Condensation an der Cylinderwand von 40 % angenommen, so ergäbe sich

$$x = 5 \cdot 0,5 \cdot 0,4 = 1^\circ.$$

Weil nun aber die periodische Temperaturschwankung der innersten Wandschicht

=  $t_1 - t_2$  ist, z. B. mit  $p_1 = 5$ ,  $p_2 = 0,13 - 0,14$  Atm. =  $152 - 52 = 100^\circ$ , so können sich diese Temperaturschwankungen mit einigermaßen erheblicher Grösse nur bis zu verhältnissmässig kleiner Tiefe in die Wand hinein erstrecken.

Eine andere Vorbemerkung ist Folgende. Eine eiserne Wand komme abwechselungsweise mit gesättigtem Dampf von der Temperatur  $t_1$  und von der kleineren Temperatur  $t_2$  in Berührung. Während einer solchen Berührungszeit mit dem wärmeren Dampf seien  $G_1$  Kgr. desselben an ihr condensirt worden, indem die entsprechende Condensationswärme  $G_1 r_1$  an die Wand übergang. Wenn dann die letztere durch Vermittlung des an ihr haftenden Wasserbeschlages =  $G_1$  Kgr. mit dem Dampf von der Temperatur  $t_2$  in Berührung kommt, so kann man sich vorstellen, dass zunächst dieses vorher niedergeschlagene Wasser von der Temperatur  $t_1$  in Wasser und Dampf von der Temperatur  $t_2$  zerfällt, indem ein gewisser

Theil =  $G_1 - G_2$  desselben verdampft wird auf Kosten des der Temperaturdifferenz  $t_1 - t_2$  entsprechenden Antheils an vorhandener Flüssigkeitswärme. Sofern der Ersatz des vorher angrenzenden Dampfes von der Temperatur  $t_1$  (Druck =  $p_1$ ) durch Dampf von der Temperatur  $t_2$  (Druck =  $p_2$ ) eine gewisse Zeit erfordert, wird auch die Verdampfung jener  $G_1 - G_2$  Kgr. des Wasserbeschlages schon bei einem von  $p_1$  bis  $p_2$  abnehmenden Druck und bei einer von  $t_1$  bis  $t_2$  abnehmenden Temperatur des angrenzenden Dampfes beginnen können, so dass dem Vorgange streng genommen die Gleichung entspricht:

$$G_1 q_1 - G_2 q_2 = (G_1 - G_2) Q \dots \dots \dots (1),$$

unter  $Q$  die sogenannte Gesamtwärme (=  $606,5 + 0,305 t$ ) gesättigten Wasserdampfes für eine gewisse mittlere Temperatur  $t$  zwischen  $t_1$  und  $t_2$  verstanden. Indessen macht es wenig Unterschied, wenn so gerechnet wird, als ob die Temperatur des angrenzenden Dampfes plötzlich von  $t_1$  in  $t_2$  überginge, so dass die Verdampfung jener  $G_1 - G_2$  Kgr. Wasser lediglich unter dem Drucke  $p_2$  bei der Temperatur  $t_2$  stattfindet. Indem in Gl. (1) entsprechend  $Q$  durch

$$Q_2 = 606,5 + 0,305 t_2$$

ersetzt wird, folgt daraus das Gewichtsverhältniss des übrig gebliebenen und des vorhanden gewesenenen Wasserbeschlags:

$$\frac{G_2}{G_1} = \frac{Q_2 - q_1}{Q_2 - q_2} = \frac{r_1 - (Q_1 - Q_2)}{r_2} \dots \dots \dots (2).$$

Zur Verdampfung dieser übrig gebliebenen  $G_2$  Kgr. Wasser während der Berührung mit Dampf von derselben Temperatur  $t_2$  müsste die Wand eine Wärmemenge =  $G_2 r_2$  hergeben, und das Verhältniss derselben zu der an die Wand vorher übergegangenen Wärme ist nach (2):

$$\frac{G_2 r_2}{G_1 r_1} = 1 - \frac{Q_1 - Q_2}{r_1} = 1 - 0,305 \frac{t_1 - t_2}{r_1} \dots \dots \dots (3).$$

Indem es  $< 1$  ist, würde daraus eine Wärmezunahme in der Wand folgen, wenn sie auf der anderen Seite gegen Wärmübergänge geschützt wäre. Indem aber unter solchen Umständen, wie sie bei Dampfmaschinen vorkommen, das fragliche Verhältniss nur wenig  $< 1$  ist,

z. B. für  $p_1 = 5$  Atm. ( $t_1 = 152,2$  und  $r_1 = 499,2$ )  
und  $p_2 = 0,2$  Atm. ( $t_2 = 60,4$ )

$$\frac{G_2 r_2}{G_1 r_1} = 0,944$$

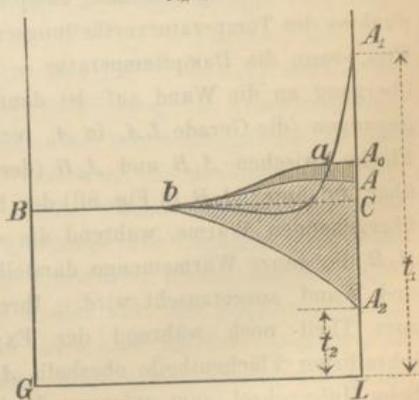
gefunden wird, und indem auch noch etwas Wasser zu verdampfen sein kann, welches ohne Wärmeabgabe an die Wand sich an ihr abgelagert

hatte (Feuchtigkeit des vom Kessel kommenden Dampfes, Wasserausscheidung bei der Expansion), so wird man wenig irren mit der Annahme, dass der periodische Wasserniederschlag an der inneren Cylinderwand einer Dampfmaschine gerade ausreichend ist, um den im periodischen Beharrungszustande erforderlichen Wiederaustritt der jeweils zuvor bei der Condensation eingedrungenen Wärme durch seine Verdampfung zu vermitteln, dass also unter normalen Umständen auch ohne besondere Vorkehrungen zu entsprechender Ableitung weder eine Ansammlung von Wärme in, noch von Wasser an der Cylinderwand stattfindet. Bei einem Cylinder mit Dampfmantel kann dann die von aussen (in Folge entsprechender Condensation, also fast ohne Temperaturgefälle) an die Cylinderwand übergehende Wärme an den Dampf im Innern nicht durch Verdampfung von Wasser, also nur in Folge eines grösseren Temperaturgefälles an der inneren Wandfläche übergehen.

Zur Gewinnung einer anschaulichen Vorstellung von dem verschiedenen Verhalten eines ungeheizten, aber gegen Wärmeverluste nach aussen geschützten, und eines durch Dampfmantel mit Kesseldampf geheizten Cylinders werde nun zunächst, um Verwicklungen möglichst auszuschliessen, ein Cylinderdeckel oder ein dicht am Ende des Cylinders befindliches ringförmiges Wanelement in Betracht gezogen, welches bei einem Hin- und Hergange des Kolbens der Reihe nach mit dem einströmenden, dem expandirenden und beim Kolbenrückgange mit dem ausströmenden Dampf in Berührung kommt, indem die Compression des Vorderdampfes als untergeordnet für die in Rede stehende Vergleichung ausser Betracht bleiben mag.

Ist der Cylinder ungeheizt und an seiner äussern Oberfläche undurchlässig für Wärme, so behalten die äusseren Wandschichten beständig dieselbe zwischen  $t_1$  und  $t_2$ , den Temperaturen des ein- und ausströmenden Dampfes, liegende Temperatur, welche für die übrigen, periodisch wärmeren und weniger warmen Schichten als mittlere Temperatur zu betrachten ist. Sie ist in Figur 80, einem Normalschnitte der Wand ( $GB$  ihrer Aussen-

Fig. 80.



$LC$  ihrer Innenfläche entsprechend), durch die von der Grundlinie  $GL =$  der Wanddicke an aufgetragenen gleichen Ordinaten  $GB = LC$  dargestellt. Zu Ende der Ausströmung des Dampfes, welcher mit diesem Wandstücke in Berührung war, ist dann die Temperaturvertheilung in den verschiedenen Schichten desselben durch eine gewisse, von  $B$  aus mit der Geraden  $BC$  bis zu einer gewissen Stelle  $b$  zusammenfallende, dann nach oben convexe Curve  $BA_2$  darzustellen, wenn  $LA_2 = t_2$  ist. Kommt jetzt beim Hubwechsel des Kolbens der einströmende Dampf mit dem betreffenden Wandstücke in Berührung, so steigt die Temperatur seiner innersten Schicht von  $t_2$  fast plötzlich auf  $t_1$ , der Anfangspunkt der Temperaturvertheilungcurve von  $A_2$  bis  $A_1$  ( $LA_1 = t_1$ ), wo er während der Einströmung bleibt. Die Curve selbst, welche anfangs von  $A_1$  bis zu einem nächst  $A_2$  gelegenen Punkte von  $A_2B$  (einem an der Innenfläche fast unendlich grossen Temperaturgefälle entsprechend) sich erstreckte und dann mit  $A_2B$  zusammenfiel, hebt sich für die inneren Wandschichten allmählich und habe zu Ende der Einströmung die in der Figur zunächst nach unten convex, dann geradlinig gezeichnete Form  $A_1a_1bB$  angenommen; die Fläche zwischen den Curven  $A_2B$  und  $A_1B$  entspricht der an die Wand hierbei übergegangenen Wärme. Selbst diese Curve  $A_1B$  ist zunächst  $A_1$  noch so stark gegen die Grundlinie  $GL$  geneigt, ein so grosses Wärmegefälle in den inneren Schichten bedeutend, dass die entsprechende Wärmebewegung von innen nach aussen auch während des grössten Theils der Expansionsperiode noch fort dauert, trotzdem dass während derselben mit der Temperatur des Dampfes auch die der innersten Wandschicht stetig abnimmt, entsprechend einer Bewegung des Anfangspunktes der Temperaturvertheilungcurve von  $A_1$  in der Richtung gegen  $A_2$ . Erst, wenn die Dampftemperatur =  $LA_0$  geworden ist, höre der Wärmeübergang an die Wand auf; ist dann die Temperaturecurve in  $A_0B$  übergegangen (die Gerade  $LA_0$  in  $A_0$  rechtwinklig treffend), so entspricht die Fläche zwischen  $A_1B$  und  $A_0B$  (der Ueberschuss der Fläche unter  $A_0B$  über die unter  $A_1B$  in Fig. 80) der bei der Expansion noch an die Wand übergehenden Wärme, während die schraffierte Fläche zwischen  $A_0B$  und  $A_1B$  die ganze Wärmemenge darstellt, welche periodisch zwischen Dampf und Wand ausgetauscht wird. Ihre Zurückgabe an den Dampf erfolgt zum Theil noch während der Expansion, entsprechend dem vertical schraffirten Flächentheile oberhalb  $AB$ , der Temperaturvertheilungcurve beim Hubwechsel, zum grösseren Theil erst bei der rückgängigen Kolbenbewegung, wobei die Temperaturecurve wieder in  $A_2B$  übergeht, nachdem ihr Anfangspunkt fast plötzlich von  $A$  auf  $A_2$  gesunken war, einem an

der Innenfläche der Wand anfangs sehr grossen Wärmegefälle im Sinne gegen den angrenzenden ausströmenden Dampf hin entsprechend.

Ist aber der Cylinder durch Kesseldampf geheizt, so ist die Temperatur seiner äussersten Oberflächenschicht constant =  $t_1$ , und es hat hier wegen der beständigen Wärmebewegung einwärts die Temperaturvertheilungcurve einen gegen die Grundlinie  $GL$  geneigten, zunächst geradlinigen Verlauf  $BC$ , Fig. 81.

Gegen  $C$  hin entspricht diese Gerade den mittleren Temperaturen der betreffenden Wandschichten; die periodisch wechselnden Temperaturcurven schliessen sich tangential an sie an. Insbesondere entspreche die Curve  $A_2B$  auch hier dem Augenblicke, in welchem bei der Dampfausströmung der Wasserbeschlag gerade verdampft ist, welcher Augenblick aber jetzt (siehe die weitere Besprechung der Vorgänge) früher eintritt, als zur

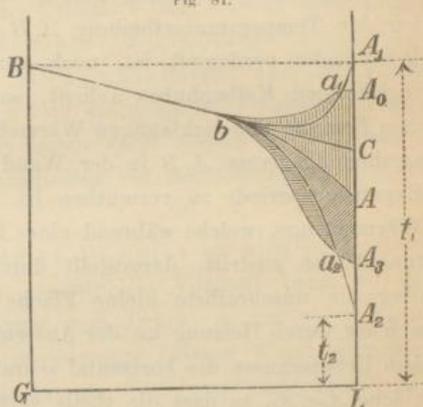


Fig. 81.

Zeit des Kolbenwechsels beim Uebergange von Ausströmung zu Einströmung des Dampfes; diese Curve ist stärker gegen  $GL$  geneigt, als in Fig. 80, in Folge durchschnittlich höherer Wandtemperatur. Aus demselben Grunde ist die Curve  $A_1a_1bB$ , welche die Temperaturvertheilung zu Ende der Einströmung darstellt, bei  $A_1$  umgekehrt weniger steil, und die Fläche zwischen beiden weniger gross in Folge Annäherung der Anschlussstelle  $b$  an die innere Wandfläche. Der bei  $A_1$  weniger steile Verlauf von  $A_1B$  bedingt einen schnelleren Uebergang der Temperaturvertheilungcurve in  $A_0B$ , der Umkehrung des Wärmeüberganges an der Innenfläche der Wand entsprechend, so dass auch die an letztere bei der Expansion noch übergewandene Wärme = der Fläche zwischen  $A_1B$  und  $A_0B$  hier wesentlich kleiner ist. Im Fortgange der Expansion tritt also eine grössere Wärmemenge, der vertical schraffirten Fläche zwischen  $A_0B$  und  $AB$  entsprechend, aus der Wand wieder aus, der Expansionsarbeit des Dampfes zugut kommend. Wenn dann aber bei der rückgängigen Kolbenbewegung, wobei  $A$  in  $A_2$  abfällt, alles vorher niedergeschlagene Wasser wieder verdampft, die Temperaturvertheilungcurve in  $A_2a_2bB$  übergegangen und alle von der Innenfläche aus an die Wand vorher übergewandene Wärme daselbst wieder ausgetreten ist, so muss jetzt ferner

auch diejenige Wärme an der Innenfläche austreten, welche während des ganzen Doppelhubes durch die Heizung an der Aussenfläche eintritt. Dieser Austritt kann nur mit wesentlich grösserem Widerstande in Folge einer Temperaturdifferenz von erheblicher Grösse stattfinden, so dass sich der Anfangspunkt der Temperaturcurve über  $A_2$  erhebt und diese Curve zu Ende der rückläufigen Kolbenbewegung etwa in  $A_3 a_2 b B$  übergegangen sein mag. Dieser Umstand lässt erwarten, dass der Zeitpunkt, in welchem bei der Temperaturvertheilung  $A_2 B$  der Wasserbeschlag an der inneren Wandfläche verdampft ist, noch verhältnissmässig weit vom Ende des rückläufigen Kolbenhubes abliegt, so dass auch aus diesem Grunde das dem Beginne der rückläufigen Wärmebewegung entsprechende Temperaturvertheilungsgesetz  $A_0 B$  in der Wand schon bald nach dem Anfange der Expansionsperiode zu vermuthen ist. In Figur 81 wird jetzt die ganze Wärmemenge, welche während eines Doppelhubes aus der Wand an ihrer Innenfläche austritt, dargestellt durch den Ueberschuss der schraffirten über die ungeschraffirte kleine Fläche  $A_2 a_2 A_3$ ; der Theil dieser Wärme, welcher durch Heizung an der Aussenfläche eingedrungen war, entspricht dem Ueberschusse des horizontal schraffirten Flächentheils über jene kleine Fläche  $A_2 a_2 A_3$ , so dass die theils vertical, theils schräg schraffirte Fläche  $A_0 a_1 b a_2 A_3$  der Wärme entspricht, welche, vermittelt durch abwechselnde Condensation und Wiederverdampfung von Wasser an der inneren Wandfläche ausgetauscht wird. Insbesondere der schräg schraffirte Flächentheil, der Wärme entsprechend, welche erst bei der Dampfausströmung aus der Wand wieder austritt und somit ganz verloren geht, ist hier wesentlich kleiner, als im Falle der Figur 80.

Für mittlere Stellen der cylindrischen Wand sind die Umstände freilich etwas andere und weniger einfache, als für das im Vorstehenden betrachtete Wandelement, welches einem der beiden Deckel oder wenigstens einer Stelle in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft entnommen gedacht war; doch wird der Vortheil des Dampfmantels dadurch nicht hinfällig. Es findet nur ein öfterer und von der Stelle des Elements abhängiger Wechsel der thermischen Verhältnisse in kürzeren Intervallen statt. Liegt nämlich ein ringförmiges Wandelement in der Entfernung  $x$  von dem Cylinderdeckel, von welchem aus der Kolben einen Doppelhub beginnt, und ist  $s_1$  der Kolbenweg bei der Einströmung des Dampfes, so wird jenes Wandelement während des Doppelhubes zuerst von ausströmendem Dampfe berührt, dann im Falle  $x > s_1$  von expandirendem oder im Falle  $x < s_1$  zuerst von einströmendem und erst später von expandirendem Dampfe, darauf beim Rückgange des Kolbens von ausströmendem,

endlich im Falle  $s - x > s_1$  ( $s$  Hublänge) von expandirendem oder im Falle  $s - x < s_1$  zuerst von einströmendem und erst später von expandirendem Dampfe. Im Falle

$$s_1 < 0,5 \text{ und } s_1 < x < s - s_1$$

kommt das betreffende Wandelement nie mit einströmendem Dampfe in Berührung, in allen Fällen mit Dampf von durchschnittlich um so niedriger Temperatur, je näher es der Mitte des Cylinders liegt. Unter diesen Umständen muss die mittlere Temperatur der Cylinderwand von den Enden nach der Mitte hin etwas abnehmen, und zwar um so mehr, je kleiner die Füllung ist; die periodische radiale Wärmebewegung in der Cylinderwand von innen nach aussen und umgekehrt wird von einer untergeordneten longitudinalen Wärmeströmung vorwiegend von den Enden zur Mitte begleitet.

Von der Verwendung überhitzten Dampfes ist auch in der hier in Rede stehenden Beziehung ein wesentlicher Vortheil kaum zu erwarten. Ist der einströmende Dampf vom Drucke  $p_1$  um  $t - t_1$  Grad überhitzt, so condensirt er sich an der weniger heissen Wand, nachdem er sich in ihrer unmittelbaren Nähe bis zur Sättigungstemperatur  $t_1$  abgekühlt hat, und diese Temperatur behält der Wasserbeschlag sowohl, wie die innerste Wandschicht, so lange die Einströmung dauert. Die Wärmebewegung in der Wand erfolgt also ebenso, als ob gesättigter Dampf von der Temperatur  $t_1$  eingeströmt wäre. Die Condensation wird zwar insofern langsamer stattfinden, als der Dampf in Berührung mit der Wand, bezw. dem Wasserbeschlage auf derselben immer erst bis  $t_1$  abgekühlt sein muss, bevor er condensirt werden kann; dagegen kann nach dem Schluss der Einströmung die Wiederverdampfung durch aus der Wand zurückströmende Wärme erst später, nämlich erst dann beginnen, wenn die Temperatur der ganzen Dampfmasse im Cylinder unter diese Temperatur  $t_1$ , die der Wasserbeschlag bis dahin behält, gesunken ist. —

Was die übrigen der oben angeführten Gesichtspunkte betrifft, von welchen aus eine Verminderung des nachtheiligen thermischen Einflusses der Cylinderwand angestrebt werden kann, so ist zunächst der Erfolg einer Mehrcylindermaschine in dieser Beziehung, d. h. der Dampfwirkung in mehr als einem Cylinder nach einander, durch allgemeine Erwägungen kaum zu beurtheilen. Wesentlich massgebend für den in Rede stehenden thermischen Vorgang sind die Temperaturdifferenz  $t_1 - t_2$  des ein- und des ausströmenden Dampfes und die Grösse der Wandfläche. Ist nun bei einer Zweicylindermaschine  $t_2$  die Temperatur

in dem Behälter oder Canal zwischen beiden Cylindern, so ist jene massgebende Differenz für den kleinen Cylinder nur  $= t_1 - t_2$ , für den grossen  $= t_2 - t_2$ , während zugleich bei jenem die abkühlende Wandfläche kleiner ist, als bei der gleichwerthigen Eincylindermaschine. Um aber die Wirkung dieser günstigen Umstände anders, als durch Versuche, sicher zu erkennen, müsste die Gesetzmässigkeit des ganzen Vorganges eingehender erwogen und mathematisch ausgedrückt werden, was erst später in dem den Dampfverbrauch betreffenden Abschnitte wenigstens einigermaßen geschehen soll. Die Folgen äusserer Cylinderheizung, wobei immer auch die Condensation im Dampfmantel als Wärmeverbrauch in Anschlag zu bringen ist, sind ausserdem bei Zweicylindermaschinen schwieriger von vornherein zu übersehen; wenn insbesondere auch der grosse Cylinder mit Kesselampf von der wesentlich höheren Temperatur  $t_1$ , als sie im Innern dieses Cylinders vorkommt, geheizt ist, so wird dadurch zwar die Ablagerung von Condensationswasser aus dem einströmenden Dampfe vermuthlich fast ausgeschlossen; je mehr das aber der Fall ist, desto mehr wäre die Heizung dieses Cylinders bei der Expansion oder gar bei der Ausströmung des Dampfes von Nachtheil.

Uebrigens ist der verhältnissmässige Dampfverlust, welcher der Verminderung des Wirkungsgrades durch den in Rede stehenden thermischen Einfluss entspricht, nicht zu verwechseln mit dem schlechtweg sogenannten Dampfverlust, worunter der Ueberschuss des wirklichen über den principiellen Dampfverbrauch verstanden zu werden pflegt, nämlich über denjenigen, welcher ohne die fraglichen Einflüsse stattgefunden hätte. Für diesen Verlust, welcher bei der Bestimmung des voraussichtlichen gesammten Dampfverbrauches einer Maschine von gewissen Abmessungen bei gewisser Betriebsweise in Frage kommt, sind bei einer Zweicylindermaschine nur die Verhältnisse des kleinen Cylinders massgebend, und ist deshalb derselbe jedenfalls kleiner, als bei der im Uebrigen gleichwerthigen Eincylindermaschine.

Zu den Metallwänden, durch welche der in Rede stehende Verlust an mechanischer Leistung der disponiblen Dampfwärme verursacht wird, gehören wesentlich auch die Wandungen der Dampfcanäle zwischen dem Cylinder und den inneren Steuerungskörpern, sofern sie ebenso, wie Cylinder- und Kolbenwand, abwechselungsweise vom heissen und vom abgekühlten Dampfe berührt werden. Letzteres pflegt bei den üblichen Schiebersteuerungen der Fall zu sein, so dass möglichst kleine Länge dieser Canäle, schon zur Verkleinerung des schädlichen Raumes geboten, auch hinsichtlich des thermischen Einflusses vortheilhaft ist. Noch wirk-

samer ist die Anordnung besonderer Canäle nur für die Einströmung und nur für die Ausströmung des Dampfes, wie es am leichtesten die Einrichtung von Ventilsteuerungen mit sich bringt.

Indem endlich die fragliche Wärmebewegung nur mit einer gewissen durch die Umstände bedingten Geschwindigkeit erfolgen kann, ist es selbstverständlich, dass sie in um so geringerem Masse zustande kommt, dass insbesondere an der Cylinderwand ein um so kleinerer Theil des einströmenden Dampfes condensirt werden wird, je weniger Zeit dazu vorhanden, je grösser also die Kolbengeschwindigkeit ist. Die Art, wie jener Theil von dieser Geschwindigkeit abhängt, ist übrigens keine einfache umgekehrte Proportionalität. Von dem Augenblicke an, in welchem jeweils der einströmende Dampf mit der Wand von kleinerer Temperatur an ihrer Innenfläche in Berührung kommt, nimmt das Temperaturgefälle von der innersten zur folgenden elementaren Wandschicht von einem unendlich grossen Werthe an stetig ab, wie oben im Anschlusse an die Figuren 80 und 81 erläutert wurde. Indem somit auch die Wärmeströmung in das Innere der Wand und damit die Zunahme des Wasserbeschlages an der inneren Wandfläche immer langsamer stattfindet, muss dieser Beschlag in geringerem Verhältnisse abnehmen, als die Kolbengeschwindigkeit zunimmt. —

Die Vortheilhaftigkeit der Beimischung von Luft zum Betriebsdampfe ist noch nicht als erfahrungsmässig hinlänglich erwiesen zu erachten, obschon es insbesondere durch Versuche von Osborne Reynolds\* festgestellt wurde, dass die Condensationsfähigkeit von gesättigtem Wasserdampf an kälteren Metallwänden durch Mischung desselben mit Luft erheblich vermindert wird. Ihm zufolge soll bis zu solchen Beimischungen von Luft, dass deren Spannung etwa 0,1 der Dampfspannung beträgt, die Condensationsfähigkeit des Dampfes nahe in demselben Verhältnisse abnehmen, wie dieses Spannungsverhältniss zunimmt, darüber hinaus in abnehmendem Grade bis zum Spannungsverhältnisse von Luft und Dampf = 0,3; er nimmt an, dass sich (durch Molekularanziehung) eine Haut von verdichteter Luft auf der Metallfläche bildet, welche als schlechter Wärmeleiter die Abkühlung und Condensation des Dampfes erschwert. Bei der Anwendung auf den Betrieb von Dampfmaschinen könnte die Luft durch eine besondere Compressionspumpe entsprechend verdichtet dem Kesseldampfe in einer möglichst gleichförmige Mischung versprechenden Weise zugeführt oder, bei Voraussetzung ununterbrochener

\* Siehe Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1887, S. 284.

Kesselspeisung, von der Speisepumpe mitgesaugt werden. Im einen wie im anderen Falle muss sie zunächst bis zur Spannung des Dampfes comprimirt werden, um in diesen eingeführt werden zu können, worauf sie in ihm sich ausdehnt bis zu einer dem Mischungsverhältnisse entsprechenden kleineren Spannung, um welche dann die Spannung des Gemisches die Dampfspannung übertrifft, abgesehen von dem Einflusse einer Temperaturverschiedenheit beider Bestandtheile; ob durch die Kosten der Luftcompression der Vortheil verminderter Dampfcondensation im Cylinder nicht allzusehr eingeschränkt wird, muss die Erfahrung lehren. Ein resultirender Gewinn ist weniger wahrscheinlich bei Condensationsmaschinen, bei welchen die im Condensator wieder ausgeschiedene Luft das Vacuum in ihm vermindert und von der Luftpumpe zu atmosphärischem Drucke verdichtet werden muss, als bei Auspuffmaschinen, bei welchen die zugemischte Luft als Bestandtheil des mit atmosphärischer Spannung entweichenden Gemisches für sich allein eine viel kleinere Spannung hat.

#### §. 84. Calorimetrische Untersuchung der Dampfmaschinen.

Der näheren theoretischen Untersuchung, insbesondere auch der numerischen Bestimmung des im vorigen Paragraph im Allgemeinen besprochenen Wärmeaustausches zwischen dem Dampfe in den verschiedenen Perioden seiner Wirkung in der Maschine und den ihn dabei einschliessenden eisernen Wänden stellen sich selbst dann, wenn die betreffenden Constanten bezüglich der Wärmeleitung im Eisen und des Ueberganges der Wärme aus ihm in den Dampf und umgekehrt zuverlässiger bekannt wären, als es thatsächlich der Fall ist, so erhebliche Schwierigkeiten entgegen in Folge der Mannichfaltigkeit von Umständen, welche dabei berücksichtigt werden müssen, dass eine Ergänzung und Controle durch Versuche mit Dampfmaschinen im Betriebe unerlässlich ist. Die Methode solcher sogenannten calorimetrischen Untersuchung, vielfach angewendet von Hirn und seiner Schule, werde hier in allgemeiner mathematischer Form erläutert bei Voraussetzung einer Eincylindermaschine mit Condensation und eines so guten Zustandes derselben, dass von Dampflosigkeit des Kolbens und der Steuerungsorgane abzusehen ist.\* Es sollen dabei die folgenden Buchstabenbezeichnungen

\* F. Grashof, calorimetrische Untersuchung der Dampfmaschinen. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1883, S. 161; Ernst A. Brauer, die gegenwärtige Richtung der Dampfmaschinenentheorie und ihre experimentelle Begründung, ebendasselbst S. 649.

gebraucht werden mit Verwendung der Ziffern 0, 1, 2, 3 als Indices zur Bezeichnung solcher Grössen, welche bezw. das Ende der Compression, den Anfang und das Ende der Expansion, sowie den Anfang der Compression betreffen, ferner der Buchstaben *a, b, c, d* als Indices zur Bezeichnung von Grössen für die zwischen jene vier ausgezeichnete Kolbenstellungen fallenden Perioden, so dass sich ein Index *a* auf die Einströmungsperiode (0—1), *b* auf die Expansions-, *c* auf die Ausströmungs-, *d* auf die Compressionsperiode bezieht. Hiernach seien bei Voraussetzung von Meter, Kilogramm und 1° Celsius, sowie der entsprechenden Calorie als zugrundeliegenden Einheiten:

$V_0, V_1, V_2, V_3$  bezw. die zu Ende der Compression, zu Anfang und zu Ende der Expansion, sowie zu Anfang der Compression im Cylinder auf der betreffenden Kolbenseite abgesperrten Dampfvolamina, von welchen  $V_0$  mit Rücksicht auf die Voreinströmung etwas grösser, als der schädliche Raum,  $V_2$  mit Rücksicht auf die Vorausströmung etwas kleiner ist, als die Summe des schädlichen Raumes und des ganzen Hubvolumens,

$L_a, L_b, L_c, L_d$  die Wärmewerthe bezw. der Volldruckarbeit, der Expansionsarbeit, der Auspuffarbeit und der Compressionsarbeit.

Für die Zustände des Dampfes in den durch die Indices bezeichneten Kolbenstellungen seien:

$q_0, q_1, q_2, q_3$  die specifischen Flüssigkeitswärmen,

$\varrho_0, \varrho_1, \varrho_2, \varrho_3$  die specifischen inneren Verdampfungswärmen,

$\gamma_0, \gamma_1, \gamma_2, \gamma_3$  die specifischen Gewichte gesättigten (trockenen)

Dampfes,

$y_0, y_1, y_2, y_3$  die verhältnissmässigen Dampfmenngen, d. h. die Verhältnisse des auf der betreffenden Kolbenseite im Cylinder befindlichen Gewichtes an wirklichem Dampf zum Gesamtgewichte des Dampf- und Flüssigkeitsgemisches.

Den Condensator betreffend seien noch:

$q_4, q_c, q_e$  die specifischen Flüssigkeitswärmen bezw. des durch die Condensation des Dampfes entstehenden Wassers, des zufließenden und des abfließenden Kühlwassers; im Falle eines Mischungscondensators ist dabei  $q_c = q_4$  (= der Flüssigkeitswärme, welche der im Condensator herrschenden Temperatur entspricht), bei einem Oberflächencondensator ist  $q_c < q_4$ .

Den Kessel betreffend sei:

$q$  die dem Druck in ihm entsprechende specifische Flüssigkeitswärme,

$r$  die entsprechende specifische Verdampfungswärme =  $q + Ap \Delta$

(Summe von innerer und äusserer spec. Verdampfungswärme),

$y$  der Dampfgehalt in 1 Kgr. des aus dem Kessel entweichenden Gemisches.

Von Gewichten, alle auf einen einfachen Kolbenhub bezogen, kommen in Betracht:

$G$  das Gewicht des in den Cylinder gelangenden Dampf- und Wassergemisches,

$G_0$  das Gewicht des jeweils im Raume  $V_0$  befindlichen, gemäss vorigem Paragraph als trocken und gesättigt vorausgesetzten Dampfes ( $y_0 = 1$ ), so dass

$G + G_0$  das Gewicht des Dampf- und Wassergemisches ist, welches sich nach vollendeter Einströmung auf der betreffenden Kolbenseite im Cylinder mit zugehörigem Dampfcanal abgesperrt befindet,

$G_s$  das Gewicht des Kesselspeisewassers,

$G_m$  das Gewicht des ev. im Dampfmantel entstehenden Condensationswassers,

$G_r$  das Gewicht des in der Leitungsröhre vom Kessel zur Maschine ausgeschiedenen Condensationswassers,

$G_c$  das Gewicht des für den Condensator verbrauchten Kühlwassers.

Bezüglich der gesuchten Grössen sei schliesslich:

$Q_a$  die Wärme, welche bei der Einströmung,

$Q_b$  diejenige, welche bei der Expansion vom Dampf an den Cylinder übergeht,

$Q_c$  die Wärme, welche bei der Ausströmung,

$Q_d$  diejenige, welche bei der Compression vom Cylinder an den Dampf zurückgegeben wird. Von diesen Grössen können  $Q_b$  und  $Q_d$  auch negativ sein, d. h. einer vorwiegend umgekehrten Wärmebewegung entsprechen.

Was ausser den zuletzt genannten Grössen, deren Ermittlung durch die in Rede stehende Untersuchung bezweckt wird, die übrigen betrifft, deren Werthe dazu (ausser einigen weiteren, demnächst noch zu erwähnenden) bekannt sein müssen, so sind

$$V_0 \quad V_1 \quad V_2 \quad V_3$$

durch die Dimensionen des Cylinders mit zugehörigen Dampfcanälen und durch die Verhältnisse der Steuerung bestimmt, deren mittlerer Einfluss auf diese Volumina aus der mittleren Gestalt des von jeder Seite des Cylinders abzunehmenden Indikatordiagrammes (Bd. II, §. 190) erkannt werden kann. Diesem Diagramme sind auch die Grössen

$$L_a \quad L_b \quad L_c \quad L_d$$

zu entnehmen, und indem dasselbe die Spannungen in den durch die

Indices 0, 1, 2, 3 bezeichneten Kolbenstellungen anzeigt, findet man die entsprechenden Werthe von

$$q_0, \varrho_0, \gamma_0 \quad q_1, \varrho_1, \gamma_1 \quad q_2, \varrho_2, \gamma_2 \quad q_3, \varrho_3, \gamma_3$$

aus der Tabelle (Bd. I, §. 29) thermodynamischer Grössen für gesättigten Wasserdampf. Durch Messung der betreffenden Temperaturen ergeben sich ebenso:

$$q_4 \quad q_c \quad q_e$$

und durch Messung des Dampfdrucks im Kessel:

$$q \text{ und } r = \varrho + A p \Delta,$$

während  $y$  durch die im §. 73 besprochenen Methoden gefunden werden kann, wenn nicht mit Rücksicht auf die Mängel derselben eine schätzungsweise Annahme dieser unter normalen Umständen der Einheit vermuthlich sehr nahe kommenden Grösse vorgezogen wird. Durch Messung oder Wägung lassen sich, falls die unterschiedenen Condensationswassermengen für eine beobachtete Zahl von Hüben getrennt gesammelt werden,

$$G_s \quad G_m \quad G_r \quad G_c \quad G$$

ermitteln, insbesondere  $G$  im Falle eines Flächencondensators als Gewicht des von der Warmwasserpumpe pro Hub des Dampfkolbens aus dem Condensator geförderten Wassers, im Falle eines Mischungcondensators als Ueberschuss dieses Gewichtes über  $G_c$ . (Bei einer Auspuffmaschine wäre  $G = G_s - G_m - G_r$  zu setzen oder nach Schätzung etwas kleiner wegen kaum ganz zu vermeidender Dampflässigkeit der Leitungsröhre.) Wenn endlich die jeweiligen Wasservolumina des als stets gesättigt vorausgesetzten und im Allgemeinen feuchten Dampfes gegen die viel grösseren Dampf- oder Gesamtvolumina vernachlässigt werden, so können jetzt die Grössen

$$G_0 \quad y_1 \quad y_2 \quad y_3$$

nach der Annahme  $y_0 = 1$  aus den folgenden mit Rücksicht auf die Bedeutungen der betreffenden Buchstaben ohne Weiteres verständlichen Gleichungen gefunden werden:

$$G_0 = V_0 \gamma_0 \dots \dots \dots (1)$$

$$(G + G_0) y_1 = V_1 \gamma_1 \dots \dots \dots (2)$$

$$(G + G_0) y_2 = V_2 \gamma_2 \dots \dots \dots (3)$$

$$G_0 y_3 = V_3 \gamma_3 \dots \dots \dots (4).$$

Was nun die gesuchten Grössen

$$Q_a \quad Q_b \quad Q_c \quad Q_d$$

betrifft, so ergeben sie sich aus den Gleichungen des Arbeitsvermögens für die unterschiedenen vier Wirkungsperioden des Dampf- und Wasser-



gemisches, durch welche Gleichungen für jede dieser Perioden die Zunahme des Arbeitsvermögens fraglichen Gemisches gleich gesetzt wird der algebraischen Summe der Arbeiten der auf dasselbe einwirkenden äusseren Kräfte und der Arbeitswerthe der von aussen mitgetheilten Wärmemengen. Das Arbeitsvermögen besteht aus innerem Arbeitsvermögen und aus lebendiger Kraft (äusserem freiem Arbeitsvermögen); doch kann die letztere hier ohne in Betracht kommenden Fehler unberücksichtigt bleiben. Wenn auch z. B. der Dampf mit einer grossen mittleren Geschwindigkeit von etwa 40 Sekundenmtr. in den Cylinder einströmte, entsprechend einer Geschwindigkeitshöhe von ungefähr 80 Mtr. oder einer lebendigen Kraft von 80 Meterkgr. pro 1 Kgr. Dampf, und wenn diese lebendige Kraft zu Ende der Volldruckperiode noch vollständig als solche vorhanden wäre (entsprechend heftigen Wirbelbewegungen des Dampfes, in welche seine strömende Bewegung im Cylinder übergeht), so betrüge doch ihr Wärmewerth noch nicht 0,5 Procent vom Wärmewerthe der Volldruckarbeit von 1 Kgr. Dampf oder von der äusseren Verdampfungswärme, welche für Dampfspannungen von 2 bis 10 Atm. (siehe die Werthe von  $ApA$  in der Tabelle, Bd. I, §. 29) = 42 bis 46 ist, so dass mit dem Mittelwerthe 44 das fragliche Verhältniss in der That nur

$$= \frac{80}{424 \cdot 44} = \frac{1}{233}$$

gefunden würde. Die höchste Genauigkeit, mit welcher die Grösse der Volldruckarbeit dem Indikatordiagramm entnommen werden kann, ist aber viel kleiner, so dass die Berücksichtigung der lebendigen Kraft nicht geboten ist. Bei ihrer Vernachlässigung ist durch die für jede der vier Perioden aufzustellende Gleichung, wenn sie mit dem Wärmewerthe  $A$  der Arbeitseinheit multiplicirt gedacht wird, auszudrücken, dass der Zuwachs an Wärmegehalt (Wärmewerth des inneren Arbeitsvermögens) gleich ist der algebraischen Summe der als Wärme gemessenen Arbeiten äusserer Kräfte und der von aussen mitgetheilten Wärmemengen. Der Wärmegehalt ist dabei, wie üblich, als Ueberschuss über denselben im Zustande flüssigen Wassers von 0° Celsius verstanden.

Während der Volldruckperiode nimmt der Wärmegehalt der  $G$  Kgr. einströmenden feuchten Dampfes auf dem Wege vom Kessel in den Cylinder und der mit jenen sich mischenden, im Cylinder schon vorhanden gewesenen  $G_0$  Kgr. Dampf zusammen zu um:

$$(G + G_0)(q_1 + y_1 \varrho_1) - G(q + y \varrho) - G_0(q_0 + \varrho_0).$$

Die Summe der Wärmewerthe der Arbeiten der dabei auf diesen Dampf

wirkenden äusseren Kräfte, nämlich der positiven Arbeit des Kesseldrucks und der negativen des Kolbendrucks, ist:

$$G Ap (w + y \Delta) - L_a,$$

unter  $w$  das specifische Volumen des Wassers verstanden, welches aber in Vergleich mit dem specifischen Volumen  $w + y \Delta$  des Gemisches so klein ist, dass dafür

$$G y \cdot Ap \Delta - L_a$$

gesetzt werden darf. Die mitgetheilte Wärme ist negativ, bestehend aus einem Wärmeverlust durch Abkühlung in der Leitungsröhre, welcher mit  $Q_r$  bezeichnet sei, und aus der an den Cylinder abgegebenen Wärme  $Q_a$ . Wegen

$$q + Ap \Delta = r$$

ist also die fragliche Gleichung für diese Periode:

$$(G + G_0)(q_1 + y_1 q_1) - G(q + yr) - G_0(q_0 + q_0) = -L_a - Q_r - Q_a \cdot I.*$$

Der Abkühlungsverlust  $Q_r$  ist bestimmt durch das Condensationswassergewicht  $G_r$  und durch die Temperatur  $t''$ , bei welcher im Durchschnitt diese Condensation stattfindet und welche dem arithmetischen Mittel der Temperaturen  $t$  und  $t'$  am Anfang und am Ende der Leitungsröhre gleich gesetzt werden kann. Die entsprechende Condensationswärme  $G_r r''$  bedeutet zwar einen Wärmeverlust, welcher thatsächlich nicht während einer Einströmungsperiode stattfindet, sondern während eines ganzen Hubes; indessen macht sich der Einfluss auch der bei der Absperrung fortdauernden Abkühlung auf den demnächst einströmenden Dampf in gleicher Weise geltend. Dagegen vertheilt er sich auf die ganze pro Hub dem Kessel entströmende Dampfmenge  $G_s$ , so dass bezüglich des hier in Betracht kommenden Dampfgewichtes  $G$  zu setzen ist:

$$Q_r = \frac{G}{G_s} G_r r'' \dots \dots \dots (5).$$

Dabei liegt die Voraussetzung zugrunde, dass der Dampf ebenso feucht in den Cylinder einströmt, wie er dem Kessel entströmte, eine Annahme, welche sich dadurch umgehen liesse, dass Wasserabscheider (durch die Ablagerung von im Dampfe schwebenden Wassertheilchen an entsprechend angebrachten Metallwänden wirkend) von solcher Wirksamkeit, dass der

\* Mit Rücksicht auf die als verhältnissmässig sehr klein oben erkannte lebendige Kraft, welche der Dampf im Cylinder am Ende der Volldruckperiode noch besitzt, müssten die Grössen  $q_1$ ,  $q_1$ ,  $y_1$  in Gl. I streng genommen auf den Ruhezustand bezogen werden, in welchen der Dampf ohne äussere Einflüsse allmählich überginge, wenn der Kolben im fraglichen Augenblicke sich zu bewegen aufhörte.

Dampf ihnen trocken entströmt, am Anfang und am Ende der Leitungsröhre angebracht werden, etwa  $A_1$  am Anfange derselben (so, dass darin nur das Wasser gesammelt wird, welches als solches aus dem Kessel mitgeführt wurde),  $A_2$  am Ende, und dass dann unter  $G_r$  das Gewicht des pro Hub in der Leitungsröhre ausgeschiedenen Wassers einschliesslich des in  $A_2$ , aber ausschliesslich des in  $A_1$  ausgeschiedenen verstanden wird. Die vorausgesetzte Wirksamkeit der Abscheider wäre aber nicht weniger unsicher, als die Voraussetzung, welche umgangen werden sollte. Aus der Gleichung I kann  $Q_a$  gefunden werden.

Wenn nur am Ende des Zuleitungsrohrs ein so wirksamer Wasserabscheider angeordnet würde, dass der ihm entströmende Dampf als trocken vorauszusetzen ist, so würde durch Messung des Drucks  $p'$  dieses Dampfes, wodurch auch die entsprechenden Elemente  $r'$  und  $r''$  bestimmt sind, die Berücksichtigung einer Abkühlungswärme  $Q_r$  zu entbehren sein. Wird dann nämlich die Zustandsänderung des einströmenden Dampfes nicht vom Kessel, sondern von diesem Abscheider an gerechnet, so ist Gl. I zu ersetzen durch:

$$(G + G_0)(q_1 + y_1 \varrho_1) - G(q' + r') - G_0(q_0 + \varrho_0) = -L_a - Q_a \dots \text{I, a.}$$

Abgesehen indessen von der schon erwähnten zweifelhaften Berechtigung des Vertrauens auf die vorausgesetzte Wirksamkeit des Wasserabscheiders, wäre auch in Folge der absatzweisen Bewegung des Dampfes in der Leitungsröhre die hinlänglich zutreffende Messung von  $p'$  mit Schwierigkeiten verbunden. Zu Ende der Einströmungsperiode ist die Bewegung in der ganzen Röhre am gleichförmigsten,  $p'$  entsprechend  $< p$  und etwas grösser, als der gleichzeitige Druck  $p_1$  im Cylinder; nach der Absperrung dauert aber die Strömung des Dampfes in der Leitung zunächst noch fort, er häuft sich am Ende der Röhre zeitweilig an und bewirkt eine Zunahme von  $p'$  vielleicht bis  $p$  und darüber. Von den Umständen ist es abhängig, welche Grösse  $p'$  zu Anfang der neuen Einströmung besitzt; während derselben kann sie von mehr als  $p$  bis fast zu  $p_1$  abnehmen.

Für die Expansionsperiode ergiebt sich die aufzustellende Gleichung des Arbeitsvermögens ohne weiteres zu:

$$(G + G_0)(q_2 + y_2 \varrho_2) - (G + G_0)(q_1 + y_1 \varrho_1) = -L_b - Q_b \dots \text{II,}$$

und ist daraus  $Q_b$  zu berechnen.

Für die Auspuffperiode hat sich die Gleichung nicht nur auf das Gewicht  $G + G_0$  des Gemisches im Cylinder, und zwar bis zum Wasser-

zustande seines Bestandtheils  $G$  im Condensator zu beziehen, entsprechend einer Zunahme des Wärmegehaltes

$$= G q_4 + G_0(q_3 + y_3 q_3) - (G + G_0)(q_2 + y_2 q_2),$$

sondern auch auf das die Condensation bewirkende Kühlwasser, dessen Wärmegehalt dabei um

$$G_c(q_e - q_c)$$

zunimmt. Ebenso besteht die Arbeit äusserer Kräfte nicht nur in derjenigen des Kolbendrucks, dessen Wärmewerth =  $L_c$  ist, sondern auch in der Arbeit der Schwere des etwa aus einer Tiefe =  $h$  Mtr. in den Condensator (in Folge des kleinen Drucks in ihm) angesaugten Kühlwassers und aus der Arbeit, welche der Atmosphärendruck hierbei auf dasselbe ausübt, zusammen

$$= G_c(b - h),$$

unter  $b$  die Wasserbarometerhöhe von ungefähr 10 Mtr. verstanden; ausserdem in der negativen Arbeit des Drucks des Luftpumpenkolbens, bezw. des Kolbens der Warmwasserpumpe. Diese Arbeiten sind indessen verhältnissmässig so unbedeutend, dass es vorzuziehen ist, ihren Einfluss in dem Gliede  $G_c(q_e - q_c)$  einzubegreifen und dieses nachträglich durch eine besondere Gleichung zu bestimmen, um so mehr, als kleine Messungsfehler der Temperaturen, welche den Flüssigkeitswärmen  $q_c$  und  $q_e$  zugrunde liegen, bei der im Vergleich mit  $G$  überwiegenden Grösse von  $G_c$  so bedeutende Fehler zur Folge haben können, dass es eben auch deshalb vorzuziehen ist, jenes Glied überhaupt nicht durch Messung fraglicher Temperaturen, sondern sammt den darin einbegriffenen untergeordneten Gliedern auf andere Weise zu bestimmen, wie demnächst gezeigt werden wird. Unter diesen Umständen kann dann auch der nur unsicher bestimmbare Wärmeverlust auf dem Wege vom Cylinder zum Condensator in demselben Gliede einbegriffen werden, so dass in der aufzustellenden Gleichung nur noch  $Q_c$  als mitgetheilte Wärme zu berücksichtigen bleibt; sie ist dann:

$$G q_4 + G_0(q_3 + y_3 q_3) - (G + G_0)(q_2 + y_2 q_2) + G_c(q_e - q_c) = L_c + Q_c \quad \text{III.}$$

$Q_c$  ergibt sich daraus nach der Bestimmung von  $G_c(q_e - q_c)$ .

Für die Compressionsperiode hat man ohne Weiteres die Gleichung:

$$G_0(q_0 + q_0) - G_0(q_3 + y_3 q_3) = L_d + Q_d \dots \dots \dots \text{IV}$$

zur Berechnung von  $Q_d$ .

Die Addition der Gleichungen I, II, III, IV ergibt die Gleichung des Arbeitsvermögens für das Kühlwasser und das im Cylinder wirksame

Dampf- und Wassergemisch für einen ganzen Hub, und zwar, indem sich auf der linken Seite die meisten Glieder aufheben, sowie mit der Bezeichnung

$$L_i = L_a + L_b - L_c - L_d$$

für die indicirte Arbeit des Dampfes pro Hub, in der Form:

$$Gq_4 - G(q + yr) + G_c(q_e - q_c) = -L_i - Q_r - Q_a - Q_b + Q_c + Q_d \quad (6).$$

Nun kann für die ganze Eisenmasse des Cylinders einschliesslich Dampfanäle, Kolben und Mantel im Falle des Vorhandenseins eines solchen mit Rücksicht auf ihren periodischen Beharrungszustand, bei welchem ihr Wärmezustand nach je einem Hube wieder derselbe wird, die Gleichung des Arbeitsvermögens in der Form aufgestellt werden:

$$0 = Q_a + Q_b - Q_c - Q_d + Q_m - Q_v + Q_k \dots \dots \dots (7).$$

Dabei bedeutet  $Q_m$  die dieser Eisenmasse pro Hub ev. vom Manteldampfe mitgetheilte,  $Q_v$  die unter allen Umständen durch äussere Abkühlung verloren gehende Wärme,  $Q_k$  die an die Eisenmasse übergehende Wärme, welche durch die Kolbenreibung bei einem Hube producirt wird, nämlich durch Vermittlung dieser Reibung aus einem kleinen Theile des Arbeitsvermögens hervorgeht, welches vom Dampfdrucke an den Kolben schon übertragen worden war. Durch Addition folgt aus (6) und (7):

$$G(q_4 - q - yr) + G_c(q_e - q_c) = -L_i - Q_r + Q_m - Q_v + Q_k \dots \dots (8)$$

als Gleichung des Arbeitsvermögens pro Hub für den Cylinder, das darin enthaltene Dampf- und Wassergemisch und das Kühlwasser zusammen. Indem man daraus  $G_c(q_e - q_c)$  berechnet, kann es mit Rücksicht auf die untergeordneten Werthe von  $Q_m$ ,  $Q_v$  und  $Q_k$  der Fall sein, dass jene Grösse zutreffender gefunden wird, als durch Messung der Temperaturen  $t'_c$  und  $t_e$  mit Berücksichtigung der Umstände (Arbeiten des Atmosphärendrucks und der Schwere des Kühlwassers, sowie Wärmeverlust durch Abkühlung in der Leitung vom Cylinder zum Condensator), deren Einflüsse einbegriffen wurden. Die Controle durch Vergleichung der zweierlei Bestimmungen ist dabei nicht ausgeschlossen.

Was schliesslich die in der Gleichung (8) vorkommenden noch nicht bestimmten Grössen betrifft, so ist

$$Q_m = G_m r' - Q_v \dots \dots \dots (9)$$

bei Voraussetzung solcher Anordnungen, dass die Dampftemperatur im Mantelraume = der Temperatur  $t'$  am Ende der Dampfleitungsröhre gesetzt werden kann. Es handelt sich dann nur noch um die angenäherte Bestimmung der verhältnissmässig kleinen Grössen  $Q_v$  und  $Q_k$ .

$Q_v$  kann bei Vorhandensein eines Dampfmantels leicht und sicher dadurch gefunden werden, dass beim Stillstande der Maschine der Mantelraum lange genug mit dem Kessel in Communication erhalten wird, um annehmen zu dürfen, dass die Temperatur der Cylindermasse constant geworden ist, und dass dann die Condensationswassermenge bestimmt wird, welche unter solchen Umständen im Mantelraume während einer gewissen Zeit niedergeschlagen wird. Dieselbe ist als lediglich von der nach aussen abgegebenen Wärme herrührend zu betrachten, entsprechend Gl. (9) mit  $Q_m = 0$ . Ist ein Dampfmantel nicht vorhanden, so müsste  $Q_v$  erfahrungsmässig geschätzt werden je nach der Art, wie der Dampfeylinder mit schlechten Wärmeleitern umgeben ist.

Um über  $Q_k$  ein ungefähres Urtheil zu gewinnen, können Versuche dienen, welche Völckers für den Leergang von Dampfmaschinen anstellte. Nachdem er zuvor die Reibungsarbeit der Schwungradwelle besonders bestimmt hatte, ergab sich die Spannungsdifferenz beiderseits vom Kolben, welche zur Ueberwindung der Kolbenreibung (mit Stopfbüchsenreibung der zugehörigen Kolbenstange), sowie der Reibungen des Schubkurbelgetriebes und der Steuerung erforderlich war,

$$= \frac{0,0227}{d} \text{ Atm.,}$$

unter  $d$  den Cylinderdurchmesser, in Mtr. ausgedrückt, verstanden. Indem nahe die Hälfte davon für die Kolbenreibung in Rechnung gebracht wird, kann bei einer Hublänge =  $s$  Mtr.

$$Q_k = \frac{0,011}{d} \cdot 10\,000 \frac{\pi d^2}{4} s \frac{1}{424} \text{ nahe} = 0,2 ds \dots \dots (10)$$

Cal. geschätzt werden.

#### §. 85. Abkühlungsverlust und Widerstand der Leitungen. Drosselung.

Der Wärmeverlust durch äussere Abkühlung des Dampfes in dem Leitungsrohre vom Kessel zum Cylinder hat zwar auf die Gestalt des Indikatorgramms keinen Einfluss, sofern diese Abkühlung bei unveränderter Spannung und Temperatur des Dampfes nur eine Ausscheidung von Condensationswasser zur Folge hat, welches nicht in den Cylinder gelangt. Bei langen Leitungen jedoch, z. B. für den in Kesselanlagen über Tage erzeugten Betriebsdampf unterirdischer Wasserhaltungsmaschinen, kann jener Abkühlungsverlust von erheblichem Einflusse auf die Oekonomie der ganzen Anlage sein, nämlich auf die Dampfmenge, somit die Wärmemenge, vermittels welcher eine gewisse Arbeit gewonnen wird, und er

kommt deshalb neben dem Spannungsabfalle in der Leitungsröhre wesentlich in Betracht, um die vortheilhafteste Weite derselben unter gegebenen Umständen zu bestimmen; je kleiner diese Weite, desto kleiner zwar auch die Oberfläche, also der Wärmeverlust durch Abkühlung, desto grösser aber der Spannungsabfall in Folge grösserer Strömungsgeschwindigkeit des Dampfes und damit wachsenden Widerstandes.

Sorgfältige und umfassende Versuche über den Wärmeverlust durch Abkühlung und den Spannungsabfall in Dampfleitungs- röhren als Grundlage zur Beurtheilung der zweckmässigsten Dampfgeschwindigkeit in denselben wurden ausgeführt von R. Nasse, L. Ehrhardt und M. F. Gutermuth an der unterirdischen Wasserhaltungsanlage des Josephaschachtes der königl. Grube Gerhard bei Louisenthal (Saarbrücken).<sup>\*</sup> Die Beobachtungen bezogen sich auf eine gusseiserne Leitungsröhre von 140 Millim. Weite bei 323 Mtr. Länge und auf eine schmiedeiserne Röhre von 75 Millim. Weite bei 330 Mtr. Länge, durch welche der Betriebsdampf den 239,5 Mtr. unter Tage liegenden Maschinen zugeführt wurde. Die sorgfältige Umhüllung beider Leitungen bestand aus Grünzweig'scher Isolirmasse von 20 Millim. Dicke, umgeben von einer 10 Millim. dicken Filzlage; das Ganze war in Kautschukleinwand mit Draht fest eingewickelt bei besonderem Schutze der Flanschverbindungen.

Um den Wärmeverlust durch Abkühlung vermittels der sich bildenden Condensationswassermengen bei strömendem Dampfe hinlänglich genau zu bestimmen, wäre zur Sicherung eines bestimmten Anfangs- und Endzustandes möglichst vollkommene Entwässerung dieses Dampfes am Anfang und am Ende der Leitung nöthig gewesen. Indem sich aber selbst ein später beschaffter grosser solcher Abscheider nicht wirksam genug erwies, wurde auf Grund der Annahme gleich grossen Abkühlungsverlustes unter übrigens gleichen Umständen bei ruhendem und bei strömendem Dampfe die sich bildende Condensationswassermenge bestimmt, wenn in der einerseits mit dem Kessel communicirenden, aber andererseits abgesperrten Leitungsröhre die Dampfspannung während der Versuchszeit von 9 bis 18 Stunden auf gleicher Höhe erhalten wurde. Die so für verschiedene Dampfspannungen  $p$  (Atmosphären, absolut) und entsprechende Temperaturen  $t$  des Dampfes gefundenen Condensationswassermengen pro Stunde und Quadratmeter innerer Wandfläche der Leitungs-

<sup>\*</sup> Siehe die betreffende, vom Vereine deutscher Ingenieure preisgekrönte Abhandlung von Gutermuth in der Zeitschrift des Vereins, Jahrgang 1887.

röhre sind unter der Bezeichnung  $C_1$  für die gusseiserne,  $C_2$  für die schmiedeeiserne Leitung, in Kilogr. ausgedrückt, folgende:

$p =$	4	5	6	7
$t =$	144	152,2	159,2	165,3
$C_1 =$	1,03	1,09	1,21	1,33
$C_2 =$	1,10	1,21	1,29	1,35
$t' =$	17,2	18,9	19,8	16,9
$C =$	1,065	1,15	1,25	1,34.

Hinzugefügt sind die betreffenden mittleren Temperaturen  $t'$  im Schachte und die Werthe von

$$C = \frac{1}{2} (C_1 + C_2)$$

behufs theilweiser Ausgleichung des Einflusses von Zufälligkeiten, welcher den für gleiche Dampfspannungen nicht sehr verschiedenen Einzelwerthen  $C_1$  und  $C_2$  anhaften kann. Diese mittleren Werthe  $C$  entsprechen nahe der Gleichung:

$$C = 0,706 + 0,09 p \dots \dots \dots (1),$$

und wenn der Wärmeverlust pro Stunde und Quadratmeter Leitungsfläche

$$Cr = \mu (t - t') \dots \dots \dots (2)$$

gesetzt wird, ergibt sich für

$p =$	4	5	6	7
und $t - t' =$	126,8	133,3	139,4	148,4
$\mu =$	4,24	4,31	4,43	4,42.

Im Mittel ist  $\mu = 4,35$ ; und es wächst dieser Coefficient wenigstens nicht so erheblich und gesetzmässig mit der Temperaturdifferenz  $t - t'$ , dass der Wärmeverlust einer höheren Potenz derselben proportional gesetzt werden müsste.

Die Coefficienten der Gleichungen (1) und (2) hängen übrigens nicht nur von der Beschaffenheit der Rohrumhüllung, sondern auch, wie Gutermuth a. a. O. an Beispielen nachweist, aus kaum erkennbaren Ursachen in solchem Grade von anderen Umständen ab, dass die zuverlässige Bestimmung der Abkühlungsverluste einer bestimmten Dampfleitung nur durch Versuche an ihr selbst geschehen kann.

Die theoretische Bestimmung des Spannungsabfalls in Dampfleitungsröhren (Bd. I, §. 114 und §. 115) erfordert vereinfachende Voraussetzungen von zweifelhafter Berechtigung, um zu praktisch brauchbaren,

genügend einfachen Ergebnissen zu führen. Wenn aber ebenso, wie es bei Wasser- oder Luftleitungen zu geschehen pflegt, die Leitungswiderstandshöhe

$$B = \lambda \frac{l}{d} \frac{u^2}{2g}$$

gesetzt wird, unter  $l$  die Länge,  $d$  die Weite der Röhre, und unter  $u$  die mittlere Strömungsgeschwindigkeit in ihr verstanden, so dass mit dem mittleren spezifischen Gewicht  $\gamma$  hier des strömenden Dampfes der Spannungsabfall

$$z = B\gamma = \gamma\lambda \frac{l}{d} \frac{u^2}{2g} \dots \dots \dots (3)$$

ist, so wurde durch die Versuche von Nasse, Ehrhardt und Guter-muth, insoweit sie zur Berechnung in dieser Hinsicht geeignet waren, die von H. Fischer für nicht allzu grosse  $z$  und  $u$  schon früher benutzte Formel bestätigt gefunden:

$$z = 0,0015 \gamma \frac{l}{d} u^2 \dots \dots \dots (4)$$

Kilogramm pro Quadratmeter, vorausgesetzt dass  $u$  in Sek. Mtr.,  $\gamma$  in Kgr. pro Cubikmtr. ausgedrückt ist, während  $l$  und  $d$  in Metern ausgedrückt seien. Aus

$$\frac{\lambda}{2g} = 0,0015 \text{ gemäss (3) und (4)}$$

folgt  $\lambda$  nahe = 0,03, somit nicht kleiner, als für Wasser. —

Bei mässiger Leitungslänge  $l$ , etwa bis 30 Mtr., pflegt die Bestimmung der Weite  $d$  an die Forderung geknüpft zu werden, dass die mittlere Strömungsgeschwindigkeit  $u = 30$  bis 40 Sek. Mtr. sein soll. Bei grossen Dampfspannungen  $p$  und kleinen zu leitenden Dampfmen-gen =  $G$  Kgr. pro Sek. (beide als Mittelwerthe für die ganze Leitungsröhre verstanden) kann jene Forderung übrigens schon zu unerwünscht grossen Werthen von  $z$  führen; besser ist es, auch bei mässigen Leitungslängen  $u$  etwa zwischen 20 und 40 Mtr. um so kleiner anzunehmen, je grösser  $p$ , je grösser  $l$  und je kleiner  $G$  ist. Indem nämlich

$$G = \gamma \frac{\pi d^2}{4} u, \text{ also } d = 2 \sqrt{\frac{G}{\gamma \pi u}} \dots \dots \dots (5)$$

ist, folgt aus (4):

$$z = 0,0015 \gamma \frac{l u^2}{2} \sqrt{\frac{\gamma \pi u}{G}} = 0,00075 l \sqrt{\frac{\gamma^3 \pi u^5}{G}} \dots \dots (6)$$

Handelt es sich z. B. um den Betriebsdampf einer Dampfmaschine von NPferdestärken, welche 10 Kgr. Dampf pro Pferdest. und Stunde verbraucht,

setzt man also bei Abstraction von dem Dampfverlust durch Abkühlung in der Leitung:

$$G = \frac{10 N}{3600},$$

so ergibt sich für  $z$  der Ausdruck:

$$z = \zeta \frac{l}{\sqrt{N}} \text{ mit } \zeta = 0,0252 \sqrt{\gamma^3 u^5} \dots \dots \dots (7),$$

und man findet z. B.

	für $p =$	2,5	5	10 Atm.
und für	} $u = 30 : \zeta =$	213	566	1503
		} $u = 40 : \zeta =$	438	1163

Insbesondere z. B. für  $p = 10, u = 30, l = 30, N = 100$  wäre

$$z = 1503 \frac{30}{10} = 4509 \text{ Kgr. pro Quadratm.}$$

$$= 0,45 \text{ moderne Atmosphären,}$$

gerechnet zu 1 Kgr. pro Quadratcentim. Für  $N = 25$  wäre unter sonst gleichen Umständen  $z = 0,9$  Atm. Bei der Annahme  $u = 40$  wäre aber in beiden Fällen  $z$  mehr als doppelt so gross gefunden worden.

Die Durchmesser längerer Leitungsröhren sind mit Rücksicht auf die Betriebserfordernisse von der am wenigsten nachtheiligen Gesamtwirkung des Dampfverlustes durch äussere Abkühlung und des Spannungsverlustes in Folge des Leitungswiderstandes abhängig zu machen. (Siehe Gutermuth a. a. O.) Wenn insbesondere das am Ende der Röhre von der Länge  $l$  pro Sek. erforderliche Dampfgewicht  $G_2$  und der daselbst nöthige Druck  $p_2$  gegeben sind, so ist bei ausserdem vorgeschriebener Kesselspannung  $p_1$  damit auch der Spannungsabfall  $z$  bestimmt, somit der mittlere Druck  $p$  in der Röhre mit den entsprechenden Werthen von  $t, \gamma$  und  $r$  (spec. Verdampfungswärme). Nach (4) ist dann bei Einsetzung des Ausdrucks von  $u$  gemäss (5):

$$z = 0,0015 \gamma \frac{l}{d} \left( \frac{4 G}{\gamma \pi d^2} \right)^2; d^5 = \frac{0,024 G^2 l}{\pi^2 \gamma z} \dots \dots \dots (8).$$

Hieraus kann ein Näherungswerth von  $d$  gefunden werden, indem  $G$  vorläufig  $= G_2$  oder nach Schätzung etwas grösser gesetzt wird. Der stündliche Wärmeverlust  $W$  durch Abkühlung in umgebender Luft von der Temperatur  $t'$  ist dann nach (2):

$$W = \pi d l \cdot u (t - t') \dots \dots \dots (9),$$

und indem die entsprechende stündliche Condensationswassermenge  $= \frac{W}{r}$  ist, kann jetzt die Dampfmenge, welche im Mittel pro Sek. durch einen Röhrenquerschnitt strömt, richtiger:

$$G = G_2 + \frac{1}{2} \frac{W}{3600 r}$$

gesetzt werden, um damit aus (8) und (9) corrigirte Werthe von  $d$  und  $W$  zu finden. Der Abkühlungsverlust, welcher zur Bestimmung der Weite kürzerer Leitungen ganz unberücksichtigt bleiben konnte, kommt auch hier nur nebensächlich insofern in Betracht, als er durch seinen Einfluss auf  $G$  mittelbar auch  $d$  etwas beeinflusst.

Ist aber bei gegebenen Werthen von  $l$ ,  $G_2$  und  $p_2$  der Kesseldruck nicht vorgeschrieben unterhalb eines gewissen nicht zu überschreitenden Maximums, so sind Proberechnungen nöthig, um die vortheilhafteste Weite  $d$  zu finden. Sollen insbesondere die Dampfkosten möglichst klein werden, so findet man für versuchsweise angenommene Werthe von  $p_1$  (entsprechende Temperatur  $= t_1$ ), wodurch auch  $z$ ,  $p$ ,  $t$ ,  $\gamma$ ,  $r$  bestimmt sind,  $d$  und  $W$  ebenso wie im vorigen Falle, und dann die zur Dampfbildung stündlich aufzuwendende Wärme:

$$Q = \left( 3600 G_2 + \frac{W}{r} \right) (606,5 + 0,305 t_1 - t_0) \dots \dots (10),$$

unter  $t_0$  die Temperatur des Kesselspeisewassers verstanden. Bis zum gegebenen Maximum ist  $p_1$  so anzunehmen, dass  $Q$  möglichst klein ausfällt. —

Wenn die Maschine nicht sehr weit vom Kessel entfernt, die Dampfleitung nicht sehr lang ist, so kann übrigens der besprochene längs der ganzen Röhre stetig einwirkende Leitungswiderstand von untergeordneter Grösse sein im Vergleich mit besonderen Widerständen, welche durch örtliche Verengungen, wie namentlich durch Drosseln zum Zweck der Regulirung verursacht werden. Dieses, im §. 74 als unwirtschaftlich erklärte und heutzutage wenigstens bei grösseren Maschinen durch entsprechende Füllungsänderung zumeist ersetzte Regulirungsverfahren ist gleichwohl wiederholt als durchaus nicht unwirtschaftlich angesprochen worden auf Grund der Erwägung, dass die Wärme, welche durch Vermittlung des Widerstandes aus äusserem Arbeitsvermögen entsteht, im Wesentlichen den Wärmegehalt des Dampfes, somit seine Arbeitsfähigkeit in der Maschine vergrössert. Einer Erörterung dieser Frage von

Zeuner\* liegen Gleichungen zugrunde, die sich leicht aus den im vorigen Paragraph aufgestellten ergeben. Bedeutet nämlich  $F$  die wirksame Kolbenfläche,  $s$  die Hublänge,  $eFs$  den von der Kolbenfläche  $F$  bei der Einströmung durchlaufenen Raum,  $e_0Fs$  die Grösse des schädlichen Raums, so ist in (1) und (2), §. 84, bei Abstraction von Voreinströmung:

$$V_0 = e_0Fs \text{ und } V_1 = (e + e_0)Fs,$$

sowie sehr nahe:

$$\gamma_0 = \frac{1}{A_0} \text{ und } \gamma_1 = \frac{1}{A_1}$$

bei Vernachlässigung des spezifischen Wasservolumens gegen  $A_0$  und  $A_1$ . Wenn somit der am Ende eines Hubes im schädlichen Raume enthaltene Dampf hier zunächst im Allgemeinen als wasserhaltig vorausgesetzt, das Gewicht des betreffenden wirklichen Dampfes nicht =  $G_0$ , sondern =  $G_0y_0$  gesetzt wird, können jene Gleichungen (1) und (2), §. 84, geschrieben werden:

$$e_0Fs = G_0y_0A_0 \dots \dots \dots (11)$$

$$(e + e_0)Fs = (G + G_0)y_1A_1 \dots \dots \dots (12).$$

Hierin sind  $A_0$  und  $A_1$  bestimmt durch die bezüglichen Pressungen  $p_0$  und  $p_1$ , worunter mit Rücksicht auf äussere Bewegung des Dampfes streng genommen die betreffenden Gleichgewichts- (unter übrigens gleich bleibenden Umständen im Ruhezustande eintretenden) Pressungen zu verstehen sind. Dieses  $p_1$  werde mit Zeuner zugleich als mittlere Volldruckpressung angenommen, so dass der Wärmewerth der Volldruckarbeit mit Benutzung von (1) und (2):

$$L_a = A \cdot eFs \cdot p_1 = A[(G + G_0)y_1A_1 - G_0y_0A_0]p_1 \dots (13)$$

gefunden wird. Gemäss der Gleichung I im vorigen Paragraph ist nun, wenn darin für  $L_a$  der Ausdruck (13), sowie den Voraussetzungen von Zeuner entsprechend  $Q_r = 0$ ,  $Q_a = 0$  und  $y_0q_0$  für  $q_0$  gesetzt wird,

$$(G + G_0)(q_1 + y_1q_1) - G(q + yr) - G_0(q_0 + y_0q_0) + A[(G + G_0)y_1A_1 - G_0y_0A_0]p_1 = 0$$

oder wegen  $q_1 + Ap_1A_1 = r_1$  und  $q_0 + Ap_0A_0 = r_0$ :

$$(G + G_0)(q_1 + y_1r_1) - G(q + yr) - G_0(q_0 + y_0r_0) - G_0y_0A_0 \cdot A(p_1 - p_0) = 0$$

oder mit Rücksicht auf (1) und (2):

$$\frac{e + e_0}{y_1A_1}(q_1 + y_1r_1) - \left(\frac{e + e_0}{y_1A_1} - \frac{e_0}{y_0A_0}\right)(q + yr) - \frac{e_0}{y_0A_0}(q_0 + y_0r_0) - e_0A(p_1 - p_0) = 0$$

\* Ueber die Wirkung des Drosselns und den Einfluss des schädlichen Raumes auf die bei Dampfmaschinen verbrauchte Dampfmenge. Civilingenieur, 1875, S. 1.

$$\frac{e + e_0}{y_1 A_1} (q_1 - q - yr) + (e + e_0) \frac{r_1}{A_1} + \frac{e_0}{y_0 A_0} (q + yr - q_0 - y_0 r_0)$$

$$- e_0 A (p_1 - p_0) = 0.$$

Hieraus folgt:

$$y_1 = \frac{q + yr - q_1}{r_1 - \frac{e_0 A_1}{e + e_0} \left[ A (p_1 - p_0) - \frac{q + yr - q_0 - y_0 r_0}{y_0 A_0} \right]} \dots (14)$$

übereinstimmend (bei theilweise anderen Buchstabenbezeichnungen) mit der Gleichung IV von Zeuner.

Sind  $p, y, e, p_0, y_0, e_0$  und  $p_1$  gegeben, damit auch die Volldruckarbeit bei gegebenem Hubvolumen  $Fs$ , so ist  $y_1$  durch (14) bestimmt, dann  $G$  durch (12), weil  $G_0$  durch (11) bestimmt ist. Die Wirtschaftlichkeit des Drosselns, nämlich eines grössern Kesseldruckes  $p$  bei gegebenem Einströmungsdrucke  $p_1$ , ist aber nicht sowohl durch  $G$  charakterisirt, als vielmehr durch die zur Bildung dieses Dampfgewichtes  $G$  im Kessel aufzuwendende Wärme:

$$Q = G (q + yr - q') \dots (15),$$

unter  $q'$  die spezifische Flüssigkeitswärme verstanden, welche der Temperatur  $t'$  des Speisewassers entspricht.

Bei einer Condensationsdampfmaschine werde z. B. der Kessel mit dem Wasser des Condensators von  $t' = 46,2^\circ \text{C}$ . (entsprechend einem Druck von 0,1 Atm.) gespeist; es sei ferner

$$p_1 = 3,5 \text{ Atm.}, y = 0,9 \text{ und } e = 0,25$$

sowie, verschwindend kleiner Compression im schädlichen Raum entsprechend,

$$p_0 = 0,2 \text{ Atm.}, y_0 = 1 \text{ und } e_0 = 0,05.$$

Wird dann einmal ganz widerstandslose Einströmung ( $p = p_1$ ) angenommen, ein andermal so erhebliches Drosseln, dass der Kesseldruck  $p = 2p_1 = 7 \text{ Atm}$ . ist, so ergibt sich nach Zeuner

$$\text{für } p = p_1 : Q = 353,95 Fs$$

$$\text{für } p = 2p_1 : Q = 352,66 Fs,$$

entsprechend einem kleinen Vortheil des Drosselns, wie auch bei anderen Beispielen Zeuner's. Dieser Vortheil würde voraussichtlich ganz verschwinden, wenn die Werthe von  $Q$  nicht für gleiche Volldruckarbeiten, sondern gebührender Weise für gleiche Gesamtarbeiten verglichen werden. Indem nämlich  $y_1$  gemäss (14) um so grösser gefunden wird, je grösser unter übrigens gleichen Umständen der Kesseldruck ist, je mehr also

gedrosselt wird, ist dann in der angenäherten Zustandsgleichung des expandirenden Dampfes (Bd. I, §. 35):

$$p v^m = \text{Const. mit } m = 1,035 + 0,1 y_1$$

dieser Exponent grösser, die Expansionscurve steiler abfallend, die Expansionsarbeit bei gleichem Anfangsdrucke  $p_1$  kleiner.

Abgesehen hiervon wird übrigens auch von Zeuner schliesslich hervorgehoben, dass jene Vergleichung für die Frage nach der Vortheilhaftigkeit des Drosselns bezüglich der mechanischen Wärmeausnutzung schon im Princip nicht massgebend ist. Soll nämlich die Regulirung durch Drosseln bewirkt werden, so muss auf die Möglichkeit gerechnet werden, bei grossem Arbeitsbedürfnisse zeitweilig nicht zu drosseln. Dem grössten Drucke  $p$  ist also die Widerstandsfähigkeit nicht nur des Kessels, sondern auch der Maschine anzupassen, so dass von ihm, nicht von  $p_1$ , bei der Vergleichung ausgegangen werden muss. Bei kleineren Arbeitsbedürfnissen ist es dann aber vortheilhafter, durch Verkleinerung des Füllungsgrades den Dampfverbrauch entsprechend zu verkleinern, als bei unveränderter Raumgrösse desselben durch Drosseln die Spannung zu reduciren. Der Verlauf des zwischen gegebenen Temperaturen im Kessel und im Condensator stattfindenden Kreisprocesses wird durch Drosseln in höherem Grade unvortheilhafter Weise abweichend von dem idealen, bezw. dem principiellen Verlaufe desselben (§. 80, bezw. §. 81).

Gleichwohl ist die Regulirung durch ein vom Centrifugalregulator bethätigtes Drosselventil besonders bei kleinen und bei sehr schnell gehenden Maschinen ihrer Einfachheit wegen gebräuchlich, erfordert dann aber Sorgfalt bezüglich der Anordnung, um die gewünschte Wirkung zu sichern.\* Vor Allem ist zu erwägen, dass bei einem gewissen Belastungszustande der Maschine die Wirksamkeit des Regulators nur dann durch vollständige Ausnutzung seines Muffenhubes nach beiden Seiten hin zu voller Geltung kommt, wenn im Durchschnitt bei dieser Belastung sich der Regulatormuff und somit auch das Drosselventil in mittlerer Lage befindet. Indem aber einer gewissen Belastung der Maschine bei constanter Kesselspannung ein bestimmter Spannungsfall im Zuleitungsrohr, somit eine bestimmte durch das Drosselventil vermittelte Verengung des Durchflussquerschnittes entspricht, so müsste bei verschiedenen Belastungen der Maschine mit der mittleren Stellung des Drosselventils eine verschiedene Grösse des kleinsten Durchflussquerschnittes

\* Prüssmann: Dampfmaschinenregulirung durch Drosselventile. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure 1887, S. 285.

verbunden werden können. Bei den gewöhnlichen Drosselventilen ist das nicht möglich, und lässt sich höchstens ihre Anordnung so treffen, dass der am häufigsten vorkommende Belastungszustand durchschnittlich einen solchen Spannungsabfall, somit eine solche kleinste Durchflussöffnung erfordert, bei welcher sich das Drosselventil und der Regulatormuff in den mittleren Stellungen befinden. Bei dem Universaldrosselventil von Schäffer & Budenberg, eigentlich einem cylindrischen Drehschieber mit rechteckigen Durchlassöffnungen in seiner hohleylindrischen Wand, kann aber der kleinste Gesamtdurchlassquerschnitt für die mittlere Stellung des Ventils verschiedenen Belastungen entsprechend verändert werden durch die Verbindung desselben mit einem coaxialen Absperrventil, welches von Hand im Sinne der Axe bewegt werden kann, um in demselben Sinne die rechteckigen Durchlassöffnungen in der hohleylindrischen Wand des durch die Wirkung des Regulators drehbaren Drosselventils zu verlängern oder zu verkürzen. —

Die Widerstände gegen die Strömung des Dampfes vom Kessel in den Cylinder und aus diesem in den Condensator, bzw. in die Atmosphäre, beeinflussen das Arbeitsdiagramm des Dampfes bezüglich der Voll- und der Auspufferperiode. Ohne Weiteres leuchtet ein, dass die Zustandcurve des einströmenden Dampfes eine Curve sein wird, welche um so tiefer unter der Geraden  $a_0 a_1$ , Fig. 79 (§. 80) liegt und in der ersten Hubhälfte um so mehr gegen  $OV$  abfällt, je grösser der resultirende Bewegungswiderstand und die mittlere Kolbengeschwindigkeit ist. Indem aber diese Curve auch noch durch andere Umstände bedingt ist, z. B. durch das Aenderungsgesetz der durch die Steuerung vermittelten Grösse der Einlassöffnung, durch die Unstetigkeit der Bewegung im Dampfleitungsrohre u. s. w., ihre theoretische Bestimmung deshalb unthunlich ist, pflegt sie bei Untersuchungen, welche ihre Annahme erfordern, als eine gerade Linie angenommen zu werden, welche der Grundlinie des Diagramms parallel oder (bei Füllungen  $< 0,5$ ) um so mehr dagegen abfallend geneigt ist, je stärker die Drosselung und je grösser die mittlere Kolbengeschwindigkeit ist. Indicatorgramme, von Maschinen im Betriebe abgenommen, lassen solche Annahme als hinlänglich zutreffend erkennen.

Während die Einströmung nur in der ersten Hälfte eines Hubes stattzufinden pflegt, erfolgt die Ausströmung während des grössten Theils eines solchen; der entsprechende Druck vor dem Kolben würde in der Mitte bei grösster Kolbengeschwindigkeit am grössten sein, wenn nicht anfangs die noch grössere Hinterdampfspannung des vorigen Hubes, zuletzt

die allmählich abnehmende Grösse der Ausströmungsöffnung sich in dem Sinne geltend machten, dass der fragliche Druck als constant betrachtet werden kann, entsprechend einer mit der Grundlinie des Diagramms parallelen Geraden als Zustandcurve des ausströmenden Dampfes.

Während der Ueberschuss des Drucks im Kessel über den mittleren Volldruck im Cylinder unter verschiedenen Umständen sehr verschieden und oft sehr erheblich ist, können die Verhältnisse des Ausströmungs-canal's in der Regel so gewählt werden, dass der mittlere Vorderdampfdruck bei der Ausströmung

den Condensatordruck um nur 0,05 bis 0,1 Atm.,

bei Auspuffmaschinen der grösseren Dampfdichte wegen

den Atmosphärendruck um 0,1 bis 0,2 Atm.

übertrifft, wenn nicht im letzteren Falle der Auspuffdampf zum Betriebe eines Strahlgebläses (§. 70) dient, in welchem Falle bei zugleich sehr grosser Kolbengeschwindigkeit der fragliche Ueberdruck bis zu 1 Atm. anwachsen kann.

Sowohl der Druckverlust des einströmenden Hinterdampfes, als der Ueberdruck des ausströmenden Vorderdampfes, beide die Dampfarbeit in der Maschine verkleinernd, sind nach hydraulischen Gesetzen dem Quadrat der mittleren Kolbengeschwindigkeit unter übrigens gleichen Umständen nahe proportional. Trotzdem ist diese Geschwindigkeit im Laufe der Zeit immer mehr gesteigert worden. In der That hängt ihre vortheilhafteste Grösse ausser von dem hier besprochenen Umstande noch von manchen anderen ab; eine weitere betreffende Erörterung werde durch die zwei folgenden Paragraphen vorbereitet.

#### §. 86. Zustandcurven bei der Expansion und Compression des Dampfes.

Den bisherigen Untersuchungen wurden die Ausdrücke und Gleichungen unverändert zugrunde gelegt, welche die mechanische Wärmetheorie, auf gesättigte Dämpfe angewendet, ergiebt. Bei principiellen Untersuchungen, die mechanische Verwerthung der Wärme betreffend, ist das auch unerlässlich; für den technischen Gebrauch sind aber die auf solcher Grundlage erhaltenen Formeln vielfach zu weitläufig und unbequem. Der somit wünschenswerthe theilweise Ersatz der strengeren thermodynamischen Gleichungen durch angenäherte einfachere Beziehungen erscheint zugleich, und zwar nicht nur zum Zwecke technischer Dimensions-, Effects-, oder Dampfbedarfsbestimmungen, sondern überhaupt bei Untersuchungen von

vorwiegend praktischem Interesse um so mehr gerechtfertigt, als es sich dabei um Umstände zu handeln pflegt, welchen durch die theoretischen thermodynamischen Gleichungen nicht vollständig Rechnung getragen werden kann.

Diese Bemerkungen können insbesondere auf das Gesetz bezogen werden, nach welchem sich bei der Expansion und Compression des Dampfes seine Spannung  $p$  mit dem specifischen Volumen  $v$  ändert. In dieser Beziehung pflegt nach dem Vorgange von Rankine eine Gleichung von der Form

$$p v^m = \text{Const.}$$

zugrunde gelegt zu werden, in welcher mit genügender Annäherung (Bd. I, §. 35)

$$m = 1,035 + 0,1 y$$

gesetzt werden könnte, unter  $y$  die verhältnissmässige Dampfmenge des betreffenden Dampf- und Wassergemisches am Anfange der Expansion, bezw. am Ende der Compression verstanden, wenn angenommen werden dürfte, dass die eine oder andere adiabatisch (ohne äussere Mittheilung oder Entziehung von Wärme) stattfindet. Durchschnittlich wäre dann etwa

für die Expansion  $m = 1,13$  entsprechend  $y = 0,95$

für die Compression  $m = 1,135$  entsprechend  $y = 1$

anzunehmen. Die Untersuchung der vom Indicatorstift gezeichneten Curven bestätigt aber diese Werthe des Exponenten  $m$  nicht, lässt ihn vielmehr im Allgemeinen als kleiner, verschieden für den ersten und für den zweiten Theil der Curve, und besonders für die Compression als abhängig von den jeweiligen Umständen erkennen. Ursachen solcher Abweichung können sein: Dampflässigkeit des Kolbens oder der inneren Steuerung, und namentlich calorische Einflüsse der Cylinderwand ohne oder mit Dampfmantel. Wird  $m$  für die Expansion mit  $m_1$ , für die Compression mit  $m_2$  bezeichnet, so sind als Einzelwirkungen jener Ursachen leicht folgende im Allgemeinen zu übersehen.

Dampflässigkeit des Kolbens vergrössert  $m_1$  und  $m_2$  in abnehmendem Grade während des Verlaufs der betreffenden Zustandsänderung. Dampflässigkeit der Steuerung wirkt in entgegengesetztem Sinne, jenachdem es sich um mangelhaften Abschluss gegen die Zuleitung oder gegen die Ableitung des Dampfes hin handelt. Insbesondere kann solcher Mangel bei der Expansion anfangs noch etwas nachträgliche Zuströmung, zuletzt schon etwas Ausströmung von Dampf zur Folge haben, einem anfangs kleineren, zuletzt grösseren Werthe von  $m_1$  entsprechend; bei der Com-

pression kann aus fraglicher Veranlassung anfangs noch etwas Ausströmung, zuletzt schon etwas Zuströmung von Dampf stattfinden, entsprechend einem auch anfangs kleineren, zuletzt grösseren  $m_2$ . Bei der Expansion findet anfangs noch Wärmeabgabe an den Cylinder statt, also beschleunigte Abnahme des Drucks, einem grösseren Exponenten  $m_1$  entsprechend; später und zwar um so früher beginnend, je wirksamer der Cylinder von aussen geheizt ist, bedingt die umgekehrte Wärmebewegung einen kleineren Werth von  $m_1$ . Bei der Compression ist der Wärmeaustausch zwischen Dampf und Cylinder im Allgemeinen kleiner, nähert sich deshalb  $m_2$  mehr dem grösseren Werthe, welcher oben für den Fall einer adiabatischen Compression angegeben wurde, meistens jedoch ohne ihn zu erreichen; dieses grössere  $m_2$  ist besonders bei Mantelmaschinen nachzuweisen in Folge der mit der Compression dann verbundenen überwiegenden Wärmebewegung vom Cylinder zum Dampf. Diese calorischen Einflüsse machen sich um so mehr geltend, je grösser die Temperaturdifferenz des einströmenden und des ausströmenden Dampfes ist, in der Regel deshalb mehr bei Condensations-, als bei Auspuffmaschinen.

Die Untersuchung von Indicator diagrammen hat nun ergeben, dass in Folge jener mannichfaltigen Einflüsse zusammen mit meistens genügender Annäherung im Durchschnitt  $m_1 = 1$  gesetzt werden kann,  $m_2$  gewöhnlich auch = 1, nur bei geheiztem Cylinder und erheblicher Compression besser = 1,1 bis 1,2 zu setzen ist. Eine Ausnahmestellung nehmen nur allenfalls Condensationsmaschinen ohne Dampfmantel ein, welche indessen als weniger vortheilhaft nur noch selten vorkommen. Bei ihnen ist durchschnittlich  $m_1$  merklich  $> 1$ ,  $m_2$  sogar  $< 1$  gefunden, etwa  $m_1 = 1,1$  und  $m_2 = 0,9$ .\*

Hiernach und mit Rücksicht auf die am Ende des vorigen Paragraph besprochenen Annahmen, die Ein- und die Ausströmungcurve betreffend, hat nun das Arbeitsdiagramm des Dampfes die Gestalt  $abcdef$ ,

Fig. 82. Wenn die Grundlinie, deren Länge  $OV =$  dem Hubvolumen ist, als horizontal bezeichnet wird, so ist der Theil  $de$  der dem Kreislauf

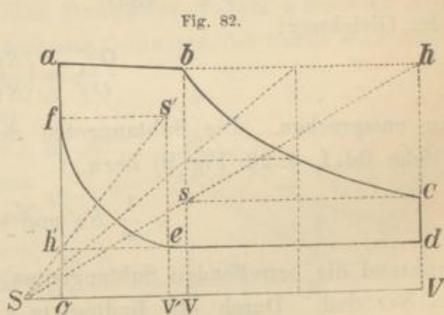


Fig. 82.

\* Siehe u. A. das Hilfsbuch für Dampfmaschinen-Techniker mit theoretischer Beilage von Jos. Hrabák, 1883.

entsprechenden Zustandcurve eine horizontale Gerade,  $fa$  und  $cd$  sind verticale Gerade, während die Gerade  $ab$  etwas gegen die Horizontale geneigt ist und die Curven  $bc$  und  $ef$ , bzw. für Expansion und Compression, in der Regel als gleichseitige Hyperbeln ( $m_1$  und  $m_2 = 1$ , also den Gleichungen  $pv = \text{Const.}$  entsprechend) vorauszusetzen sind. Unter dieser Voraussetzung wird bei gegebenem Punkte  $b$  der Punkt  $c$  gefunden, indem  $OS$  (Fig. 82) = dem betreffenden schädlichen Raume gemacht,  $bv$  vertical bis zum Schnittpunkte  $v$  mit  $OV$ ,  $bh$  horizontal bis zum Schnittpunkte  $h$  mit der Verticalen durch  $V$  gezogen, dann durch den Schnittpunkt  $s$  der Geraden  $Sh$  und  $bv$  die Horizontale  $sc$  gezogen wird, deren Schnitt mit der Verticalen durch  $V$  den gesuchten Punkt  $c$  ergibt, weil nach der Construction

$$SV \cdot Vc = SV \cdot vs = Sv \cdot Vh = Sv \cdot vb$$

ist. Ebenso kann, wie die Figur zeigt, der Punkt von  $bc$  gefunden werden, welcher irgend einer anderen Verticalen zwischen  $bv$  und  $cV$  angehört. Auch ist in der Figur die Construction des Endpunktes  $f$  der Compressionscurve ersichtlich, falls sie bei gegebenem Anfangspunkte  $e$  als gleichseitige Hyperbel vorausgesetzt wird, dem Mariotte'schen Gesetze auch bezüglich der Compression entsprechend.

Sollte die Compressionscurve vom Punkte  $e$ , Fig. 82, aus der Gleichung  $pv^m = \text{Const.}$  mit  $m \leq 1$  entsprechend gezeichnet werden, so hätte ihr Endpunkt  $f_1$  in der Verticalen  $Oa$  der Gleichung:

$$\frac{Of_1}{v'e} = \left(\frac{Sv'}{SO}\right)^m \text{ oder wegen } \frac{Of}{v'e} = \frac{Sv'}{SO}$$

der Gleichung:

$$\frac{Of_1}{Of} = \left(\frac{Sv'}{SO}\right)^{m-1}$$

zu entsprechen. Die Subtangente der Curve  $ef_1$  in  $e$  und  $f_1$  wären (siehe Bd. I, §. 20, Fig. 9) bzw.

$$= \frac{1}{m} Sv' \text{ und } = \frac{1}{m} SO,$$

während die betreffenden Subtangente der Hyperbel  $ef$  bzw.  $= Sv'$  und  $= SO$  sind. Durch die Endpunkte  $e$  und  $f_1$  tangential an bestimmte Richtungen in diesen Punkten liesse sich die verhältnissmässig kurze Compressionscurve in der Regel mit genügender Annäherung zeichnen, besonders wenn die Curve  $ef$  mit Hülfe einiger leicht zu construirender Punkte vorher gezeichnet worden wäre. Auch kann mit Umgehung der unbequemen Bestimmung, wenn auch nur des Endpunktes  $f_1$ , durch Rech-

nung die Construction vom Anfangspunkte *e* aus lediglich durch Tangenten geschehen, von welchen kleine Strecken als Curvelemente betrachtet werden.

Das wirkliche Indicatordiagramm unterscheidet sich von Fig. 82 in der Hauptsache nur noch durch Abrundungen der Ecken, welche durch Vereinströmung und Vorausströmung, sowie durch mehr oder weniger allmähliche Oeffnung und Schliessung der Dampfcanäle verursacht werden.

§. 87. Druckdiagramme und Kolbenbeschleunigung.

Wenn man sich zu dem Arbeitsdiagramm Fig. 82 des auf der einen, etwa auf der linken Seite des Kolbens einer Eincylindermaschine befindlichen Dampfes über derselben Grundlinie *OV* auch dasjenige des Dampfes auf der rechten Kolbenseite gezeichnet denkt, dessen den Punkten *a* und *f* des ersteren entsprechende Punkte in der Verticalen *Vh* liegen, so stellt die obere Begrenzungslinie *abc* das Aenderungsgesetz des Hinterdampfdruckes, die untere Begrenzungslinie des zweiten Diagramms das Aenderungsgesetz des Vorderdampfdruckes bei der Kolbenbewegung im Sinne *OV* (von links nach rechts) dar. Unter der Voraussetzung gleichen Verhaltens auf beiden Seiten des Kolbens erhält man die untere Begrenzungslinie des zweiten Diagramms durch eine halbe Umdrehung derjenigen des ersten um die Gerade, welche in der Ebene der Figur die Grundlinie *OV* in ihrem Mittelpunkte rechtwinklig schneidet; so entsteht aus dem linksseitigen Arbeitsdiagramm Fig. 82 das Druckdiagramm *abcdef* des Dampfes, Fig. 83. Die Ueberschüsse der Ordinaten der Curve *abc* über diejenigen von *def* stellen die

Dampfüberdrucke auf den Kolben im Sinne seiner Bewegung dar; im Verlauf des Hubes nimmt dieser Ueberdruck ab und pflegt zuletzt negativ zu werden, wie es auch in der Figur der Fall ist. Dadurch, dass er von der Grundlinie *OV* an gerechnet als senkrechte Ordinate aufgetragen wird, positiv nach oben, negativ nach unten, ergibt sich die Curve *a<sub>1</sub> b<sub>1</sub> e<sub>1</sub> g<sub>1</sub> c<sub>1</sub>* der Endpunkte dieser Strecken als Ueberdruckdiagramm des Dampfes.

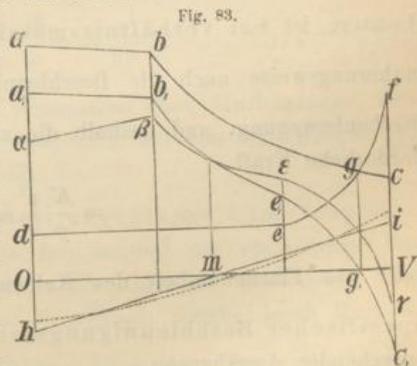


Fig. 83.

Von diesem resultirenden Dampfdruck auf den Kolben ist der Druck verschieden, welcher auf den Kurbelzapfen in demselben Sinne (allgemeiner im Sinne des die Todtpunkte verbindenden Durchmessers des Kurbelkreises) ausgeübt wird. Indem nämlich die Bewegung des Kolbens bei einem Hube anfangs beschleunigt, später verzögert ist, wird anfangs ein Theil der Dampfwirkung zur Beschleunigung der hin- und hergehenden Kolbenmasse (in der Regel aus den Massen des Kolbens selbst mit Kolbenstange, des Kreuzkopfs und der Kurbelstange bestehend) verbraucht, welcher während des zweiten Hubtheils zur Unterstützung des Drucks auf den Kurbelzapfen wieder hergegeben wird. Ist

$K$  das Gewicht der ganzen Kolbenmasse,

$r$  die Kurbellänge = halber Hublänge,

$v$  die für vorliegenden Zweck als gleichförmig vorauszusetzende Geschwindigkeit des Kurbelzapfens,

$\varphi$  der Kurbelwinkel, d. h. der vom Anfange des Hubes, also vom Todtpunkte an von der Kurbel durchlaufene Drehungswinkel,

$x$  der entsprechende Weg des Kolbens,

$F$  die dampfberührte Kolbenfläche,

$k = \frac{K}{F}$  das Gewicht der Kolbenmasse pro Flächeneinheit des Kolbens,

so ist die Beschleunigung des Kurbelzapfens eine Centripetalbeschleunigung  $= \frac{v^2}{r}$ , ihre Componente im Sinne des die Todtpunkte verbindenden Durchmessers des Kurbelkreises

$$= \frac{v^2}{r} \cos \varphi.$$

Letztere ist bei verhältnissmässig grosser Kurbelstangenlänge näherungsweise auch die Beschleunigung der Masse  $\frac{K}{g}$  im Sinne der Kolbenbewegung, und deshalb die zur Beschleunigung dieser Masse erforderliche Kraft

$$= \frac{K}{g} \frac{v^2}{r} \cos \varphi$$

oder pro Flächeneinheit des Kolbens  $= \frac{k}{g} \frac{v^2}{r} \cos \varphi$ , welche Grösse als specifischer Beschleunigungsdruck bezeichnet sei. Indem mit entsprechender Annäherung

$$x = r(1 - \cos \varphi); \cos \varphi = \frac{r - x}{r}$$

gesetzt werden kann, ergibt sich der spezifische Beschleunigungsdruck  $b$  auch:

$$b = \frac{k}{g} \frac{v^2}{r} \frac{r-x}{r} \dots \dots \dots (1).$$

Die durch diese Gleichung dargestellte Curve mit den rechtwinkligen Ordinaten  $b$  für die Abscissenaxe  $OV$ , Fig. 83, mit dem Ursprunge  $O$  ist eine Gerade  $hi$ , welche die Grundlinie  $OV$  des Diagramms in ihrem Mittelpunkte  $m$  schneidet, und deren Neigung durch

$$Oh = Vi = \frac{k}{g} \frac{v^2}{r}$$

bestimmt ist. Die positiven Werthe von  $b$ , einer Verminderung des Kurbelzapfendrucks infolge Beschleunigung der Kolbenmasse entsprechend, sind dabei unterhalb  $OV$ , die negativen Werthe von  $b$ , der Vergrößerung des Zapfendrucks wegen Verzögerung der Kolbenmasse entsprechend, sind oberhalb  $OV$  aufgetragen. Wenn man die Ordinaten der Curve  $a_1 b_1 c_1$ , d. h. die resultirenden spezifischen Drucke auf den Kolben, um die betreffenden positiven Ordinaten  $b$  verkleinert, um die Absolutwerthe negativer  $b$  vergrößert, erhält man eine neue Curve  $\alpha \beta \varepsilon \gamma$  als Diagramm des Kurbelzapfendrucks im Sinne des die Todtpunkte verbindenden Durchmessers des Kurbelkreises. Im Massstabe der Zeichnung sind die Ordinaten dieser Curve = den durch  $F$  dividirten fraglichen Zapfendrucken. Die Dreiecksfläche  $mOh$  stellt eine Arbeit dar, welche in der ersten Hälfte des Hubes zur Beschleunigung der Kolbenmasse verbraucht, in der zweiten durch ihre Verzögerung wieder zurückgegeben wird, entsprechend der ebenso grossen Dreiecksfläche  $mVi$ , und zwar ist somit diese Arbeit

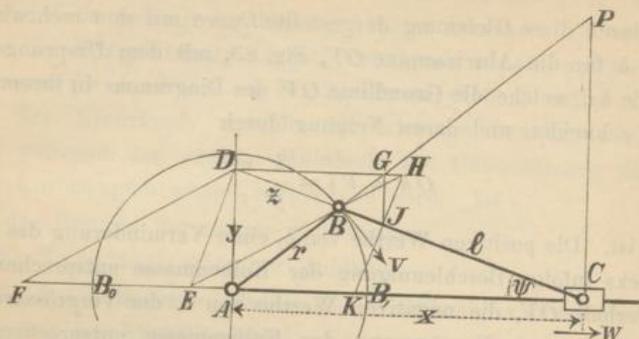
$$= \frac{1}{2} \cdot Fr \cdot \frac{k}{g} \frac{v^2}{r} = K \frac{v^2}{2g} \dots \dots \dots (2).$$

Wenn unter  $K$  das Gewicht der Kolbenmasse ohne Kurbelstange verstanden würde, so bezöge sich das Diagramm auf den vom Kreuzkopfe auf die Kurbelstange ausgeübten Druck. —

Bei nicht sehr grosser Kurbelstangenlänge  $l$  im Vergleich mit der Kurbellänge  $r$  ist obige Bestimmung des spezifischen Beschleunigungsdrucks  $b$  gemäss (1) selbst als Näherung unzulässig. Die Beschleunigung des Kolbens oder des Kreuzkopfs, welche durch Multiplication mit  $\frac{k}{g}$  oder mit  $\frac{K}{g}$  den spezifischen, bezw. den totalen Beschleunigungsdruck liefert, kann dann durch Rechnung (gemäss Bd. I, §. 40) oder

einfacher durch Construction, und zwar insbesondere nach T. Rittershaus\* durch eine Construction leicht gefunden werden, welche auf folgender Erwägung beruht. In Fig. 84 sei der Kurbelzapfen  $B$  mit der constanten

Fig. 84.



Geschwindigkeit  $v$  in Bewegung begriffen vom äusseren Todtpunkte  $B_0$  zum inneren  $B_1$ ,  $w$  die Geschwindigkeit des Kreuzkopfes (des Punktes  $C$ ) im Sinne  $B_0 B_1$ ,  $AC = x$ , Winkel  $ACB = \psi$ . Normalen zu  $AC$  in  $A$  und in  $C$  mögen bezw. von  $BC = l$  und von  $AB = r$  in  $D$  und in  $P$  geschnitten werden, und es sei  $AD = y$ ,  $BD = z$ . Wegen augenblicklicher Drehung von  $BC$  um  $P$  als Pol ist dann

$$\frac{w}{v} = \frac{PC}{PB} = \frac{AD}{AB} = \frac{y}{r} \dots \dots \dots (3),$$

so dass wegen  $y = x \operatorname{tg} \psi$  die Differenzirung nach der Zeit  $t$  ergibt:

$$\frac{dy}{dt} = \frac{r}{v} \frac{dw}{dt} = \frac{x}{\cos^2 \psi} \frac{d\psi}{dt} + \operatorname{tg} \psi \frac{dx}{dt}$$

und folglich die Beschleunigung  $\frac{dw}{dt}$  des Kreuzkopfes mit

$$\frac{dx}{dt} = w = \frac{v}{r} y \text{ nach (3):}$$

$$\frac{dw}{dt} = \frac{v}{r} \frac{x}{\cos^2 \psi} \frac{d\psi}{dt} + \left(\frac{v}{r}\right)^2 y \operatorname{tg} \psi \dots \dots \dots (4).$$

Ein Ausdruck der Winkelgeschwindigkeit  $\frac{d\psi}{dt}$  ergibt sich am einfachsten, indem man dem ganzen Mechanismus im Sinne  $CA$  die Geschwindigkeit  $w$  ertheilt denkt, wodurch  $C$  zur Ruhe kommt, während  $B$  sich dann in

\* Zur Construction der Beschleunigungscurve des Kreuzkopfes eines Kurbelmechanismus. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1883, S. 283.

einem Kreise um  $C$  mit der Geschwindigkeit  $-l \frac{d\psi}{dt}$  und  $A$  in der Geraden  $CA$  mit der Geschwindigkeit  $w$  bewegt; diese Geschwindigkeiten verhalten sich wie die Entfernungen der Punkte  $B$  und  $A$  von  $D$  als Pol für die augenblickliche Elementarbewegung von  $BA$ , d. h. es ist

$$-l \frac{d\psi}{dt} = \frac{z}{y}; \quad \frac{dw}{dt} = -\frac{wz}{yl} = -\frac{v}{r} \frac{z}{l}$$

mit Rücksicht auf (3). Nach (4) und mit  $tg \psi = \frac{y}{x}$  wird dadurch

$$\frac{dw}{dt} = -\left(\frac{v}{r}\right)^2 \left[ \frac{x}{\cos^2 \psi} \frac{z}{l} - \frac{y^2}{x} \right]$$

oder für den Massstab  $v = r$ :

$$\frac{dw}{dt} = -\left(\frac{x}{\cos^2 \psi} \frac{z}{l} - \frac{y^2}{x}\right) \dots \dots \dots (5).$$

Dieser Ausdruck wird construirt, indem in der Figur  $DE$  normal  $BC$  und  $DF$  parallel  $BE$  gezogen wird; denn dann ist

$$EF = CE \cdot \frac{z}{l} = \frac{x}{\cos^2 \psi} \frac{z}{l} \quad \text{und} \quad EA = \frac{y^2}{x},$$

nach (5) also:

$$\frac{dw}{dt} = -(EF - EA) \dots \dots \dots (6).$$

Um das Vorzeichen der Streckendifferenz  $EF - EA$  hat man sich zwar nicht weiter zu bekümmern, da man weiss, dass die anfangs im Sinne seiner Bewegung gerichtete Beschleunigung des Kolbens oder Kreuzkopfes im Verlauf des Hubes durch Null gehend in die entgegengesetzte Richtung, d. h. in Verzögerung übergeht. Uebrigens giebt Gl. (6) die Beschleunigung nach Grösse und Richtungssinn (positiv im Sinne  $B_0 B_1$ , negativ im Sinne  $B_1 B_0$ ), wenn nur beachtet wird, dass, während  $EA$  stets positiv ist,  $EF$  negativ wird mit  $z$ , d. h. mit der Lage von  $B$  auf der anderen Seite von  $AD$ . Für die Todtlagen  $B_0, B_1$  von  $B$  lässt die Construction im Stich; indem aber dann  $\psi = 0$  und  $y = 0$ , nach (5) also

$$\frac{dw}{dt} = -x \frac{z}{l}$$

und

$$\begin{aligned} \text{für } B_0: x &= l - r \text{ und } z = -r \\ \text{für } B_1: x &= l + r \text{ und } z = r \end{aligned}$$

ist, ergeben sich für diese zwei Todtlagen die bekannten Beschleunigungswerthe (für den Massstab  $v = r$ ):

$$(l-r)\frac{r}{l} \text{ und } -(l+r)\frac{r}{l} \dots \dots \dots (7)$$

oder mit Hinzufügung des Factors  $\left(\frac{v}{r}\right)^2$  für beliebigen Massstab:

$$\left(1 - \frac{r}{l}\right)\frac{v^2}{r} \text{ und } -\left(1 + \frac{r}{l}\right)\frac{v^2}{r}.$$

Die Ausdrücke (7) können auch leicht construirt werden.

Zieht man in Fig. 84 durch  $D$  eine Gerade parallel  $AC$ , welche  $AB$  in  $G$ ,  $EB$  in  $H$  schneidet, durch  $H$  eine Gerade parallel  $DE$ , welche  $BC$  normal in  $J$ ,  $AC$  in  $K$  schneidet, so ist

$$KA = KE - EA = HD - EA = EF - EA$$

= dem Absolutwerthe von  $\frac{dv}{dt}$  nach (6), und weil wegen

$$DG : GH : HJ = CA : AE : ED$$

$GJ$  normal  $DG$  ist, so wird die fragliche Beschleunigung (für den Massstab  $v=r$ ) auch in der Strecke  $AK$  gefunden, welche sich ergibt, indem  $DG$  parallel  $AC$  bis zum Schnitt  $G$  mit  $AB$ ,  $GJ$  normal  $AC$  bis zum Schnitt  $J$  mit  $BC$ ,  $JK$  normal  $BC$  bis zum Schnitt  $K$  mit  $AC$  gezogen wird. Dieser von Mohr angegebenen (von ihm rein geometrisch abgeleiteten) Construction\* kann man sich statt der obigen mit Vortheil dann bedienen, wenn der Winkel  $BAC$  einem rechten nicht so nahe kommt, dass die Punkte  $D, G, J$  allzu dicht beisammen liegen.

Bei der Kurbeldrehung von der inneren zur äusseren Todtlage ist die Aufeinanderfolge der Beschleunigungen des Kreuzkopfes natürlich die umgekehrte, wobei sie immer anfangs im Sinne seiner Bewegung, dann durch Null gehend entgegengesetzt gerichtet sind.

Mit Benutzung der construirten Beschleunigungen lässt sich schliesslich die Linie der specifischen Beschleunigungsdrucke als eine von der Geraden  $hi$ , Fig. 83, verschiedene Curve zeichnen, wonach das Druckdiagramm  $\alpha\beta\epsilon\gamma$  in entsprechender Form auf dieselbe Weise gefunden wird, wie oben erklärt worden ist. Die in Fig. 83 punktirt gezeichnete Curve lässt beispielsweise die ungefähre Gestalt und Lage erkennen, welche die fragliche Linie für die halbe Kurbeldrehung von der äussern zur innern Todtlage annehmen würde, wenn unter übrigens gleichen Umständen die Länge der Kurbelstange das Fünffache der Kurbellänge wäre; ihre Ordinate ist bei  $O = 0,8 Ok$ , bei  $V = 1,2 Vi$ , und indem sie gegen

\* „Civilingenieur“, Bd. XXV, S. 613.

die Grundlinie  $OV$  anfangs concav, später convex ist, fällt ihr Schnittpunkt mit derselben etwas hinter die Hubmitte. Für die umgekehrte Bewegungsrichtung des Kolbens erhält man die entsprechende Beschleunigungslinie als eine zu der gezeichneten in Beziehung auf  $OV$  symmetrische, die Dampfüberdruckslinie als eine Curve, welche zu  $a_1 c_1$  in Beziehung auf die in  $m$  zu  $OV$  Senkrechte symmetrisch ist.

### §. 88. Mittlere Kolbengeschwindigkeit.

Am Schlusse von §. 85 wurde die mittlere Kolbengeschwindigkeit als eine Grösse erwähnt, deren möglichst vortheilhafte Annahme von manchen Umständen abhängig ist. Einige dieser Umstände betreffen den einzelnen Fall, wie z. B. die erforderlichen Geschwindigkeiten zu betreibender Arbeitsmaschinen, welchen die Geschwindigkeit des Motors thunlichst anzupassen ist behufs möglichst einfacher Transmission mit mässigen Geschwindigkeitsübersetzungen und entsprechend mässigen Arbeitsverlusten durch Reibung, ferner die Rücksicht auf den verfügbaren Raum, z. B. bei Schiffsmaschinen, wodurch grosse Hublängen und dadurch auch grosse Kolbengeschwindigkeiten ausgeschlossen sein können, um nicht zu grosse Umdrehungszahlen zur Folge zu haben u. s. f.

Von allgemeineren Erwägungen spricht für grosse Kolbengeschwindigkeit die, dass mit ihrer Zunahme die nöthige Grösse und Schwere der Maschine abnimmt, sowie auch der Dampfverlust durch den calorischen Einfluss der Cylinderwand und durch Dampflässigkeit des Kolbens; für kleine Kolbengeschwindigkeit die Erwägung, dass mit ihr zugleich der Spannungsabfall des einströmenden Hinterdampfes und der Spannungsüberschuss des ausströmenden Vorderdampfes abnimmt. Die letztere Rücksicht ist aber um so weniger ausschlaggebend, je grösser die Kesselspannung  $p$  ist; mit dieser ist im Laufe der Zeit auch die mittlere Kolbengeschwindigkeit  $c$  mehr und mehr vergrössert worden. Wenn übrigens dadurch nicht zugleich die Zeit eines Kolbenhubes übermässig verkleinert werden, die Sanftheit des Ganges, die Haltbarkeit der Maschine und die Functionirung der Steuerungsmechanismen beeinträchtigt werden soll, so ist mit der Kolbengeschwindigkeit zugleich die Hublänge  $s$ , bezw. ihr Verhältniss zum Cylinderdurchmesser  $d$  angemessen zu vergrössern.

Das Gesetz, nach welchem passenderweise  $c$  von  $p$ , bezw. vom mittleren Einströmungsdrucke  $p_1$  (vom mittleren Volldruck im Cylinder) und von  $s$  abhängig zu machen, nämlich mit  $p_1$  und  $s$  zugleich zu vergrössern ist, wird durch so allgemein gehaltene Erwägungen nicht

bestimmt. Weiteren Anhalt gewährt aber die Rücksicht auf die hin- und hergehende sogenannte Kolbenmasse (§. 87). Je grösser  $c$  ist, eine desto grössere Arbeit wird zur Beschleunigung dieser Masse in der ersten Hubhälfte verbraucht, durch ihre Verzögerung in der zweiten Hälfte zurückgegeben, eine Wirkung, welche innerhalb gewisser Grenzen insofern günstig ist, als die Arbeit des resultirenden Dampfdruckes auf den Kolben für die erste Hubhälfte grösser ist, als für die zweite, und zwar um so mehr, je kleiner der Füllungsgrad  $e_1$  ist. Unter diesen Umständen ist es angemessen, den Kolben auch um so schneller sich bewegen zu lassen, je kleiner  $e_1$  und je kleiner die Kolbenmasse ist. Dieselbe Erwägung kann aber auch dazu dienen, die mittlere Kolbengeschwindigkeit  $c$  als eine gewisse Function von  $p_1$ ,  $s$ ,  $e_1$  und der Kolbenmasse auszudrücken, deren Gewicht wie im vorigen Paragraph mit  $K$ , pro Flächeneinheit der dampfberührten Kolbenfläche  $F$  mit  $k$  bezeichnet sei. Mit Bezug auf eine Einzylindermaschine werde dabei die Forderung zugrunde gelegt, dass zu Gunsten möglichst gleichförmiger Wirkung auf den Kurbelzapfen für die erste Hälfte eines Hubes die Differenz der Arbeiten des Dampfdruckes und des Beschleunigungsdruckes ebenso gross sein soll wie für die zweite Hubhälfte die Summe dieser Arbeiten.

Es bezeichne noch  $s_1 = e_1 s$  den Füllungshub,  $m F s$  die Grösse des schädlichen Raums,  $v$  die Geschwindigkeit des Kurbelzapfens,  $p_1 (1 + \vartheta)$  den Hinterdampfdruck zu Anfang,  $p_1 (1 - \vartheta)$  denselben zu Ende der Einströmung, gleich viel (siehe Fig. 82) bzw. grösser und kleiner, als der Mittelwerth  $p_1$ , während der Vorderdampfdruck als constant für den ganzen Hub vorausgesetzt, von Compression desselben also hier abgesehen wird, indem es sich nur um die ungefähr passende Form eines Ausdrucks für  $c$  handelt. Dabei seien  $s$ ,  $s_1$ ,  $c$ ,  $v$  in Metern,  $F$  in Quadratcentimetern, also  $p_1$  und  $k$  in Kilogrammen pro Quadratcentimeter ausgedrückt. Mit Benutzung des Ausdrucks (2) im vorigen Paragraph, sowie des Ausdrucks der Expansionsarbeit auf Grund des Mariotte'schen Gesetzes = Product von Druck, entsprechendem Volumen und natürlichem Logarithmus des Expansionsverhältnisses (Bd. I, §. 20 unter 2) wird die zugrunde zu legende Forderung zunächst im Falle  $e_1 < 0,5$  ausgedrückt durch die Gleichung:

$$F p_1 s_1 + F (m s + s_1) p_1 (1 - \vartheta) \ln \frac{m s + 0,5 s}{m s + s_1} - K \frac{v^2}{2g} =$$

$$= F (m s + 0,5 s) p_1 (1 - \vartheta) \frac{m s + s_1}{m s + 0,5 s} \ln \frac{m s + s}{m s + 0,5 s} + K \frac{v^2}{2g}$$

Der Vordampfdruck kommt darin nicht vor, weil gemäss der Abstraction von Compression seine Arbeit für beide Hübhälften gleich ist. Bei Division durch  $F s p_1$  und mit  $s_1 = e_1 s$  folgt aus der Gleichung:

$$\frac{K}{F} \frac{v^2}{g s p_1} = e_1 + (m + e_1)(1 - \vartheta) \ln \frac{m + 0,5}{m + e_1} - (m + e_1)(1 - \vartheta) \ln \frac{m + 1}{m + 0,5}$$

$$= e_1 - (m + e_1)(1 - \vartheta) \ln \frac{(m + e_1)(m + 1)}{(m + 0,5)^2};$$

daraus mit  $K = Fk$ :

$$c = \frac{2}{\pi} v = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{g s p_1}{k} \left[ e_1 - (m + e_1)(1 - \vartheta) \ln \frac{(m + e_1)(m + 1)}{(m + 0,5)^2} \right]}. \quad (1)$$

Im Falle  $e_1 > 0,5$  ist die zu erfüllende Forderung unter der Voraussetzung, dass die Hinterdampfspannung nur bis zur Mitte des Kolbenhubes von  $p_1(1 + \vartheta)$  bis  $p_1(1 - \vartheta)$  abnimmt, dann aber constant bleibt bis zur Expansion:

$$F p_1 \cdot 0,5 s - K \frac{v^2}{2g} = F p_1 (1 - \vartheta) (s_1 - 0,5 s)$$

$$+ F (m s + s_1) p_1 (1 - \vartheta) \ln \frac{m s + s}{m s + s_1} + K \frac{v^2}{2g}$$

$$\frac{K}{F} \frac{v^2}{g s p_1} = 0,5 - (1 - \vartheta) (e_1 - 0,5) - (m + e_1)(1 - \vartheta) \ln \frac{m + 1}{m + e_1}$$

$$c = \frac{2}{\pi} \sqrt{\frac{g s p_1}{k} \left[ 0,5 - (1 - \vartheta) (e_1 - 0,5) - (m + e_1)(1 - \vartheta) \ln \frac{m + 1}{m + e_1} \right]}. \quad (2)$$

Setzt man gemäss (1) und (2)

$$c = A \sqrt{\frac{s p_1}{k}},$$

so ist  $A$  eine Function von  $m$ ,  $\vartheta$  und besonders von  $e_1$ . Man findet mit  $g = 9,81$  und

	$m = 0,05$	$\vartheta = 0,05$	
für $e_1 = 0,2$		0,4	0,6
	$A = 0,964$	0,912	0,651

und wenn etwa

$$c = B \sqrt{\frac{1 - e_1}{k} s p_1} \dots \dots \dots (3)$$

gesetzt wird, ergibt sich

für $e_1 = 0,2$	0,4	0,6
$B = 1,08$	1,18	1,03

hinlänglich wenig verschieden, um für den vorliegenden Zweck  $B =$  einem Mittelwerth  $= 1,1$  setzen zu dürfen.

Die Gleichung (3) ist ihrer Form nach eine erweiterte Zusammenfassung der von Werner und von v. Reiche empfohlenen betreffenden Formeln. Werner\* setzt nämlich

$$c = \beta \sqrt{s} \dots \dots \dots (4),$$

dabei für Auspuffmaschinen  $\beta = 3,3$  und  $k = 0,28$

für Condensationsmaschinen  $\beta = 2,4$  und  $k = 0,32$ .

Für Balanciermaschinen kann  $k$  wesentlich grösser sein. v. Reiche\*\* folgert:

$$c = \sqrt{p_1} \dots \dots \dots (5)$$

aus einer Anzahl von Beispielen mit durchschnittlich

$$p_1 = 5 \text{ und } e_1 = 0,3.$$

Von jener Gleichung (3) werde übrigens nur die Form beibehalten, während der Coefficient  $B$  im Anschlusse an (4) und (5) für mittlere Verhältnisse bestimmt werde. Sein oben bestimmter Werth 1,1 würde mit  $e_1 = 0,3$  und  $k = 0,3$  der v. Reiche'schen Gleichung (5) entsprechen für

$$1,1 \sqrt{\frac{0,7}{0,3}} s = 1, \text{ also } s = 0,354;$$

indem aber diese Hublänge als Durchschnittswerth zu klein erscheint, werde  $B = 0,8$  angenommen, so dass die Uebereinstimmung von (3) mit (5) für obige Mittelwerthe von  $e_1$  und  $k$  durch

$$0,8 \sqrt{\frac{0,7}{0,3}} s = 1, \text{ also } s = 0,67$$

als durchschnittliche Hublänge herbeigeführt wird. Die somit sich ergebende Gleichung:

$$c = 0,8 \sqrt{\frac{1 - e_1}{k}} s p_1 \dots \dots \dots (6)$$

stimmt mit Gl. (4) für Auspuffmaschinen, nämlich

mit  $\beta = 3,3$  und  $k = 0,28$  für durchschnittlich  $e_1 = 0,3$

überein, wenn im Durchschnitt

$$0,8 \sqrt{\frac{0,7}{0,28}} p_1 = 3,3 \text{ entsprechend } p_1 = 6,8 \text{ Atm.},$$

für Condensationsmaschinen, nämlich

mit  $\beta = 2,4$  und  $k = 0,32$  für durchschnittlich  $e_1 = 0,25$

dann, wenn im Durchschnitt

$$0,8 \sqrt{\frac{0,75}{0,32}} p_1 = 2,4 \text{ entsprechend } p_1 = 3,8 \text{ Atm.}$$

\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1881, S. 44 und 1884, S. 354.

\*\* Der Dampfmaschinen-Constructeur, 1. Theil, S. 36.

ist. Indem diese Werthe von  $p_1$  als ungefähr passende Mittelwerthe für Auspuff-, bezw. für Condensationsmaschinen gelten können, ist die Gleichung (6) als eine passende allgemeinere Regel für die angemessene Grösse der mittleren Kolbengeschwindigkeit zu betrachten, wenigstens sofern  $e_1$  nicht viel  $> 0,6$  ist; sie entspricht der Folgerung, welche oben schon allgemeinen Erwägungen entnommen wurde, dass nämlich  $c$  in der Regel um so grösser sein solle, je grösser  $s$  und  $p_1$ , je kleiner dagegen  $e_1$  und  $k$  sind.

§. 89. **Expansions- und Compressionsgrad. Schädlicher Raum. Vorein- und Vorausströmung.**

Diese im §. 81 weiter genannten Ursachen der Abweichung des Kreisprocesses von seinem principiellen Verlauf werden zum Theil erst später nach Vervollständigung der dazu nöthigen Grundlagen näher zu betrachten sein. Hier mögen nur einige bezügliche Bemerkungen Platz finden.

Was die Unvollständigkeit der Expansion oder die Frage nach dem vortheilhaftesten Expansionsgrade betrifft, so ist sie in der Frage nach dem vortheilhaftesten Füllungsgrade  $e_1$  enthalten, bedingt durch die Forderung kleinstmöglicher Kosten einer Pferdestärke pro Stunde. Letztere, welche sich, insoweit sie hierbei wesentlich in Betracht kommen, aus den Kosten des Brennmaterials und aus dem Aufwande für Verzinsung und Abschreibung des Anlagekapitals für die Maschine mit Rücksicht auf die Umstände des betreffenden Betriebes zusammensetzen, können hier noch nicht näher erwogen werden, indem sie u. A. die Bestimmung der Cylinderdimensionen der Maschine von verlangter Nutzleistung und des voraussichtlichen Dampfverbrauchs derselben voraussetzen. Ohne Weiteres ist nur einleuchtend, dass den kleinsten stündlichen Kosten einer Pferdestärke ein um so kleinerer Füllungsgrad, eine um so vollständigere Expansion entspricht, je höher der örtliche Preis des Brennmaterials im Vergleich mit dem Anschaffungspreise der Maschine ist und je continuirlicher ihr Betrieb sein soll.

Durch einen angemessenen Compressionsgrad des bei jedem Hube vor dem Kolben im Cylinder bleibenden Dampfes kann der Nachtheil des schädlichen Raums vermindert werden. Dieser Nachtheil besteht darin, dass der Dampfverbrauch bei jedem Hube um die Dampfmenge vergrössert wird, welche in den fraglichen Raum einströmen muss, damit die Spannung  $p_c$  zu Ende der Compression auf die (hier als constant

betrachtete) Volldruckspannung  $p_1$  erhöht werde; das Volumen dieser Dampfmenge bei der Spannung  $p_1$ , welches als reducirter schädlicher Raum bezeichnet werde, ist auf Grund des Mariotte'schen Gesetzes und bei Abstraction von Voreinströmung

$$= m F s \left(1 - \frac{p_c}{p_1}\right) \dots \dots \dots (1),$$

indem unter den genannten Voraussetzungen der im Cylinder gebliebene Dampf bei dem Drucke  $p_1$  ein Volumen hat, welches im Verhältnisse  $p_c:p_1$  kleiner, als der wirkliche schädliche Raum  $m F s$  ist. Indem jener am Ende des Hubes, also ohne in Betracht kommende Bewegung des Kolbens, in den schädlichen Raum strömende Dampf eine Volldruckwirkung auf den Kolben nicht ausübt, die Arbeit

$$A = m F s \left(1 - \frac{p_c}{p_1}\right) p_1 = m F s (p_1 - p_c) \dots \dots \dots (2)$$

vielmehr theils zur Compression des vor dem Kolben zurückgebliebenen Dampfes vom Drucke  $p_c$  bis zum Drucke  $p_1$  verbraucht wird, theils als lebendige Kraft wirbelförmiger Bewegungen eine Umsetzung in Wärme vermittelt, während die Expansionswirkung durch den in den schädlichen Raum eingeströmten Dampf vergrößert wird, ist der betreffende Nachtheil um so grösser, je grösser die Füllung des Cylinders, je mehr also die Hinterdampfwirkung in Volldruckarbeit besteht. Durch frühere Absperrung des ausströmenden Vorderdampfes, also durch Verstärkung seiner Compression, lässt sich zwar immer der in Rede stehende Dampfverlust, bezw. der demselben entsprechende Verlust  $A$  an Volldruckarbeit verkleinern, durch Compression bis  $p_c = p_1$  sogar auf Null reduciren, aber nur durch Aufwendung einer weiteren Compressionsarbeit

$$B = m F s p_1 \ln \frac{p_1}{p_c},$$

welche immer  $> A$  ist, weil um so mehr

$$\ln \frac{p_1}{p_c} > 1 - \frac{p_c}{p_1}$$

ist, je kleiner  $p_c$  im Verhältniss zu  $p_1$ . Während also bei einer Volldruckmaschine der Nachtheil des schädlichen Raumes durch grössere Compression nicht beseitigt werden kann, verhält es sich anders bei einer Expansionsmaschine. Der ohne Volldruckarbeit  $A$  in den schädlichen Raum eingeströmte Dampf kommt dann noch mit einem gewissen Arbeitsbetrage  $E$  der Expansionswirkung zugut, so dass mit  $A$  nicht die obige Compressionsarbeit  $B$ , sondern die Differenz  $B - E$  zu vergleichen ist,

welche sich bei kleinen Füllungen  $< A$  ergeben kann. Zu berücksichtigen bleibt übrigens in allen Fällen, dass durch erhöhte Compression bei gleicher Füllung die Ausnutzung des Cylindervolumens verkleinert, nämlich zur Gewinnung einer gewissen Dampfarbeit unter sonst gleichen Umständen ein grösseres Cylindervolumen nöthig wird.

Zur Beurtheilung des Einflusses, welchen die grössere oder kleinere Compression auf den Dampfverbrauch für eine gegebene resultirende Arbeit ausübt, kommt übrigens nicht nur der den Dimensionen und dem Füllungsgrade des Cylinders entsprechende indicirte (aus dem Indicator-diagramm zu folgernde) Dampfverbrauch in Betracht, sondern auch der Mehrverbrauch, welcher durch den calorischen Einfluss der Metallwände verursacht wird. Freilich ist ein sicheres Urtheil in dieser Hinsicht ohne Weiteres kaum möglich, besonders nicht bezüglich des Einflusses der Compression. Verstärkung derselben wirkt insofern ungünstig, als sie mit dem grösseren Bedarf an Volumen des Cylinders auch die Wandfläche desselben vergrössert, günstig dagegen dadurch, dass sie jeweils vor dem Einströmen des frischen Dampfes eine mässige Anwärmung der Wand des schädlichen Raums durch den bei seiner Compression wärmer werdenden Dampf vermittelt. Sofern dieser Dampf als trocken anzunehmen ist, wird freilich die betreffende Wärmeabgabe an die Wand nur gering sein können.

Bei Zweicylindermaschinen beziehen sich die vorstehenden Bemerkungen zunächst nur auf den kleinen oder Volldruckcylinder. Bei dem grossen oder Expansionscylinder verursacht der schädliche Raum nicht sowohl einen Dampfverlust, bezw. Mehrverbrauch an Dampf, als vielmehr einen Spannungsfall, somit einen Arbeitsverlust, indem der Dampf, welcher aus dem kleinen Cylinder oder aus der Zwischenkammer, also aus einem Raume von im Vergleich mit dem Kessel nur kleiner Grösse zuströmt, eine sehr merkliche Spannungsabnahme erfahren kann, wenn der schädliche Raum des grossen Cylinders von erheblicher Grösse und mit Dampf von erheblich kleinerer Spannung erfüllt ist. Hier ist es unbedingt rathsam, den nachtheiligen Einfluss dieses schädlichen Raumes durch entsprechende Compression des Vorderdampfes im Expansionscylinder möglichst zu beseitigen.

Zu Gunsten eines hohen Compressionsgrades spricht in allen Fällen die Rücksicht auf den Gang der Maschine; schon eine allgemeine Erwägung lässt erwarten, dass er um so sanfter sein wird, je allmählicher die Ausströmungsspannung in die Volldruckspannung übergeführt wird. Uebrigens bleibt solche Sanfttheit des Ganges, welche auch durch andere Umstände bedingt ist, späterer Besprechung vorbehalten. —

Der Uebergang des Dampfdruckes  $p_c$  am Ende der Compression in den Volldruck  $p_1$  erfordert eine gewisse Zeit, welche zwar sehr klein, indessen um so grösser ist, je grösser der schädliche Raum  $mFs$  und je mehr  $p_c < p_1$  ist. Die Voreinströmung ist deshalb auch, wenn schon immer sehr klein, doch passender Weise um so erheblicher zu machen, je grösser  $mFs$  und je mehr  $p_c < p_1$ , je grösser somit der reducirte schädliche Raum ist, wenn sie den Erfolg haben soll, jene Zeit des Ueberganges von  $p_c$  in  $p_1$  im Wesentlichen noch in die Zeit der Vorderdampfwirkung fallen, den neuen Hub mit vollem Drucke  $p_1$  beginnen zu lassen.

Wichtiger ist die vortheilhafte Anordnung der Vorausströmung, weil der Uebergang der Spannung  $p_c$  des zu Ende der Expansion fast den ganzen Cylinder erfüllenden Dampfes in die Ausströmungsspannung  $p_2$  eine viel grössere Zeit  $t$  erfordert. Die durch die entsprechende Abrundung des Arbeitsdiagramms bei  $cd$ , Fig. 82, verursachte Verkleinerung der Fläche desselben, also der Arbeit des Dampfes, ist um so geringer, je kleiner der Kolbenweg ist, während dessen die Abnahme des Dampfdruckes von  $p_c$  bis  $p_2$  stattfindet, am kleinsten also dann, wenn jene Zeit  $t$  halb dem alten, halb dem neuen Kolbenhube angehört. Ist dann  $\psi$  der kleine Winkel, um welchen die Kurbel in der Zeit  $t$  sich dreht, so ist der unterdessen vom Kolben hin und her durchlaufene Weg

$$= \frac{s}{2} \left(1 - \cos \frac{\psi}{2}\right) \text{ nahe } = \frac{s}{2} \frac{\psi^2}{8},$$

wenn  $\psi$  in Bogenmass ausgedrückt ist; mit der Annahme, mit welcher die an die Stelle der Geraden  $cd$  des Diagramms Fig. 82 tretende Curve als eine (nach aussen convexe) Parabel angenommen werden kann, wäre der entsprechende Arbeitsverlust ungefähr

$$= \frac{1}{3} (p_c - p_2) \frac{s}{2} \frac{\psi^2}{8} \dots \dots \dots (3)$$

um so grösser, je mehr  $p_c > p_2$  und besonders, je grösser  $\psi$ , je schneller also der Gang der Maschine ist. Gehörte die Zeit  $t$  ganz dem Ende des alten oder dem Anfange des neuen Hubes an, so wäre der dem Kurbelwinkel  $\psi$  entsprechende Kolbenweg

$$= \frac{s}{2} (1 - \cos \psi) \text{ nahe } = \frac{s}{2} \frac{\psi^2}{2} \dots \dots \dots (4)$$

und der Arbeitsverlust nahe = dem Vierfachen des Werthes (3). —

Die Dampflässigkeit des Kolbens und der inneren Steuerung, deren Einfluss auf die Zustandcurven bei der Expansion und Compression des Dampfes schon im §. 86 erwähnt wurde, wird später in Verbindung mit dem Dampfverbrauch der Maschine weiter besprochen werden.

## §. 90. Gleichförmigkeit des Ganges.

Die Gleichförmigkeit des Ganges einer Dampfmaschine mit Kurbelwelle wird mit Rücksicht auf den Gleichförmigkeitsgrad der Rotation dieser Welle beurtheilt, dessen reciproker Werth der Ungleichförmigkeitsgrad genannt wird. Letzterer ist:

$$\delta = \frac{v' - v''}{v_m},$$

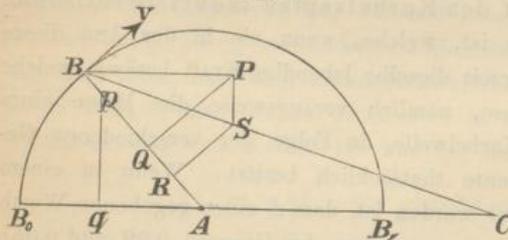
wenn  $v'$  das Maximum,  $v''$  das Minimum,  $v_m$  den Mittelwerth der Geschwindigkeit  $v$  des Kurbelzapfens (des Zapfenmittels) bedeutet, welche in dem hier stets vorausgesetzten periodischen Beharrungszustande bei jeder Umdrehung, nämlich bei jedem Doppelhube in gleicher Weise etwas veränderlich ist. Der Gang der Maschine ist um so gleichförmiger,  $\delta$  um so kleiner, je grösser die auf den Kurbelzapfen reducirte rotirende Masse  $M$ , d. h. die Masse ist, welche, wenn sie in der Axe dieses Zapfens vereinigt wäre, jederzeit dieselbe lebendige Kraft besässe, welche die wirkliche rotirende Masse, nämlich vorzugsweise die Masse eines Schwungrades auf der Kurbelwelle, in Folge der verschiedenen Geschwindigkeiten ihrer Elemente thatsächlich besitzt. Wenn in einem gewissen Falle  $M$  so bestimmt worden ist, dass  $\delta$  einen gegebenen Werth hat (je nach den Umständen etwa zwischen den Grenzen 0,02 und 0,05), so können die Dimensionen des Schwungrades gemäss Bd. II, §. 101 diesem  $M$  entsprechend gewählt werden.

Wie die reducirte Masse  $M$  für einen verlangten Ungleichförmigkeitsgrad  $\delta$  durch Rechnung bestimmt werden kann, ist in den Paragraphen 92 bis 100 des II. Bandes dieses Werkes gezeigt worden mit Bezugnahme auf Beispiele, welche zum Theil mit Rücksicht auf die Verhältnisse von Dampfmaschinen ausgewählt wurden. Indessen wird die Durchführung des Rechnungsverfahrens sehr umständlich und zeitraubend in weniger einfachen Fällen, z. B. bei Zwillings- und Mehrlingsmaschinen, bei Zweicylinder- und Mehrcylindermaschinen. Von allgemeinerer Anwendbarkeit ist ein graphisches Verfahren, welches leichter und mit genügender Annäherung zum Ziele führt, indem es nur auf die ungefähre Verwirklichung eines gewissen Ungleichförmigkeitsgrades ankommt. Hier werde solches Verfahren vorläufig seinem Wesen nach erläutert mit Bezugnahme auf Einicylindermaschinen, wie sie bei den allgemeinen Erörterungen in den vorigen Paragraphen meistens vorausgesetzt wurden.

Das Widerstandsmoment gegen die Drehung der Kurbel- und Schwungradwelle, bezw. die Widerstandskraft  $Q$ , welche am Kurbelzapfen entgegengesetzt seiner Bewegungsrichtung angreifend zu denken ist, wird als constant vorausgesetzt, wie es immer bei Transmissions-Dampfmaschinen, überhaupt in solchen Fällen zu geschehen hat, in welchen eine gesetzmässig periodische Aenderung dieses Widerstandes nicht vorhanden oder wenigstens nicht angebar ist.

Unter dieser zuletzt genannten Voraussetzung wird die Aenderung von  $v$  nur verursacht durch die periodische Veränderlichkeit des Drucks auf den Kurbelzapfen im Sinne seiner Bewegung, welcher die Folge des Dampfdrucks auf den Kolben und des Beschleunigungsdrucks der Kolbenmasse ist, und welcher hier einfach als Tangentialdruck bezeichnet werde. Im §. 87 wurde unter Bezugnahme auf Fig. 83 gezeigt, wie die Komponente  $BP$ , Fig. 85, dieses Drucks im Sinne des die Todtpunkte

Fig. 85.

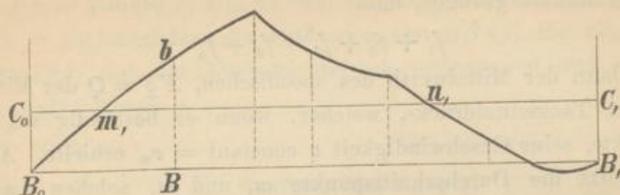


$B_0, B_1$  verbindenden Durchmessers des Kurbelkreises durch Zeichnung gefunden werden kann. Als Komponente des betreffenden spezifischen, nämlich auf die Einheit der wirksamen Kolbenfläche bezogenen Drucks wird sie für jede Kolbenstellung, nämlich für das bis zu dieser Kolbenstellung von der wirksamen Kolbenfläche durchlaufene Volumen (Kolbenvolumen) als Abscisse durch die zugehörige Ordinate einer gewissen Curve  $\alpha\beta\epsilon\gamma$  (Fig. 83 in §. 87) für die Abscissenaxe  $OV$  mit dem Ursprunge  $O$  dargestellt; die Flächen, welche von dieser veränderlichen Ordinate vom Anfange des Hubes bis zu einer gewissen Kolbenstellung überfahren wurden, sind = den bis dahin auf den Kurbelzapfen übertragenen Arbeiten. Ist nun  $AB$  in Fig. 85 die leicht zu bestimmende Kurbellage, welche einem gewissen Kolbenvolumen entspricht, und ist  $BP$  = der Ordinate, welche in Fig. 83 zu diesem Kolbenvolumen als Abscisse gehört, so ergibt sich der spezifische Zapfendruck, welcher bei dieser Lage von der Kurbelstange  $CB$ , Fig. 85, auf den Zapfen ausgeübt wird, =  $BS$ , wenn  $PS$  normal  $AC$  ist. Der Tangentialdruck ist dann = dem Perpendikel  $SR$  von  $S$  auf  $AB$ .

Das Gesetz, nach welchem sich dieser Druck mit der Zeit, bezw. mit der mittleren Kurbeldrehung ändert, wird durch das Tangential-

druckdiagramm Fig. 86 veranschaulicht. In dieser Figur ist die Grundlinie  $B_0 B_1$  = dem halben Umfange des Kurbelkreises gemacht worden,

Fig. 86.



und ist die Curve  $B_0 m_1 b n_1 B_1$  dadurch entstanden, dass die Coordinaten  $B_0 B$  und  $B b$  ihrer Punkte  $b$  bzw. gleich gemacht sind den Kreisbögen  $B_0 B$  in Fig. 85 und den dazu construirten Strecken  $SR$ . Die Ordinaten  $B b$  der Curve Fig. 86 stellen somit die Tangentialdrücke für die Einheit der wirksamen Kolbenfläche  $F$  (die spezifischen Tangentialdrücke), die zugehörigen Abscissen  $B_0 B$  die vom Hubanfange gerechneten Wege des Kurbelzapfens dar, die Flächen  $B_0 B b$  die von jenem Augenblicke an vom spezifischen Tangentialdrucke geleisteten, auf den Kurbelzapfen übertragenen Arbeiten. (Diese Flächen wären = denjenigen, welche in Fig. 83 von der beweglichen Ordinate der Curve  $\alpha \beta \epsilon \gamma$  gleichzeitig überfahren werden, wenn die Strecke  $B_0 B_1$  in Fig. 86 zur Strecke  $OV$  in Fig. 83 sich wie  $\pi : 1$  verhielte, wenn also für denselben Massstab  $OV$  in Fig. 83 nicht = dem Hubvolumen, sondern = der Hublänge, oder  $B_0 B_1$  in Fig. 86 = dem  $\pi$  fachen nicht der Hublänge, sondern des Hubvolumens gemacht worden wäre.) Wenn übrigens die Kurbelstange im Vergleich mit der Kurbel nicht sehr lang ist, so ist darauf Rücksicht zu nehmen, dass für die Bewegung des Kolbens im einen und im andern Sinne die Druckcurve  $\alpha \beta \epsilon \gamma$  in Fig. 83 nicht von gleicher Gestalt, umso mehr das Aenderungsgesetz der Strecke  $SR$  in Fig. 85 oder des Tangentialdrucks verschieden ist; die Periode dieser Aenderung umfasst dann vielmehr eine ganze Kurbelumdrehung, und zu ihrer graphischen Darstellung muss das Diagramm Fig. 86 über einer Grundlinie  $B_0 B_2 = 2 \cdot B_0 B_1$  = dem ganzen Umfange des Kurbelkreises gezeichnet werden.

Diese zuletzt erwähnte Ergänzung des Diagramms Fig. 86 sei ausgeführt; die Tangentialdruckcurve wird dann hier von einer mit der Grundlinie  $B_0 B_1 B_2$  parallelen Geraden in 4 Punkten geschnitten, welche im Sinne  $B_0 B_2$  aufeinander folgend mit  $m_1, n_1, m_2$  und  $n_2$  bezeichnet seien. Von der Geraden  $C_0 C_2$ , der Curve, der Anfangsordinate  $B_0 C_0$  und der Endordinate  $B_2 C_2$  werden dann 5 Flächen umgrenzt, von welchen

wenn sie in entsprechender Reihenfolge mit  $f_1, f_2, f_3, f_4$  und  $f_5$  bezeichnet werden,  $f_1, f_3$  und  $f_5$  unterhalb,  $f_2$  und  $f_4$  oberhalb  $C_0 C_2$  liegen. Jene Gerade  $C_0 C_2$  sei nun in solcher Entfernung  $q = B_0 C_0 = B_1 C_1 = B_2 C_2$  von der Grundlinie gezogen, dass

$$f_1 + f_3 + f_5 = f_2 + f_4$$

ist;  $q$  ist dann der Mittelwerth des specifischen,  $Fq = Q$  der Mittelwerth des ganzen Tangentialdrucks, welcher, wenn er beständig am Kurbelzapfen wirkte, seine Geschwindigkeit  $v$  constant =  $v_m$  erhielte. Auch entsprechen jetzt die Durchschnittspunkte  $m_1$  und  $m_2$  solchen Lagen der Kurbel, in welchen  $v$  ein relatives Minimum,  $n_1$  und  $n_2$  solchen, in welchen  $v$  ein relatives Maximum ist; und zwar entspricht das absolute Minimum  $v''$  dem Punkte  $m_1$  oder  $m_2$ , jenachdem

$$f_1 \geq f_1 - f_2 + f_3, \text{ also } f_2 \geq f_3$$

ist, das absolute Maximum  $v'$  dem Punkte  $n_1$  oder  $n_2$ , jenachdem

$$-f_1 + f_2 \geq -f_1 + f_2 - f_3 + f_4, \text{ also } f_3 \geq f_4$$

ist. Ohne Weiteres leuchtet ein, wie analoger Weise auch unter weniger einfachen Umständen die zwei Punkte  $M$  und  $N$  der Curve des Tangentialdrucks gefunden werden können, deren Abscissen = den vom Anfange einer Periode bis zu den Augenblicken des Minimums  $v''$  und des Maximums  $v'$  seiner Geschwindigkeit  $v$  gerechneten Wegen des Kurbelzapfens sind. Werden dann die zwischen diesen Punkten  $M$  und  $N$  liegenden Flächen  $f$  des Diagramms oberhalb  $C_0 C_1 C_2$  positiv, unterhalb negativ gesetzt, und wird der Absolutwerth ihrer algebraischen Summe mit  $\Sigma f$  bezeichnet, so folgt aus dem Princip der lebendigen Kraft:

$$M \frac{v'^2 - v''^2}{2} = F \cdot \Sigma f$$

und daraus, wenn näherungsweise für die mittlere Geschwindigkeit  $v_m$  das arithmetische Mittel des Maximums und Minimums von  $v$ , also

$$\frac{v' + v''}{2} = v_m = \frac{v' - v''}{\delta}$$

gesetzt wird,

$$M(v' - v'')v_m = M\delta \cdot v_m^2 = F \cdot \Sigma f$$

$$M = \frac{F \cdot \Sigma f}{\delta \cdot v_m^2} \dots \dots \dots (1).$$

Die besondere Gestalt obiger Figur 86 ist aus Fig. 83 abgeleitet, welche entsprechend der Voraussetzung einer unendlich langen Kurbelstange, nämlich bei Annahme der Geraden  $hi$ , Fig. 83, als Linie des specifischen Beschleunigungsdrucks gezeichnet wurde. Die Grundlinie des

Diagramms Fig. 86 brauchte deshalb nur = dem halben Umfange des Kurbelkreises zu sein; und weil in solchem Falle in Fig. 85 der Punkt  $S$  mit  $P$  zusammenfällt, waren die Ordinaten  $Bb$  in Fig. 86 = den Perpendikeln  $PQ$  vom Punkte  $P$ , Fig. 85, auf die Kurbelrichtung  $AB$  zu machen, oder auch =  $pq$ , nachdem die Ordinaten von  $\alpha\beta\epsilon\zeta$ ; Fig. 83, einfacher in  $Ap$ , Fig. 85, auf die Kurbelrichtungen aufgetragen und auf  $B_0B_1$  projectirt worden waren.

### §. 91. Sanftheit des Ganges.

Die Elementenpaare, durch welche die Glieder des Schubkurbelgetriebes einer Rotationsdampfmaschine zusammenhängen, sind zwar Umschlusspaare, doch entsprechen sich die Elementenflächen nicht mathematisch genau. Stets sind gewisse mit fortschreitender Abnutzung zunehmende Spielräume vorhanden, welche, wenn sie auch nur kleine Bruchtheile eines Millimeters betragen, doch im Falle eines Druckwechsels (eines Wechsels der Druckrichtung) zuweilen heftige Stösse veranlassen. Solche Druckwechsel finden in der That periodisch statt sowohl an den Gleitflächen des Kreuzkopfs, wie am Kreuzkopfpapfen, am Kurbelzapfen und in den Lagern der Kurbelwelle, und ist es von Interesse, die Umstände zu untersuchen, unter welchen die entsprechenden Stösse an jenen Stellen möglichst gering ausfallen, der Gang der Maschine möglichst sanft wird.\* Vor Allem ist dazu nöthig, die Heftigkeit solchen Stosses unter gegebenen Umständen zutreffend zu beurtheilen, und zwar als Grösse mathematisch auszudrücken als eine Function bestimmbarer Elemente.

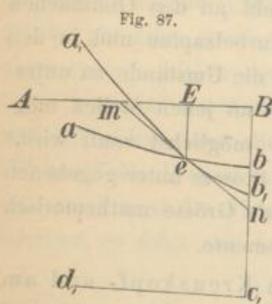
Zunächst handle es sich um die Stösse am Kreuzkopf- und am Kurbelzapfen. Beide kommen unter ähnlichen Umständen zustande und unterscheiden sich nur dadurch, dass die hin- und hergehende Kolbenmasse, durch welche sie bedingt werden, bezüglich der Stösse am Kreuzkopfpapfen aus den Massen des Kolbens selbst, der Kolbenstange und des Kreuzkopfs (ev. bei Condensationsmaschinen auch aus der auf die Kolbenbewegung reducirten Masse des Luftpumpengestänges), bezüglich derjenigen am Kurbelzapfen ausserdem aus der Masse der Kurbelstange besteht; zur Erklärung des Beurtheilungsverfahrens braucht deshalb nur von den Stössen am Kurbelzapfen die Rede zu sein. Dieser sei beispielsweise in Bewegung begriffen vom äussern zum innern Todtpunkte, der Kolben

\* Siehe H. Wehage: über den ruhigen Gang der Dampfmaschinen mit Kurbelwelle. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1884, S. 637.

also von der Kurbelwelle weg, wie es der Figur 85 entspricht, sowie auch der Figur 83 bezüglich der darin punktirt gezeichneten Beschleunigungslinie. Während des grössten Theils dieses Kolbenhubes zieht die Kurbelstange den Kurbelzapfen hinter sich her, bis nämlich der Druck zwischen beiden = Null wird in der Kolbenstellung, welche dem Schnittpunkte der Curve  $\alpha\beta\epsilon\gamma$  in Fig. 83 mit der Grundlinie  $OV$  entspricht. Gemäss der Art und Weise, wie die Curve  $\alpha\dots\gamma$  aus der Dampfüberdrucklinie  $a_1\dots c_1$  und der Beschleunigungsdrucklinie  $hi$  abgeleitet wurde, wird jener Schnittpunkt auch erhalten, wenn die Beschleunigungslinie in der bezüglich auf  $OV$  symmetrischen Lage gezeichnet und ihr Schnittpunkt mit der Linie  $a_1\dots c_1$  auf  $OV$  projicirt wird.

Die betreffenden Verhältnisse treten übrigens in der Zeichnung deutlicher hervor, und ist es auch den folgenden Ermittlungen mehr entsprechend, wenn die Dampfüberdrucke und die Beschleunigungsdrucke als Ordinaten nicht sowohl auf Abscissen, welche den Kolbenwegen proportional sind, als vielmehr auf solche bezogen werden, welche den Wegen des Kurbelzapfens, somit, da die Geschwindigkeit  $v$  des letzteren hier als

constant gelten kann, den betreffenden Zeiten proportional sind. Auf diese Weise ist Fig. 87 aus Fig. 83 abgeleitet;  $AB$  entspricht dem letzten Stück der Grundlinie  $OV$ ,  $B$  dem Punkte  $V$ , die Curve  $a_1 b_1$  dem letzten Stück der Dampfüberdrucklinie,  $ab$  dem letzten Stück der Beschleunigungsdrucklinie in Fig. 83, und zwar der dort punktirt für das betreffende (hier = 0,2 angenommene) Verhältniss  $\lambda$  der Kurbellänge  $r$  zur Kurbelstangenlänge  $l$ . Die Fort-



setzung der Curve  $a_1 b_1$  entspricht von  $b_1$  bis  $c_1$  der Füllung des schädlichen Raums mit frischem Dampf, ist aber thatsächlich nicht genau eine zur Grundlinie  $AB$  senkrechte Gerade, sondern eine an solche Gerade sich nahe anschliessende, nur bei  $b_1$  und  $c_1$  stärker gekrümmte Curve mit  $c_1 d_1$  beginnt die Dampfüberdrucklinie für den neuen Hub, auf der andern Seite der Grundlinie gezeichnet, wie für den vorigen Hub, so dass dann die Beschleunigungsdrucklinie  $ab$  für beide Hübe dieselbe Lage zu behalten hat. Der Schnittpunkt  $e$  von  $ab$  und  $a_1 b_1$  entspricht dem Augenblicke, in welchem der Druck am Kurbelzapfen = Null wird; ist  $E$  seine Projection auf  $AB$ , so ist  $EB$  im Massstabe der Figur = dem Wege, welchen der Kurbelzapfen vom fraglichen Augenblicke an bis zum (hier inneren) Todtpunkte noch zu durchlaufen hat.

Von demselben Augenblicke an, für welchen die Beschleunigung, die Geschwindigkeit und der Weg des Kolbens bezw. mit  $\varphi_0$ ,  $w_0$  und  $s_0$  bezeichnet seien, bewegt sich die Kolbenmasse während sehr kleiner Zeit, dem Spielraume am Kurbelzapfen entsprechend, unabhängig von diesem, indem sie im Falle von Fig. 87 (überhaupt immer dann, wenn der Druckwechsel noch vor dem Hubwechsel stattfindet) gegen den Kurbelzapfen zurückbleibt, nämlich mehr als dieser im Sinne des Hubes verzögert wird, wie es die Richtungen von  $a_1 b_1$  und  $ab$  im Punkte  $e$  anzeigen. Die kleine Zeitdauer dieser selbständigen Bewegung der Kolbenmasse sei  $= t$ ; nach derselben ist sie um eine Wegstrecke  $=$  der Weite  $\Delta$  des Spielraums hinter dem Zapfen zurückgeblieben, mit welchem die Kurbelstange wieder zusammentrifft an einer Stelle, welche der früheren Berührungsstelle gegenüberliegt, so dass die Kolbenmasse, welche früher den Kurbelzapfen gezogen hatte, jetzt von diesem geschoben wird. Die der kleinen Zeit  $t$  entsprechenden, vom Punkte  $e$  an sich erstreckenden Bögen von  $eb$  und  $e_1 b_1$ , Fig. 87, können als gerade Linien betrachtet und entsprechend die Beschleunigungen der zwangläufig mit der Kurbel zusammenhängenden und der selbständig bewegten Kolbenmasse zur Zeit des Wiederzusammentreffens, also die Beschleunigungen des Kolbens unmittelbar nach und vor dem Stosse bezw.

$$\varphi = \varphi_0 + \psi t \text{ und } \varphi_1 = \varphi_0 + \psi_1 t \dots \dots \dots (1)$$

gesetzt werden, unter  $\psi$  und  $\psi_1$  Constante verstanden. Daraus folgen die betreffenden Geschwindigkeiten und Wege:

$$w = w_0 + \varphi_0 t + \frac{\psi t^2}{2} \text{ und } s = s_0 + w_0 t + \frac{\varphi_0 t^2}{2} + \frac{\psi t^3}{6}$$

$$w_1 = w_0 + \varphi_0 t + \frac{\psi_1 t^2}{2} \text{ und } s_1 = s_0 + w_0 t + \frac{\varphi_0 t^2}{2} + \frac{\psi_1 t^3}{6}$$

Die Zeit  $t$ , in welcher der Spielraum  $\Delta$  durchlaufen wird, entspricht der Gleichung:

$$\Delta = s - s_1 = \frac{\psi - \psi_1}{6} t^3,$$

ist also:

$$t = \sqrt[3]{\frac{6 \Delta}{\psi - \psi_1}} \dots \dots \dots (2),$$

und die relative Geschwindigkeit, mit welcher das Zusammentreffen stattfindet,

$$u = w - w_1 = \frac{\psi - \psi_1}{2} t^2 = \frac{\psi - \psi_1}{2} \sqrt[3]{\frac{36 \Delta^2}{(\psi - \psi_1)^2}}$$

$$u = 1,65 \sqrt[3]{(\psi - \psi_1) \Delta^2} \dots \dots \dots (3).$$

Wäre die Kolbenmasse oder ihre Geschwindigkeit so gross, dass der Punkt  $b$ , Fig. 87, unterhalb  $c_1$  läge und somit die Beschleunigungsdrucklinie  $ab$  erst nach dem Hubwechsel die Dampfüberdrucklinie schnitte, so fände auch der Druckwechsel am Kurbelzapfen erst nach dem Hubwechsel statt. Nach der Trennung würde dann das mit dem Kolben sich bewegende Gestänge dem Zapfen vorseilen bis zum Wiedertzusammentreffen nach dem relativen Wege  $A = s_1 - s$ : in (2) und (3) wäre  $\psi_1 - \psi$  statt  $\psi - \psi_1$  zu setzen.

Was die Grössen  $\psi$  und  $\psi_1$  betrifft, welche bezw.  $= \frac{d\varphi}{dt}$  und  $= \frac{d\varphi_1}{dt}$  als Beschleunigungen zweiter Ordnung der Kolbenmasse bei zwangsläufigem Zusammenhange mit der gleichförmig rotirenden Kurbel, bezw. bei selbständiger Bewegung bezeichnet werden können, so ist nach Bd. I, §. 40, Gl. (14) und (19) für die Bewegung der Kurbel von der äusseren zur inneren Todtlage näherungsweise:

$$\varphi = \frac{v^2}{r} (\cos \alpha - \lambda \cos 2\alpha),$$

wenn  $\alpha$  den Kurbelwinkel, nämlich ihren Drehungswinkel seit Beginn des Hubes bedeutet. Daraus folgt:

$$\psi = \frac{d\varphi}{dt} = \frac{v^2}{r} (-\sin \alpha + 2\lambda \sin 2\alpha) \frac{d\alpha}{dt}$$

oder wegen  $\frac{d\alpha}{dt} = \omega = \frac{v}{r}$ :

$$\psi = -\frac{v^3}{r^2} (\sin \alpha - 2\lambda \sin 2\alpha) \dots \dots \dots (4).$$

Für die Kurbelbewegung von der inneren zur äusseren Todtlage ist  $\lambda$  mit entgegengesetztem Vorzeichen zu nehmen;  $\alpha$  ist hier der Kurbelwinkel, welcher dem Schnittpunkte  $e$  entspricht.

Die Grösse  $\psi_1$  in den Gleichungen (2) und (3) kann mit Hülfe der Zeichnung Fig. 87 bestimmt werden, in welcher die Abscissen für einen gewissen Längenmassstab die Wege des Kurbelzapfens, die Ordinaten der Curve  $a_1 b_1$  für einen gewissen Kräftemassstab die Dampfüberdrucke  $p$  pro Quadratcentimeter der Kolbenfläche darstellen. Ist dann nämlich wieder  $k$  das auf dieselbe Flächeneinheit bezogene Gewicht der Kolbenmasse, so folgt aus

$$p = \frac{k}{g} \varphi_1$$

$$\psi_1 = \frac{d\varphi_1}{dt} = \frac{g}{k} \frac{dp}{dt} = \frac{gv}{k} \frac{dp}{dx},$$

unter  $dx = v dt$  den Weg des Kurbelzapfens im Zeitelement  $dt$  verstanden. Wenn aber in Fig. 87 die Tangente  $mn$  im Punkte  $e$  an  $a_1 b_1$  gezogen wird, so kann durch Messung die trigonometrische Tangente ihres Neigungswinkels  $\varepsilon$  gegen  $AB$ , nämlich

$$\operatorname{tg} \varepsilon = \frac{Bn}{Bm} = -\frac{dp}{dx}$$

gefunden werden, somit auch:

$$\psi_1 = -\frac{gv}{k} \operatorname{tg} \varepsilon \dots \dots \dots (5).$$

Indem nun angenommen werden kann, dass die mit der Kurbel rotirende Masse der betreffenden Welle mit Schwungrad durch die Stösse keine in Betracht kommende Geschwindigkeitsänderung erfährt, weil sie im Vergleich mit der Kolbenmasse sehr gross ist, kann die Heftigkeit eines solchen Stosses durch die lebendige Kraft

$$A = K \frac{u^2}{2g} \dots \dots \dots (6)$$

gemessen werden, welche dem Gesamtgewichte  $K$  der Kolbenmasse und ihrer plötzlichen Geschwindigkeitsänderung entspricht, nämlich der plötzlichen Geschwindigkeitszunahme um  $u = w - w_1$  oder Abnahme um  $u = w_1 - w$ , jenachdem der Stoss etwas vor oder nach dem Hubwechsel stattfindet.

Mit Rücksicht auf die Bedeutungen der Grössen  $\psi$  und  $\psi_1$  lassen die Gleichungen (3) und (6) erkennen, dass die fraglichen Stösse um so geringer ausfallen, unter je kleinerem Winkel die Curve  $a_1 b_1 c_1 d_1$  des Dampfüberdruckes, Fig. 87, von der Curve  $ab$  des Beschleunigungsdruckes geschnitten wird, und dass sie am heftigsten sind, wenn sie gerade beim Hubwechsel eintreten; fielen der Punkt  $e$  zwischen  $b_1$  und  $c_1$ , und wäre  $b_1 c_1$  eine gerade Linie, so wäre  $\psi_1$  nach (5) mit  $\varepsilon = 90^\circ$  sogar unendlich gross. Die Geschwindigkeiten  $v$ , bei welchen letzteres unter gewissen Umständen der Fall ist, können als gefährliche Geschwindigkeiten bezeichnet werden; der Gang wird sanfter nicht nur, wenn  $v$  kleiner ist, sondern auch wenn  $v$  noch grösser ist, so dass  $e$  in die Strecke  $c_1 d_1$  der Dampfüberdrucklinie gerückt wird. Aus demselben Grunde sind auch die Stösse am Kreuzkopfpapfen, welche ebenso zu beurtheilen sind, wie diejenigen am Kurbelzapfen, nur dass die Ordinaten der Curve  $ab$  im Verhältnisse der kleineren Kolbenmasse kleiner sind, nicht nothwendig weniger heftig, weil sie mit dem Hubwechsel zusammentreffen können, während bezüglich der Stösse am Kurbelzapfen die gefährlichen Geschwindigkeiten schon überschritten sind.

In Betreff der hier besprochenen Druckwechsel sind nur der Dampfdruck und der Beschleunigungsdruck im Sinne der Kolbenbewegung in Betracht gezogen worden. Ausserdem wirken aber noch Nebenkräfte an den beiden Zapfen, herrührend von der Reibung, von der Schwere der Kurbelstange und namentlich von ihrer schwingenden Bewegung um den Kreuzkopfzapfen. Letztere verursacht einen Beschleunigungsdruck normal zur Stangenrichtung besonders am Kurbelzapfen, welcher zwar kleiner ist, als der Beschleunigungsdruck im Sinne der Kolbenbewegung, aber doch bei grösseren Geschwindigkeiten von wesentlicher Bedeutung sein kann. Er bewirkt dann, wie Wehage in der oben erwähnten Abhandlung näher untersuchte, dass eigentliche Stösse im Allgemeinen gar nicht eintreten, indem eine Trennung beim Druckwechsel nicht stattfindet, vielmehr die Berührungsstelle zwar schnell, aber stetig den betreffenden Zapfen zur Hälfte umläuft. Indem freilich dieser Normalbeschleunigungsdruck ungefähr in der Mitte eines Hubes am grössten ist, bei den Hubwechseln dagegen verschwindet, verlieren dadurch die als gefährlich bezeichneten Geschwindigkeiten ihre Bedeutung nicht.

Gewöhnlich ist die Geschwindigkeit  $v$  des Kurbelzapfens klein genug, um mit Hülfe der Compression des Vorderdampfes bis zu grösserer Pressung  $p_c$  ungefährlich gemacht werden zu können. Mit Rücksicht darauf, dass das Gewicht  $k_1$  der Kolbenmasse für 1 Quadratecentimeter der Kolbenfläche bezüglich des Kreuzkopfzapfens etwas  $< k$  bezüglich des Kurbelzapfens, dass ferner die Beschleunigung  $\varphi$

$$\text{für den äusseren Todtpunkt} = \frac{v^2}{r}(1 - \lambda)$$

$$\text{für den inneren Todtpunkt} = \frac{v^2}{r}(1 + \lambda)$$

ist, geht nämlich aus den vorstehenden Erörterungen hervor, dass bei allmählich zunehmender Geschwindigkeit einer Dampfmaschine heftige Stösse zuerst am Kurbel-, dann am Kreuzkopfzapfen in der inneren Todtlage, nach weiterer Geschwindigkeitszunahme zuerst an ersterem, dann an letzterem Zapfen bei äusserer Todtlage der Kurbel auftreten, und dass sie bei fortgesetzt zunehmender Ganggeschwindigkeit in derselben Reihenfolge wieder aufhören werden, zuerst am Kurbelzapfen in der inneren, zuletzt am Kreuzkopfzapfen in der äusseren Todtlage. Ist also  $p_c$  die Hinterdampfspannung am Ende,  $p_1$  die Spannung hinter,  $p_2$  vor dem Kolben am Anfang des Hubes, so dass in Fig. 87

$$B b_1 = p_c - p_e \text{ und } B c_1 = p_1 - p_2$$

zu setzen ist, so sind heftige Stösse ausgeschlossen, wenn

$$\frac{k}{g} \frac{v^2}{r} (1 + \lambda) < p_c - p_e \dots \dots \dots (7)$$

oder 
$$\frac{k_1}{g} \frac{v^2}{r} (1 - \lambda) > p_1 - p_2 \dots \dots \dots (8)$$

ist. Wenn, unter  $e_1$  den Füllungsgrad und unter  $m$  den Coefficienten des schädlichen Raums verstanden,

$$p_c = \frac{e_1 + m}{1 + m} p_1$$

und gemäss Gl. (6) in §. 88

$$v = \frac{\pi}{2} \cdot 0,8 \sqrt{\frac{1 - e_1}{k} s p_1}$$

gesetzt wird, so würden nach (7) heftige Stösse ausgeschlossen sein, wenn

$$p_c > \frac{e_1 + m}{1 + m} p_1 + \frac{k}{g r} \frac{\pi^2}{4} \cdot 0,64 \cdot \frac{1 - e_1}{k} s p_1 (1 + \lambda)$$

wäre, oder wegen  $s = 2r$ :

$$\frac{p_c}{p_1} > \frac{e_1 + m}{1 + m} + 0,322 (1 - e_1) (1 + \lambda) \dots \dots \dots (9)$$

insbesondere mit  $\lambda = 0,2$ :

$$\frac{p_c}{p_1} > \begin{cases} 0,435 + 0,565 e_1 & \text{für } m = 0,05 \\ 0,478 + 0,522 e_1 & \text{für } m = 0,1. \end{cases}$$

Bei Maschinen mit Condensation sind im Allgemeinen die Umstände einem sanften Gange weniger günstig, als bei Auspuffmaschinen. Abgesehen davon, dass  $k$  bei ihnen grösser ist und heftige Stösse deshalb schon bei kleineren Geschwindigkeiten eintreten, kann es auch bei grosser Volldruckspannung  $p_1$ , aber sehr kleiner Condensatorspannung und entsprechend kleiner Ausströmungsspannung  $p_2$  der Fall sein, dass die Bedingung (9) gar nicht zu erfüllen ist, wenn nicht zugleich der schädliche Raum sehr klein ist. Je kleiner  $m$ , desto grösser ist nämlich, unter  $e_2 s$  den Kolbenweg bei Beginn der Compression verstanden,

$$\frac{p_c}{p_2} = \frac{1 - e_2 + m}{m},$$

während das nach (9) verlangte Verhältniss  $\frac{p_c}{p_1}$  mit  $m$  etwas abnimmt.

Indem aber die Compressioncurve einen um so steileren Verlauf hat, je kleiner  $m$ , können dann auch schon solche Stösse heftig sein, welche einige Zeit vor dem Hubwechsel stattfinden. Verkleinerung der schädlichen Räume und der Condensatorspannung, an und für sich vortheilhaft.

kann somit durch die Rücksicht auf sanften Gang eine gebotene Grenze finden. Von günstiger Wirkung ist auch die Vorausströmung in dieser Beziehung; ihr zufolge ist die Hinterdampfspannung zu Ende des Hubes kleiner, als die Spannung  $p_e$ , welche nur in Folge der Expansion erreicht würde, somit auch der durch (7) verlangte Mindestwerth von  $p_e$  entsprechend kleiner.

Bei stehenden Maschinen sind alle Ordinaten der Dampfüberdrucklinie für den Niedergang des Kolbens um den einer Dampfspannung  $= k$  im Massstabe der Zeichnung entsprechenden Betrag zu vergrössern, für den Aufgang um ebensoviel zu verkleinern. Maschinen mit mehr als einem Cylinder erfordern im Allgemeinen für jeden derselben eine besondere Untersuchung; nur wenn alle Kolben in gleicher Weise auf dieselbe Kurbel wirken, kann die Untersuchung bezüglich der letzteren mit einer resultirenden Kolbenmasse durchgeführt werden. —

Stösse an den Gleitflächen des Kreuzkopfes können unter folgenden Umständen eintreten. Wenn der nach dem Vorhergehenden zu bestimmende Druck  $P$ , welcher am Kreuzkopfpapfen im Sinne der Kolbenbewegung stattfindet, in zwei Componenten zerlegt wird, die eine nach der Richtung der Kurbelstange, die andere  $= N$  normal zur Führung des Kreuzkopfs, so würde  $N$  beständig denselben Richtungssinn behalten, wenn die Umkehrung des Richtungssinnes von  $P$  genau mit den Hubwechseln zusammenfielen. Indem aber letzteres im Allgemeinen nicht der Fall ist, auch nicht der Fall sein soll, erhält dann auch  $N$  zeitweilig den entgegengesetzten Richtungssinn, und sofern der Kreuzkopf nicht mathematisch genau, sondern mit einem gewissen kleinen Spielraume zwischen den beiden Führungsflächen eingepasst ist, erhält er durch die Wechsel von  $N$  bei stehenden Maschinen eine kurze Zeit dauernde und mit einem Stosse abschliessende freie Bewegung. Diese Stösse sind ähnlich wie die oben besprochenen zu beurtheilen, wenn hier das Gewicht der bewegten Masse  $=$  demjenigen des Kreuzkopfs, vermehrt um entsprechende Theile der Kurbelstange und ev. der Kolbenstange gesetzt wird. Bei liegenden Maschinen, wenn sie in solchem Sinne umlaufen, dass der Regel nach  $N$  abwärts gerichtet ist, können diese Stösse erst dann auftreten, wenn zeitweilig  $N$  nicht nur aufwärts gerichtet, sondern auch  $> G$  wird, was bei den üblichen Geschwindigkeiten gar nicht vorkommt. Bei umgekehrter Bewegung, bei welcher  $N$  in der Regel aufwärts gerichtet wäre, würden umgekehrt die fraglichen Stösse schon dann eingeleitet werden, wenn  $N$  zwar noch diese Richtung hätte, aber  $< G$  würde, weshalb solcher Fall, welcher z. B. der Figur 85 entspräche, bei Maschinen, die immer in

gleichem Sinne umlaufen sollen, weniger zweckmässig und auch nicht üblich ist. Uebrigens sind diese Stösse, auch wenn sie bei umzusteuernden Maschinen zeitweilig unvermeidlich sind, doch wegen der langsamen Aenderung von  $N$  immer nur von geringerer Bedeutung, sofern der Spielraum zwischen den Gleitflächen nicht ungebührlich gross ist.

Der Druck in einem Lager der Kurbelwelle setzt sich zusammen aus Antheilen ihrer Schwere und des Druckes am Kurbelzapfen, welche durch die Disposition bestimmt sind. Erstere Componente ist constant und vertical abwärts gerichtet, letztere gemäss Obigem stetig veränderlich und bei liegenden Maschinen horizontal im einen oder anderen Sinne, bei stehenden Maschinen vertical nach oben oder unten gerichtet. Unter diesen Umständen sind Stösse in den Lagern der Kurbelwelle einer liegenden Maschine ausgeschlossen, indem die stetig veränderliche, immer mehr oder weniger schräg abwärts weisende Richtung des resultirenden Lagerdrucks auch bei Vorhandensein eines Spielraums nur eine gleitend-rollende Relativbewegung, keine Trennung beider Theile zulässt. Bei stehenden Maschinen können dagegen Stösse in den Lagern, gemäss obigen Erörterungen zu beurtheilen, dann vorkommen, wenn der dem Drucke am Kurbelzapfen entsprechende Antheil des Lagerdrucks aufwärts gerichtet ist und grösser wird, als die betreffende Schwerkraft. —

Schliesslich mag nicht unerwähnt bleiben, dass die Sanftheit des Ganges einer Maschine auch durch andere Ursachen beeinträchtigt werden kann, als durch die zeitweilige Aufhebung des kinematischen Zusammenhanges der nur unvollkommen mit kleinem Spielraume (mit sogenanntem todten Gang) gepaarten Glieder ihres Mechanismus in Folge von Druckwechseln an diesen Elementenpaaren. Zunächst werden die letzteren stets begleitet von Spannungsänderungen, also von Deformationen und entsprechenden inneren Bewegungen der Glieder selbst. Wenn z. B. gegen Ende des Hubes einer Dampfmaschine der Dampfdruck auf den Kolben seiner Bewegung entgegen gerichtet wird, so kann es zuerst der Fall sein, dass dieser Druck grösser wird, als der Massendruck, welcher der Verzögerung nur des Kolbens entspricht; in diesem Augenblicke geht am Anfang der Kolbenstange Zug in Druck über oder umgekehrt, und erst nachdem dieser Uebergang sich durch die ganze Kolbenstange fortgepflanzt, dann der von vorn gerichtete Dampfdruck auch noch um den entgegengesetzt gerichteten Massendruck des Kreuzkopfs zugenommen hat, erfolgt der Druckwechsel am Kreuzkopfbzapfen. Ebenso muss er ferner durch die ganze Länge der Kurbelstange fortgeschritten sein, bevor er am Kurbelzapfen stattfindet. Durch passende Formen und genügende

Dimensionen der Glieder können übrigens in der Regel unschwer so erhebliche Deformationen derselben verhindert werden, dass durch dieselben die Stetigkeit und Sanftheit des Ganges merklich gestört würden.

Wichtiger ist das bei liegenden Dampfmaschinen ohne entsprechende Vorkehrung auftretende Bestreben zu periodischer Ortsveränderung ihres Gestells auf dem Fundamente in Folge der Wirkung des Dampfdrucks. Letzterer wirkt als eine bezüglich auf die Maschine als Ganzes innere Kraft mit derselben Grösse, wie auf den Kolben, auch in entgegengesetztem Sinne auf den mit dem Gestell fest verbundenen betreffenden Cylinderdeckel. Jede Bewegung des Kolbens mit Gestänge würde deshalb von einer entgegengesetzten (im Verhältniss der grösseren Masse kleineren) Bewegung des Gestelles begleitet sein, wenn dasselbe in der betreffenden Richtung beweglich, z. B. um eine zu derselben senkrechte horizontale Aufhängeaxe drehbar gemacht, oder wenn es mit Rädern versehen und mit thunlichster Vermeidung von Reibungswiderständen auf eine horizontale Schienenbahn gestellt würde. Bei einer liegenden Dampfmaschine, deren Gestell durch Schraubenbolzen auf einem Fundament befestigt ist, kann sich die Tendenz zur fraglichen Ortsveränderung durch Lockerung jener Bolzen äussern. Durch passend angeordnete Ausgleichmassen ist ihr entgegen zu wirken. Vollkommen würde sie durch eine Masse verhindert werden können, deren Bewegung horizontal und nach demselben Gesetze veränderlich, dabei aber stets entgegengesetzt gerichtet ist, wie die Bewegung der Kolbenmasse, so dass bei entsprechender Grösse jener Ausgleichsmasse der Schwerpunkt der gesammten bewegten Masse seinen Ort nicht ändert; indessen pflegt man sich mit der angenäherten einfacheren Ausgleichung durch rotirende, z. B. am Schwungrade excentrisch angebrachte Massen zu begnügen, wenn auch ihre Horizontalbewegung nicht genau dem Bewegungsgesetze der Kolbenmasse entspricht und durch ihre Verticalbewegung neue Massenwirkungen bedingt werden. Letztere sind in der That ungefährlich, sofern sie nur den Lagerdruck der Schwungradwelle periodisch vergrössern oder verkleinern. Bei stehenden Maschinen ist solche Massenausgleichung nicht nur unnöthig, sondern sie wäre, wenn durch rotirende Massen bewirkt, sogar schädlich wegen der dadurch veranlassten horizontalen Kraftwirkungen. Nützlich für die Gleichförmigkeit des Ganges ist dagegen bei solchen Maschinen die Ausgleichung der Schwere ihrer auf- und abbewegten Kolbenmasse, z. B. durch Verkleinerung der Füllung oberhalb des Kolbens oder seiner dampfberührten oberen Fläche durch Verdickung der Kolbenstange daselbst.

## c. Indicirter Effect.

Unter dem indicirten Effect einer Dampfmaschine wird die in derselben vom Dampfdrucke durchschnittlich in einer Sekunde geleistete (gewöhnlich in Pferdestärken ausgedrückte) Arbeit verstanden, wenn diese Arbeit auch nicht wirklich mit Hülfe des Indicators ermittelt, sondern theoretisch so bestimmt wird, wie sie unter gewissen möglichst angenähert zutreffenden Voraussetzungen durch den Indicator gefunden werden würde. Solche theoretische Bestimmung erfordert die Untersuchung der Zustandsänderungen des wirksamen Dampfes im Beharrungszustande der Maschine, nämlich der Aenderungen seiner Spannung in den ev. mehreren, durch die Steuerung aus- oder eingeschalteten oder in Folge der Kolbenbewegung veränderlichen Räumen der Maschine.

## 1. Eincylindermaschinen.

## §. 92. Mittlere indicirte Dampfspannung.

In Uebereinstimmung mit Buchstabenbezeichnungen, welche in den vorhergehenden Paragraphen angewendet wurden, sei bei Voraussetzung des Quadratcentimeters als Einheit der Kolbenfläche, des Meters als Einheit von Längen, des Sekundenmeters als Geschwindigkeitseinheit und eines Drucks von 1 Kilogramm auf 1 Quadratecentimeter als Einheit von Dampfspannungen:

$d$  der Cylinderdurchmesser im Lichten,

$F$  die dampfberührte Kolbenfläche, welche ev. um den Querschnitt der Kolbenstange kleiner ist, als der Cylinderquerschnitt im Lichten, hier aber als Mittelwerth verstanden wird, sofern sie auf beiden Seiten etwas verschieden sein sollte,

$s$  der Kolbenhub,

$m$  der Coefficient des schädlichen Raumes auf jeder Seite des Cylinders, nämlich das Verhältniss dieses Raumes zum Hubvolumen (dem von der dampfberührten Kolbenfläche bei einem Hube durchlaufenen Volumen),

$s_1 = e_1 s$  der Kolbenweg bis zu Ende der Einströmung des Hinterdampfes, also

$e_1$  der Füllungsgrad,

$s_2 = e_2 s$  der Kolbenweg bis zu Ende der Ausströmung des Vorderdampfes,<sup>1</sup>

$p_1$  die mittlere Hinterdampfspannung bei der Einströmung,

$p_2$  die mittlere Vorderdampfspannung bei der Ausströmung,  
 $\alpha_1 p_1$  die Hinterdampfspannung zu Ende der Einströmung, nämlich  
 $\alpha_1$  ein Coefficient, welcher um so mehr  $< 1$  ist, je langsamer bei  
 schleichender Bewegung des betreffenden Steuerorgans der Einströmungs-  
 canal abgesperrt wird und je mehr bei erheblicher Drosselung und grosser  
 Kolbengeschwindigkeit die Spannung des Dampfes schon während seiner  
 Einströmung abnimmt,

$\alpha_2 p_2$  die Vorderdampfspannung zu Ende der Ausströmung, nämlich  
 $\alpha_2$  ein Coefficient, welcher um so mehr  $> 1$  ist, je langsamer der  
 Ausströmungscanal durch das betreffende Steuerorgan abgesperrt wird,

$p_i$  die mittlere indicirte Dampfspannung = dem Ueberschuss des  
 Mittelwerthes der Hinterdampfspannung über den Mittelwerth der Vorder-  
 dampfspannung,

$n$  die Zahl der Doppelhübe oder der Kurbelumdrehungen in einer  
 Minute.

Die mittlere Kolbengeschwindigkeit ist dann:

$$c = \frac{ns}{30} \dots \dots \dots (1),$$

die indicirte Arbeit für einen Hub:

$$L_i = F s p_i \text{ Meterkgr.} \dots \dots \dots (2),$$

der indicirte Effect in Pferdestärken:

$$N_i = \frac{n L_i}{30.75} = \frac{F c p_i}{75} \dots \dots \dots (3).$$

Während bei einer im Betriebe befindlichen Maschine  $p_i$  durch  
 Indicatorversuche gefunden wird, werde zur angenäherten rechnerischen  
 oder graphischen Bestimmung von  $p_i$  die Spannung sowohl bei der Com-  
 pression, wie bei der Expansion umgekehrt proportional dem Volumen  
 des Dampfes angenommen, sowie von Voreinströmung und von Voraus-  
 strömung abgesehen. Die Fehler dieser Annahmen können insbesondere  
 bei der Rechnung, deren Ersetzung durch ein graphisches Verfahren bei  
 Eincylindermaschinen kaum Vortheile bietet, durch entsprechende An-  
 nahme der Coefficienten  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  einigermassen ausgeglichen werden,  
 z. B. die Verkleinerung von  $p_i$  in Folge erheblicher Vorausströmung oder  
 in Folge einer grösseren Spannungszunahme bei der Compression, als dem  
 Mariotte'schen Gesetz entsprechen würde, durch die Annahme eines kleineren  
 Werthes von  $\alpha_1$ , bezw. eines grösseren Werthes von  $\alpha_2$ .

Indem nun, ausgedrückt in Meterkgr., die Einströmungsarbeit:

$$L_1 = F p_1 s_1$$

und die Expansionsarbeit:

$$L = F (s_1 + ms) \alpha_1 p_1 \ln \frac{s + ms}{s_1 + ms}$$

ist, nämlich  $0,0001 F (s_1 + ms)$  Cubikm. das Anfangsvolumen,  $10000 \alpha_1 p_1$  Kgr. pro Quadratm. der entsprechende Druck und  $\frac{s_1 + ms}{s + ms}$  das Expansionsverhältniss, indem ferner die Ausströmungsarbeit:

$$L_2 = F p_2 s_2$$

und die Compressionsarbeit:

$$L_0 = F (s - s_2 + ms) \alpha_2 p_2 \ln \frac{s - s_2 + ms}{ms}$$

ist, ergibt sich aus der Gleichung

$$L_i = L_1 + L - L_2 - L_0 = F s p_i$$

$$p_i = \left[ e_1 + \alpha_1 (e_1 + m) \ln \frac{1 + m}{e_1 + m} \right] p_1 - \left[ e_2 + \alpha_2 (1 - e_2 + m) \ln \frac{1 - e_2 + m}{m} \right] p_2 \quad (4).$$

Die Dampfspannungen zu Ende der Expansion und der Compression sind beziehungsweise:

$$p_e = \frac{e_1 + m}{1 + m} \alpha_1 p_1 \quad \text{und} \quad p_c = \frac{1 - e_2 + m}{m} \alpha_2 p_2 \dots \dots \dots (5).$$

Setzt man

$$p_i = f_1 p_1 - f_2 p_2 \quad \text{mit} \quad f_1 = e_1 + \alpha_1 (e_1 + m) \ln \frac{1 + m}{e_1 + m} \dots \dots (6),$$

so ist unter gewöhnlichen Umständen der Werth von

$$f_2 = e_2 + \alpha_2 (1 - e_2 + m) \ln \frac{1 - e_2 + m}{m} \dots \dots \dots (7)$$

hinlänglich wenig schwankend, um mit Rücksicht auf die meistens untergeordnete Bedeutung des Gliedes  $f_2 p_2$  eine den Verhältnissen schätzungsweise angepasste Annahme zuzulassen. Als Anhalt können die beispielsweise für einige Werthe von  $e_2$  und  $m$  auf Grund der Annahme  $\alpha_2 = 1,1$  berechneten Werthe von  $f_2$  dienen, welche mit entsprechenden Werthen des Verhältnisses  $p_c : p_2$  in der folgenden Tabelle enthalten sind.

$m =$	$f_2$			$p_c : p_2$		
	0,02	0,05	0,1	0,02	0,05	0,1
$e_2 = 0,8$	1,38	1,24	1,16	12,1	5,5	3,3
$e_2 = 0,85$	1,25	1,15	1,10	9,35	4,4	2,75
$e_2 = 0,9$	1,14	1,08	1,05	6,6	3,3	2,2
$e_2 = 0,95$	1,05	1,03	1,02	3,85	2,2	1,65

§. 93. Expansionsverhältniss, welches bei gegebener Compression dem grössten Verhältnisse der gewonnenen Arbeit zum betreffenden Dampfverbrauch entspricht.

Wenn unter dem Expansionsverhältnisse  $x$  das Verhältniss der Dampf volumina am Anfang und am Ende = dem Verhältniss der Spannungen am Ende und am Anfang der Expansion verstanden wird, so ist:

$$x = \frac{e_1 + m}{1 + m} = \frac{p_c}{\alpha_1 p_1} \dots \dots \dots (1),$$

und wenn hiernach  $e_1$  durch  $x$  ausgedrückt, also gemäss Gl. (6) im vorigen Paragraph

$$f_1 = (1 + m)x - m + \alpha_1 (1 + m)x \ln \frac{1}{x}$$

gesetzt wird, ergiebt sich die indicirte Arbeit für einen Hub als Function von  $x$ :

$$L_i = F s (f_1 p_1 - f_2 p_2) = F s p_1 (1 + m) \left( x + \alpha_1 x \ln \frac{1}{x} - a \right) \dots (2)$$

mit der Bezeichnung:

$$a = \frac{1}{1 + m} \left( \frac{f_2 p_2}{p_1} + m \right) \dots \dots \dots (3).$$

Unter dem bei einem Hube verbrauchten Dampf sei hier derjenige verstanden, welcher als trockener Dampf von der mittleren Einströmungsspannung  $p_1$  einen Raum erfüllt = der Summe des der Einströmung entsprechenden Kolbenvolumens und des gleichfalls bei jedem Hube mit solchem Dampfe auszufüllenden reducirten schädlichen Raums (§. 89, Gl. 1). Ist  $\gamma_1$  das specifische, nämlich das Gewicht von einem Cubikmeter dieses Dampfes, so ist sein Gesamtgewicht

$$G = \frac{F s}{10000} \left[ e_1 + m \left( 1 - \frac{p_c}{p_1} \right) \right] \gamma_1$$

gemäss (1):

$$\begin{aligned} G &= \frac{F s}{10000} \left[ (1 + m)x - m \frac{p_c}{p_1} \right] \gamma_1 \\ &= \frac{F s \gamma_1 (1 + m)}{10000} \left( x - \frac{m}{1 + m} \frac{p_c}{\alpha_2 p_2} \frac{\alpha_2 p_2}{p_1} \right) \end{aligned}$$

oder mit Rücksicht auf Gl. (5) im vorigen Paragraph:

$$G = \frac{F s \gamma_1 (1 + m)}{10000} (x - b) \dots \dots \dots (4)$$

bei der Bezeichnung:

$$b = \frac{1 - e_2 + m}{1 + m} \frac{\alpha_2 p_2}{p_1} \dots \dots \dots (5).$$

Aus (2) und (4) folgt:

$$\frac{L_i}{G} = 10000 \frac{p_1}{\gamma_1} \frac{x + \alpha_1 x \ln \frac{1}{x} - a}{x - b} \dots \dots \dots (6),$$

und der Werth von  $x$ , welcher dieses Verhältniss zu einem Maximum macht, entspricht der Gleichung:

$$(x - b) \left( 1 - \alpha_1 + \alpha_1 \ln \frac{1}{x} \right) - \left( x + \alpha_1 x \ln \frac{1}{x} - a \right) = 0$$

oder

$$a - (1 - \alpha_1)b - \alpha_1 x - \alpha_1 b \ln \frac{1}{x} = 0 \dots \dots \dots (7).$$

Dass das fragliche Verhältniss bei einem gewissen Füllungsgrade, also bei einem gewissen ihm entsprechenden Werthe von  $x$  ein Maximum sein muss, ist schon aus dem Arbeitsdiagramm (Fig. 82, §. 86) zu schliessen, gemäss welchem es offenbar einen gewissen Füllungsgrad giebt, bei dessen Vergrösserung  $L_i$  weniger zunimmt, als  $G$ , während bei seiner Verkleinerung  $L_i$  mehr abnimmt, als  $G$ .

Auf Grund der nahe zutreffenden Annahme  $\alpha_1 = 1$  erhält Gl. (7) die einfachere Form:

$$a - x - b \ln \frac{1}{x} = 0 \dots \dots \dots (8),$$

aus welcher

$$x + x \ln \frac{1}{x} - a = (x - b) \ln \frac{1}{x}$$

folgt, so dass nach (6)

$$\max \frac{L_i}{G} = 10000 \frac{p_1}{\gamma_1} \ln \frac{1}{x} \dots \dots \dots (9)$$

wird, unter  $x$  den der Gleichung (8) entsprechenden Werth verstanden. Letzterer ist näherungsweise, und zwar um so weniger fehlerhaft, je kleiner mit  $1 - e_2$  und  $m$  auch  $b$  ist,

$$x = a = \frac{1}{1 + m} \left( \frac{f_2 p_2}{p_1} + m \right),$$

entsprechend

$$e_1 = (1 + m)x - m = \frac{f_2 p_2}{p_1} \dots \dots \dots (10).$$

Dem so bestimmten ist der vortheilhafteste Werth des Füllungsgrades, bezw. des Expansionsverhältnisses nicht ganz gleich, weil es dabei nicht auf die indicirte, sondern auf die Nutzarbeit, auch nicht auf den nutzbaren, sondern auf den gesammten Dampfverbrauch, der die Dampfverluste in Folge des calorischen Einflusses der Metallwände und

wegen Undichtheiten in sich schliesst, ankommt. Schliesslich kommen auch die Kosten der Maschine in Betracht, so dass als vortheilhaftester der Füllungsgrad zu bezeichnen ist, welchem unter den betreffenden Umständen das grösste Verhältniss der Nutzarbeit zur Summe der Productionskosten des dazu gebrauchten Dampfes und der antheiligen Kosten der Maschine entspricht, welche durch ihre Anschaffung, Aufstellung, Bedienung, Erhaltung und eventuelle Erneuerung mit Berücksichtigung der jährlichen Betriebsdauer verursacht werden, insoweit die letzteren Kosten als abhängig vom Füllungsgrade, nämlich von der Grösse der Maschine des betreffenden Systems gelten können. Die Einführung der Nutzarbeit statt der indirecten Arbeit erfordert übrigens im Princip nur eine einfache nachträgliche Aenderung obiger Ausdrücke. Ist nämlich  $p_r$  die an späterer Stelle näher zu besprechende mittlere Dampfspannung, welche zur Bewältigung der Reibungswiderstände gebraucht wird, so ist die Nutzarbeit für einen Hub

$$= F s (p_i - p_r) = F s (f_1 p_1 - f_2 p_2 - p_r),$$

so dass im Ausdrucke (3) der Grösse  $a$  nur  $f_2 p_2$  um  $p_r$  vergrössert zu werden braucht, während sonst alles unverändert bleiben kann. Insbesondere wird der Näherungswerth (10):

$$e_1 = \frac{f_2 p_2 + p_r}{p_1} \dots \dots \dots (11).$$

Von den an anderer Stelle näher festzustellenden Dampfverlusten kann vorläufig angenommen werden, dass ihr Verhältniss zum nutzbaren Dampfverbrauch wenigstens nur nebensächlich durch  $e_1$  bedingt ist, so dass sie den vortheilhaftesten Füllungsgrad nicht erheblich beeinflussen. Je höher aber die auf die Arbeitseinheit entfallenden Kosten der Maschine sind, eine desto vollständigere Ausnutzung derselben zur Arbeitsgewinnung durch Vergrösserung des Füllungsgrades ist dadurch natürlich wirtschaftlich geboten. Letzterer ist also vortheilhafter Weise grösser, als derjenige, welcher gemäss (7) oder (8) bei Ersetzung von  $f_2 p_2$  durch  $f_2 p_2 + p_r$  gefunden wird; schon der Näherungswerth gemäss (11) ist grösser, so dass er dem vortheilhaftesten in der Regel näher kommt, als die ändern.

Wird z. B. im Falle einer Auspuffmaschine

$$\begin{array}{lll} p_1 = 8 & p_2 = 1,15 & p_r = 0,45 \\ m = 0,05 & \alpha_2 = 1,1 & e_2 = 0,9 \end{array}$$

angenommen, entsprechend  $f_2 = 1,08$  nach der Tabelle zu Ende des vorigen Paragraph, so findet man:

$$a = 0,249 \text{ und } b = 0,0226.$$

Der Gleichung (11) entspricht dann

$$x = a = 0,249 \text{ und } e_1 = 0,211,$$

während für  $\alpha_1 = 1$  aus (8) folgt:

$$x = 0,214 \text{ und } e_1 = 0,175,$$

für  $\alpha_1 = 0,95$  aus (7):

$$x = 0,226 \text{ und } e_1 = 0,187.$$

§. 94. Compressionsverhältniss, welches bei gegebener Füllung dem grössten Verhältnisse der gewonnenen Arbeit zum Dampfverbrauch entspricht.

Wenn hier mit  $x$  das Compressionsverhältniss bezeichnet, also

$$x = \frac{1 - e_2 + m}{m} = \frac{p_c}{\alpha_2 p_2} \dots \dots \dots (1)$$

gesetzt wird, so ist nach §. 92, Gl. (7):

$$f_2 = 1 + m - m x + \alpha_2 m x \ln x$$

und damit:

$$\begin{aligned} L_i &= F s (f_1 p_1 - f_2 p_2) \\ &= F s m p_2 \left( \frac{f_1 p_1}{m p_2} - \frac{1 + m}{m} + x - \alpha_2 x \ln x \right) \dots \dots \dots (2). \end{aligned}$$

Der nutzbare Dampfverbrauch für einen Hub ist

$$\begin{aligned} G &= \frac{F s}{10000} \left[ e_1 + m \left( 1 - \frac{p_c}{p_1} \right) \right] \gamma_1 \\ &= \frac{F s m \gamma_1}{10000} \left( \frac{e_1}{m} + 1 - \frac{\alpha_2 p_2 x}{p_1} \right) \\ &= \frac{F s m \gamma_1}{10000} \frac{\alpha_2 p_2}{p_1} \left( \frac{e_1 + m}{m} \frac{p_1}{\alpha_2 p_2} - x \right) \dots \dots \dots (3). \end{aligned}$$

Aus (2) und (3) folgt also mit den Bezeichnungen

$$a = \frac{f_1 p_1}{m p_2} - \frac{1 + m}{m} \text{ und } b = \frac{e_1 + m}{m} \frac{p_1}{\alpha_2 p_2} \dots \dots \dots (4)$$

$$\frac{L_i}{G} = 10000 \frac{p_1}{\gamma_1 \alpha_2} \frac{1}{b - x} \frac{a + x - \alpha_2 x \ln x}{b - x} \dots \dots \dots (5),$$

und dieses Verhältniss ist am grössten, wenn

$$\begin{aligned} (b - x)(1 - \alpha_2 - \alpha_2 \ln x) + (a + x - \alpha_2 x \ln x) &= 0 \\ a - (\alpha_2 - 1)b + \alpha_2 x - \alpha_2 b \ln x &= 0 \dots \dots \dots (6) \end{aligned}$$

ist. Dass dieser Gleichung nicht ein Minimum, sondern ein Maximum von

$$f(x) = \frac{a + x - \alpha_2 x \ln x}{b - x}$$

entspricht, folgt daraus, dass im Falle  $\frac{df(x)}{dx} = 0$ , also bei Erfüllung der Gleichung (6):

$$\frac{d^2}{dx^2} f(x) = \frac{d}{dx} \frac{a - (\alpha_2 - 1)b + \alpha_2 x - \alpha_2 b \ln x}{(b - x)^2}$$

$$= \frac{\alpha_2 - \alpha_2 b \frac{1}{x}}{(b - x)^2}$$

negativ ist, weil  $b - x$  mit  $G$  gemäss (3) jedenfalls positiv ist.

Wenn wieder als gewonnene Arbeit die Nutzarbeit, als Dampfverbrauch der gesammte Dampfverbrauch pro Hub verstanden wird, so ändert sich mit der Annäherung, mit welcher das Verhältniss der Dampfverluste zum nutzbaren Dampfverbrauch als unabhängig vom Compressionsverhältnisse anzunehmen ist, weiter nichts, als dass  $a$  die Bedeutung

$$a = \frac{f_1 p_1 - p_r}{m p_2} \frac{1 + m}{m} \dots \dots \dots (7)$$

beizulegen ist, unter  $p_r$  die den Reibungswiderständen entsprechende mittlere Dampfspannung verstanden.

Für eine Maschine ohne Condensation werde z. B. angenommen:

$$p_1 = 8 \quad p_2 = 1,15 \quad p_r = 0,45$$

$$m = 0,05 \quad \alpha_1 = 0,95 \quad \alpha_2 = 1,1$$

und  $e_1 = 0,2$ ; man findet dann  $f_1 = 0,541$  (§. 92, Gl. 6), sowie nach obigen Gleichungen (7) und (4):

$$a = 46,42 \text{ und } b = 31,62.$$

Die Gleichung (6) wird damit:

$$39,32 + x - 31,62 \ln x = 0,$$

entsprechend  $x = 3,93$ . Aus (1) folgt dann:

$$e_2 = 0,854$$

$$\frac{p_c}{p_1} = \alpha_2 \frac{p_c}{\alpha_2 p_2} \frac{p_2}{p_1} = \alpha_2 x \frac{p_2}{p_1} = 0,621.$$

Dieser Compressionsgrad entspricht der im §. 91 aufgestellten Bedingung (9) eines sanften Ganges, nämlich bei Voraussetzung von  $\lambda = 0,2$  für  $m = 0,05$  und  $e_1 = 0,2$  der Bedingung:

$$\frac{p_c}{p_1} > 0,435 + 0,565 \cdot 0,2 \text{ oder } > 0,548.$$

Wäre dagegen bei einer Condensationsmaschine z. B.

$$p_1 = 4 \quad p_2 = 0,2 \quad p_r = 0,45$$

$$m = 0,05 \quad \alpha_1 = 1 \quad \alpha_2 = 1,1$$

und im Anschluss an Gl. (11) im vorigen Paragraph etwa

$$e_1 = \frac{1,15 p_2 + p_r}{p_1} = 0,17$$

so ergäbe sich

$$\begin{aligned} f_1 &= 0,514 & a &= 139,56 & b &= 80,00 \\ x &= 4,73 & e_2 &= 0,814 & \frac{p_c}{p_1} &= 0,260. \end{aligned}$$

Die mit Rücksicht auf das Verhältniss  $\frac{L_i}{G}$  vortheilhafteste Compression wäre in diesem Falle trotz des kleineren Kolbenweges  $e_2 s$ , nach welchem sie beginnt, nicht ganz ausreichend, um gemäss §. 91 einen sanften Gang zu sichern, falls nicht durch die Vorausströmung nachgeholfen wird. Statt übrigens letztere über ein gewisses Mass (§. 89) hinaus zu vergrössern, wird es besser sein,  $e_2$  noch mehr zu verkleinern, indem das Verhältniss  $L_i:G$  in der Nähe seines Maximums sich nur langsam ändert.

## 2. Zweicylindermaschinen.

### §. 95. Wesentliche Einrichtung und Wirkungsweise.

Wenn eine Eincylinder-Condensationsmaschine principiell vortheilhafter Weise mit hochgespanntem Dampf betrieben wird, so dass die Spannung desselben in der Maschine sehr erheblich von  $p_1$  bis  $p_2$  abnimmt und der angemessene Füllungsgrad sehr klein ausfällt (§. 93, Gl. 11), so ist die entsprechend grosse Veränderlichkeit des Kolbendrucks nicht nur mit dem Nachtheil eines weniger gleichförmigen Ganges bei gleichem Trägheitsmoment des Schwungrades verbunden, sondern es müssen auch die diesen Druck übertragenden Glieder, um ihrer periodisch nur kurze Zeit dauernden grössten Anstrengung gewachsen zu sein, wesentlich kräftiger construirt werden, als im Durchschnitt nöthig wäre. Günstiger verhält sich in diesen Beziehungen eine Zweicylindermaschine, indem dabei die Expansion unter einem kleineren oder Hochdruckcylinder, in welchen der Dampf vom Kessel einströmt, und einem grösseren oder Niederdruckcylinder, in welchen er aus jenem überströmt, vertheilt wird; ihr Effect ist im Wesentlichen derselbe, wie der einer Eincylindermaschine, dessen Cylinder gleich dem Niederdruckcylinder und dessen Füllungsgrad gleich ist dem Product des Füllungsgrades des kleinen Cylinders und des Verhältnisses seines Hubvolumens zu dem des grossen Cylinders.

Früher wurden solche Maschinen nur gleich- oder gegenläufig, nämlich nach dem Woolf'schen System so angeordnet, dass die beiden Kolben, gleichzeitig ihre Hübe ausführend, einander stets proportionale Wege durchlaufen, so dass der Dampf, nachdem er während eines Hubes in den kleinen Cylinder eingeströmt und darin als Hinterdampf schon bis zu gewissem Grade expandirt war, beim folgenden Hube aus ihm als Vorderdampf in den grossen Cylinder als Hinterdampf übertritt, und zwar im Wesentlichen während der ganzen Dauer dieses Hubes; ein dritter Hub fördert ihn endlich als Vorderdampf des grossen Cylinders in den Condensator, womit solche Maschinen stets versehen sind, weil nur in solchem Falle so hohe Expansionsgrade vorhanden zu sein pflegen, dass die Vorzüge der Zweicylindermaschine zur vollen Geltung kommen. Bei der ursprünglichen Woolf'schen Maschine wirkten die Kolben der nebeneinander stehenden Cylinder auf einen Balancier auf derselben Seite in verschiedenen Entfernungen von dessen Schwingungsaxe, so dass das Verhältniss dieser Entfernungen = demjenigen der Hublängen beider Kolben, und letztere gleichläufig waren. Ohne Balancier insbesondere bei liegender Anordnung ist keine Veranlassung, die beiden Hublängen verschieden zu machen; auch können dann die Kolben gegenläufig sein, was den Vortheil gewährt, dass die Verbindungscanäle der nebeneinander liegenden Cylinder wesentlich kürzer zu halten sind, dass ferner die durch beschränkte Kurbelstangenlänge bedingten Ungleichheiten der Kolbenbewegung in der Nähe des einen und des andern Todtpunktes zu Gunsten der Gleichförmigkeit des Ganges ausgeglichen werden, indem die innere Todtlage des einen mit der äusseren des andern Kolbens gleichzeitig stattfindet, und dass endlich die Zapfendrucke an den entgegengerichteten Kurbeln der gemeinsamen Kurbelwelle, stets selbst entgegengesetzt gerichtet, an der Welle sich grösstentheils aufheben.

Nachtheilig ist es aber auch bei gegenläufiger Kolbenbewegung, dass, indem der aus dem Hochdruckcylinder austretende Dampf zunächst in den mit Dampf von niederer Spannung erfüllten Zwischenraum  $R$  zwischen beiden Cylindern gelangt, hierdurch ein Spannungsfall, in Folge dessen theils ein Mehrverbrauch von Dampf verursacht, theils die Anfangsspannung desselben erniedrigt wird, mit welcher er seine Expansionswirkung im grossen Cylinder ausübt, ersteres um so mehr, je langsamer, letzteres um so mehr, je schneller der Gang der Maschine ist. Dieser Nachtheil wird noch vergrössert durch die Abkühlung an den Wänden des Raumes  $R$ , deren Temperatur der niedrigen Dampfspannung entsprechend niedrig ist; insbesondere wird der fragliche Spannungsfall dann

sehr gross, wenn der Vertheilungsschieber des kleinen Cylinders zugleich Einlasschieber für den grossen, und somit der Raum  $R$ , der dann als Vergrösserung des schädlichen Raums des grossen Cylinders zu betrachten ist, bei der Einströmung des Dampfes aus dem kleinen Cylinder nicht nur mit total expandirtem, sondern sogar mit Dampf von wenig grösserer, als der Spannung im Condensator erfüllt ist, mit welchem er vorher communicirt hatte. Dieser letztere Fall lässt sich dadurch ausschliessen, dass der Niederdruckcylinder besonders gesteuert und dadurch der Raum  $R$  beständig vom Condensator abgesperrt gehalten wird, wie es im Folgenden vorausgesetzt sein soll.

Indem übrigens auch dann der im Hochdruckcylinder nur theilweise expandirte Dampf in fraglichem Zwischenraume vollständig expandirten Dampf vorfindet, bleibt der Uebelstand in erheblichem Grade ungehoben. Das zunächst liegende Mittel, ihn weiter zu vermindern, besteht in Verkleinerung des Raumes  $R$  durch Gegenläufigkeit der Kolben in Cylindern, welche so nahe wie möglich aneinander gerückt sind; abgesehen davon indessen, dass durch constructive Rücksichten eine ganz genügende solche Verkleinerung von  $R$  erschwert werden kann, ist auch ein von  $0$  oder  $180^\circ$  verschiedener Kurbelstellungswinkel mit Rücksicht auf die Gleichförmigkeit des Ganges erwünscht und durch das Bedürfniss, von jeder Ruhelage aus die Maschine sicher und sanft anlassen zu können, oft geboten. Ein solcher Kurbelwinkel, einer wechselläufigen Zweicylindermaschine entsprechend, erfordert umgekehrt die hinlängliche Vergrösserung der dann auch besser durch einen Dampfmantel heizbaren Zwischenkammer  $R$ , um als gewöhnlich sogenannter Receiver (Aufnehmer) den Abdampf des kleinen Cylinders zeitweilig zum grössern Theile in sich aufnehmen zu können. Solche wechselläufige Zweicylindermaschinen mit Zwischenkammer vereinigen die an und für sich vorhandenen Vorzüge von Zweicylinder- mit den Vorzügen von Zwillingmaschinen ohne anderweitige Nachtheile, sofern nur durch passende Anordnungen, insbesondere durch entsprechend begrenzte Füllung des grossen Cylinders dafür gesorgt wird, dass im Augenblicke beginnender Dampfausströmung aus dem Hochdruckcylinder in der Zwischenkammer eine Dampfspannung herrscht, welche der des einströmenden Dampfes gleich ist. Der Spannungsfall bei beginnender Ausströmung aus der Zwischenkammer in den Niederdruckcylinder bleibt analog, wie bei Eincylindermaschinen, durch Verkleinerung des schädlichen Raums dieses Cylinders und durch entsprechende Compression seines Vorderdampfes zu beseitigen oder thunlichst zu vermindern. Wie jener Hauptbedingung allgemein zu genügen

ist, ergibt sich durch folgende Ueberlegung, wobei zur Gewinnung einfacherer, wenn auch nur angenähert zutreffender, Gesetzmässigkeiten die Kurbelstangen als unendlich lang (die Schubkurbelmechanismen als Kreuzschieberkurbeln) vorausgesetzt und zunächst auch von schädlichen Räumen der Cylinder abgesehen, übrigens, wie hier immer, bezüglich der Spannungsänderungen des Dampfes das Mariotte'sche Gesetz zugrunde gelegt, sowie von Voreinströmung, Vorausströmung und Drosselung, von Dampfverlusten durch Condensation an den Wänden und durch Un-dichtheiten abgesehen werde.\*)

Der Kürze wegen sei mit  $C$  der Niederdruckcylinder, mit  $K$  sein Kolben, mit  $C'$  der Hochdruckcylinder, mit  $K'$  sein Kolben bezeichnet.

$F$  sei die dampfberührte Fläche von  $K$ ,

$F'$  die nöthigenfalls auf den Hub  $s$  von  $K$  reducirte Fläche von  $K'$ , so dass

$Fs = V$  das Hubvolumen von  $C$ ,

$F's = V'$  das Hubvolumen von  $C'$  ist;

$R$  sei das Volumen der oben schon ebenso bezeichneten Zwischenkammer. Die Verhältnisse dieser Volumina seien

$$\frac{V}{V'} = v \text{ und } \frac{R}{V'} = r \dots\dots\dots (1);$$

sofern es einstweilen nur auf diese Verhältnisse ankommt, kann

$$V' = 1, \quad V = v, \quad R = r \dots\dots\dots (2)$$

gesetzt werden. Während nun der Dampf hinter  $K'$  und vor  $K$  sich ebenso verhält, wie der Hinter-, bzw. Vorderdampf in einer Eincylindermaschine, handelt es sich hier zunächst nur um das Verhalten des Dampfes vor  $K'$ , in  $R$  und hinter  $K$ . Es werde für einen Hub des Hochdruckkolbens betrachtet, indem es sich bei den folgenden Hüben in gleicher Weise wiederholt. Zur Erläuterung dient Fig. 88, entsprechend den Kurbel-lagen und Kolbenstellungen  $A_0, A_1, A_2, A_3$  bzw. zu Anfang dieses Hubes von  $K'$ , beim folgenden Hubwechsel von  $K$ , zu Ende der dann beginnenden Dampfeinströmung in  $C$ , und zu Ende des Hubes von  $K'$ ; mit  $\omega$  ist der Winkel bezeichnet, um welchen hier die von  $K$  getriebene Kurbel  $OZ$  der von  $K'$  getriebenen Kurbel  $OZ'$  voreilend angenommen ist. Der Raum des Hochdruckcylinders  $C'$  vor seinem Kolben  $K'$  communicire während dessen ganzem Hube mit der Zwischenkammer  $R$ ; diese communicirt mit dem Raum des Niederdruckcylinders  $C$

\* Siehe u. A. einen Aufsatz von Adalb. Káš im Berg- und Hüttenmännischen Jahrbuch der k. k. Bergakademien, 1880.

hinter seinem Kolben  $K$  nur von der Stellung  $A_1$  bis zur Stellung  $A_2$ . Durch doppelte Linien sind in Fig. 88 die Theile beider Cylinderräume angedeutet, welche bei den fraglichen Stellungen von dem hier betrachteten Dampf erfüllt werden, welcher sich anfangs (Stellung  $A_0$ ) in  $C$  und  $R$  befindet und dabei die Spannung  $p_0$  habe.

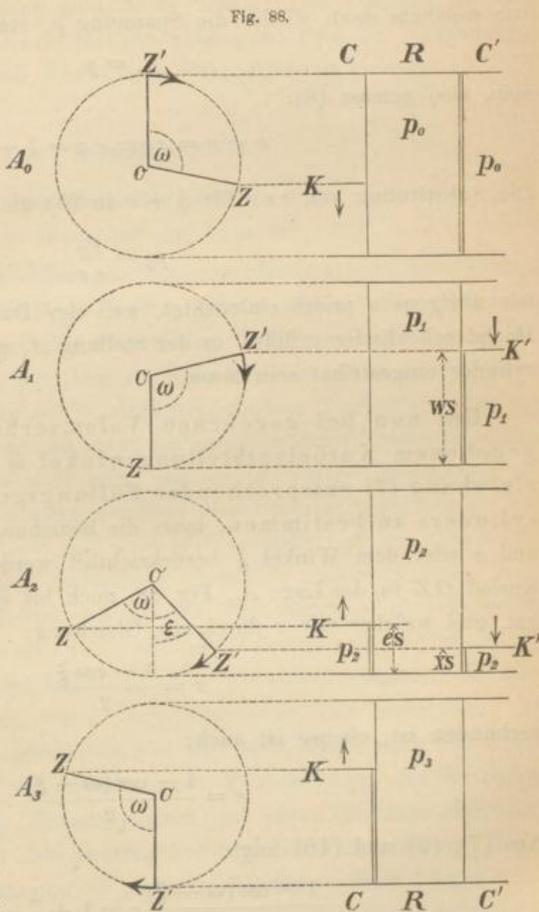
In der Stellung  $A_1$ , in welcher  $K'$  bis zum Hubende noch den Weg  $ws$  oder den Raum  $wV' = w$  zu durchlaufen hat, wenn

$$w = \frac{1 - \cos \omega}{2} \cdot (3)$$

gesetzt wird, sei die Spannung =  $p_1$  geworden; sie ist:

$$p_1 = p_0 \frac{1 + r}{w + r} \cdot (4).$$

Ist ferner  $e$  der Füllungsgrad von  $C$ , so ist in der Stellung  $A_2$  das Dampf-volumen  $ev$  in diesen Cylinder hinter  $K$  eingetreten, während  $K'$  bis zum Hubende den Weg  $xs$  noch zu durchlaufen habe, so dass sich ein Dampf-volumen =  $x$  noch in  $C'$  vor  $K'$  befindet. Während des Ueberganges aus der Stellung  $A_1$  in diese Stellung  $A_2$  nimmt die Dampfspannung zunächst noch weiter zu, bis die Raumeschwindigkeit von  $K$  derjenigen von  $K'$  gleich geworden ist; dann nimmt sie ab bis zum Minimalwerthe



$$p_2 = p_0 \frac{1 + r}{x + r + ev} \dots \dots \dots (5).$$

Nachdem jetzt  $C$  gegen  $R$  wieder abgesperrt ist, wird der in  $C'$  übrig

gebliebene Dampf bis zur Stellung  $A_3$  in die Zwischenkammer geschoben, und in dieser dadurch die Spannung wieder erhöht bis

$$p_3 = p_2 \frac{x+r}{r} = p_0 \frac{1+r}{x+r+ev} \frac{x+r}{r} \dots \dots \dots (6).$$

Zur Vermeidung des Spannungsfalls nach dem Hubwechsel des Kolbens  $K'$ , vor welchem dann wieder die Spannung  $p_0$  stattfindet, muss

$$p_3 = p_0$$

sein, also gemäss (6):

$$x+r = evr; \quad ev = 1 + \frac{x}{r} \dots \dots \dots (7).$$

Die Substitution von  $evr$  für  $x+r$  in (5) giebt:

$$p_2 = \frac{p_0}{ev} \dots \dots \dots (8),$$

wie übrigens a priori einleuchtet, weil der Dampf, welcher anfangs den Hochdruckcylinder erfüllte, in der Stellung  $A_2$  gerade in den Niederdruckcylinder eingeströmt sein muss.

Um nun bei gegebenen Volumverhältnissen  $v, r$  und bei gegebenem Kurbelverstellungswinkel  $\omega$  den der Bedingungs-gleichung (7) entsprechenden Füllungsgrad  $e$  des Niederdruckcylinders zu bestimmen, muss die Beziehung zwischen diesen Grössen und  $x$  oder dem Winkel  $\xi$  berücksichtigt werden, um welchen sich die Kurbel  $OZ$  in der Lage  $A_2$ , Fig. 88, noch bis zur Todtlage  $A_3$  zu drehen hat, und welcher mit  $x$  durch die Gleichung:

$$x = \frac{1 - \cos \xi}{2} \dots \dots \dots (9)$$

verbunden ist; ebenso ist auch:

$$e = \frac{1 - \cos(\omega - \xi)}{2} \dots \dots \dots (10).$$

Aus (7), (9) und (10) folgt:

$$\frac{1 - \cos(\omega - \xi)}{2} v = 1 + \frac{1 - \cos \xi}{2r}$$

$$\cos \xi - vr \cos(\omega - \xi) = 2r + 1 - vr$$

$$(1 - vr \cos \omega) \cos \xi - vr \sin \omega \sin \xi = 1 + (2 - v)r$$

oder bei Einführung eines durch die Gleichung

$$\operatorname{tg} \eta = \frac{vr \sin \omega}{1 - vr \cos \omega} \dots \dots \dots (11)$$

bestimmten Hülfswinkels  $\eta$ :

$$\cos(\xi + \eta) = \frac{1 + (2 - v)r}{1 - vr \cos \omega} \cos \eta = \frac{1 + (2 - v)r}{vr \sin \omega} \sin \eta \quad \dots (12).$$

Man findet  $\eta$  aus (11), damit  $\xi$  aus (12), dann  $e$  aus (10). —

Während im Allgemeinen die Gleichungen dieses Paragraph von der einstweiligen Vernachlässigung schädlicher Räume und von der Voraussetzung unendlich langer Kurbelstangen abhängen, sind die Gleichungen (3), (9) und (10) nur durch die letztere Voraussetzung bedingt.

#### §. 96. Besondere Fälle.

Bemerkenswerth sind besonders die Fälle:

$$\omega = 0, \quad \omega = 180^\circ \quad \text{und} \quad \omega = 90^\circ,$$

entsprechend bezw. der gleichläufigen, der gegenläufigen und der üblichen Anordnung einer wechselläufigen Zweicylindermaschine. Sie sind auch dadurch ausgezeichnet, dass die Vermeidung des Spannungsfalls bei der Ausströmung des Dampfes aus dem Hochdruckcylinder  $C'$  in die Zwischenkammer  $R$  dieselbe Füllung des Niederdruckcylinders  $C$  erfordert, mag die Maschine im einen oder anderen Sinne umlaufen,  $\omega$  somit Voreilungswinkel der Kurbel  $OZ$  des Kolbens  $K$  sein, wie es im vorigen Paragraph angenommen wurde, oder Nacheilungswinkel dieser Kurbel bezüglich auf die andere. In den Fällen  $\omega = 0$  und  $\omega = 180^\circ$  versteht sich das von selbst, indem dann von Vor- oder Nacheilung eigentlich überhaupt keine Rede sein kann. Jenachdem freilich  $OZ$  um  $90^\circ$  vor- oder nacheilt, findet bei der Einströmung des Dampfes in  $C$  auf einer gewissen Seite von  $K$  die Ausströmung aus  $C'$  auf der einen oder auf der andern Seite von  $K'$  statt, indem dabei die Bewegung von  $K'$  derjenigen von  $K$  im ersten Falle entgegengesetzt, im zweiten gleichgerichtet ist; doch macht auch das keinen Unterschied, sofern bei unendlich langen Kurbelstangen die Bewegung jedes Kolbens aus seiner Mittellage nach der einen Todtlage demselben Gesetze folgt, wie nach der andern, bei Stangen von endlicher Länge wenigstens näherungsweise um so genauer, je grösser diese Länge ist.

1. Bei Woolf'schen Maschinen mit  $\omega = 0$  oder  $\omega = 180^\circ$  werden bei gleichzeitigem Beginn der Hübe beider Kolben auch gleichzeitig der betreffende Ausströmungscanal von  $C'$  und der Einströmungscanal von  $C$  geöffnet, so dass die Stellung  $A_1$ , Fig. 88, mit der Stellung  $A_0$  zusammenfällt und  $v = 1$ ,  $p_1 = p_0$  ist. Bis zur Stellung  $A_2$  nimmt die Spannung des aus  $C'$  durch  $R$  nach  $C$  strömenden Dampfes stetig ab von  $p_0$  bis zur Minimalspannung  $p_2$ ; indem jetzt  $C$  gegen  $R$  abgesperrt wird, wird während

des übrigen Weges  $(1 - e)s$  von  $K$  und von  $K'$  bis zum Hubende der vor  $K'$  verbliebene Dampf in die Zwischenkammer befördert, und die Bedingung dafür, dass hierdurch die Anfangsspannung  $p_0$  wieder erreicht und somit der Spannungsfall vermieden wird, ergibt sich aus Gl. (7) im vorigen Paragraph mit  $x = 1 - e$ :

$$ev = 1 + \frac{1 - e}{r}$$

$$e = \frac{1 + \frac{1}{r}}{v + \frac{1}{r}} = \frac{1 + r}{1 + vr} \dots \dots \dots (1).$$

Das Verhältniss der Minimalspannung zur Anfangs- und Endspannung in der Zwischenkammer ist nach (8) im vorigen Paragraph:

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{1}{ev} = \frac{1 + vr}{v + vr} \dots \dots \dots (2).$$

Für die Grenzen  $r = 0$  und  $\infty$

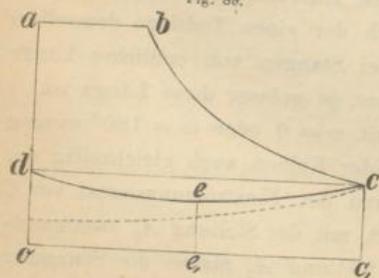
wäre hiernach  $e = 1$  und  $\frac{1}{v}$

$$\frac{p_2}{p_0} = \frac{1}{v} \text{ und } 1.$$

Während dem Grenzfall  $r = 0, e = 1$  die ursprüngliche Woolf'sche Maschine ohne besondere Zwischenkammer nahe kommt, nähert sich  $r$  der andern Grenze nur etwa bis  $r = v$ , wobei  $e$  wesentlich  $> \frac{1}{v}$  bleibt. Man findet z. B.

	für $v = 2$	3	4
und für $r = 1$	$\left\{ \begin{array}{l} e = 0,667 \\ p_2 : p_0 = 0,75 \end{array} \right.$	0,5 0,667	0,4 0,625
für $r = v$	$\left\{ \begin{array}{l} e = 0,6 \\ p_2 : p_0 = 0,833 \end{array} \right.$	0,4 0,833	0,294 0,85

Fig. 89.



Beispielsweise zeigt Fig. 89 das der hier zugrunde liegenden Annahme entsprechende Arbeitsdiagramm des Hochdruckzylinders und Spannungsdiagramm der Zwischenkammer für  $\frac{1}{3}$  Füllung jenes Cylinders und für  $v = 3, r = 1; Od = e_1 c = \frac{1}{3}$  von  $Oa$  stellt die Spannung  $p_0, e_1 c = \frac{2}{3}$  von  $Od$  die hier der Hubmitte entsprechende Minimalspannung  $p_2$  in der Zwischenkammer dar. Unter übrigens gleichen Umständen fiel die Drucklinie  $ced$  für  $r = \infty$  mit der Geraden  $cd$

zusammen, während für  $r = 0$  der Punkt  $e_1$  mit  $O$  zusammenfiel und  $e_1 e$  nur  $= \frac{1}{3}$  von  $O d$  wäre, entsprechend der in der Figur punktirten Drucklinie.

2. Für die wechselläufige Maschine mit rechtwinklig versetzten Kurbeln ergibt sich aus (11) und (12) im vorigen Paragraph mit  $\omega = 90^\circ$ :

$$\cos(\xi + \iota) = [1 + (2 - v)r] \cos \iota, \text{ mit } \tan \iota = v r \dots \dots (3)$$

und mit dem hierdurch bestimmten Winkel  $\xi$  aus Gl. (10) daselbst:

$$e = \frac{1 - \sin \xi}{2} \dots \dots \dots (4).$$

Den verhältnissmässigen Weg  $x$ , welchen vom Augenblicke der Vollendung dieser den Spannungsfall vermeidenden Füllung von  $C$  an der Kolben  $K'$  bis zu seiner Todtlage noch zu durchlaufen hat, findet man entweder aus

$$x = \frac{1 - \cos \xi}{2} \dots \dots \dots (5)$$

oder gemäss dieser und Gleichung (4) aus:

$$\cos^2 \xi + \sin^2 \xi = (1 - 2x)^2 + (1 - 2e)^2 = 1$$

$$(0,5 - x)^2 = \frac{1 - (1 - 2e)^2}{4} = e(1 - e)$$

$$x = 0,5 - \sqrt{e(1 - e)} \dots \dots \dots (6).$$

Für die Grenzen  $r = 0$  und  $\infty$

ist  $e = 0,5$  und  $\frac{1}{v}$

$$x = 0 \text{ und } 0,5 - \frac{1}{v} \sqrt{v - 1}.$$

Der Füllungsgrad  $e = \frac{1}{v}$  entspricht hier nicht nur, wie bei Woolf'schen Maschinen,  $r = \infty$  für jedes  $v$ , sondern auch  $v = 2$  für jedes  $r$ ; mit  $v = 2$  folgt nämlich aus (3):

$$\cos(\xi + \eta) = \cos \eta, \text{ also } \xi = 0, e = \frac{1}{2}.$$

Wäre unzweckmässiger Weise das Verhältniss  $v < 2$ , so ergäbe sich  $\xi$  negativ, d. h. es würde die Spannung in der Zwischenkammer ohne Aenderung ihrer Communication mit  $C'$  erst nach dem Hubwechsel von  $K'$  wieder bis  $p_0$  abgenommen haben; erst dann wäre der Verbindungs-canal von  $R$  mit dieser Seite von  $C'$  zu schliessen, mit der anderen Seite zu öffnen, entsprechend einem Hochdruckcylinder mit Nacheinströmung und Nachausströmung.

Für  $r > 1$  ist hier  $e$  nur wenig  $> \frac{1}{v}$ . Man findet z. B.

	für $v = 2$	3	4
und $r = 1$	$\begin{cases} e = 0,5 \\ x = 0 \end{cases}$	0,342 0,026	0,265 0,059
$r = v$	$\begin{cases} e = 0,5 \\ x = 0 \end{cases}$	0,336 0,028	0,254 0,065

Weil in diesem Falle  $\omega = 90^\circ$  die Todtlage von  $K$  mit der Hubmitte von  $K'$  gleichzeitig stattfindet, ist  $w = 0,5$  (Fig. 88); die Spannungen  $p_1$  und  $p_2$  bzw. zu Anfang und zu Ende der Einströmung in den Niederdruckcylinder sind deshalb nach (4) und (8) im vorigen Paragraph:

$$p_1 = p_0 \frac{1+r}{0,5+r} \text{ und } p_2 = \frac{p_0}{e v} \dots \dots \dots (7);$$

diese Minimalspannung  $p_2$  ist für  $r > 1$ , also  $e v$  wenig  $> 1$ , nur wenig  $< p_0$ . Während der Füllung von  $C$  wird die Spannung am grössten  $= p'$  in dem Augenblicke, in welchem die abnehmende Raumgeschwindigkeit von  $K'$  der zunehmenden Raumgeschwindigkeit von  $K$  gleich geworden ist. Hat in diesem Augenblicke die Kurbel des Niederdruckcylinders ihre Todtlage um den Winkel  $\varphi$  überschritten, und ist  $zs$  der entsprechende Weg von  $K$ ,  $ys$  der Weg, welchen  $K'$  bis zum Hubende noch zu durchlaufen hat, so dass hinter ersterem schon der Raum  $z v$ , vor letzterem noch der Raum  $y$  mit Dampf erfüllt ist, so ist die fragliche Bedingung:

$$v \frac{dz}{d\varphi} = - \frac{dy}{d\varphi},$$

woraus wegen

$$z = \frac{1 - \cos \varphi}{2}; \quad \frac{dz}{d\varphi} = \frac{1}{2} \sin \varphi$$

$$y = \frac{1 - \sin \varphi}{2}; \quad \frac{dy}{d\varphi} = - \frac{1}{2} \cos \varphi$$

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{1}{v} \dots \dots \dots (8)$$

folgt, also

$$y = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{1}{\sqrt{1+v^2}} \right); \quad z = \frac{1}{2} \left( 1 - \frac{v}{\sqrt{1+v^2}} \right) \dots \dots \dots (9)$$

und die Maximalspannung:

$$p' = p_0 \frac{1+r}{y+r+zv} = p_0 \frac{1+r}{\frac{1+v-\sqrt{1+v^2}}{2} + r} \dots \dots \dots (10).$$

Man findet z. B.

	für $v = 2$	3	4
und $r = 1$	$p_1 : p_0 = 1,333$	1,333	1,333
	$p' : p_0 = 1,447$	1,409	1,391
	$p_2 : p_0 = 1$	0,975	0,943
$r = v$	$p_1 : p_0 = 1,2$	1,143	1,111
	$p' : p_0 = 1,259$	1,170	1,127
	$p_2 : p_0 = 1$	0,992	0,984

Beispielsweise zeigt Fig. 90 das Arbeitsdiagramm des zu  $\frac{1}{3}$  gefüllten Hochdruckzylinders und das Spannungsdiagramm der Zwischenkammer für  $r = 1$  und  $v = 3$ , wobei für  $O e_1$  als Längeneinheit:  $O e_1 = 0,5$

$O f_1 = y = 0,342$  und  $O g_1 = x = 0,026$

sowie für  $O d = c_1 c = p_0$  nach Obigem:

$$e_1 e = p_1, f_1 f = p', g_1 g = p_2$$

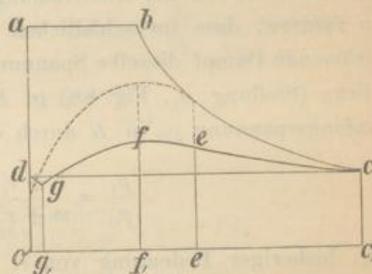
gemacht, der Haken  $g d$  der Spannungslinie  $c d$  aber etwas übertrieben gezeichnet ist. Für  $r = \infty$  wäre

$$p_1 = p' = p_2 = p_0$$

und viele diese Spannungslinie mit der Geraden  $c d$  zusammen. Für den Grenzfall  $r = 0$  ist sie punktiert eingezeichnet; sie fällt für den halben Kolbenweg natürlich mit der Expansionslinie zusammen. Der nur von  $v$  abhängige Ort ihrer höchsten Erhebung liegt über  $f$ , und  $p_2$  wird  $= \frac{2}{v} p_0 = \frac{2}{3} p_0$ ; obschon diese Minimalspannung wegen  $x = 0$  erst am Ende des Hubes stattfindet, ist damit doch ein Spannungsfall insofern nicht verbunden, als ein solcher in diesem Falle  $r = 0$  bei verschwindend kleinen schädlichen Räumen an und für sich ausgeschlossen ist.

Das dieser punktierten Drucklinie entsprechende Aenderungsgesetz der Vorderdampfspannung im Hochdruckzylinder wäre sehr unzweckmässig; aber auch sonst lässt die Vergleichung von Fig. 90 mit Fig. 89 eine bei wechselläufigen Zweicylindermaschinen unter übrigens gleichen Umständen geringere Ausnutzung des Hochdruckzylinders zur Arbeitsleistung erkennen, als bei Woolf'schen Maschinen. Bei ersteren ist deshalb eine grössere Zwischenkammer und ein verhältnissmässig etwas grösserer Hochdruckzylinder angezeigt.

Fig. 90.



## §. 97. Berücksichtigung der schädlichen Räume.

In den vorhergehenden Paragraphen konnte entsprechend der Ausserachtlassung schädlicher Räume auch von Compression vor den Kolben keine Rede sein. Indem aber jetzt der schädliche Raum des Hochdruckcylinders  $C'$ , dessen Hubvolumen wieder = 1 sei, =  $m'$ , der des Niederdruckcylinders  $C = mv$  gesetzt wird, ist zur Vermeidung eines Spannungsfalles nicht nur bei der Dampfeinströmung in die Zwischenkammer  $R$ , sondern auch bei der Ausströmung aus ihr, eine solche Compression in  $C$  zu fordern, dass im schädlichen Raume dieses Cylinders der aus  $R$  zuströmende Dampf dieselbe Spannung  $p_1$  vorfindet, welche in diesem Augenblicke (Stellung  $A_1$ , Fig. 88) in  $R$  stattfindet, und deren Verhältniss zur Anfangsspannung  $p_0$  in  $R$  durch die Gleichung bestimmt ist:

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{1 + r'}{w + r'} \text{ mit } r' = m' + r \dots \dots \dots (1)$$

bei bisheriger Bedeutung von  $r$ . Ist  $cs$  der Weg, welchen bei Beginn dieser Compression der Niederdruckkolben  $K$  bis zum Hubende noch zu durchlaufen hat, und ist  $p$  die als constant vorausgesetzte Spannung des ausströmenden Vorderdampfes in  $C$ , so folgt  $c$  aus der Gleichung:

$$\frac{p_1}{p} = \frac{c + m}{m}; \quad c = \left(\frac{p_1}{p} - 1\right)m \dots \dots \dots (2).$$

Damit der Dampf bei Beginn der Einströmung in den Hochdruckcylinder wenigstens keinen erheblichen Spannungsfall erleide, ist jetzt auch eine gewisse Compression in diesem Cylinder zu verlangen, etwa eine solche, dass die Spannung seines Vorderdampfes durch die Compression in den schädlichen Raum bis auf  $\alpha p'$  erhöht wird, unter  $p'$  die als constant vorausgesetzte Spannung des hinter dem Hochdruckkolben  $K'$  einströmenden Dampfes verstanden. Der Hochdruckcylinder communicirt dann auch vor  $K'$  nicht während dem ganzen Hube dieses Kolbens mit der Zwischenkammer, wie in den vorigen Paragraphen vorauszusetzen war, sondern nur so lange, bis  $K'$  vom Hubende noch um die Strecke  $c's$  entfernt ist, welche zu jener Compression erfordert wird. Die Bestimmung von  $c'$  und die ganze weitere Untersuchung ist aber dadurch bedingt, ob  $c' < x$  oder  $c' > x$  ist, ob also die Compression des Vorderdampfes im Hochdruckcylinder später oder früher beginnt, als die Einströmung in den Niederdruckcylinder beendigt ist, d. h. nach oder vor Eintritt der Stellung  $A_2$ , Fig. 88.

1. Im Falle  $c' < x$

entspricht die Spannung  $p_2$ , welche in der Zwischenkammer  $R$  im Augenblicke ihrer Absperrung vom Niederdruckcylinder stattfindet, der Gleichung:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{w + r' + m v}{x + r' + (e + m) v} \dots \dots \dots (3).$$

Im Augenblicke ihrer Absperrung auch vom Hochdruckcylinder muss die Spannung in ihr wieder =  $p_0$  geworden sein, entsprechend der Gleichung:

$$\frac{p_0}{p_2} = \frac{x + r'}{c' + r'} \dots \dots \dots (4).$$

Das Product von (3) und (4) ergiebt den Quotient  $\frac{p_0}{p_1}$ , ist also mit  $\frac{p_1}{p_0}$  multiplicirt = 1:

$$\frac{p_1}{p_0} \frac{w + r' + m v}{x + r' + (e + m) v} \frac{x + r'}{c' + r'} = 1.$$

Daraus folgt mit Rücksicht auf (1):

$$\begin{aligned} (e + m) v &= \left(1 + r' + \frac{p_1}{p_0} m v\right) \frac{x + r'}{c' + r'} - (x + r') \\ &= \left(1 - c' + \frac{p_1}{p_0} m v\right) \frac{x + r'}{c' + r'} \dots \dots \dots (5). \end{aligned}$$

Dieselbe Gleichung wird erhalten, wenn ausgedrückt wird, dass die bei jedem Hube aus  $C'$  verschwindende Dampfmenge = der in  $C$  einströmenden Dampfmenge ist; ohne Spannungsfall bei der Einströmung in  $R$  sowohl, wie bei der Ausströmung aus  $R$  muss dann

$$p_0 (1 - c') = p_2 (e + m) v - p_1 m v$$

sein, also

$$(e + m) v = \left(1 - c' + \frac{p_1}{p_0} m v\right) \frac{p_0}{p_2}$$

übereinstimmend mit (5) bei Berücksichtigung von (4). Durch die Gleichung (5) ist die der Forderung entsprechende Füllung  $e$  des Niederdruckcylinders bestimmt, zugleich auch die seiner beendigten Füllung entsprechende Lage des Hochdruckkolbens, nämlich  $x$ , weil  $e$  und  $x$  in einer Beziehung zu einander stehen, welche (bei Voraussetzung unendlich langer Kurbelstangen) aus den Gleichungen (9) und (10), §. 95, durch Eliminirung von  $\xi$  erhalten wird. Was die in (5) vorkommende Grösse  $c'$  betrifft, so ist, wenn die Compression des in  $C'$  vor  $K'$  mit der Spannung  $p_0$  abgesperrten Dampfes bis zur Spannung  $\alpha p'$  erfolgen soll, und wenn  $e'$  den Füllungsgrad des Hochdruckcylinders bedeutet, analog Gl. (2):

$$c' = \left(\frac{\alpha p'}{p_0} - 1\right) m' = \left(\alpha \frac{1 + m'}{c' + m'} - 1\right) m' \dots \dots \dots (6).$$

Dieser Fall  $c' < x$  liegt bei Woolf'schen Maschinen vor, wenn also

$$\omega = 0 \text{ oder } 180^\circ, w = 1, x = 1 - c$$

ist, somit auch  $p_1 = p_0$ . Aus (5) folgt dann:

$$(e + m)v(c' + r') = (1 - c' + mv)(1 - e + r')$$

$$e = \frac{(1 - c' + mv)(1 + r') - mv(c' + r')}{1 - c' + mv + v(c' + r')} \dots \dots \dots (7),$$

welcher Ausdruck für  $m' = m = 0$ , also  $c' = 0$  und  $r' = r$  übergeht in

$$e = \frac{1 + r}{1 + vr},$$

wie es nach (1), §. 96, sein muss. Wäre aber z. B.

$$m' = 0,05 \text{ und } m = 0,03$$

und dabei  $c' = 0,3$   $v = 3$   $\alpha = 0,8$

somit  $c' = 0,07$  nach (6), so wäre nach (7)

für $r = 0$	1	$\infty$
$e = 0,768$	0,454	0,31
statt 1	0,5	0,333 für $m' = m = 0$ .

Durch die schädlichen Räume und die Compression im Hochdruckcylinder wird also die erforderliche Füllung des Niederdruckcylinders verkleinert um so mehr, je kleiner die Zwischenkammer ist. Vorzugsweise ist das übrigens wegen dieser Compression der Fall; denn mit  $c' = 0$  findet man unter sonst denselben Umständen

für $r = 0$	1	$\infty$
$e = 0,919$	0,505	0,333,

so dass  $e$  sogar etwas grösser sein kann, als ohne schädliche Räume. Man findet leicht, dass es bei  $c' = 0$  der Fall ist

$$\text{für } r > \frac{m'}{mv}, \text{ hier für } r > \frac{5}{9}.$$

Die Compression, welche im Niederdruckcylinder stattfinden muss, wenn bei der Einströmung in denselben ein Spannungsfall vermieden werden soll, ist sehr erheblich, entsprechend einer bedeutenden Verkleinerung der indicirten Arbeit in diesem Cylinder, wenn nicht sein schädlicher Raum sehr beschränkt wird. Nach (2) ist nämlich mit  $p_1 = p_0$ :

$$c = \left(\frac{p_0}{p} - 1\right) m = \left(\frac{e' + m' p'}{1 + m' p} - 1\right) m \dots \dots \dots (8),$$

für obige Beispiele ( $e' = 0,3$ ;  $m' = 0,05$ ;  $m = 0,03$ ):

$$c = 0,27 \text{ für ausserdem } p' = 6, p = 0,2.$$

2. Ist  $c' > x$ ,

so sei  $p_2$  die Spannung, welche in  $R$  nicht bei der Kolbenstellung  $A_2$ , Fig. 88, sondern schon früher, nämlich dann stattfindet, wenn  $R$  von  $C'$  abgesperrt wird,  $K'$  sich der Todtlage bis zur Entfernung  $c's > xs$  genähert,  $K$  sich um  $e_1s < es$  von der Todtlage entfernt hat. Es ist dann:

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{w + r' + mv}{c' + r' + (e_1 + m)v} \dots \dots \dots (9).$$

Erst dann, wenn sich  $K'$  um  $(c' - x)s$  noch weiter bewegt hat und die Einströmung in  $C$  vollendet ist, muss in  $R$  die Dampfspannung  $p_0$  wieder eingetreten sein, entsprechend der Gleichung:

$$\frac{p_0}{p_2} = \frac{r + (e_1 + m)v}{r + (e + m)v} \dots \dots \dots (10).$$

Eine Bestimmungsgleichung für  $e$  wird nun entweder wieder durch Gleichsetzung von  $\frac{p_0}{p_1}$  und des Products der Spannungsverhältnisse (9), (10) erhalten, oder aus der Gleichung, welche ausdrückt, dass die aus  $C'$  ausgeströmte der in  $C$  eingeströmten Dampfmenge gleich ist, nämlich hier aus der Gleichung:

$$p_0(1 + m') - p_2(c' + m') = p_0(e + m)v - p_1mv.$$

Aus ihr folgt mit Rücksicht auf (9):

$$(e + m)v = 1 + m' + \frac{p_1}{p_0}mv - \frac{p_1}{p_0} \frac{w + r' + mv}{c' + r' + (e_1 + m)v} (c' + m')$$

oder mit Rücksicht auf (1):

$$(e + m)v = 1 + m' + \frac{p_1}{p_0}mv - \frac{1 + r' + \frac{p_1}{p_0}mv}{c' + r' + (e_1 + m)v} (c' + m'). \dots \dots (11).$$

Die in dieser Gleichung vorkommende Grösse  $e_1$  ist ebenso mit  $c'$  verbunden, wie  $e$  mit  $x$ . Was aber  $c'$  betrifft, so ist hier, weil der vor  $K'$  zu comprimirende Dampf mit der Spannung  $p_2$  abgesperrt wird, analog Gl. (6):

$$c' = \left( \frac{\alpha p'}{p_2} - 1 \right) m' = \left( \alpha \frac{1 + m' p_0}{e' + m' p_2} - 1 \right) m' \dots \dots \dots (12).$$

Dieser Fall  $c' > x$  liegt vor bei wechselläufigen Zweicylindermaschinen mit einigermaßen erheblicher Compression im Hochdruckcylinder. Es ist dann:

$$\omega = 90^\circ, w = 0,5; \frac{p_1}{p_0} = \frac{1 + r'}{0,5 + r'}$$

und nach §. 96, Gl. (6):

$$x = 0,5 - \sqrt{e(1 - e)} \dots \dots \dots (13).$$

Letztere Gleichung war a. a. Orte durch Umformung der Gleichung

$$(1 - 2x)^2 + (1 - 2e)^2 = 1$$

entstanden, welche die Vertauschbarkeit von  $e$  und  $x$  erkennen lässt, so dass auch

$$e_1 = 0,5 - \sqrt{c'(1 - c')} \dots \dots \dots (14)$$

zu setzen ist. Beispielsweise sei wieder  $c' = 0,07$ , so entspricht das bei denselben Werthen von  $e'$ ,  $v$ ,  $m'$  und  $m$ , wie im Beispiel unter 1, einer etwas beträchtlicheren Compression im Hochdruckcylinder, doch wird gemäss (12) und (6)

$$\alpha = 0,8 \frac{p_2}{p_0}$$

voraussichtlich noch  $< 1$  sein. Diesem Werthe  $c' = 0,07$  entspricht  $e_1 = 0,245$  nach (14), und man findet ausserdem

für $r = 1$	3
$\frac{p_1}{p_0} = 1,323$	1,141
$e = 0,315$	0,312 aus (11)
$x = 0,036$	0,037 aus (13)
$\frac{p_2}{p_0} = 1,115$	1,053 aus (10)
$\alpha = 0,89$	0,84.

Der Füllungsgrad des Niederdruckcylinders, welcher im vorigen Paragraph ohne Rücksicht auf schädliche Räume etwas  $> \frac{1}{v}$  gefunden wurde, ergibt sich hier etwas  $< \frac{1}{v}$ , übrigens nur in dem Grade, dass für solche Maschinen die Regel  $ev = 1$  näherungsweise zutreffend bleibt. Verhältnissmässig mehr ist hier  $x$  entsprechend grösser, ohne jedoch  $> e'$  geworden zu sein, so dass nach den Formeln des ersten Falles hätte gerechnet werden müssen. Wegen  $p_1 > p_0$  ist hier  $e$  nach (2) noch grösser, als unter gleichen Umständen bei Woolf'schen Maschinen, und zwar um so mehr, je kleiner  $r$ , nämlich für  $p' = 6$ ,  $p = 0,2$

$$\text{und für } r = 1 \quad 3$$

$$e = 0,37 \quad 0,31.$$

Dieser Umstand spricht für kleine schädliche Räume des Niederdruckcylinders und für eine geräumige Zwischenkammer bei wechselläufigen Zweicylindermaschinen.

§. 98. Indicirte Hubarbeit.

Wenn bei Voraussetzung solcher Verhältnisse, wie sie im vorigen Paragraph bestimmt wurden, für einen Hub und für die Volumeinheit des Hubvolumens =  $F's$  des Hochdruckcylinders mit  $L'_h$  die Arbeit des Hinterdampfdrucks auf den Hochdruckkolben, mit  $-L_v$  die Arbeit des Vorderdampfdrucks auf den Niederdruckkolben, mit  $L_r$  die Expansionsarbeit des zwischen beiden Kolben befindlichen Dampfes bezeichnet wird, so ist die Gesamtarbeit für einen Hub (indicirte Hubarbeit):

$$L_i = F's(L'_h + L_r - L_v) \dots \dots \dots (1);$$

die Volumeinheit ist dabei ein prismatischer Raum von 1 Quadratcentimeter Grundfläche und 1 Meter Höhe, wenn  $F'$  in der ersteren,  $s$  in der letzteren Einheit gemäss §. 92 ausgedrückt ist. Auch ist mit Benutzung von im vorigen Paragraph gebrauchten Buchstabenbezeichnungen gemäss §. 92, Gl. (4), wenn die dort mit  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$  bezeichneten Coefficienten auf Grund der Annahme ganz constanter Dampfspannung bei der Einströmung hinter  $K'$  und bei der Ausströmung vor  $K$  hier = 1 gesetzt werden,

$$L'_h = \left[ e' + (e' + m') \ln \frac{1 + m'}{e' + m'} \right] p' \dots \dots \dots (2)$$

$$L_v = v \left[ 1 - c + (c + m) \ln \frac{c + m}{m} \right] p \dots \dots \dots (3).$$

Darin ist gemäss (2) im vorigen Paragraph:

$$c = \left( \frac{p_1}{p_0} \frac{p_0}{p'} \frac{p'}{p} - 1 \right) m = \left( \frac{p_1}{p_0} \frac{e' + m'}{1 + m'} \frac{p'}{p} - 1 \right) m \dots \dots \dots (4)$$

mit  $\frac{p_1}{p_0}$  gemäss Gl. (1) daselbst. Der Ausdruck von  $L_r$  ist in den beiden Fällen verschieden, welche im vorigen Paragraph unterschieden wurden.

Im Falle  $e' < x$  wird der Dampf hinter dem Niederdruckkolben  $K$  mit der Spannung  $p_2$ , später vor dem Hochdruckkolben  $K'$  mit der Spannung  $p_0$  abgesperrt. Der letztere erfordert für die Einheit von  $F's$  eine Compressionsarbeit

$$= (e' + m') p_0 \ln \frac{e' + m'}{m'}$$

Der Dampf, welcher sich anfangs mit der Spannung  $p_0$  in einem Raume =  $1 - e'$  im Hochdruckcylinder befand und nicht vor  $K'$  comprimirt wird, erfüllt später den Niederdruckcylinder  $C$  mit einer Spannung = der Expansionsendspannung desselben, welche mit  $p_e$  bezeichnet sei; er leistet also eine resultirende Expansionsarbeit

$$= (1 - e') p_0 \ln \frac{p_0}{p_e}$$

Endlich geht auch die Spannung  $p_1$  des anfangs im schädlichen Raume  $= m v$  von  $C$  befindlichen Dampfes durch seine Expansion in  $p_e$  über, entsprechend der Arbeit:

$$m v p_1 \ln \frac{p_1}{p_e}$$

Wegen  $\frac{p_1}{p_e} = \frac{p_1 p_0}{p_0 p_e}$  und  $\frac{p_0}{p_e} = \frac{p_0 p_2}{p_2 p_e}$  ist folglich:

$$\begin{aligned} L_r &= \left[ -(c' + m') \ln \frac{c' + m'}{m'} + \left( 1 - c' + m v \frac{p_1}{p_0} \right) \ln \frac{p_0}{p_e} + m v \frac{p_1}{p_0} \ln \frac{p_1}{p_0} \right] p_0 \\ &= \left[ -(c' + m') \ln \frac{c' + m'}{m'} + \left( 1 - c' + m v \frac{p_1}{p_0} \right) \ln \left( \frac{p_0 (1 + m)}{p_2 e + m} \right) \right. \\ &\quad \left. + m v \frac{p_1}{p_0} \ln \frac{p_1}{p_0} \right] \frac{c' + m'}{1 + m'} p' \dots (5). \end{aligned}$$

Die Spannungsverhältnisse  $\frac{p_1}{p_0}$  und  $\frac{p_0}{p_2}$  sind dabei durch die Gleichungen (1) und (4) im vorigen Paragraph,  $c'$  durch (6) daselbst bestimmt.

Im Falle  $c' > x$  wird der Dampf vor  $K'$  mit der Spannung  $p_2$ , später hinter  $K$  mit der Spannung  $p_0$  abgesperrt. Die Compression in  $C'$  erfordert also jetzt einen Arbeitsaufwand

$$= (c' + m') p_2 \ln \frac{c' + m'}{m'}$$

Das Volumen des Dampfes von der anfänglichen Spannung  $p_0$ , welcher aus  $C'$  nach  $C$  überströmt, ist jetzt

$$= 1 + m' - \frac{p_2}{p_0} (c' + m'),$$

die entsprechende Expansionsarbeit

$$= \left[ 1 + m' - \frac{p_2}{p_0} (c' + m') \right] p_0 \ln \frac{p_0}{p_e}$$

Die Expansionsarbeit des anfangs im schädlichen Raume von  $C$  befindlichen Dampfes hat denselben Ausdruck, wie im vorigen Falle; es ergibt sich also mit Rücksicht darauf, dass jetzt

$$\frac{p_0}{p_e} = \frac{1 + m}{e + m}$$

ist,

$$\begin{aligned} L_r &= \left[ -(c' + m') \frac{p_2}{p_0} \ln \frac{c' + m'}{m'} + \left\{ 1 + m' - \frac{p_2}{p_0} (c' + m') + \right. \right. \\ &\quad \left. \left. + m v \frac{p_1}{p_0} \right\] \ln \frac{1 + m}{e + m} + m v \frac{p_1}{p_0} \ln \frac{p_1}{p_0} \right] \frac{c' + m'}{1 + m'} p' \dots (6), \end{aligned}$$

worin  $\frac{p_1}{p_0}$  ebenso wie oben, dagegen  $\frac{p_2}{p_0}$  durch (10) und (14) im vorigen Paragraph,  $c'$  durch (12) daselbst bestimmt ist.

Im Grenzfalle  $m = m' = 0$ , also  $c = c' = 0$  ist

$$c' < x \text{ und } \frac{p_0}{p_2} = \frac{x+r}{r} = ev$$

nach Gl. (7), §. 95; somit nach obigen Gleichungen (2), (3), (5) und (1):

$$L'_h = \left(1 + \ln \frac{1}{e}\right) e' p'; \quad L_v = vp$$

$$L_r = e' p' \ln \frac{p_0}{ep_2} = e' p' \ln v$$

$$L_i = F's \left[ \left(1 + \ln \frac{v}{e}\right) e' p' - vp \right] = F's p_i \left. \dots \dots \dots (7) \right\}$$

$$\text{mit } p_i = \left(1 + \ln \frac{1}{\varepsilon}\right) \varepsilon p' - p \text{ und } \varepsilon = \frac{e'}{v}$$

in Uebereinstimmung mit Gl. (4), §. 92, wenn darin

$$\alpha_1 = \alpha_2 = e_2 = 1 \text{ und } m = 0,$$

$$e_1 = \varepsilon, \quad p_1 = p', \quad p_2 = p$$

gesetzt wird. In der That muss natürlich ohne Rücksicht auf schädliche Räume die indicirte Arbeit für einen Hub bei gleicher Einströmungs- und gleicher Ausströmungsspannung mit derjenigen einer Eincylindermaschine übereinstimmen, deren Cylinder = dem Niederdruckcylinder und deren Füllungsgrad =  $\frac{e'}{v}$  ist. —

Beispielsweise findet man für eine Woolf'sche Maschine, bei welcher gemäss den Bestimmungen im vorigen Paragraph:

$$\begin{array}{cccc} w = 1 & x = 1 - e & e = 0,454 & c = 0,27 \\ r = 1 & v = 3 & e' = 0,3 & c' = 0,07 \\ p = 0,2 & m = 0,03 & p' = 6 & m' = 0,05 \end{array}$$

ist, aus (2), (3) und (5):

$$L'_h = 4,107; \quad L_v = 0,852; \quad L_r = 2,053$$

$$p_i = \frac{L_i}{F's} = \frac{L_h + L_r - L_v}{v} = 1,769;$$

für eine wechselläufige Zweicylindermaschine mit

$$w = 0,5 \quad x = 0,036 \quad e = 0,315 \quad c = 0,37$$

unter übrigens denselben Umständen aus (2), (3) und (6):

$$L'_h \text{ wie oben; } L_v = 1,000; \quad L_r = 2,106$$

$$p_i = 1,738;$$

dagegen ohne Rücksicht auf schädliche Räume und somit auch ohne Compression vor den Kolben für beide Fälle aus (7):

$$p_i = 1,782.$$

Im Vergleich mit letzterem Werthe ist hier  $p_i$  bei der Woolf'schen Maschine = 0,993, bei der wechselläufigen Zweicylindermaschine, bei welcher die Compression vor  $K$ , für den Fall des Beispiels auch vor  $K'$  erheblicher ist, nur = 0,975. Der im §. 94 für Eincylindermaschinen angestellten Untersuchung ist übrigens zu entnehmen, dass mit Rücksicht auf ein möglichst grosses Verhältniss der indicirten Arbeit zum Dampfverbrauch die Compression besonders vor dem Hochdruckkolben hier übermässig gross angenommen wurde.

Die Umständlichkeit der Berechnung besonders von  $L_r$  gemäss (5) oder (6) lässt es vorziehen, den gemäss (7) berechneten Werth von  $p_i$  nach Schätzung etwas zu verkleinern und durch ein (später zu besprechendes) graphisches Verfahren zu prüfen, ev. zu verbessern.

#### §. 99. Cylinderverhältniss von Woolf'schen Maschinen bei gegebener Gesamtexpansion.

Wenn bei gegebenen Spannungen  $p'$  und  $p$  bzw. des in den Hochdruckcylinder einströmenden und des aus dem Niederdruckcylinder ausströmenden Dampfes seine Spannung zu Ende der Expansion in letzterem =  $p_e$  angenommen wird, wobei die Bestimmungen im §. 93 für eine Eincylindermaschine als Anhalt dienen können, so ist bei Abstraction von schädlichen Räumen das resultirende Expansionsverhältniss:

$$\frac{p_e}{p'} = \frac{p_e p_0}{p_0 p'} = \frac{e'}{v} = \epsilon,$$

so dass durch die Annahme von  $v$  auch  $e' = \epsilon v$  bestimmt ist. Der Wah dieses Verhältnisses  $v$  der Hubvolumina beider Cylinder zunächst einer Woolf'schen Maschine können verschiedene Forderungen zugrunde gelegt werden. Die Rücksicht auf möglichste Gleichförmigkeit des Ganges bei gegebener rotirender Masse und constantem Widerstandsmomente würde auf die Forderung möglichst geringer Veränderlichkeit des auf die Kurbelwelle wirkenden Kraftmomentes hinauslaufen, welche jedoch zu Weitläufigkeiten führt und durch die Forderung möglichst kleiner Veränderlichkeit des Dampfdrucks auf beide Kolben zusammen ersetzt werde. Derselbe sei für die Einheit der Hochdruckkolbenfläche  $F'$  mit  $P$  bezeichnet bei Abstraction von schädlichen Räumen und entsprechenden Compressionen, sowie bei Voraussetzung sehr langer Kurbel-

stangen, wie bisher, so dass die Formeln in §. 96 unter 1. hier Anwendung finden können.

Sind dann  $p'_h$  und  $p'_v$  die Dampfspannungen bezw. hinter und vor  $K'$ ,  $p_h$  und  $p_v$  dieselben hinter und vor  $K$ , so ist  $p_v = p$  zu setzen und

$$P = p'_h - p'_v + v(p_h - p) \dots \dots \dots (1).$$

Dieser Druck ist zu Anfang eines Hubes am grössten =  $P_1$ , zu Ende am kleinsten =  $P_2$ . Denn  $p'_h$ , anfangs =  $p'$ , nimmt ab bis  $p_0 = e'p'$ ; so lange die Einströmung in den Niederdruckcylinder dauert, ist  $p_h = p'_v$  und nimmt

$$- p'_v + v p_h = (v - 1)p'_v$$

ab, während nachher  $p'_v$  wieder bis  $p_0$  zunimmt,  $p_h$  weiter abnimmt bis  $p_c = \epsilon p'$ ;  $p$  ist constant. Gemäss (1) und wegen  $e' = \epsilon v$  ist somit:

$$P_1 = p' - e'p' + v(e'p' - p) = (1 - \epsilon v + \epsilon v^2)p' = v p \dots (2)$$

$$P_2 = e'p' - e'p' + v(\epsilon p' - p) = v(\epsilon p' - p) \dots \dots (3).$$

Der Forderung entsprechend soll das Verhältniss

$$\frac{P_1}{P_2} = \frac{1 - \epsilon + \epsilon v - \frac{p}{p'}}{\epsilon - \frac{p}{p'}} \dots \dots \dots (4)$$

möglichst klein sein, was bei gegebenen Grössen von  $p'$ ,  $p$  und  $\epsilon$  dann der Fall ist, wenn

$$\frac{1}{v} + \epsilon v$$

möglichst klein, also  $-\frac{1}{v^2} + \epsilon = 0$  ist, folglich

$$\frac{1}{v} = \sqrt{\epsilon} = e' \dots \dots \dots (5).$$

Hiermit wird nach (4) das Verhältniss des grössten zum kleinsten, nämlich des anfänglichen zum schliesslichen Gesamtdruck:

$$\min \frac{P_1}{P_2} = q = \frac{2\sqrt{\epsilon} - \epsilon - \frac{p}{p'}}{\epsilon - \frac{p}{p'}} = \frac{1 - \frac{p}{p'} - (1 - \sqrt{\epsilon})^2}{\epsilon - \frac{p}{p'}} \dots (6),$$

wogegen das entsprechende Verhältniss bei einer Eincylindermaschine unter sonst gleichen Umständen

$$q_1 = \frac{p' - p}{\epsilon p' - p} = \frac{1 - \frac{p}{p'}}{\epsilon - \frac{p}{p'}} \dots \dots \dots (7)$$

wäre; bei der Woolf'schen Maschine ist es also günstigsten Falls kleiner im Verhältniss:

$$\frac{q}{q_1} = 1 - \frac{(1 - \sqrt{\varepsilon})^2}{1 - \frac{p}{p'}} \dots \dots \dots (8).$$

Wäre z. B.  $p' = 8$ ,  $p = 0,2$  und würde  $p_e = 0,6$  angenommen, also

$$\varepsilon = \frac{p_e}{p'} = 0,075,$$

so würde aus (5), (6) und (7) folgen:

$$\frac{1}{v} = e' = \sqrt{0,075} = 0,274$$

$$q_1 = 19,5 \text{ und } q = 8,96 = 0,46 q_1,$$

entsprechend einer zwar noch erheblichen, aber doch wesentlich kleineren Veränderlichkeit des gesammten Dampfdrucks auf beide Kolben zusammen als des Drucks auf den einzigen Kolben einer Einzylindermaschine unter sonst gleichen Umständen.

Eine solche Bestimmung des Cylinderverhältnisses  $v$  erscheint besonders bei gleichläufigen Woolf'schen Maschinen am Platze, bei welchen der Druck auf die Kurbelwelle = der Summe der gleichgerichteten Dampfdrucke auf die beiden Kolben =  $F'P$  ist. Bei gegenläufigen Woolf'schen Maschinen ist dagegen dieser Druck = der Differenz jener, weil dann entgegengesetzt gerichteten Kolbenkräfte, und liegt darin ein Vorzug dieses Systems; fraglicher Druck würde in diesem Falle durchschnittlich am kleinsten ausfallen, wenn das Cylinderverhältniss  $v$  gemäss der Forderung gleicher Arbeitsvertheilung unter beide Cylinder bestimmt würde. Behufs dieser Bestimmung seien für einen Hub und für die Einheit des Hubvolumens  $F's$  des Hochdruckeylinders

$$L'_h \text{ und } -L'_v$$

die Arbeiten bezw. des Hinter- und des Vorderdampfes im Hochdruckcylinder,

$$L_h \text{ und } -L_v$$

die entsprechenden Arbeiten im Niederdruckcylinder. Unter den früheren Voraussetzungen ist dann

$$L_h = p_0 \left( 1 + \ln \frac{1}{e'} \right) \dots \dots \dots (9).$$

Der Dampf zwischen beiden Kolben und in der Zwischenkammer, welcher sich zu Anfang des Hubes mit der Spannung  $p_0$  in einem Raume =  $1 + v$

befindet, hat zu Ende der Einströmung in den Niederdruckcylinder die kleinere Spannung  $p_2$ , entsprechend der Expansionsarbeit:

$$L = p_0(1 + r) \ln \frac{p_0}{p_2}.$$

Diese vertheilt sich, indem dabei die Kolben  $K'$  und  $K$  stets gleiche Wege, also Räume durchlaufen, welche sich wie die Kolbenflächen  $1:v$  verhalten, wobei jedoch  $K'$  auf der Vorderseite,  $K$  auf der Hinterseite von dem betreffenden Dampf gedrückt wird, im Verhältnisse  $-1:v$  unter beide Cylinder  $C'$  und  $C$ , d. h. mit den Antheilen

$$\frac{-1}{v-1} L \text{ und } \frac{v}{v-1} L.$$

Indem ferner nach der Absperrung von  $C$  der Vorderdampf von  $C'$  in die Zwischenkammer hinein comprimirt wird, wobei seine Spannung von  $p_2$  wieder bis  $p_0$  zunimmt, ist

$$L'_v = \frac{L}{v-1} + p_0 r \ln \frac{p_0}{p_2}$$

oder mit Rücksicht auf den obigen Ausdruck von  $L$ :

$$L'_v = p_0 \left( \frac{1+r}{v-1} + r \right) \ln \frac{p_0}{p_2} = p_0 \frac{1+vr}{v-1} \ln \frac{p_0}{p_2} \dots \dots \dots (10).$$

Im Niederdruckcylinder  $C$  befindet sich jetzt mit der Spannung  $p_2$  dieselbe Dampfmenge, welche zu Anfang des Hubes mit der Spannung  $p_0$  das Hubvolumen  $= 1$  von  $C'$  erfüllte, expandirt aber in  $C$  weiter von  $p_2$  bis  $p_e$ . Es ist also

$$L_h = \frac{v}{v-1} L + p_0 \ln \frac{p_2}{p_e}$$

oder wegen

$$\frac{p_2}{p_e} = \frac{p_0 p_2}{p_e p_0} = v \frac{p_2}{p_0}$$

$$\begin{aligned} L_h &= p_0 \left[ \frac{v}{v-1} (1+r) \ln \frac{p_0}{p_2} + \ln v + \ln \frac{p_2}{p_0} \right] \\ &= p_0 \left[ \left( \frac{v+vr}{v-1} - 1 \right) \ln \frac{p_0}{p_2} + \ln v \right] \\ &= p_0 \left( \frac{1+vr}{v-1} \ln \frac{p_0}{p_2} + \ln v \right) = L'_v + p_0 \ln v \end{aligned}$$

gemäss (10). Indem endlich  $L_v = p v$  ist, führt die Forderung

$$L'_h - L'_v = L_h - L_v$$

zu der Gleichung:

$$L'_h = 2 L'_v + p_0 \ln v - p v$$

oder mit Rücksicht auf (9) und (10):

$$1 + \ln \frac{1}{e'} = 2 \frac{1 + vr}{v - 1} \ln \frac{p_0}{p_2} + \ln v - \frac{pv}{p_0}$$

oder endlich mit

$$\frac{p_0}{p_2} = \frac{v + vr}{1 + vr} \text{ gemäss §. 96 (2),}$$

ferner wegen

$$\frac{pv}{p_0} = \frac{pv}{e' p'} = \frac{p}{\varepsilon p'}$$

und

$$\ln v - \ln \frac{1}{e'} = \ln(e' v) = \ln(\varepsilon v^2):$$

$$\ln(\varepsilon v^2) + 2 \frac{1 + vr}{v - 1} \ln \frac{v + vr}{1 + vr} = 1 + \frac{p}{\varepsilon p'} \dots \dots \dots (11).$$

Dieser Gleichung entspricht z. B. im obigen Falle

$$p' = 8, p = 0,2 \text{ und } \varepsilon = 0,075,$$

$$\text{wenn dabei } r = 0 \text{ ist, } \frac{1}{v} = 0,214 < \sqrt{\varepsilon}$$

$$\text{wenn } r = 1 \text{ ist, } \frac{1}{v} = 0,314 > \sqrt{\varepsilon}.$$

Die entsprechenden Füllungen des kleinen und des grossen Cylinders, letztere gemäss §. 96, Gl. (1) als Maximalwerthe (wegen der schädlichen Räume und besonders der Compression in  $C'$  nach §. 97 um so mehr zu verkleinern, je grösser  $r$ ), wären

für $r = 0$	1
$e' = \varepsilon v = 0,35$	0,24
$e = 1$	0,48

Die Grösse der Zwischenkammer ist also hier von wesentlichem Einfluss, und zwar bedingt die Forderung einen um so grösseren Hochdruckcylinder, je grösser  $r$  ist; gemäss Fig. 89, §. 96, konnte das erwartet werden, weil sich mit zunehmender Grösse der Zwischenkammer die Drucklinie  $ced$  der Geraden  $ed$  nähert, das Arbeitsdiagramm des Hochdruckcylinders verkleinernd. Mit Rücksicht auf die Gleichförmigkeit des Ganges bleibt übrigens die Forderung, welche die Gleichung (5) zur Folge hatte, auch bei gegenläufigen Woolf'schen Maschinen berechtigt, so dass es passend sein dürfte, das Cylinderverhältniss bei ihnen zwischen den Werthen anzunehmen, welche den Gleichungen (5) und (11) entsprechen.

Die Berücksichtigung von schädlichen Räumen, Compressionen und anderen Nebenumständen, welche die Rechnung sehr umständlich machen

würde, kann das Ergebniss etwas ändern, indessen voraussichtlich doch nur in solchem Masse, dass die verhältnissmässig einfache rechnerische Bestimmung gemäss (5) und (11) als eine angenäherte zu betrachten ist, welche auf graphischem Wege nachträglich geprüft und ev. verbessert werden mag.

§. 100. Cylinderverhältniss von wechselläufigen Zweicylindermaschinen.

Der Zweck, welcher dem Kurbelstellungswinkel  $\omega = 90^\circ$  zugrunde liegt, würde am vollkommensten erreicht werden, wenn das resultirende Expansionsverhältniss  $\varepsilon = \frac{p_e}{p}$ , so unter die Factoren

$$\frac{1}{v} \text{ und } e' = \varepsilon v$$

vertheilt würde, dass der Ungleichförmigkeitsgrad der Winkelgeschwindigkeit der Kurbelwelle ein Minimum, dass also bei Voraussetzung eines constanten Widerstandsmoments bezüglich dieser Welle die auf dieselbe übertragenen indicirten Arbeiten in den aufeinander folgenden gleichen Zeitelementen möglichst wenig verschieden sind. Indem aber diese Bedingung zu erheblichen Weitläufigkeiten führt, mag sie hier näherungsweise durch die Forderung ersetzt werden, dass die indicirten Arbeiten bei allen Viertelumdrehungen der Kurbelwelle zwischen aufeinander folgenden Hubwechsell des Hochdruckkolbens  $K'$  und des Niederdruckkolbens  $K$  gleich gross sein sollen. Dabei werden mit Benutzung derselben Buchstabenbezeichnungen dieselben vereinfachenden Voraussetzungen zugrunde gelegt, wie in den §§. 95, 96 und im vorigen Paragraph; insbesondere wird auch hier von schädlichen Räumen abgesehen und von vornherein  $e'$  sowohl wie  $e < 0,5$  vorausgesetzt, wie es thatsächlich unter normalen Umständen der Fall ist. Bezogen auf die Einheit des Hubvolumens  $F$ 's des Hochdruckcylinders sei hier

$L_a$  die gesammte indicirte Arbeit für die Zeit von einem Hubwechsel von  $K'$  bis zum folgenden Hubwechsel von  $K$ ,

$L_b$  die fragliche Arbeit für die Zeit von einem Hubwechsel von  $K$  bis zum folgenden Hubwechsel von  $K'$ ; in jeder dieser Zeiten macht die Kurbelwelle eine Viertelumdrehung.

Offenbar ist dann:

$$L_a = p'e' \left( 1 + \ln \frac{0,5}{e'} \right) - p'e'(1+r) \ln \frac{1+r}{0,5+r} + p_2 ev \ln 2 - p \frac{v}{2} \quad (1).$$

Das erste Glied dieses Ausdrucks ist die betreffende Arbeit des hinter  $K'$  auf dem Wege  $e's$  mit der Spannung  $p'$  einströmenden und dann auf dem Wege  $(0,5 - e)s$  expandirenden Dampfes. Das zweite Glied entspricht der Arbeit, welche aufgewendet werden muss, um den Dampf, der vor  $K'$  anfangs den ganzen Hochdruckcylinder und die Zwischenkammer, somit einen Raum  $= 1 + r$  mit der Spannung  $p_0 = p'e'$  erfüllt, bis zum Volumen  $0,5 + r$  zu comprimiren. Das dritte Glied ist die Expansionsarbeit im Niederdruckcylinder hinter  $K$ , nämlich des Dampfes, welcher hier vorher mit der Spannung  $p_2$  in einem Raume  $= ev$  abgesperrt worden war, während der hier in Rede stehenden Zeit aber, nämlich bei der Bewegung des Niederdruckkolbens  $K$  von der Mitte bis zum Ende seines Hubes auf das Doppelte seines Volumens sich ausdehnt. Das letzte Glied ist die von  $K$  zur Ueberwindung des Vorderdampfdrucks aufzuwendende Arbeit. Indem aber nach Gleichung (7), §. 96

$$p_2 ev = p_0 = p'e'$$

und weil auch  $\ln \frac{0,5}{e} + \ln 2 = \ln \frac{1}{e}$  ist, kann Gl. (1) geschrieben werden:

$$L_a = p'e' \left[ 1 + \ln \frac{1}{e} - (1+r) \ln \frac{1+r}{0,5+r} \right] - \frac{pv}{2} \dots \dots \dots (2).$$

Andrerseits ist:

$$L_b = p'e' \ln 2 + p'e'(1+r) \ln \frac{x+r+ev}{0,5+r} - p'e'r \ln \frac{x+r}{r} + p_2 ev \ln \frac{0,5}{e} - \frac{pv}{2} \dots \dots \dots (3).$$

Hier ist das erste Glied die Expansionsarbeit des Hinterdampfes im Hochdruckcylinder für die zweite Hälfte des Hubes von  $K'$ , worauf sich  $L_b$  bezieht. Das zweite Glied ist die Expansionsarbeit des vor  $K'$  und in der Zwischenkammer befindlichen Dampfes, welcher zu Anfang des Hubes von  $K'$  im Raume  $1+r$  die Spannung  $p_0 = p'e'$  hatte, während der Einströmung in den Niederdruckcylinder, womit eine Expansion im Verhältnisse

$$0,5 + r : x + r + ev$$

verbunden ist. Indem dann der Dampf mit der Spannung  $p_2$  einerseits vor  $K'$  im Raume  $= x+r$ , andererseits hinter  $K$  im Raume  $= ev$  abgesperrt wird, ist als drittes Glied die Arbeit abzuziehen, welche aufgewendet werden muss, um erstere Dampfmenge in die Zwischenkammer hinein wieder bis zur Spannung  $p'e'$  zu comprimiren, dagegen als viertes Glied die Expansionsarbeit des hinter  $K$  in den Niederdruckcylinder

eingeströmten Dampfes bei seiner Volumvergrößerung von  $ev$  bis  $0,5v$  hinzuzufügen. Das letzte Glied entspricht wieder dem Vorderdampfdrucke  $p$  in diesem Cylinder. Wegen

$$p_2 ev = p' e' \text{ und } \ln 2 + \ln \frac{0,5}{e} = \ln \frac{1}{e}$$

und weil nach §. 95, Gl. (7)

$$x + r = evr$$

ist, kann Gl. (3) auch auf die Form gebracht werden:

$$\begin{aligned} L_b &= p' e' \left[ \ln \frac{1}{e} + (1+r) \left\{ \ln(ev) + \ln \frac{1+r}{0,5+r} \right\} - r \ln(ev) \right] - \frac{pv}{2} \\ &= p' e' \left[ \ln v + (1+r) \ln \frac{1+r}{0,5+r} \right] - \frac{pv}{2} \dots \dots \dots (4). \end{aligned}$$

Die Forderung  $L_a = L_b$  liefert endlich zur Bestimmung von  $v$  als Function von  $\varepsilon$  und  $r$  die Gleichung:

$$\ln(\varepsilon v^2) + 2(1+r) \ln \frac{1+r}{0,5+r} = 1 \dots \dots \dots (5).$$

Ihr entspricht für  $r = 0 \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad \infty$

$$\frac{1}{v\sqrt{\varepsilon}} = 1,21 \quad 1,08 \quad 1,05 \quad 1,03 \quad 1,$$

so dass sie, für  $r = \infty$  mit der für Woolf'sche Maschinen im vorigen Paragraph unter (5) aufgestellten Regel zusammenfallend, bei gegebener Gesamtexpansion um so grössere Hochdruckcylinder verlangt, je kleiner die Zwischenkammer ist, während das Hubvolumen des Niederdruckcylinders (bei Abstraction von schädlichen Räumen) von  $r$  unabhängig, nämlich bei gegebenen Werthen von  $p'$ ,  $p$  und  $\varepsilon$  durch Gl. (7), §. 98, bestimmt ist. In dieser Hinsicht erscheint eine grosse Zwischenkammer hier vortheilhaft, während es bei Woolf'schen Maschinen wenigstens gemäss Gl. (11) im vorigen Paragraph sich umgekehrt verhielt. Uebrigens kann man veranlasst sein, den Hochdruckcylinder einer gegenläufigen Zweicylindermaschine noch etwas grösser zu machen, als er gemäss Gl. (5) bei Voraussetzung des normalen Werthes von  $\varepsilon$  sein sollte, wenn nämlich die Maschine durch Vergrößerung von  $e'$  häufig über ihre normale Leistung hinaus beansprucht werden soll; indem dann auch  $\varepsilon$  entsprechend grösser wird, entspricht der Gleichung (5) ein grösserer Werth von  $\frac{1}{v}$ .

Für das Beispiel des vorigen Paragraph:

$$p' = 8, \quad p = 0,2 \text{ und } \varepsilon = 0,075$$

wäre im Falle  $r = 1$  nach Obigem:

$$\frac{1}{v} = 1,08 \sqrt{0,075} = 0,30 \text{ und } e' = \varepsilon v = 0,25$$

sowie der (ohne Rücksicht auf schädliche Räume) den Spannungsfall vermeidende Füllungsgrad des Niederdruckeylinders gemäss (3) und (4) im §. 96:

$$e = 0,311 \text{ wenig } > \frac{1}{v},$$

während die schädlichen Räume nach §. 97 einen etwas kleineren Werth von  $e$  verlangen, so dass vorläufig  $e = 0,3$  gesetzt werden könnte, vorbehaltlich der ohnehin erforderlichen, am besten graphischen Prüfung und ev. Berichtigung mit Rücksicht auf den Einfluss von Nebenumständen.

Die Vergrösserung der Zwischenkammer über  $r = 1$  hinaus ist zwar zur Verkleinerung des Hochdruckeylinders gemäss (5) nur von geringer Bedeutung; in höherem Grade könnte indessen dadurch die Veränderlichkeit des auf die Kurbelwelle ausgeübten Kraftmomentes vermindert werden. Letzteres lässt sich am leichtesten für die Hubwechsel der Kolben berechnen, indem es dann nur von dem Dampfdruck auf den in seiner Mittelstellung befindlichen Kolben herrührt, und der Hebelarm dieses Drucks = der Kurbellänge ist. Bezogen auf die Einheit dieser Länge und auf die Einheit der Hochdruckkolbenfläche sei fragliches Moment für die Hubwechsel des Hochdruckkolbens =  $M$ , für die Hubwechsel des Niederdruckkolbens =  $M'$ ; näherungsweise lässt sich dann annehmen, dass das Moment überhaupt um so weniger veränderlich sein wird, je mehr sich das Verhältnis  $M:M'$  der Einheit nähert. Wie leicht erkennbar, ist nun

$$M = v \left( p_2 \frac{e}{0,5} - p \right)$$

oder wegen

$$p_2 e v = p' e', \text{ also } p_2 e = p' \frac{e'}{v} = p' \varepsilon$$

$$M = v \left( 2 \varepsilon p' - p \right) \dots \dots \dots (6),$$

$$M' = p' \frac{e'}{0,5} - p_0 \frac{1+r}{0,5+r}$$

$$= p' e' \left( 2 - \frac{1+r}{0,5+r} \right) = \frac{p' e' r}{0,5+r} \dots \dots \dots (7),$$

$$\frac{M}{M'} = \frac{v}{e'} \frac{0,5+r}{r} \left( 2\varepsilon - \frac{p}{p'} \right) = \left( 1 + \frac{1}{2r} \right) \left( 2 - \frac{1}{\varepsilon} \frac{p}{p'} \right) \dots \dots (8).$$

Wegen  $\varepsilon = \frac{p_0}{p'} > \frac{p}{p'}$  ist

$$\frac{M}{M'} > 1 + \frac{1}{2r}$$

und nähert sich der Einheit mit wachsendem  $r$ . Z. B. im Falle

$$p' = 8, \quad p = 0,2 \quad \text{und} \quad \varepsilon = 0,075$$

$$\text{ist } \frac{M}{M'} = 2,5 \quad 2,08 \quad 1,94$$

$$\text{für } r = 1 \quad 2 \quad 3$$

Wenigstens bis  $r = 2$  ist in dieser Hinsicht noch ein wesentlicher Vortheil durch Vergrößerung der Zwischenkammer zu erwarten. Beschränkt wird dieselbe freilich durch die Erwägung, dass mit ihrer Vergrößerung auch die Dampfmenge zunimmt, welche zu ausreichender Heizung dieser Kammer mit Hülfe eines Dampfmantels aufzuwenden ist.

#### §. 101. Graphische Untersuchung von Zwei- und Mehrcylindermaschinen.

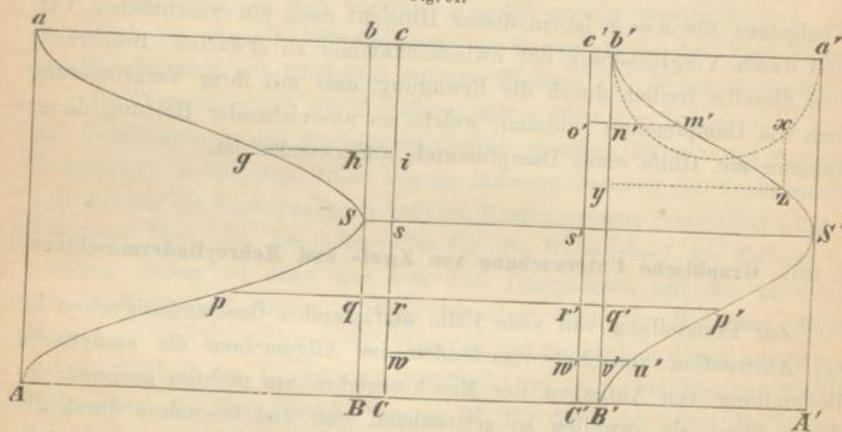
Zur Feststellung von viele Fälle umfassenden Gesetzmässigkeiten ist bei Abstraction von Nebenumständen im Allgemeinen die analytische Behandlung von Aufgaben der Maschinenlehre am meisten geeignet; indessen kann sie zuweilen so zeitraubend sein und besonders durch die Berücksichtigung von Nebenumständen so erschwert und so wenig übersichtlich werden, dass ein graphisches Verfahren oder wenigstens seine Verbindung mit der Rechnung vorzuziehen ist. Besonders gilt dies dann, wenn es sich nicht sowohl um Gesetzmässigkeiten für eine Gruppe von Fällen, als vielmehr um einen bestimmten Einzelfall handelt, wie er dem konstruirenden Maschineningenieur eben vorliegt, welcher zudem in der Benutzung graphischer Methoden geübt ist und die betreffenden Hilfsmittel beständig zur Hand hat. Hier werde deshalb noch kurz gezeigt, wie solche Aufgaben bezüglich mehrcylindriger Dampfmaschinen, welche in den vorhergehenden Paragraphen analytisch erörtert wurden, in der Anwendung auf besondere Fälle auch mit Hülfe graphischer Methoden behandelt werden können.\*

Vor Allem handelt es sich dabei um eine übersichtliche bildliche Darstellung der Grössen der vom Dampfe nach und nach erfüllten Räume, was am einfachsten durch proportionale gerade Strecken geschehen kann;

\* Siehe M. Schröter, Methode der graphischen Behandlung mehrcylindriger Dampfmaschinen. Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1884, S. 191 u. ff.

solche Darstellung, welche die fraglichen Volumina für jeden Kurbelwinkel, bzw. für jede Kolbenstellung mit dem Zirkel abzugreifen gestattet, sei als Kolbendiagramm bezeichnet. Mit Rücksicht auf den dem Mariotte'schen Gesetz entsprechend anzunehmenden einfachen Zusammenhang von Druck und Volumen ergibt sich daraus das Spannungsdiagramm zugleich als Arbeitsdiagramm für jeden Cylinder und damit die graphische Lösung der jeweiligen Aufgabe.

Fig. 91.



Zur Zeichnung des Kolbendiagramms werden auf einer Geraden  $a a'$ , Fig. 91, welche als horizontal bezeichnet sei, nach willkürlichem Massstabe die Strecken

$a' b' = V' =$  dem Hubvolumen des Hochdruckzylinders  $C'$ ,

$b' c' = m' V' =$  dem zugehörigen schädlichen Raum,

$c' c'' = R = r V' =$  dem Volumen der Zwischenkammer,

$c b = m V =$  dem schädlichen Raum des Niederdruckzylinders  $C$ ,

$b a = V = v V' =$  dem Hubvolumen von  $C$  aneinander getragen, und

normal dazu die (als vertical bezeichneten) geraden Strecken  $a' A'$ ,  $b' B'$  etc. von gleicher, übrigens beliebiger Länge gezogen. Der Punkt  $b'$  entspreche der Todtlage des Hochdruckkolbens  $K'$ , von welcher an hinter ihm der Dampf einströmt, dessen Zustandsänderungen in der Maschine zu prüfen sind. Zwischen  $a' A'$  und  $b' B'$  wird dann die Curve  $b' S' B'$  als Diagramm des Hochdruckkolbens so verzeichnet, dass für  $b' a'$  und  $b' B'$  als Axen die verticale Coordinate  $b' y$  irgend eines Punktes  $z$  der Curve dem Kurbelwinkel (dem Drehungswinkel der Kurbel von der dem Punkte  $b'$  entsprechenden Todtlage an), die horizontale Coordinate  $yz$  dem entsprechenden

Kolbenvolumen, also auch dem Kolbenwege proportional ist. Bei Voraussetzung einer sehr langen Kurbelstange findet man irgend einen solchen Punkt  $z$ , indem man über  $a'b'$  als Durchmesser einen Kreis beschreibt, irgend einen Punkt  $x$  in seiner Peripherie annimmt, die Strecke  $b'y$  zu  $b'B'$  in dasselbe Verhältniss setzt, welches der Bogen  $b'x$  zur Kreisperipherie hat, und endlich  $xz$  vertical zieht bis zum Schnitt mit der Horizontalen durch  $y$ . Sollte die beschränkte Länge der Kurbelstange berücksichtigt werden, so wäre mit derselben aus  $b'$  und  $x$  die Gerade  $a'b'$  einzuschneiden (ihre Verlängerung über  $a'$  oder  $b'$ , jenachdem  $b'$  ein äusserer oder ein innerer Todtpunkt ist) und die Horizontale durch  $y =$  der Entfernung beider Schnittpunkte zu machen. Die Theilung des Kreises über  $a'b'$  und der Strecke  $b'B'$  in etwa je 16 gleiche Theile ergibt eine zur Verzeichnung der Curve  $b'S'B'$  in der Regel genügende Zahl günstig gelegener entsprechender Punkte  $x, y$ .

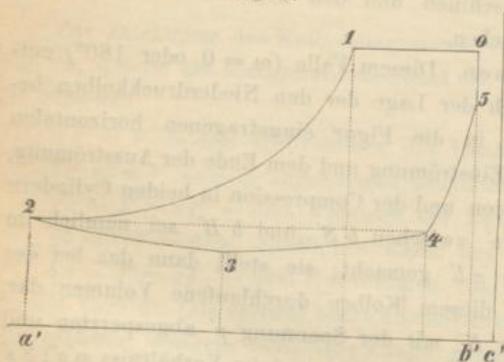
Das Diagramm des Niederdruckkolbens  $K$  ergibt sich analoger Weise mit Hülfe eines Kreises über  $ab$ , und zwar ist es zwischen  $aA$  und  $bB$  in solcher Lage zu zeichnen, dass die Strecke von  $a$  bis zu dem in  $aA$  liegenden Scheitelpunkte dem Kurbelwinkel  $\omega$  proportional ist, wenn die Kurbel von  $K$  derjenigen von  $K'$  um den Winkel  $\omega$  voreilt, wie es bisher angenommen wurde. In dieser Beziehung mögen die zwei Fälle näher betrachtet werden, welche besonders von Interesse sind, indem sie den Woolf'schen Maschinen und den üblichen wechselläufigen Zweicylindermaschinen entsprechen.

1) Woolf'sche Maschinen. Diesem Falle ( $\omega = 0$  oder  $180^\circ$ ) entspricht die Figur 91 bezüglich der Lage der den Niederdruckkolben betreffenden Curve  $aSA$ . Die in die Figur eingetragenen horizontalen Strecken sollen dem Ende der Einströmung und dem Ende der Ausströmung, also dem Anfange der Expansion und der Compression in beiden Cylindern entsprechen. Die Strecke  $m'n'$  zwischen  $b'S'$  und  $b'B'$  sei nämlich im Verhältnisse  $e':1$  kleiner als  $a'b'$  gemacht; sie stellt dann das bei der Einströmung hinter  $K'$  von diesem Kolben durchlaufene Volumen dar,  $m'o'$  das Volumen des hinter  $K'$  mit der Spannung  $p'$  abgesperrten und demnächst in  $C'$  (abgesehen von Vorausströmung) im Verhältniss  $m'o':S's'$  bis zur Spannung  $p_0$  expandirenden Dampfes. Beim Hubwechsel erfolgt die Mischung dieses Dampfes mit demjenigen, welcher sich in der Zwischenkammer und im schädlichen Raume des Niederdruckeylinders  $C$  befindet, indem (abgesehen auch von Voreinströmung in  $C$ ) die betreffenden Dampfwege gleichzeitig geöffnet werden; in fraglichen Räumen  $R = ss'$  und  $mV = Ss$  sollen dann die Dampfspannungen unmittelbar vorher auch

=  $p_0$  sein, was in ersterem durch entsprechende Füllung von  $C$ , in letzterem durch entsprechende Compression in diesem Cylinder zu erreichen ist. Mit dem Hubwechsel beginnt nun der Dampf aus  $C$  durch  $R$  in  $C$  überzuströmen, wobei er im Verhältniss  $SS':pp'$  expandirt, wenn in Fig. 81 die Strecke  $pq$  im Verhältniss  $e:1$  kleiner, als  $ab$  gemacht worden ist; in der Figur erscheint diese Expansion nur unbedeutend, weil ausser der Strecke  $cc'$  auch  $ab$  wegen Raummangel unverhältnissmässig klein gemacht wurde. Nach Schliessung des Dampfweges zwischen  $C$  und  $R$  expandirt der Dampf hinter  $K$  im Verhältniss  $pr:AO$  (abgesehen von Vorausströmung), während vor  $K'$  und in  $R$  Compression bis zur Spannung  $p_0$  stattfindet, nämlich im Volumenverhältniss  $rp':w'u'$ , wenn  $u'v'$  in der Figur im Verhältnisse  $\sigma':1$  (wieder mit Benutzung bisher gebrauchter Buchstabenbezeichnungen) kleiner, als  $a'b'$  gemacht wurde. Die Zwischenkammer bleibt jetzt bis zum nächsten Hubwechsel gegen  $C$  und gegen  $C'$  abgesperrt, während in letzterem Cylinder Compression im Verhältniss  $u'w':B'C'$  stattfindet.

Die Spannungs- und Arbeitsdiagramme der beiden Cylinder  $C$  und  $C'$  sind behufs übersichtlicher Vergleichung, damit nämlich gleichen Flächen gleiche Arbeiten entsprechen, entweder bei gleichem Spannungsmassstabe über Grundlinien zu construiren, welche sich wie  $1:v$ , oder bei gleicher

Fig. 92.



Grundlinie mit Spannungsmassstäben, welche sich wie  $1:v$  verhalten; hier ist letzteres geschehen.

Bei dem Spannungsdiagramm des Hochdruckeylinders  $C$ , Fig. 92, bietet die obere Begrenzungslinie  $0-1-2$ , hier ohne Rücksicht auf Drosselung gezeichnet ( $0-1$  parallel der Grundlinie  $a'b'$ ), zu Bemerkungen keinen Anlass. Beim

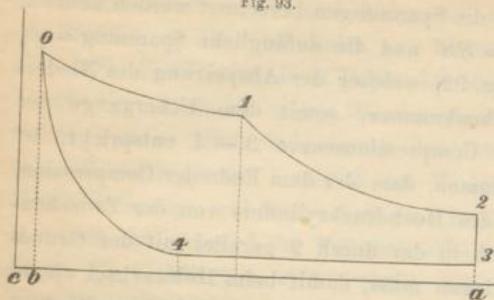
Hubwechsel tritt der Hochdruckeylinder in Communication mit der Zwischenkammer, diese mit dem schädlichen Raum des Niederdruckeylinders, und soll in diesem Augenblicke in den zwei letztgenannten Räumen, wie oben bemerkt wurde, die Spannung  $= p_0 = p' \frac{e' + m'}{1 + m'}$  = der Spannung in  $C'$  sein; das Spannungsdiagramm von  $C'$  bildet bei 2, Fig. 92, eine Spitze.

Die Expansionscurve 2 — 3 ist jetzt dem Mariotte'schen Gesetze entsprechend leicht zu zeichnen, indem aus dem Kolbendiagramm Fig. 91 die verschiedenen Volumina als horizontale Strecken zwischen den Curven  $S_p$  und  $S'p'$  abgegriffen und dazu die Spannungen berechnet werden können, weil das anfängliche Volumen =  $SS'$  und die anfängliche Spannung =  $p_0$  bekannt sind. Der Punkt 3, Fig. 92, welcher der Absperrung des Niederdruckzylinders von der Zwischenkammer, somit dem Uebergange der Expansionscurve 2 — 3 in die Compressioncurve 3 — 4 entspricht, ist gemäss der Forderung zu bestimmen, dass der dem Ende der Compression, nämlich der Absperrung auch des Hochdruckzylinders von der Zwischenkammer entsprechende Punkt 4 in der durch 2 parallel mit der Grundlinie  $a'b'$  gezogenen Geraden liegen muss, damit beim Hubwechsel wieder die Spannung  $p_0$  in der Zwischenkammer vorhanden sei. Diesen Punkt 4 findet man aber dadurch, dass der Punkt 5 entsprechend der Spannung  $\alpha p' < p'$ , welche im schädlichen Raum von  $C'$  zu Ende des Hubes durch Compression entstanden sein soll, festgelegt und durch ihn die Compressioncurve 5 — 4 mit den Elementen construirt wird, welche dem Kolbendiagramm Fig. 91 (den horizontalen Strecken zwischen der Curve  $u'B'$  und der Geraden  $c'C'$  als Räumen) zu entnehmen und nach dem Mariotte'schen Gesetze zu berechnen sind. Vom Punkte 4 aus kann dann die Compressioncurve 4 — 3 mit solchen Spannungen verzeichnet werden, welche den aus Fig. 91 (als horizontale Strecken zwischen  $p'u'$  und  $c'C'$ ) sich ergebenden Räumen entsprechen. Die Lage des Schnittpunktes 3, welcher durch das Verhältniss der Projection von 2 — 3 auf die Grundlinie zur Länge  $a'b'$  der letzteren den Füllungsgrad  $e$  des Niederdruckzylinders bestimmt, kann unsicher werden infolge sehr spitzen Schnittwinkels fraglicher Curven, der jedoch durch Vergrösserung des Spannungsmassstabes zu vergrössern ist. Wären die Figuren ganz correct gezeichnet, so müssten sich in Fig. 91 die Horizontalprojectionen der Curvenstrecken  $b'm'$ ,  $m'S'$ ,  $S'p'$ ,  $p'u'$ ,  $u'B'$  ebenso zu einander verhalten, wie in Fig. 92 die Projectionen der Strecken 0 — 1, 1 — 2, 2 — 3, 3 — 4, 4 — 5 auf die Grundlinie  $a'b'$ .

Im Spannungsdiagramm des Niederdruckzylinders, Fig. 93, entspricht die Curve 0 — 1 der Curve 2 — 3 in Fig. 92 mit  $v$ -facher Vergrösserung der Ordinaten, während daran die gleichseitige Hyperbel 1 — 2 sich anschliesst, zu deren Construction als Expansionslinie die erforderlichen Daten im Kolbendiagramm Fig. 91 vorhanden sind (in den horizontalen Strecken zwischen dem Curvenstück  $pA$  und der Geraden  $cO$ ). An die mit der Grundlinie parallele Ausströmungslinie 3 — 4 schliesst sich dann die Compressioncurve 4 — 0, welche bis zum Punkte 0 zu reichen hat gemäss der

Forderung, dass ein Spannungsfall auch bei Herstellung der Communication zwischen Niederdruckzylinder und Zwischenkammer vermieden werden soll.

Fig. 93.



Diese Curve ist (siehe §. 86) im Falle der Heizung des Cylinders durch einen Dampf-mantel gemäss der Gleichung  $p v^n = \text{Const.}$  besser mit  $n = 1,1$  bis  $1,2$  zu construiren, als mit  $n = 1$ , indem auch gerade hier, weil die Spannungen in  $C$  mit  $v$ -mal so grossem Gewicht, als in  $C'$  in Betracht kom-

men, thunlichster Anschluss an die Wirklichkeit von besonderem Werth ist. Ob freilich der Vortheil vollkommener Vermeidung auch dieses Spannungsfalls von  $R$  zu  $C$ , welcher die Compression des Dampfes im schädlichen Raum von  $C$  bis zur Spannung  $p_0$  erfordert, nicht etwa durch den Arbeitsbedarf zu so erheblicher Compression aufgewogen wird, und ob es nicht demgemäss besser ist, die Compressionscurve in Fig. 93 von einem Punkte 5 aus zu zeichnen, der in  $b0$  um eine gewisse Strecke  $0 - 5$  unterhalb  $0$  liegt, so dass der Punkt 4 näher an  $b0$  gerückt wird, kann fraglich erscheinen. Wenn die Volumänderung bei dieser Compression im Verhältniss der horizontalen Strecke  $gi$ , Fig. 91, zu  $Ss$  stattfindet, so verhalten sich in Fig. 91 die Horizontalprojektionen der Curvenstrecken  $Sp$ ,  $pA$ ,  $ag$ ,  $gS$  ebenso zu einander wie in Fig. 93 die Projectionen der Strecken  $0 - 1$ ,  $1 - 2$ ,  $3 - 4$ ,  $4 - 0$  auf die Grundlinie  $ab$ .

Auf solche Weise findet man für eine zu entwerfende Woolf'sche Maschine insbesondere den passenden Füllungsgrad  $e$  des Niederdruck-cylinders, wenn  $p$ ,  $p'$ ,  $r$ ,  $v$ ,  $e'$ ,  $m$ ,  $m'$  gegeben sind. Beispielsweise mit

$$\begin{aligned} p &= 0,15 & p' &= 7 & r &= v = 2,5 \\ e' &= 0,2 & m &= 0,04 & m' &= 0,05 \end{aligned}$$

findet Schröter a. a. O.  $e = 0,43$ . Für den Fall von Compression im Hochdruckzylinder bis  $0,8p'$ , also mit  $\alpha = 0,8$  würde aus §. 97, Gl. (6) folgen:  $e' = 0,118$  und damit  $e = 0,42$  aus Gl. (7) daselbst. Mit  $\epsilon = \frac{e'}{v} = \frac{0,2}{2,5} = 0,08$  entspräche bei Abstraction von schädlichen Räumen der kleinsten Veränderlichkeit des Dampfdrucks auf beide Kolben zusammen:

$$v = \frac{1}{\sqrt{\varepsilon}} = 3,53 \text{ nach §. 99, Gl. (5)}$$

und gleicher Arbeitsvertheilung unter beide Cylinder:

$$v = 2,74 \text{ nach §. 99, Gl. (11).}$$

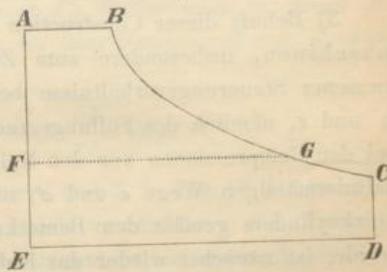
Mit Rücksicht auf die schädlichen Räume würde dieser letztere Werth etwas zu vergrössern sein, weil die entsprechende Compression in  $C$  mehr Arbeit erfordert, als in  $C'$ .

2) Ausser den Grössen  $p, p', r, m, m'$  werden in der Regel nicht auch  $v$  und  $e'$  gegeben, bezw. von vorn herein anzunehmen sein, sondern nur das Verhältniss

$$\frac{e'}{v} = \varepsilon = \frac{pe}{p'}$$

Wenn dann die Annahme von  $v$  und  $e'$  insbesondere an die Forderung gleicher Arbeitsvertheilung unter beide Cylinder geknüpft werden sollte, so kann man bemerken, dass abgesehen von schädlichen Räumen und von sonstigen Nebenumständen die Zweicylindermaschine einer eincylindrigen vom Hubvolumen  $Fs$  des Niederdruckeylinders und von der Füllung  $\varepsilon$  bei denselben Spannungen  $p, p'$  gleichwerthig ist (§. 98, Gl. 7). Wird deshalb mit  $p, p'$  und  $\varepsilon$  das ideale Arbeitsdiagramm  $ABCDE$ , Fig. 94, der Eincylindermaschine in bekannter Weise gezeichnet, so kommt es nur darauf an, dasselbe durch eine den Umständen

Fig. 94.



entsprechende Linie  $FG$  so zu theilen, dass die Flächen beider Theile nahe gleich gross sind, um den Theil  $ABGF$  dem Hochdruckeylinder, den andern  $CDEFG$  dem Niederdruckeylinder als Arbeitsdiagramm zuzuweisen. Die Endpunkte  $F$  und  $G$  dieser Theilungslinie müssten in einer mit  $ED$  parallelen Geraden liegen, damit ein Spannungsfall vom Hochdruckeylinder zur Zwischenkammer vermieden werde; dabei müsste sie abwärts oder aufwärts gekrümmt sein (der Linie  $cd$  in Fig. 89, bezw. in Fig. 90, §. 96, entsprechend), jenachdem es sich um eine Woolf'sche oder um eine wechselläufige Zweicylindermaschine handelt, beides um so mehr, je kleiner  $r$  ist, während sie für  $r = \infty$  unter allen Umständen mit der Geraden  $FG$  zusammenfällt. Oder man kann auch die Fläche  $ABCDE$  durch die Gerade  $FG$  so theilen, dass der obere Theil  $ABGF$  bei Woolf'schen Maschinen

etwas weniger, bei wechselläufigen Maschinen etwas mehr beträgt, als die Hälfte der ganzen Fläche, beides nach Schätzung um so mehr, je kleiner  $r$  ist. Den schädlichen Räumen und den entsprechenden Compressionen vor den Kolben kann dabei auch schon schätzungsweise durch die Erwägung Rechnung getragen werden, dass durch solche Compression die indicirte Arbeit in  $C$  mehr verkleinert zu werden pflegt, als in  $C'$ , so dass schon aus diesem Grunde im idealen Arbeitsdiagramm der obere Theil  $ABGF$  etwas kleiner zu machen ist, als der untere. Auf solche Weise findet man  $v =$  dem Verhältnisse der geraden Strecken  $ED:FG$  und  $e' = \varepsilon v$ . Die hiermit construirten Arbeitsdiagramme beider Cylinder ermöglichen dann durch Planimetrierung ihrer Flächen die Prüfung, bezw. Berichtigung von  $v$  und  $e'$  gemäss der Forderung. Wenn bei wechselläufigen Zweicylindermaschinen die Forderung gleich grosser indicirter Arbeiten in beiden Cylindern zusammen für alle Hubhälften zwischen aufeinander folgenden Hubwechseln der beiden Kolben zugrunde gelegt wird, so ist durch die im §. 100 gefundene entsprechende Gleichung

$$\frac{1}{v} = \mu \sqrt{\varepsilon}$$

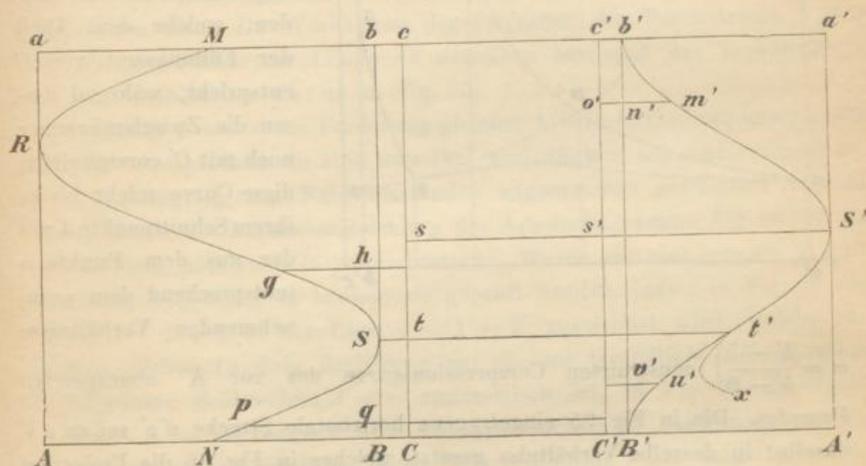
und durch die Berechnung von  $\mu$  für verschiedene Werthe von  $r$  dieses Cylinderverhältniss  $v$  hinlänglich einfach bestimmbar geworden, um nach schätzungsweise Correctur mit Rücksicht auf Nebenumstände nur noch einer schliesslichen Prüfung und eventuellen Berichtigung mit Hülfe der construirten Arbeitsdiagramme beider Cylinder unterworfen zu werden.

3) Behufs dieser Construction für wechselläufige Zweicylindermaschinen, insbesondere zum Zwecke graphischer Bestimmung angemessener Steuerungsverhältnisse bei gegebenen Werthen von  $p, p', r, m, m'$  und  $\varepsilon$ , nämlich des Füllungsgrades  $e$  des Niederdruckcylinders und der bei den Compressionen vor den Kolben von diesen zu durchlaufenden verhältnissmässigen Wege  $c$  und  $c'$ , nachdem der Füllungsgrad  $e'$  des Hochdruckcylinders gemäss den Bemerkungen unter 2) vorläufig angenommen wurde, ist zunächst wieder das Kolbendiagramm zu zeichnen: Fig. 95, in welcher wieder die Strecken  $ab$  und  $c'c$  verhältnissmässig länger zu denken sind, als sie gemacht wurden. Entsprechend der Voraussetzung, dass die Kurbel von  $K$  derjenigen von  $K'$  um  $\omega = 90^\circ$  voreilt, ist hier die dem Niederdruckkolben entsprechende Curve zwischen  $aA$  und  $bB$  so gezeichnet, dass  $aR$  ein Viertel der Strecke  $aA$  beträgt,  $M$  und  $N$  folglich die Mittelpunkte von  $ab$  und  $AB$  sind. Die horizontale Strecke  $m'n'$ , dem Wege von  $K'$  während der Einströmung des Dampfes hinter diesem Kolben entsprechend, ist von solcher Länge eingetragen, dass sie sich zu  $a'b'$  wie

$e' : 1$  verhält; mit  $e'$ ,  $p'$  und  $m'$  kann auch die obere Linie  $0 - 1 - 2$  des Spannungsdiagramms, Fig. 96, für den Hochdruckzylinder  $C'$  gezeichnet werden. Mit der Endspannung in  $C'$ :

$$p_0 = p' \frac{e' + m'}{1 + m'} = p' \frac{m'o'}{S's'} \quad (\text{Fig. 95}),$$

Fig. 95.



welche der Forderung gemäss beim Hubwechsel von  $K'$  auch in der Zwischenkammer vorhanden ist, beginnt die Compression in dieser und dauert bis zur Hubmitte von  $K'$ , also bis zum Hubwechsel von  $K$ , wobei die Spannung bis

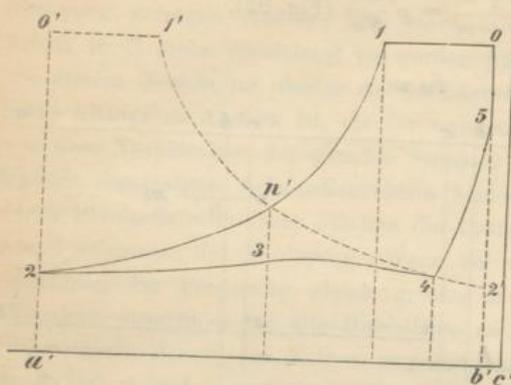
$$p_1 = p_0 \frac{1 + m' + r}{0,5 + m' + r} = p_0 \frac{s S'}{t t'} \quad (\text{Fig. 95})$$

wächst; die entsprechende Spannungscurve  $2 - 3$  in Fig. 96 lässt sich mit den der Fig. 95 zu entnehmenden Daten verzeichnen. Die Zwischenkammer  $R$  tritt jetzt auch mit  $C$  in Communication, wodurch ein Spannungsfall nicht herbeigeführt wird, wenn im schädlichen Raum von  $C$  in diesem Augenblicke Dampf befindlich ist, der durch Compression vor  $K$  die Spannung  $p_1$  erhalten hatte.

Bei der nun beginnenden Füllung von  $C$  nimmt die Spannung in  $R$  und in den damit communicirenden Theilen von  $C$  und  $C'$  zunächst noch etwas zu bis zu einer Kolbenstellung, welche dem Minimum der zwischen  $SN$  und  $t' B'$  enthaltenen horizontalen Strecken entspricht. Man findet sie leicht, indem die zwischen  $SN$  und  $SB$  enthaltenen horizontalen Strecken

rechts an  $t' B'$  angetragen und ihre Endpunkte durch eine (in Fig. 95 gestrichelte) Curve  $t' x$  verbunden werden, deren Scheitelpunkt der fraglichen Kolbenstellung entspricht.

Fig. 96.



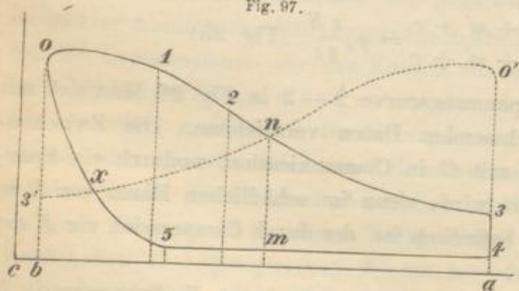
Mit Hilfe von Fig. 95 kann die Spannungscurve 3 — 4 in Fig. 96 gezeichnet werden, welche dem Theil der Füllungszeit von  $C$  entspricht, während dessen die Zwischenkammer noch mit  $C$  communicirt; diese Curve reicht bis zu ihrem Schnittpunkte 4 mit der aus dem Punkte 5 (entsprechend dem zunehmenden Verhältnisse

$\alpha = \frac{b' - 5}{b' - 0}$ ) construirten Compressioncurve des vor  $K'$  abgesperrten Dampfes.

Die in Fig. 95 eingetragene horizontale Strecke  $u' v'$  sei zu  $a' b'$  daselbst in dasselbe Verhältniss gesetzt, welches in Fig. 96 die Projection der Bogenstrecke 4 — 5 auf die Grundlinie  $a' b'$  zur Länge der letztern besitzt; dieses Verhältniss ist  $= c'$ .

Der Curve 3 — 4 in Fig. 96 entspricht die Curve 0 — 1 im Spannungsdiagramm Fig. 97 des Niederdruckzylinders, welches wieder über gleicher Grundlinie  $ab = a' b'$  mit

Fig. 97.



dem  $v$ -fachen Spannungsmaassstabe von Fig. 96 gezeichnet ist. Die Füllung von  $C$  aus  $R$  dauert aber noch fort, entsprechend der mit bekannten Daten gemäss Fig. 95 zu construirenden Curve 1 — 2, Fig. 97, bis die Dampfspannung in der

dem Punkte 2 entsprechenden Lage von  $K$  wieder  $= p_0$  geworden ist, entsprechend der Forderung, dass in  $R$  diese Spannung herrschen soll, wenn  $C$  beim Hubwechsel von  $K'$  wieder mit  $R$  zu communiciren anfängt.

Durch diesen Punkt 2 ist die Füllung  $e$  von  $C$  bestimmt = dem Verhältnisse der Projection der Bogenstrecke  $0 - 2$  auf die Grundlinie von Fig. 97 zu deren Länge  $ab$ , in welches Verhältniss auch die horizontale Strecke  $pq$ , Fig. 95, zu  $ab$  daselbst gesetzt ist. Die Vervollständigung des Spannungsdiagramms Fig. 97 giebt zu weiteren Bemerkungen keinen Anlass, als dass die Compressionscurve  $5 - 0$  wieder vom Punkte 0 aus, also so gezeichnet ist, dass ein Spannungsfall auch von  $R$  zu  $C$  vollkommen vermieden wird. Das Verhältniss der Projection der Bogenstrecke  $5 - 0$  auf die Grundlinie zur Länge  $ab$  derselben bestimmt das Verhältniss  $e =$  dem Verhältnisse  $gh : ab$  in Fig. 95.

Sollten  $v$  und  $e'$  der Forderung gleicher Arbeitsvertheilung unter beide Cylinder entsprechen, so sind nun ihre vorläufig nur mit schätzungsweiser Berücksichtigung von Nebenumständen angenommen gewesenen Werthe leicht durch die Inhaltsvergleichung der Arbeitsdiagramme Fig. 96, 97 zu prüfen und nöthigenfalls zu verbessern. Waren sie aber gemäss §. 100 vorläufig festgesetzt, so können sie geprüft werden, indem in Fig. 96 die Linie  $0 - 1 - 2$  in der Lage  $0' - 1' - 2'$  gezeichnet wird, welche zur ursprünglichen Lage in Beziehung auf die zur Grundlinie  $a'b'$  in ihrem Mittelpunkte Senkrechte  $3 - n'$  symmetrisch ist, in Fig. 97 die Linie  $0 - n - 3$  in der Lage  $0' - n - 3'$ , symmetrisch in Beziehung auf die zur Grundlinie  $ab$  in ihrer Mitte Senkrechte  $mn$ . Die indicirte Arbeit in  $C'$  ist dann für die erste Hälfte eines Hubes dargestellt durch die Fläche  $0' - 1' - n' - 3 - 2$ , Fig. 96, die Arbeit in  $C$  für die gleichzeitige zweite Hälfte eines Hubes durch den Ueberschuss der Fläche  $n - x - 5 - m$  über die Fläche  $x - 3' - 0$ , Fig. 97, unter  $x$  den Schnittpunkt von  $n - 3'$  und  $5 - 0$  verstanden. Die Summe dieser Flächen müsste genügend gleich sein der Flächensumme  $n' - x' - 4 - 3$  minus  $x' - 2' - 5$  (Fig. 96) plus  $0' - n - m - 4$  (Fig. 97), unter  $x'$  in Fig. 96 den daselbst nicht bezeichneten Schnittpunkt von  $n' - 2'$  und  $3 - 4 - 5$  verstanden.

4) Wegen allzugrosser Dimensionen eines einzigen Niederdruckcylinders kann es u. U., insbesondere z. B. bei Schiffsmaschinen vorgezogen werden, denselben in zwei Cylinder zu theilen, wobei dann ausserdem eine noch grössere Gleichförmigkeit des Ganges dadurch herbeizuführen ist, dass bei nahe gleicher Arbeitsvertheilung unter die 3 Cylinder die zugehörigen Kurbeln unter gleichen Winkeln von  $120^\circ$  gegen einander versetzt werden. Das Hubvolumen des Hochdruckcylinders kann dabei einstweilen (vorbehaltlich graphischer Prüfung durch Ausmessung der zu zeichnenden Arbeitsdiagramme) ungefähr so gross gemacht werden, dass seine indicirte Arbeit bei sehr erheblicher Grösse der Zwischenkammer

$\frac{1}{3}$  der ganzen indicirten Arbeit betrüge, entsprechend einer Geraden  $FG$  in Fig. 94 von solcher Lage, dass die Fläche  $ABGF = \frac{1}{3}$  der Fläche  $ABCDE$  ist, gemäss den Bemerkungen unter 2). Unter der Voraussetzung, dass die Füllungen beider Niederdruckzylinder  $C_1$  und  $C_2 < 0,25$  sind (Kurbeldrehungen  $< 60^\circ$  entsprechend), wie es der Fall sein wird, wenn das Hubvolumen des Hochdruckzylinders  $C'$  weniger, als die Hälfte des Hubvolumens jedes Niederdruckzylinders beträgt, verläuft bei solcher wechselläufigen Maschine mit getheiltem Niederdruckzylinder der Uebergang des aus  $C'$  durch die einzige Zwischenkammer  $R$  hindurch abwechselungsweise in  $C_1$  und  $C_2$  einströmenden Dampfes in folgender Weise, unter  $K'$ ,  $K_1$  und  $K_2$  die beziehungsweise zu  $C'$ ,  $C_1$  und  $C_2$  gehörigen Kolben, unter  $s$  die gemeinsame Hublänge verstanden.

Bei Beginn eines Hubes von  $K'$  ist  $C'$  mit  $R$  in Verbindung gesetzt worden, und wird dann während einer Kurbeldrehung von  $60^\circ$  der Dampf vor  $K'$  und in  $R$  von der Spannung  $p_0$  bis zu einer gewissen Spannung  $p_1$  comprimirt. Indem jetzt auch  $K_1$  in eine Todtlage gekommen ist, beginnt hinter diesem Kolben die Einstromung in  $C_1$ , und zwar ohne Spannungsabfall bei entsprechender Compression in  $C_1$ . Die Spannung des aus  $C'$  durch  $R$  nach  $C_1$  strömenden Dampfes habe nach vorübergehender Zunahme wieder bis  $p_2$  abgenommen, wenn nach dem Wege  $e_1 s$  von  $K_1$  die Communication von  $R$  mit  $C_1$  aufhört; während des letzten Theils dieser zweiten Kurbeldrehung von  $60^\circ$  wird dann der Dampf, welcher nicht mehr in  $C_1$  einströmen kann, wieder in  $R$  hinein comprimirt, wobei seine Spannung von  $p_2$  bis zu einem nur wenig von  $p_1$  verschiedenen Werthe zunimmt. Dieselbe Spannung herrsche jetzt infolge vorhergegangener Compression im schädlichen Raume von  $C_2$ , so dass jetzt auch in diesem zweiten Niederdruckzylinder, dessen Kolben  $K_2$  eine Todtlage erreicht hat, ohne Spannungsfall die Dampfeinstromung mit anfangs etwas zunehmender, alsbald aber abnehmender Spannung erfolgt. Schon während dieser Einstromung wird  $C'$  gegen  $R$  abgesperrt behufs Compression vor  $K'$ , so dass jetzt der Dampf nur aus  $R$  in  $C_2$  einströmt bis dadurch nach dem Kolbenwege  $e_2 s < 0,25 s$  die Spannung auf  $p_0$  gesunken ist, womit  $R$  während des letzten Theils dieser dritten Kurbeldrehung von  $60^\circ$  bis zum folgenden Hubwechsel von  $K'$  ganz abgesperrt zu bleiben hat; je weniger  $e_1 < 0,25$  angenommen wurde, desto mehr wird  $e_2 < 0,25$  ausfallen.

Wie nun die Steuerungsverhältnisse, bedingt durch die verhältnissmässigen Wege  $e_1$  und  $e_2$ ,  $e_1$  und  $e_2$  der Kolben  $K_1$  und  $K_2$  bezw. bei der Einstromung des betreffenden Hinterdampfes und bei der Compression

des betreffenden Vorderdampfes mit Hilfe der Spannungsdiagramme von  $C_1$  und  $C_2$  so zu bestimmen sind, dass der Vorgang in der angegebenen Weise thatsächlich stattfindet, und wie diese Spannungsdiagramme mit Hilfe der Kolbendiagramme gezeichnet werden können, bedarf nach dem Vorhergegangenen keiner weiteren Erklärung; die Kolbendiagramme von  $K_1$  und  $K_2$  sind dabei nur zwischen den Verticalen  $aA$  und  $bB$  (Fig. 95) in solchen Lagen einzutragen, dass die Strecke  $aR$  für das erste  $\frac{1}{6}$ , für das zweite  $\frac{1}{3}$  von  $aA$  beträgt. Die etwa zunächst sich nicht genügend ergebende Flächengleichheit der Arbeitsdiagramme für  $C_1$  und  $C_2$  kann durch Aenderung von  $e_1$ , wodurch auch  $e_2$  und zwar in entgegengesetztem Sinne verändert wird, die Flächengleichheit beider Diagramme und desjenigen für  $C'$  durch Aenderung des Hubvolumens von  $C'$  herbeigeführt werden, wodurch auch die Füllung  $e'$  dieses Cylinders entsprechend verändert wird, wenn  $\varepsilon$  gegeben ist = der resultirenden verhältnissmässigen Spannungsabnahme infolge der Gesamtexpansion. —

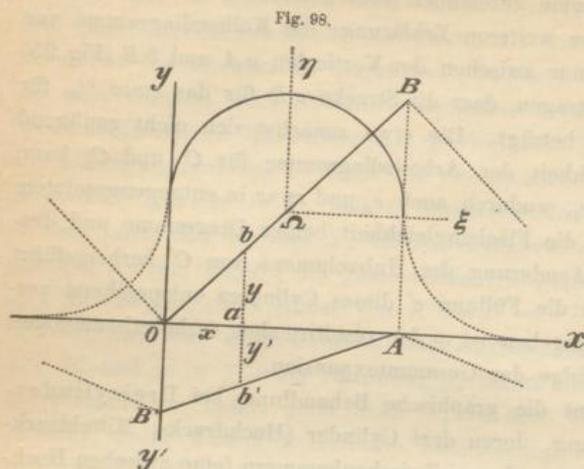
Noch mehr kommt die graphische Behandlung bei Dreicylinder-  
maschinen zur Geltung, deren drei Cylinder (Hochdruck-, Mitteldruck-  
und Niederdruckcylinder) und zwei Zwischenkammern (eine zwischen Hoch-  
und Mitteldruckcylinder, eine zweite zwischen Mittel- und Niederdruck-  
cylinder) nach einander vom Dampfe durchströmt werden, und wobei auch  
der Niederdruckcylinder wieder in zwei getheilt sein kann. Die rechne-  
rische Bestimmung der Steuerungsverhältnisse behufs Vermeidung von  
Spannungsabfällen, sowie der verhältnissmässigen Hubvolumina aller Cylin-  
der behufs angemessener Arbeitsvertheilung wäre hier besonders bei der  
Berücksichtigung von schädlichen Räumen und entsprechenden Compres-  
sionen äusserst umständlich, wogegen bei der graphischen Methode ins-  
besondere auch die Uebersichtlichkeit gewahrt bleibt, welche vor größeren  
Fehlern schützt und anfängliche Annahmen auf Grund ihrer räumlich vor  
Augen liegenden Folgen zweckdienlich zu ändern gestattet.

5) Bei Woolf'schen Maschinen ( $\omega = 0$ ) und bei wechselläufigen  
Zweicylindermaschinen ( $\omega = 90^\circ$ ) kann eine Vereinfachung des Kolben-  
diagramms dadurch herbeigeführt werden, dass zur Grundlinie desselben  
( $aA = a'A'$ , Fig. 91 und Fig. 95), normal zu welcher die in Betracht  
kommenden Volumina als gerade Strecken abgemessen werden, der Kolben-  
weg statt des Kurbelkreises gewählt wird.\*

Es sei  $OX$ , Fig. 98, eine Gerade, längs welcher die Wege  $Oa = x$   
des Hochdruckkolbens  $K'$ , von einer Todtlage  $O$  an gerechnet, gemessen

\* Siehe die Bemerkung von J. Lüders in der Zeitschrift des Vereins deutscher  
Ingenieure, 1884, S. 292.

werden sollen so, dass  $OA = s$  die gemeinsame Hublänge beider Kolben ist. Längs der zu  $OX$  in  $O$  normalen Geraden  $YOY'$  seien die entsprechenden Kolbenvolumina des Hochdruckzylinders  $C'$  für die beim Hube  $OA$  vor



$K'$  befindliche Seite als proportionale Strecken  $ab' = y'$  im Sinne  $OY'$ , die Kolbenvolumina des Niederdruckzylinders  $C$  für die bei demselben Hube von  $K'$  hinter dem Kolben  $K$  befindliche Seite als nach demselben Massstabe proportionale Strecken  $ab = y$  im Sinne  $OY$  aufgetragen. Ist dann

$\varphi$  der Winkel, um welchen sich die Kurbelwelle gedreht hat, seit  $K'$  sich in der Todtlage  $O$  befand, und  $r = \frac{s}{2}$ , so kann bei nicht allzu kleiner verhältnissmässiger Länge der Kurbelstange

$$x = r(1 - \cos \varphi) \dots \dots \dots (1)$$

gesetzt werden, und der entsprechende Weg von  $K$ , gerechnet von der Todtlage, in welcher sich dieser Kolben zur Zeit der Todtlage  $O$  von  $K'$  zuletzt befunden hatte,

$$= r[1 - \cos(\omega + \varphi)],$$

wenn  $\omega$  den Winkel bedeutet, um welchen die Kurbel von  $K$  derjenigen von  $K'$  voreilt. Hiernach ist, unter  $F$  und  $F'$  die dampfberührten Flächen von  $K$  und  $K'$  verstanden,

$$y = Fr[1 - \cos(\omega + \varphi)] \dots \dots \dots (2)$$

und  $y' = F'(s - x)$ . Die Linie, deren Coordinaten  $x$  und  $y'$  sind (Diagramm des Kolbens  $K'$ ) ist die Gerade  $AB'$ , wenn  $OB' = F's =$  dem Hubvolumen  $V'$  gemacht ist.

Die Beziehung zwischen  $x$  und  $y$ , somit das Diagramm von  $K$ , ergibt sich durch Elimination von  $\varphi$  zwischen den Gleichungen (1) und (2), welche auch geschrieben werden können:

$$\left. \begin{aligned} \cos \varphi &= 1 - \frac{x}{r} \\ \cos(\omega + \varphi) &= \cos \omega \cos \varphi - \sin \omega \sin \varphi = 1 - \frac{y}{Fr} \end{aligned} \right\} \dots \dots (3).$$

Daraus folgt  $\sin^2 \varphi$  einerseits = einer quadratischen Function von  $x$ , andererseits = einer quadratischen Function von  $x$  und  $y$ , so dass die Linie mit den Coordinaten  $x, y$  hier eine Linie zweiten Grades, und zwar im Allgemeinen eine Ellipse ist, weil  $y$  höchstens =  $Fr = V$ . Einen Vortheil gewährt ihre Zeichnung als Diagramm des Niederdruckkolbens dann, wenn sie in besonderen Fällen in eine gerade Linie oder in einen Kreis übergeht, was eben für  $\omega = 0$  und bei entsprechendem Verhältnisse des Längens und des Volumenmassstabes auch für  $\omega = 90^\circ$  der Fall ist.

Im Falle  $\omega = 0$  folgt nämlich aus (1) und (2):

$$y = Fr(1 - \cos \varphi) = Fr,$$

d. i. die Gleichung der Geraden  $OB$  mit  $AB = Fr = V$ . Für  $\omega = 90^\circ$  folgt aus (3):

$$\left(1 - \frac{x}{r}\right)^2 + \left(1 - \frac{y}{Fr}\right)^2 = 1.$$

Werden die Axen  $OX, OY$  nach  $\Omega\xi, \Omega\eta$  verlegt durch Verschiebung bezw. um  $Fr$  und um  $r$ , so geht mit

$$\xi = x - r \quad \text{und} \quad \eta = y - Fr$$

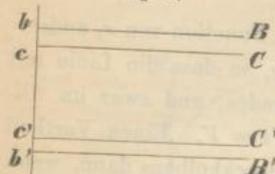
die letzte Gleichung über in:

$$\left(\frac{\xi}{r}\right)^2 + \left(\frac{\eta}{Fr}\right)^2 = 1,$$

also in die Gleichung einer Ellipse mit dem Mittelpunkte  $\Omega$  und den Hauptaxen  $s = 2r$  und  $V = 2Fr$  beziehungsweise parallel  $OX$  und  $OY$ . Diese Ellipse wird ein Kreis, wenn der Volumenmassstab für die Zeichnung so gewählt wird, dass  $V$  und  $s$  durch dieselbe Strecke  $OA$  dargestellt werden. Von diesem Kreise gilt hier für den betreffenden Hub von  $K'$  nur der im Sinne  $OY$  gelegene Halbkreis; dem vorhergehenden und dem folgenden Hube entsprechend können aber, auf dieselben Seiten der Kolben bezogen, an den aufwärts gekrümmten Halbkreis als Diagramm von  $K$  beiderseits abwärts gekrümmte, in der Figur gestrichelte Halbkreise angeschlossen werden, ebenso wie an die Gerade  $AB'$  als Diagramm von  $K'$  (und an die Gerade  $AB$  als Diagramm von  $K$  im Falle  $\omega = 0$ ) die gestrichelten Geraden.

Es bedarf keiner näheren Erläuterung, wie jetzt das vollständige Kolbendiagramm mit Berücksichtigung der schädlichen Räume und des Raumes der Zwischenkammer gezeichnet werden kann, indem die parallelen Geraden  $bB$ ,  $cC$ ,  $c'C'$ ,  $b'B'$ , Fig. 99, in

Fig. 99.



den Abständen  $bc = mV$ ,  $cc' = R$ ,  $c'b' = m'V'$ , (für den Massstab, in welchem  $V = OA$ , Fig. 98, ist) gezeichnet werden und das vorbesprochene aus geraden Linien bestehende Diagramm von  $K'$  unterhalb  $b'B'$  als  $x$ -Axe, das bei der Woolf'schen Maschine gleichfalls aus Geraden, bei der wechselläufigen Zweicylindermaschine (mit  $\omega = 90^\circ$ ) aus Halbkreisen bestehende Diagramm von  $K$  oberhalb  $bB$  als  $x$ -Axe verzeichnet wird.

Schliesslich ist einleuchtend, dass dasselbe Diagramm auch dann gelten würde, wenn die Hublängen beider Kolben thatsächlich verschieden wären, falls nur immer der Längen- und der Volumenmassstab so gewählt werden, dass die Hublänge des Hochdruckkolbens und das Hubvolumen des Niederdruckzylinders durch gleich grosse Strecken  $= OA$ , Fig. 98, dargestellt werden.

#### d. Schwungräder von Dampfmaschinen.

Das Schwungrad einer Dampfmaschine kommt hier nur bezüglich der Grösse seiner auf den Kurbelzapfen reducirten Masse (§. 90) in Betracht, welche nötig ist, um den Ungleichförmigkeitsgrad

$$\delta = \frac{v' - v''}{v_m}$$

der Rotation der Kurbelwelle eine gewisse Grösse nicht überschreiten zu lassen, insoweit derselbe lediglich durch die Ungleichförmigkeit des treibenden Tangentialdrucks auf den Kurbelzapfen bedingt ist bei constanter Grösse  $Q$  des entgegengesetzt gerichteten auf diesen Zapfen reducirten gesammten Widerstandes. Der Forderung eines gewissen Werthes von  $\delta$  entspricht zunächst eine gewisse Grösse der betreffenden ganzen reducirten rotirenden Masse  $M$ , welche aber, um diejenige des Schwungrades zu ergeben, in der Regel nur kleine Abzüge mit Rücksicht auf sonstige rotirende Maschinetheile zulässt.

Die Bestimmung von  $M$  ist auch insofern von Bedeutung, als die Lagerreibung der durch das Schwungrad belasteten Kurbelwelle einen wesentlichen Bestandtheil der Nebenwiderstände ausmacht, mit Rücksicht

auf welche der demnächst zu besprechende Nutzeffect mehr oder weniger kleiner ist, als der im vorigen Abschnitt besprochene indicirte Effect der Maschine.

§. 102. Eineylindermaschinen.

Wie  $M$  durch ein graphisches Verfahren gefunden werden kann, ist für diesen einfachsten Fall als Beispiel zur Erläuterung des Wesens dieses Verfahrens überhaupt im §. 90 gezeigt worden. Die rechnerische Bestimmung kann, wenigstens bei Abstraction von dem Einflusse schädlicher Räume und der Compression vor dem Kolben, gemäss §. 97, Bd. II, geschehen; nach Gl. (12) daselbst ist:

$$M = \frac{\alpha}{\delta} \frac{Q \pi r}{v_m^2} - \frac{\alpha_1}{\delta} M_1 \dots \dots \dots (1)$$

mit der Bezeichnung  $v_m$  für die dort mit  $e$  bezeichnete mittlere Geschwindigkeit des Kurbelzapfens. In dieser Gleichung hat  $Q$  die oben angeführte Bedeutung, und ist  $r$  die Kurbellänge = der halben Hublänge  $s$ , so dass

$$Q \pi r = \frac{1}{2} L_i = \frac{1}{2} F s p_i \dots \dots \dots (2)$$

die halbe indicirte Arbeit für einen Hub bedeutet.  $M_1$  ist die Kolbenmasse (die Masse des Kolbens und der mit demselben hin- und hergehenden Maschinentheile); setzt man

$$M_1 = \frac{k F}{g} \dots \dots \dots (3),$$

so ist, sofern die dampfberührte Kolbenfläche  $F$  hier immer in Quadratcentimetern ausgedrückt verstanden wird, nach §. 88 im Mittel ungefähr

- $k = 0,32$  Kgr. bei Condensationsmaschinen,
- $k = 0,28$  Kgr. bei Auspuffmaschinen.

Mit Rücksicht auf (2) und (3) erhält Gl. (1) die Form:

$$M = \frac{F}{\delta} \left( \frac{\alpha s p_i}{2 v_m^2} - \frac{\alpha_1 k}{g} \right) \dots \dots \dots (4).$$

Die Coefficienten  $\alpha$  und  $\alpha_1$  in dieser Gleichung hängen ab vom Füllungsgrade  $e_1$ , vom Verhältnisse  $\lambda$  der Kurbellänge zur Länge der Kurbelstange, und vom Verhältnisse  $\beta$  des mittleren Vorderdampfdrucks zum Mittelwerthe  $p_1$  des Hinterdampfdrucks bei der Einströmung; dieses letztere Verhältniss ist gemäss §. 92:

$$\beta = \frac{f_2 p_2}{p_1}$$

wenn  $p_2$  den Mittelwerth des Vorderdampfdrucks bei der Ausströmung bezeichnet. Nach den Rechnungsergebnissen, welche in §. 97, Bd. II, angeführt sind, ist übrigens  $\alpha_1$  nur so wenig von  $\lambda$  abhängig, dass es genügt, der Bestimmung dieses Coefficienten den Mittelwerth  $\lambda = 0,2$  zugrunde zu legen; auch seine Verschiedenheit je nach dem Werthe von  $\beta$  ist wenigstens nur eine solche, dass es genügt, in dieser Hinsicht nur die beiden Fälle einer Condensationsmaschine und einer Auspuffmaschine zu unterscheiden, für welche durchschnittlich gesetzt werde:

$$\beta = 0,05 \left( \text{z. B.} = \frac{0,2}{4} \right) \text{ für Condensationsmaschinen,}$$

$$\beta = 0,2 \left( \text{z. B.} = \frac{1,2}{6} \right) \text{ für Auspuffmaschinen.}$$

Nun ist nach §. 97, Bd. II, im Falle  $\lambda = 0,2$

für  $e_1 = 0,25$  und  $\beta = 0,05$  ( $k = 0,32$ ):

$$\alpha_1 = 0,4043, \text{ somit } \alpha_1 k = 0,129;$$

für  $e_1 = 0,25$  und  $\beta = 0,2$  ( $k = 0,28$ ):

$$\alpha_1 = 0,4512, \text{ somit } \alpha_1 k = 0,126;$$

für  $e_1 = 0,5$  und  $\beta = 0,05$  ( $k = 0,32$ ):

$$\alpha_1 = 0,2033, \text{ somit } \alpha_1 k = 0,065;$$

für  $e_1 = 0,5$  und  $\beta = 0,2$  ( $k = 0,28$ ):

$$\alpha_1 = 0,2365, \text{ somit } \alpha_1 k = 0,066.$$

Ohne erheblichen Fehler kann hiernach das Produkt  $\alpha_1 k$  als nur durch  $e_1$  bedingt betrachtet, und zwar gesetzt werden:

$$\text{für } e_1 = 0,25 : \frac{\alpha_1 k}{g} = \frac{0,1275}{9,81} = 0,013$$

$$\text{für } e_1 = 0,5 : \frac{\alpha_1 k}{g} = \frac{0,0655}{9,81} = 0,0067.$$

Diese Werthe entsprechen sehr nahe der Gleichung:

$$\frac{\alpha_1 k}{g} = \frac{0,0033}{e_1},$$

nicht weniger indessen der Formel:

$$\frac{\alpha_1 k}{g} = 0,015 \frac{1 - e_1}{0,6 + e_1} \dots \dots \dots (5),$$

welche zugleich dem Umstande Rechnung trägt, dass  $e_1 = 1$  und  $\alpha_1 = 0$  entsprechende Werthe sind (§. 97, Bd. II), und wodurch es vermieden wird, dass  $\alpha_1$  unendlich gross wird für  $e_1 = 0$ .

Der Coefficient  $\alpha$  in Gl. (4) wurde a. a. O. näherungsweise gefunden

$$\alpha = A + B(1 - e_1)(1 - ae_1 + be_1^2) \dots \dots \dots (6)$$

mit  $A = 0,2105(1 + 0,96\lambda + 0,81\lambda^2)$

$$B = 0,0864 + 1,333\beta - (0,0645 + 0,125\beta)\lambda$$

$$a = 0,808 + 5,65\beta - (2,095 - 7,50\beta)\lambda$$

$$b = 0,321 + 4,75\beta - (1,890 - 6,75\beta)\lambda.$$

Die entsprechenden Werthe von  $\alpha$  sind für einige Werthe von  $e_1$ ,  $\beta$  und  $\lambda$  in der folgenden Tabelle enthalten, welcher zugleich in der letzten Zeile die betreffenden Werthe von  $\frac{\alpha_1 k}{g}$  gemäss (5) beigefügt sind.

$e_1 =$	0,15	0,2	0,25	0,3	0,4	0,5	
$\beta = 0,05; \lambda =$	0	0,321	0,309	0,298	0,288	0,271	—
	0,2	0,363	0,353	0,344	0,335	0,319	—
	0,25	0,376	0,366	0,357	0,349	0,333	—
$\beta = 0,2; \lambda =$	0	—	0,398	0,369	0,342	0,301	0,272
	0,2	—	0,440	0,413	0,389	0,350	0,322
	0,25	—	0,453	0,426	0,402	0,364	0,336
$\frac{\alpha_1 k}{g} =$	0,0170	0,0150	0,0132	0,0117	0,0090	0,0068	

Bei erheblicher Compression sind die Werthe von  $\alpha$  nach Schätzung zu vergrössern, indem dadurch die Abnahme des resultirenden Dampfdrucks auf den Kolben während eines Hubes verstärkt wird, analog wie durch Verkleinerung von  $e_1$ . Bei geringer Compression kann dieser Umstand dadurch als aufgewogen betrachtet werden, dass die Abnahme des Hinterdampfdrucks bei der Expansion durch den schädlichen Raum etwas vermindert wird. Bei sehr erheblicher Compression ist das graphische Verfahren vorzuziehen, ebenso wie auch bei ungewöhnlicher Grösse der Kolbenmasse.

Die Gleichung (4) ist zur Berechnung von  $M$  auch dann nicht hinlänglich zuverlässig, wenn bei kleiner Füllung und schnellem Gang der Maschine das zweite Glied mit  $\alpha_1$  nicht erheblich kleiner ist, als das erste Glied, so dass es nicht mehr (wie in II, 97) nur als modificirende Ergänzung desselben bezüglich auf den Einfluss der hin- und hergehenden Kolbenmasse betrachtet werden kann. Wäre z. B.

$$s = 1 \quad p_i = 2 \quad e_1 = 0,15 \quad v_m = 4,$$

entsprechend einer mittleren Kolbengeschwindigkeit  $= \frac{2}{\pi} \cdot 4 = 2,55$  Sekundenmeter, so wäre gemäss der Tabelle mit

$$\lambda = 0,2 \quad \text{und} \quad \beta = 0,05$$

$$\frac{\alpha \cdot s p_i}{2 \cdot v_m^2} = 0,023 \quad \text{und} \quad \frac{\alpha_1 k}{g} = 0,017.$$

Auch in solchem Falle würde die Berücksichtigung der Kolbenmasse besser durch die graphische Methode zu geschehen haben, um ohne Weitläufigkeiten hinlänglich zutreffend zu sein.

### §. 103. Zwillingmaschinen.

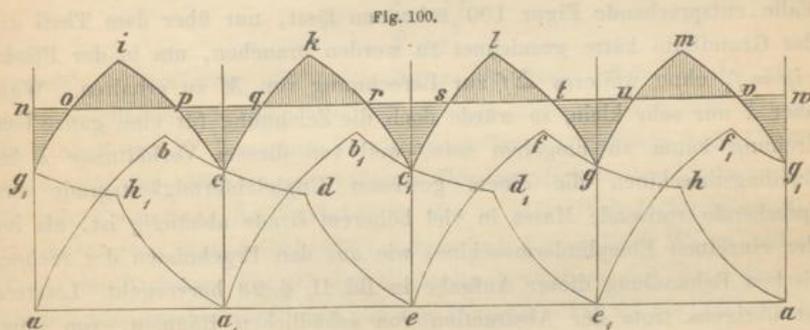
Wenn zwei gleiche und gleich betriebene Eincylindermaschinen so zu einem Zwilling combinirt sind, dass ihre Dampfkolben auf eine gemeinsame Kurbel- und Schwungradwelle wirken, deren aufeinander folgende Viertelumdrehungen den Uebergängen von den Todtlagen des einen in die des andern Kolbens entsprechen, so ist die auf die Kurbelzapfen reducirte Masse  $M$ , welche einem gewissen Ungleichförmigkeitsgrade  $\delta$  der Welle entspricht, gemäss §. 90:

$$M = \frac{F \cdot \Sigma f}{\delta \cdot v_m^2},$$

wenn  $v_m$  die (als arithmetisches Mittel des Maximums  $v'$  und des Minimums  $v''$  verstandene) mittlere Geschwindigkeit der Kurbelzapfen,  $F$  die Grösse jeder einzelnen der beiden dampfberührten Kolbenflächen und  $\Sigma f$  die Arbeit der specifischen (auf die Einheit von  $F$  bezogenen) Tangentialdrucke auf beide Kurbelzapfen zusammen beim Uebergange vom Minimum  $v''$  zum Maximum  $v'$  ihrer Geschwindigkeit bedeutet, insoweit dieselben beschleunigend wirken, nämlich nicht durch den als constant vorausgesetzten Widerstand verbraucht werden. Man findet diese Drucke graphisch mit Hilfe des betreffenden Tangentialdruckdiagramms: Fig. 100.

Die Grundlinie (Abscissenlinie)  $aa$  stellt den Umfang  $= 2\pi r$  des Kurbelkreises dar und ist in den Punkten  $a_1, e, e_1$  in vier gleiche Theile getheilt. Ueber derselben sei für einen Doppelhub der einen von beiden combinirten Maschinen gemäss den Erläuterungen im §. 90 das Tangentialdruckdiagramm  $abcdefgha$  gezeichnet, dessen zweiter Theil  $efgha$  (auch bei gleichen Füllungen auf beiden Seiten des Kolbens) vom ersten Theile  $abcde$  um so mehr verschieden sein wird, je grösser das Verhältniss  $\lambda$  der Kurbellänge  $r$  zur Länge  $l$  der Kurbelstange ist; die Zeichnung entspricht sehr geringer Compression, widrigenfalls die Curventheile  $de$  und

$ha$  in der Nähe von  $e$  und  $a$  bis etwas unter die Grundlinie hinab reichen würden. Das Tangentialdruckdiagramm der andern Maschine ist von dem der ersteren an und für sich nicht verschieden; damit es aber die gleichzeitigen spezifischen Tangentialdrucke als Ordinaten für gleiche Abscissen darstelle, ist es längs der Grundlinie in der Figur um ein Viertel des Kurbelkreises nach  $g_1 h_1 a_1 b_1 c_1 d_1 e_1 f_1 g_1$  verschoben, und zwar im Sinne  $aa_1$  unter der Voraussetzung, dass die zweite Maschine sich jeweils nach einer Viertelumdrehung in der gleichen Todtlage befindet, wie die erste. Durch Summation der Ordinaten beider Einzeldiagramme, welche gleichen Abscissen entsprechen, ergibt sich das Tangentialdruckdiagramm des



Zwillings in der Linie  $g_1 i c k e l g m g_1$ ; die von dieser Linie, von der Grundlinie  $aa$  und von den Ordinaten  $ag_1, ag_1$  begrenzte Fläche stellt die indicirte Hubarbeit des Zwillings für die Einheit von  $F$  und ihr Wachsthumsgesetz dar. Jene Endordinaten und die resultirende Drucklinie  $g_1 i \dots g_1$  seien nun von einer mit der Grundlinie parallelen Geraden in den Punkten  $n, o, p, q, r, s, t, u, v, w$  so geschnitten, dass die Summe der in der Figur horizontal schraffirten Flächen  $f_1, f_3, f_5, f_7, f_9$  = der Summe der vertical schraffirten Flächen  $f_2, f_4, f_6, f_8$  ist, wobei die Indices im Sinne von  $f_1 = ng_1 o$  bis  $f_9 = vg_1 w$  verstanden sind. Die Abscissen der Punkte  $o, q, s, u$  entsprechen den relativen Minimalwerthen, die Abscissen der Punkte  $p, r, t, v$  den relativen Maximalwerthen der Winkelgeschwindigkeit der Kurbelwelle; das absolute Minimum der letzteren entspricht demjenigen der ersteren Punkte, bis zu welchem die mit einem ungeraden Index abschliessende algebraische Summe

$$-f_1 + f_2 - f_3 + \dots \text{ am kleinsten} = \Sigma_1 f,$$

das absolute Maximum demjenigen der letzteren Punkte, bis zu welchem die mit einem geraden Index abschliessende algebraische Summe

$$-f_1 + f_2 - f_3 + \dots \text{ am grössten} = \Sigma_2 f$$

ist. Durch Planimetrierung der einzelnen Flächen  $f$  sind  $\Sigma_1 f$  und  $\Sigma_2 f$  leicht zu ermitteln. Die im obigen Ausdrücke von  $M$  vorkommende Summe ist dann schliesslich:

$$\Sigma f = \Sigma_2 f - \Sigma_1 f.$$

Wäre  $\lambda = 0$ , das Schubkurbelgetriebe durch ein Kreuzschieberkurbelgetriebe (Bd. II, §. 42, Fig. 56) ersetzt, so wären die beiden Theile  $abde$  und  $efha$  des Tangentialdruckdiagramms für jede der combinirten Einzelmaschinen congruent, das resultirende Druckdiagramm für die Zwillingsmaschine würde sich selbst bei den einzelnen Viertelumdrehungen der Kurbelwelle in gleicher Weise wiederholen, so dass es, wie die diesem Falle entsprechende Figur 100 erkennen lässt, nur über dem Theil  $aa_1$  der Grundlinie hätte gezeichnet zu werden brauchen, um in der Fläche  $oip = f_2$  ohne weiteres  $\Sigma f$  zur Berechnung von  $M$  zu erhalten. Wäre aber  $\lambda$  nur sehr klein, so würde doch die Zeichnung für eine ganze Umdrehung kaum zu umgehen sein, weil von diesem Verhältnisse  $\lambda$  bei Zwillingsmaschinen die einem gewissen Ungleichförmigkeitsgrade entsprechende rotirende Masse in viel höherem Grade abhängig ist, als bei der einzelnen Eincylindermaschine, wie aus den Ergebnissen der rechnerischen Behandlung dieser Aufgabe in Bd. II, §. 98 hervorgeht. Letztere ist übrigens trotz der Abstraction von schädlichen Räumen, von Compressionen und selbst von Kolbenmassen allzu umständlich, als dass sie zur Anwendung auf Einzelfälle der Praxis sich eignete. Auch ist ihre beispielsweise Benutzung am angeführten Orte nicht umfassend genug zur Ableitung empirischer, hinlänglich angenäherter Regeln. Immerhin kann für die gewöhnlich vorkommenden Fälle, in welchen  $\lambda$  nahe = 0,2 und die Füllung nahe = 0,25 ist, behufs vorläufiger Festsetzung aus jenen Rechnungen gefolgert werden, dass die rotirende Masse einer Zwillingsmaschine behufs eines gewissen Ungleichförmigkeitsgrades ungefähr im Verhältnisse von 0,27 kleiner sein darf, als sie unter sonst gleichen Umständen für die zwei Einzelmaschinen zusammen sein müsste, wenn diese unabhängig von einander angeordnet wären; mit  $\lambda$  wächst aber die erforderliche Grösse jener rotirenden Masse bei Zwillingsmaschinen in erheblichem Grade.

#### §. 104. Zwei- und Mehrcylindermaschinen.

Bei Zwei- und Mehrcylindermaschinen ist man zur Bestimmung des Schwungrades durchaus auf graphische Methoden angewiesen, wenn dabei den Nebenumständen (schädlichen Räumen und Compressionen, Kolben-

massen und beschränkten Kurbelstangenlängen) gebührend Rechnung getragen werden soll; denn solche Umstände können gerade hier von erheblichem Einflusse sein.

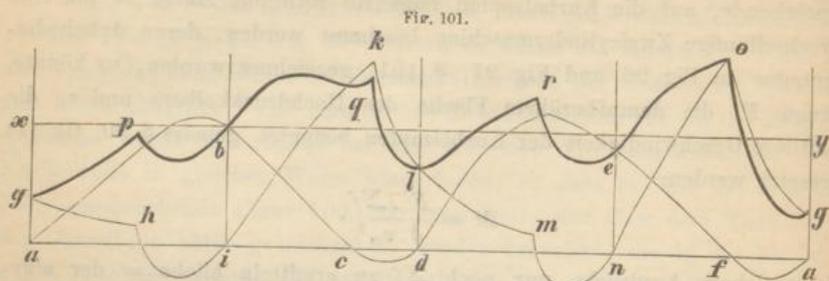
Sollte z. B. die einem gewissen Ungleichförmigkeitsgrade  $\delta$  entsprechende, auf die Kurbelzapfen reducirte rotirende Masse  $M$  für eine wechselläufige Zweicylindermaschine bestimmt werden, deren Arbeitsdiagramme in Fig. 96 und Fig. 97, §. 101, gezeichnet wurden, so könnte, wenn  $F'$  die dampfberührte Fläche des Hochdruckkolbens und  $v_m'$  die mittlere Geschwindigkeit der Kurbelzapfen bedeutet, gemäss §. 90, Gl. (1) gesetzt werden:

$$M = \frac{F' \cdot \Sigma f}{\delta \cdot v_m'^2},$$

in welchem Ausdrücke nur noch  $\Sigma f$  zu ermitteln bliebe = der algebraischen Summe der überschüssigen (beschleunigenden) Arbeiten des auf die Einheit von  $F'$  bezogenen resultirenden Tangentialdrucks beim Uebergange von der kleinsten zur grössten Geschwindigkeit der Kurbelzapfen für jede Umdrehung der Kurbelwelle, also in jeder Periode bezüglich der periodisch etwas veränderlichen Winkelgeschwindigkeit jener Welle. Indem das Arbeitsdiagramm Fig. 97 des Niederdruckeylinders s. Z. mit  $v$ -fachem Spannungsmaassstabe, verglichen mit dem Diagramm Fig. 96 des Hochdruckeylinders, gezeichnet wurde, sind in beiden die Spannungen = den Ordinaten auf die Einheit von  $F'$  bezogen. Beide Arbeitsdiagramme können nun zunächst gemäss §. 87 dazu dienen, die Ueberdruckdiagramme des Dampfes für beide Cylinder zu zeichnen und daraus mit Rücksicht auf die Kolbenmassen die Diagramme der Kurbelzapfendrucke im Sinne der die Todtpunkte verbindenden Durchmesser der Kurbelkreise abzuleiten; dabei muss natürlich der spezifische Beschleunigungsdruck für den Niederdruckkolben auch mit  $v$ -fachem Maassstabe gemessen, oder es muss, was auf dasselbe hinauskommt, unter  $k$  (§. 87) das Gewicht der betreffenden Kolbenmasse für die Einheit nicht von  $F$ , sondern von  $F'$  verstanden werden. Diese auf die Kolbenwege als Abscissen bezogenen Kurbelzapfendruckdiagramme bilden endlich die Grundlagen zur Zeichnung der auf die Zapfenwege als Abscissen bezogenen Tangentialdruckdiagramme gemäss §. 90. Letztere sind in Fig. 101 dargestellt so, wie sie sich aus den Figuren 96 und 97 ungefähr ergeben, wenn die Längen der Kurbelstangen verhältnissmässig klein = der vierfachen Kurbellänge angenommen werden.

Die in vier gleiche Theile  $ai$ ,  $id$ ,  $dn$ ,  $na$  getheilte Grundlinie  $aa$  stellt die Peripherie des Kurbelkreises dar; die Punkte  $a$  und  $i$  entsprechen den äusseren,  $d$  und  $n$  den inneren Todtlagen bezw. des Niederdruck-

und des Hochdruckkolbens, gemäss der Voraussetzung, dass die Kurbel des ersteren Kolbens der andern um  $90^\circ$  voreilt. Vom Augenblicke einer äusseren Todtlage des Niederdruckkolbens an gerechnet ist für eine Umdrehung  $abcdefa$  das Tangentialdruckdiagramm für den Niederdruck-



cylinder,  $ghiklmno$  dasselbe für den Hochdruckcylinder; die Verschiedenheit der Theile jeder dieser Curven über den Hälften  $ad$  und  $da$  der Grundlinie lässt den Einfluss der ziemlich kleinen Kurbelstangenlänge erkennen. Die stärker ausgezogene Curve  $gpqlreog$ , deren Ordinaten = den algebraischen Summen der entsprechenden Ordinaten jener Curven sind, ist das combinirte Tangentialdruckdiagramm der Zweicylindermaschine, bezogen auf die Einheit von  $F'$ , für dieselbe Umdrehung; ihr eigenthümlich complicirtes Bildungsgesetz würde nur mit sehr grosser Weitläufigkeit analytisch auszudrücken sein zum Zweck einer rechnerischen Ermittlung von  $\Sigma f$ . Hier erfordert diese Ermittlung nur die angenäherte Inhaltsbestimmung der Fläche, welche von der resultirenden Tangentialdrucklinie, der Grundlinie  $aa$  und den Ordinaten  $ag$ ,  $ag$  begrenzt wird, um dann das inhaltsgleiche Rechteck  $axya$  herstellen zu können, dessen Seite  $xy$  mit der resultirenden Curve und den Geraden  $gx$ ,  $gy$  die Flächen  $f$  bildet, deren grösste von einem zu einem andern Schnittpunkte (von  $xy$  mit der Curve) gerechnete algebraische Summe =  $\Sigma f$  ist, wenn diese Flächen  $f$  unterhalb  $xy$  negativ, oberhalb positiv gesetzt werden.

### e. Condensation.

#### §. 105. Einleitende Bemerkungen.

Die Condensation des Abdampfes einer Condensationsdampfmaschine erfolgt im geschlossenen Raume des Condensators entweder durch Mischung mit eingeführtem kaltem Wasser oder infolge oberflächlicher Abkühlung durch Wasser, welches die Condensatorwand umgibt. Im

zweiten Falle ist das Condensationswasser (das durch Condensation des Abdampfes gebildete Wasser), im ersten auch das erwärmte Kühlwasser aus dem Condensator beständig wieder zu entfernen, in beiden zugleich die Luft, welche im ersten Falle sich aus dem Kühlwasser infolge der Druckverkleinerung und Temperaturerhöhung im Condensator entwickelt, in beiden auch als Folge von Undichtheiten hineingelangen kann, insbesondere z. B. durch eine undichte Stopfbüchse schon in den Cylinder auf der Seite, auf welcher sein Vorderdampf zum Condensator abströmt. Hinsichtlich des Hauptzwecks, der Erhaltung eines kleinen Drucks im Condensator mit möglichst geringem Aufwand an Hilfsmitteln, Einrichtungen und Betriebsarbeit, sind verschiedene Anordnungen zu unterscheiden, bezüglich welcher hier zunächst ein Condensator vorausgesetzt sei, dessen Wirkung auf der Mischung des Abdampfes mit kaltem Wasser beruht, während die fast nur für Schiffsmaschinen in Betracht kommenden und gebräuchlichen Oberflächencondensatoren später im §. 109 einer besonderen Besprechung unterworfen werden.\*

Die Einführung des Kühlwassers in den Condensator kann durch ein von dem letzteren ausgehendes und andererseits unter dem Wasserspiegel eines Brunnens oder sonstigen Behälters mündendes Rohr ohne weiteres durch den Atmosphärendruck bewirkt werden, wenn der Ueberschuss der Wasserbarometerhöhe über die Wasserdruckhöhe im Condensator hinlänglich viel grösser ist, als die Höhe der Einmündungsstelle des Rohrs in den Condensator über dem Wasserspiegel im Brunnen, um ohne übermässige Rohrweite noch einen Betrag = der Summe von Geschwindigkeits- und Widerstandshöhe im Rohr übrig zu lassen; bei tieferer Lage des Wasserspiegels muss das Kühlwasser durch eine Pumpe (Kaltwasserpumpe) auf entsprechende Höhe gehoben werden.

Die Abfuhr des warmen Wassers kann auch ohne weiteres durch ein Rohr (Abfallrohr) geschehen, welches von der tiefsten Stelle des Condensators ausgehend unten unter Wasser mündet, wenn hier die betreffende Höhe um wenigstens so viel grösser ist, als der Ueberschuss der atmosphärischen über die Wasserdruckhöhe im Condensator, wie sie bezüglich des Zuflusses des kalten Wassers kleiner sein muss. Anderenfalls geschieht die Absaugung des warmen Wassers durch eine Pumpe (Warmwasserpumpe), welche wegen des kleinen Drucks im Condensator möglichst tief zu legen ist; meistens wird solche Pumpe besonders bei nicht

\* Siehe den Aufsatz von F. J. Weiss unter der Ueberschrift „Condensation“ in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, Jahrg. 1888, S. 9 u. ff.

sehr grossen Maschinen auch dann vorgezogen, wenn ein Abfallrohr nicht ausgeschlossen wäre.

Von besonderer Wichtigkeit ist die Absaugung der Luft. Gewöhnlich wird sie zugleich der Warmwasserpumpe als einer Warmwasser- und Luftpumpe oder nassen Luftpumpe übertragen, oder sie erfolgt ohne Wasser an einer höher gelegenen Stelle des Condensators durch eine trockene Luftpumpe, besonders dann, wenn das warme Wasser durch ein Abfallrohr entfernt wird. Wenn übrigens ebenso, wie im ersten Falle immer, auch im zweiten mit der Luft zugleich Wasserdampf angesaugt wird in dem Verhältnisse, wie beide im Condensator durchschnittlich gemischt sind, so bietet das eine Verfahren vor dem andern nicht wesentliche Vortheile. In der nassen Luftpumpe wird das neben dem in überwiegender Menge vorhandenen Wasser angesaugte Luft- und Dampfgemisch durch den zurückkehrenden Kolben bei nahe constanter Temperatur comprimirt bis zu atmosphärischem Drucke der Luft, während der Dampf dabei zu Wasser verdichtet wird; die trockene Luftpumpe comprimirt beim Kolbenrückgange das Gemisch zu atmosphärischem Drucke beider Mischungsbestandtheile zusammen, indem der Dampf hier nicht zu Wasser condensirt, sondern eher überhitzt wird. In beiden Fällen handelt es sich um ein Luft- und Dampfgemisch von anfangs nahe derselben Temperatur, demselben Volumen und Druck, welches bis zu atmosphärischem Drucke, wenn schon nach verschiedenem Gesetze comprimirt wird.

Der Vortheil einer trockenen Luftpumpe kommt aber in hohem Grade zur Geltung, wenn zugleich der Zustand im Condensator durch entsprechende Einrichtungen so geregelt wird, dass jene Pumpe nicht nur kein Wasser, sondern auch fast gar keinen Dampf abzusaugen hat, dass also entsprechend dem kleineren Dampfdrucke auch die Temperatur kleiner, der Luftdruck aber fast = dem vollen Condensatordruck, aus beiden Gründen somit das Volumen der abzusaugenden Luft = dem Volumen des abzusaugenden Gemisches wesentlich kleiner, in gleichem Verhältnisse dann auch Grösse und Betriebsarbeit der Luftpumpe kleiner werden. Zur Erklärung solcher Anordnung des Condensators mit Zubehör und ihrer Vorzüge auch in anderer Hinsicht seien einige Buchstabenbezeichnungen eingeführt, welche in diesem von der Condensation handelnden Abschnitte stets dieselben Bedeutungen haben sollen.

$p$  Atm. sei der Druck im Condensator, also auch der Druck des zu condensirenden Dampfes unmittelbar vor seinem Eintritt in jenen,  
 $t$  die Temperatur gesättigten Wasserdampfes vom Drucke  $p$ ,  
 $t'$  die Temperatur des abfliessenden warmen Wassers,

$p'$  der Druck gesättigten Dampfes von dieser Temperatur,  
 $t_0$  die Temperatur des zufließenden Kühlwassers,  
 $p_0$  der entsprechende Druck gesättigten Dampfes.

Der ganze Druck  $p$  ist an allen Stellen im Condensator gleich gross; indem aber das Mischungsverhältniss von Dampf und Luft, sowie die Temperatur des Gemisches an verschiedenen Stellen verschieden sein kann, gilt dasselbe vom Dampfdrucke  $= p_1$  und vom Luftdrucke  $= p_2$ , deren Summe nur überall gleich gross  $= p$  ist.

Bei der fraglichen Einrichtung des Condensators, von Weiss am angeführten Orte als Gegenstromcondensator empfohlen, wird nun bei vorwiegend verticaler Ausdehnung desselben der zu condensirende Dampf unten, das Kühlwasser oben eingeführt, während das warme Wasser an der tiefsten Stelle abfließt, die Luft an der höchsten Stelle abgesaugt wird. Das Herabfallen des Kühlwassers im Condensator wird durch entsprechend angeordnete Metallwände wiederholt so aufgehalten, dass damit zugleich eine Zerstäubung desselben verbunden ist, um es mit dem entgegenströmenden Dampf in innige vielfache Berührung zu bringen. Bei entsprechender, nicht zu grosser Menge dieses Wassers kann dasselbe dann unten im Condensator die Temperatur  $t$  des daselbst einströmenden Dampfes angenommen haben, während die Dampftemperatur nach oben bis fast zu  $t_0$  abnimmt; die entsprechenden Dampfpressungen sind  $p_1 = p$  unten,  $p_1$  wenig  $> p_0$  oben. Die Luft bewegt sich im Sinne des abnehmenden Dampfdrucks; ihr Druck  $p_2$  ist unten im Condensator  $= 0$ , oben wenig  $< p - p_0$ .

Ausser den erwähnten Vorzügen kleiner Grösse und Betriebsarbeit der Luftpumpe hat ein solcher Gegenstromcondensator auch den Vortheil kleinstmöglichen Bedarfs an Kühlwasser; die Condensationsfähigkeit des letzteren wird durch seine Erwärmung bis zur Temperatur des einströmenden Dampfes so viel wie möglich ausgenutzt. Zugleich ist die in diesem wärmeren Wasser mehr concentrirte Wärme von grösserem Werth zur Kessel-speisung oder zu anderen Zwecken.

Die üblichen Condensatoren, bei welchen an allen Stellen des Condensatorraums eine gleich grosse Temperatur  $= t'$ , und in dem Theile dieses Raums, welcher nicht von Wasser eingenommen wird, dasselbe Mischungsverhältniss von Dampf und Wasser, derselbe Dampfdruck  $p_1 = p'$  und derselbe Luftdruck  $p_2 = p - p'$  anzunehmen ist, mag nun die Luftpumpe als trockene nur Wasserdampf und Luft, oder als nasse zugleich Wasser absaugen, werden von Weiss als Parallelstromcondensatoren den Gegenstromcondensatoren gegenüber gestellt. Hier mögen sie ohne weiteres als Mischecondensatoren bezeichnet und nur hinsichtlich der Art der Wasser- und Luft-

abführung unterschieden werden, weil eine ausgesprochene Strömung in ihnen oft kaum vorhanden ist.

In den folgenden Paragraphen handelt es sich bei näherer Besprechung der Hauptarten von Condensatoren in jedem Falle hauptsächlich um den Kühlwasserbedarf, die Grösse der Luftpumpe und um die entsprechende Betriebsarbeit für 1 Kgr. Abdampf bei gegebenen Werthen von  $p$  und  $t_0$ .

#### §. 106. Mischecondensator mit nasser Luftpumpe.

Bei Abstraction von untergeordneten Umständen, wie lebendigen Kräften und Wärmeverlusten, ist bei der Condensation des Abdampfes infolge seiner Mischung mit dem Kühlwasser die Zunahme des Wärmegehaltes des letzteren = der Abnahme des Wärmegehaltes des ersteren + dem Wärmewerthe der Condensationsarbeit, also = der Abnahme der Gesamtwärme des Dampfes. Ist also  $n$  Kgr. die Kühlwassermenge für 1 Kgr. Abdampf, so ist bei Abstraction von Feuchtigkeit desselben, und wenn die specifische Wärme des Wassers mit hier ausreichender Näherung = 1 gesetzt wird,

$$n(t' - t_0) = 606,5 + 0,305 t - t'$$

mit Rücksicht auf die im vorigen Paragraph erklärten Buchstabenbezeichnungen, sowie auf den bekannten empirischen Ausdruck für die Gesamtwärme des Wasserdampfes. Letztere ist z. B.

$$606,5 + 0,305 t = 620,6 \text{ bis } 621,7$$

$$\text{für } p = 0,1 \text{ bis } 0,12 \text{ Atm.,}$$

wegen der Feuchtigkeit des Dampfes thatsächlich etwas kleiner. Indem diese schwankende Feuchtigkeit des in den Condensator strömenden Dampfes zu sicher ausreichender Bestimmung von  $n$  nur klein voraussetzen ist, kann

$$n = \frac{620 - t'}{t' - t_0} \dots \dots \dots (1)$$

unter den hier vorkommenden Umständen als passend betrachtet werden.

Die Temperatur  $t'$  in Gl. (1) ist ausser von  $t_0$  und von  $p$  wesentlich auch von der Wirksamkeit der Luftpumpe abhängig; je schneller von ihr die Luft abgesaugt wird, desto kleiner ist der Luftdruck  $p - p'$  im Condensator, desto weniger ist  $p' < p$ ,  $t' < t$ . Es sei nun für 1 Kgr. in den Condensator strömenden Abdampfes:

$v$  Liter das Volumen des vom Kolben der Luftpumpe angesaugten Gemisches von Wasser, Luft und Dampf, wozu dieser Kolben ein gewisses grösseres Volumen

$\frac{v}{\varphi}$  Liter saugend durchlaufen muss, wenn

$\varphi$  den Förderungsgrad dieser Pumpe bedeutet.

Das Wasservolumen ist  $= n + 1$ , das Volumen des Luft- und Dampf- gemisches = dem Luftvolumen. Letzteres ist, insoweit es von derjenigen Luft herrührt, die sich aus dem Kühlwasser entwickelt hatte,

$$= \frac{\lambda n}{p - p'} \frac{T'}{T_0},$$

wenn  $\lambda$  Liter das Volumen der in 1 Kgr. (1 Liter) Kühlwasser enthaltenen Luft bei atmosphärischem Drucke und bei der Temperatur  $t_0$  bedeutet, vorausgesetzt, dass dieselbe im Condensator vollständig frei wird. Sofern aber das nur fast vollständig der Fall sein wird, also streng genommen noch mit einem Coefficienten, der wenig  $< 1$  ist, multiplicirt werden müsste, so mag mit Rücksicht darauf, dass  $\frac{T'}{T_0}$  nur wenig  $> 1$  ist, bei der schwankenden und nur unsicher angebbaren Grösse von  $\lambda$  jenes Luftvolumen einfacher

$$= \frac{\lambda n}{p - p'}$$

gesetzt werden. Das Gewicht der Luft, deren Eintritt in einer gewissen Zeit durch undichte Stellen von der gesammten Flächengrösse  $A$  verursacht wird, kann mit Rücksicht auf die grosse hier stattfindende Verschiedenheit des äusseren und des inneren Drucks proportional  $A$ , proportional dem atmosphärischen Druck und umgekehrt proportional der Quadratwurzel aus der absoluten atmosphärischen Temperatur gesetzt werden (Bd. I, §. 100, Gl. 16), bei der geringen Veränderlichkeit des atmosphärischen Zustandes somit einfach proportional  $A$ . Dieses  $A$  kann je nach dem Zustande der hier in Betracht kommenden Dichtungen sehr verschieden, wird aber im Durchschnitt sachgemäss und am einfachsten der Maschinengrösse proportional zu setzen sein, für welche der Dampfverbrauch als ungefähr zutreffender Massstab gelten kann. Man wird sonach wohl nicht allzusehr fehlgreifen, wenn für 1 Kgr. Abdampf das Gewicht dieser Luft constant, ihr Volumen im Condensator

$$= \frac{\mu}{p - p'}$$

gesetzt wird, unter  $\mu$  eine Constante verstanden, welche als Durchschnitt nur aus Beobachtungen abgeleitet werden kann, welche an Maschinen im Betriebe angestellt werden. Das gesammte Volumen der pro 1 Kgr. Abdampf von der Luftpumpe anzuzugenden Luft ist also

$$= \frac{\lambda n + \mu}{p - p'}$$

zu setzen, somit

$$v = n + 1 + \frac{\lambda n + \mu}{p - p'} \dots \dots \dots (2).$$

Der Coefficient  $\lambda$  kann nach Bestimmungen von Bunsen = 0,025 angenommen werden. Was  $\mu$  betrifft, so kann man bemerken, dass das fördernd durchlaufene Kolbenvolumen der nassen Luftpumpe etwa 3- bis 4 mal so gross gemacht zu werden pflegt, als das entsprechende Kolbenvolumen der Kaltwasserpumpe im Falle des Vorhandenseins einer solchen, so dass bei Voraussetzung gleicher Förderungsgrade beider Pumpen im Durchschnitt  $v = 3,5n$  zu setzen wäre. Den weiteren Mittelwerthen  $n = 24$  und  $t_0 = 18$  entspricht  $t' = 42$  nach (1), also  $p' = 0,08$ . Bei der Einsetzung dieser Werthe und von  $p = 0,12$  würde dann aus (2) folgen:

$$\mu = 1,8 = 3 \lambda n = 3 \cdot 0,025 \cdot 24$$

= dem dreifachen der vom Kühlwasser herrührenden Luftmenge, und wäre  $\lambda n + \mu$  durchschnittlich = 2,4. Uebrigens fehlt es an ausreichenden Beobachtungen in dieser Beziehung, sowie auch überhaupt zur Entscheidung der Frage, ob es überhaupt passend ist, die durchschnittliche Menge der nicht aus dem Kühlwasser stammenden Luft, wie hier geschehen, einfach dem Dampfverbrauch der Maschine proportional zu setzen.\*

Wenn nun  $t_0$  gegeben ist, so kann gemäss (1) entweder  $n$  berechnet werden für einen angenommenen Werth von  $t'$ , oder es kann daraus  $t'$  berechnet werden, wenn  $n$  angenommen wird, bezw. bei beschränkter Kühlwassermenge gegeben ist. Indem  $p'$  durch  $t'$  bestimmt ist, lässt sich dann gemäss (2) entweder  $p$  einem gegebenen Volumen  $v$ , oder  $v$  einem verlangten Gesamtdrucke  $p$  entsprechend bestimmen. Letzterer ist unbedingt um so kleiner, je grösser  $v$ , jedoch nicht auch stets um so kleiner, je grösser  $n$ ; es giebt vielmehr ein gewisses Kühlwasserverhältniss  $n$ , bei welchem  $p$  am kleinsten ist, und zwar ist jener Werth von  $n$  um so grösser, der entsprechende Minimalwerth von  $p$  um so kleiner, je grösser das Luftvolumen  $v$  ist. Aus (2) folgt nämlich

\* Weiss setzt in dem Aufsätze, welcher im vorigen Paragraph angezogen wurde, die ganze Luftmenge proportional der Kühlwassermenge:

$$\lambda n + \mu = \varepsilon n \text{ mit } \varepsilon = 0,16$$

vorbehaltlich des Ergebnisses von in Aussicht genommenen eigenen Beobachtungen.

Nach Obigem wäre bei solcher Auffassung einstweilen etwa  $\varepsilon = \frac{2,4}{24} = 0,1$  zu setzen.

$$p = \frac{\lambda n + \mu}{v - n - 1} + p' \dots \dots \dots (3),$$

in welchem Ausdrucke von  $p$  mit wachsendem  $n$  der erste Summand wächst, der zweite dagegen abnimmt zugleich mit

$$t' = \frac{620 + nt_0}{n + 1} \dots \dots \dots (4)$$

gemäss (1). Z. B. mit  $t_0 = 18$ ,  $\lambda = 0,025$  und  $\mu = 1,8$  findet man aus (3) und (4) für  $v = 90$  und  $72$

im Falle $n = 20$	25	30	35	40	50
$t' = 46,7$	41,2	37,4	34,7	32,7	29,8
$p' = 0,103$	0,077	0,063	0,054	0,048	0,041
$v = 90; p = 0,136$	0,115	0,106	0,104	0,105	0,119
$v = 72; p = 0,148$	0,130	0,125	0,128	0,139	0,186

min.  $p = 0,104$  ungefähr bei  $n = 35$  für  $v = 90$

min.  $p = 0,125$  ungefähr bei  $n = 30$  für  $v = 72$ .

Hätte bei normaler oder bei grösster Füllung einer Dampfmaschine die Kühlwassermenge ungefähr die dem kleinsten Condensatordrucke  $p$  entsprechende Grösse, so würde es unvortheilhaft sein, sie auch bei erheblich kleinerer Füllung beizubehalten; um  $p$  nicht zu vergrössern, wäre vielmehr die Menge des Kühlwassers in ungefähr demselben Verhältnisse zu verkleinern, wie die Füllung der Maschine, einem nahe unverändert bleibenden  $n$  entsprechend.

Zu späterer Vergleichung mit anderen Anordnungen des Condensators werde mit Weiss beispielsweise eine Maschine oder eine Gruppe von Maschinen vorausgesetzt, welche bei einem Dampfverbrauch von 5 Kgr. in der Sekunde mit Condensation versehen werden soll, zu welcher in jeder Minute 9 Cubikmeter Kühlwasser von  $t_0 = 20^\circ$  zur Verfügung sind, entsprechend

$$n = \frac{9000}{5 \cdot 60} = 30.$$

Gemäss (4) ist dann  $t' = 39,4$  und  $p' = 0,07$  Atm.; und wenn im Condensator ein Druck  $p = 0,12$  Atm. erzielt werden soll, muss nach (2) mit  $\lambda = 0,025$  und  $\mu = 1,8$  das wirksame Kolbenvolumen der Luftpumpe

$$v = 82 \text{ Liter für 1 Kgr. Abdampf,} \\ 0,082 \cdot 300 = 24,6 \text{ Cubikmtr. in 1 Minute}$$

sein. (Weiss a. a. O. findet 39,3 Cubikmtr., entsprechend  $v = 131$ , womit indessen nach (3) ein Condensatordruck  $p = 0,096$  Atm. erzielt würde.)

Die Betriebsarbeit des Condensators kann allgemein als aus zwei Theilen bestehend betrachtet werden, welche bezw. der Förderung des Wassers und des Gemisches von Luft und Wasserdampf entsprechen. Ist  $h_0$  Mtr. die Höhe, auf welche das Kühlwasser eventuell zu heben ist, bevor es durch den Ueberdruck der Atmosphäre bis zur Einflusstelle in den Condensator weiter gehoben (durch den Unterdruck in diesem angesaugt) wird, so entspricht jener Hebung durch die Kaltwasserpumpe die Arbeit:

$$nh_0 \text{ Mtrkgr.}$$

Um  $n + 1$  Kgr. warmes Wasser aus dem Condensator heraus zu schaffen, also aus einem Raume, in welchem ein Druck  $= p$  Atm. herrscht, in einen Raum mit atmosphärischem Drucke zu versetzen, ist, wenn  $a$  den Atmosphärendruck in Kgr. auf 1 Quadratm. bedeutet, die Arbeit

$$\frac{n+1}{1000} a(1-p) = (n+1)b(1-p) \text{ Mtrkgr.}$$

erforderlich, unter  $b$  die Wasserbarometerhöhe von ungefähr 10 Mtr. verstanden; diese Arbeit gehört hier zur Nutzarbeit der nassen Luftpumpe. Die ganze Arbeit zur Wasserförderung für 1 Kgr. Abdampf ist also:

$$L_1 = nh_0 + (n+1)b(1-p) \dots \dots \dots (5).$$

Die Compression des für 1 Kgr. Abdampf von der Luftpumpe angesaugten Dampf- und Luftgemisches vom Volumen

$$v' = v - n - 1 \text{ Liter}$$

und vom Gesamtdrucke  $= p$  Atm. erfolgt in der nassen Luftpumpe ohne Zweifel mit nur sehr geringfügiger Erhöhung der anfänglichen Temperatur  $t'$ . Wird letztere als constant angenommen, so bleibt auch der Dampfdruck bei dieser Compression beständig  $= p'$  Atm., während der Luftdruck von  $p - p'$  auf  $1 - p'$  erhöht wird; der atmosphärische Gesamtdruck ist erreicht, wenn das Volumen von  $v'$  bis

$$v'' = \frac{p-p'}{1-p'} v'$$

abgenommen hat. Die Arbeit zur Luftcompression ist dann

$$= a(p-p') \frac{v'}{1000} \ln \frac{1-p'}{p-p'} = b(p-p') v' \ln \frac{1-p'}{p-p'} \text{ Mtrkgr.}$$

und die Arbeit zur Condensation von  $v' - v''$  Liter gesättigten Dampfes vom Drucke  $p'$

$$= ap' \frac{v' - v''}{1000} = bp' v' \left( 1 - \frac{p-p'}{1-p'} \right) = bp' v' \frac{1-p}{1-p'} \text{ Mtrkgr.}$$

Von diesen Arbeiten geht indessen ab der Ueberschuss derjenigen Arbeit, welche der Condensatordruck leistet, indem er das Gemischvolumen  $v'$  hinauschiebt, über diejenige Arbeit, welche geleistet werden muss, um das comprimirte Gemischvolumen  $v''$  in die Atmosphäre zu schieben; dieser Ueberschuss ist

$$= ap \frac{v'}{1000} - a \frac{v''}{1000} = bv' \left( p - \frac{p-p'}{1-p'} \right) \\ = bp'v' \frac{1-p}{1-p'} \text{ Mtrkgr.}$$

= der Arbeit, welche zur Dampfcondensation aufzuwenden war. Die Arbeit zur Förderung von Luft und Dampf beschränkt sich also auf die Arbeit zur Luftcompression; sie ist für 1 Kgr. Abdampf nach Obigem, wenn gemäss Gl. (2):

$$(p - p')v' = (p - p')(v - n - 1) = \lambda n + \mu$$

gesetzt wird,

$$L_2 = (\lambda n + \mu) b \ln \frac{1-p'}{p-p'} \dots \dots \dots (6).$$

Mit Rücksicht endlich noch auf Nebenwiderstände ist die ganze Betriebsarbeit des Mischcondensators mit nasser Luftpumpe für 1 Kgr. Abdampf

$$L = (1 + \zeta)(L_1 + L_2) \dots \dots \dots (7)$$

zu setzen, dabei je nach Umständen etwa  $\zeta = 0,3$  bis  $0,5$ .

Z. B. für den oben behandelten Fall eines Condensators für 5 Kgr. Abdampf in der Sekunde, für welchen mit  $t_0 = 20$  und  $n = 30$

$p' = 0,07$  gefunden und  $p = 0,12$  angenommen

wurde, sei das Kühlwasser auf  $h_0 = 1,5$  Mtr. anzuheben. Dann ist nach (5) mit  $b = 10,3$ :

$$L_1 = 30 \cdot 1,5 + 31 \cdot 10,3 \cdot 0,88 = 326;$$

nach (6) mit  $\lambda = 0,025$  und  $\mu = 1,8$ :

$$L_2 = 2,55 \ln \frac{0,93}{0,05} = 74,5;$$

somit nach (7) mit  $\zeta = 0,4$ :

$$L = 1,4(L_1 + L_2) = 560 \text{ Mtrkgr.}$$

Die Condensation erfordert also zum Betriebe der Pumpen:

$$N = \frac{5L}{75} = 37,3 \text{ Pferdestärken.}$$

## §. 107. Mischcondensator mit trockner Luftpumpe.

Auch in diesem Falle gilt (bei denselben Bedeutungen der Buchstaben) die Gleichung (1) des vorigen Paragraph:

$$n = \frac{620 - t'}{t' - t_0} \dots \dots \dots (1),$$

während die Gleichung (2) zu ersetzen ist durch:

$$v = \frac{\lambda n + \mu}{p - p'} \dots \dots \dots (2),$$

einer kleineren Luftpumpe entsprechend.

In dem Ausdrucke (5) der Arbeit  $L_1$  zur Wasserförderung für je 1 Kgr. Abdampf fällt hier das zweite Glied fort, wird also

$$L_1 = n h_0 \text{ Mtrkgr.} \dots \dots \dots (3),$$

wenn die Abfuhr des warmen Wassers selbstthätig durch ein Abfallrohr erfolgt, wie es in diesem Falle zu geschehen pflegt, um nicht einer zweiten, einer besonderen Warmwasserpumpe zu bedürfen.

Die Arbeit zur Förderung des Gemisches von Luft und Dampf ist aber hier insofern anders zu beurtheilen, als bei der Compression desselben seine Temperatur erheblich steigen muss, weil eine Abgabe von Wärme an gleichzeitig im Compressionsraume vorhandenes Wasser, wie sie bei der nassen Luftpumpe stattfindet, hier ausgeschlossen ist, und weil auch ein Wärmeübergang an die Pumpenwand nur in geringerem Masse erfolgt, weil der Dampf nicht gesättigt bleibt. Für sich allein würde die Erwärmung der Luft im Allgemeinen eine andere sein, als diejenige des Dampfes; indem aber thatsächlich diese beiden sich gegenseitig durchdringenden Bestandtheile stets dieselbe Temperatur haben, findet ein Wärmeübergang von einem zum andern Theile statt. Die strengere Berücksichtigung dieser Umstände würde mit Weitläufigkeiten verbunden sein, welche ausser Verhältniss ständen zu der Unsicherheit, mit welcher die Wärmeverluste nach aussen hin und schliesslich die Nebenwiderstände zu schätzen sind. Wird vielmehr die Zustandsänderung des Gemisches im Ganzen bei seiner Compression als eine solche angenommen, dass dabei die Pressung stets derselben, der  $m$ ten Potenz des Volumens umgekehrt proportional bleibt, so würde  $m$  im Falle adiabatischer Compression als ein gewisser Mittelwerth zwischen  $m = 1,41$  für Luft allein und  $m = 1\frac{1}{3}$  für Dampf allein (Bd. I, §. 39) anzunehmen, mit Rücksicht auf Wärmeverluste nach aussen aber noch etwas kleiner anzunehmen, im vorliegenden Falle etwa  $m = 1\frac{1}{4}$  zu schätzen sein. Unter

dieser Voraussetzung ist die Compressionsarbeit des Gemisches für je 1 Kgr. Abdampf gemäss Bd. I, §. 20, wenn

$$v'' = v p^{\frac{1}{m}}$$

das Volumen des bis zu atmosphärischem Drucke comprimierten Gemisches bedeutet,

$$= \frac{apv}{1000(m-1)} \left[ \left( \frac{v}{v''} \right)^{m-1} - 1 \right] = \frac{bpv}{m-1} \left[ \left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \text{ Mtrkgr.}$$

Die Arbeit, welche aufzuwenden ist, um das comprimire Gemisch in die Atmosphäre hinauszuschieben, ist aber jetzt grösser, als diejenige Arbeit, mit welcher der Condensatordruck die Ansaugung des ursprünglichen Gemisches unterstützt, und zwar um den Betrag:

$$\begin{aligned} a \frac{v''}{1000} - ap \frac{v}{1000} &= bv \left( p^{\frac{1}{m}} - p \right) \\ &= bpv \left[ \left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right]. \end{aligned}$$

Die Hinzufügung dieser Arbeit zur Compressionsarbeit giebt die ganze Arbeit zur Förderung von Luft und Dampf für 1 Kgr. Abdampf mit Rücksicht auf obige Gleichung (2):

$$L_2 = \frac{m}{m-1} (\lambda n + \mu) b \frac{p}{p-p'} \left[ \left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \dots \dots \dots (4)$$

und schliesslich die entsprechende Betriebsarbeit des Condensators:

$$L = (1 + \zeta) (L_1 + L_2) \dots \dots \dots (5)$$

mit  $\zeta = 0,3$  bis  $0,5$ . Der Gebrauch von Gl. (4) wird durch tabellarische

Ausrechnung von  $\left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}}$  erleichtert; mit

$$m = \frac{5}{4}, \text{ also } \frac{m-1}{m} = \frac{1}{5}$$

ergiebt sich z. B. für  $p = 0,08 \quad 0,1 \quad 0,12 \quad 0,15$

$$\left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} = 1,657 \quad 1,585 \quad 1,528 \quad 1,461$$

Für den Fall des Beispiels im vorigen Paragraph:

$$n = 30 \quad h_0 = 1,5 \quad p = 0,12 \quad p' = 0,07$$

ergibt sich aus (3), (4) und (5) mit

$$m = \frac{5}{4} \quad \zeta = 0,4 \quad \lambda = 0,025 \quad \mu = 1,8$$

und somit  $\lambda n + \mu = 2,55$ :

$$L_1 = 30 \cdot 1,5 = 45$$

$$L_2 = 5 \cdot 2,55 \cdot 10,3 \frac{12}{12-7} \cdot 0,528 = 166,3$$

$$L = 1,4 (45 + 166,3) = 295,8.$$

Der Arbeitsaufwand für die Condensation entspricht also bei 5 Kgr. Abdampf in der Sekunde:

$$N = \frac{5 \cdot 295,8}{75} = 19,7 \text{ Pferdestärken}$$

gegen  $N = 37,3$  im Falle der nassen Luftpumpe, welche ausserdem im Verhältnisse von  $v = 82$ , wie im vorigen Paragraph gefunden wurde, zu

$$v = \frac{2,55}{0,05} = 51 \text{ gemäss obiger Gleichung (2)}$$

grösser sein müsste. Der Gewinn an Betriebsarbeit ist übrigens lediglich der Abführung des warmen Wassers durch ein Abfallrohr anstatt durch eine Pumpe zu verdanken, während die Arbeit  $L_2$  zur Förderung von Luft und Dampf hier grösser ist (166,3 statt 74,5).

#### §. 108. Gegenstromcondensator.

Wie aus den Bemerkungen im §. 105 hervorgeht, ist in diesem Falle

$$t' = t, \text{ also } n = \frac{620 - t}{t - t_0} \dots \dots \dots (1)$$

zu setzen gemäss den Gleichungen (1) der beiden vorhergehenden Paragraphen. Die Temperatur, mit welcher die Luft mit etwas Dampf von der trocknen Luftpumpe abgesaugt wird, ist nur wenig, um höchstens etwa  $5^\circ$  grösser, als  $t_0$ ; wird sie mit  $t''$ , der entsprechende Druck gesättigten Dampfes mit  $p''$  bezeichnet, also der Druck der angesaugten Luft mit  $p - p''$ , so ist hier gemäss Gl. (2) im vorigen Paragraph:

$$v = \frac{\lambda n + \mu}{p - p''} \text{ Liter } \dots \dots \dots (2)$$

das Volumen des für je 1 Kgr. Abdampf von der Luftpumpe anzusaugenden Gemisches.

Für das Beispiel der beiden vorigen Paragraphen, nämlich für eine Temperatur von  $t_0 = 20^\circ$  des Kühlwassers und für einen verlangten

Condensatordruck  $p = 0,12$  Atm. (entsprechend  $t = 49,8$ ) findet man  $n = 19,1$  statt 30 dort; ferner mit

$$\lambda = 0,025 \quad \mu = 1,8 \quad t'' = 25 \quad p'' = 0,031$$

$v = 25,6$  statt 51 bzw. 82 für den Fall des gewöhnlichen Mischcondensators mit trockner bzw. nasser Luftpumpe.

Je kleiner der Gesamtdruck  $p$  in einem Gegenstromcondensator sein soll, desto grösser muss nicht nur  $v$ , sondern, wenn schon in geringerem Masse, auch  $n$  sein. Mit  $t_0 = 20$ ,  $t'' = 25$  ( $p'' = 0,031$ ) und mit obigen Werthen von  $\lambda$ ,  $\mu$  findet man z. B.

für $p =$	0,08	0,1	0,12	0,15
$n =$	26,4	21,9	19,1	16,4
$v =$	50,2	34,0	25,6	19,0
$v : n =$	1,90	1,55	1,34	1,16

Unter der Voraussetzung, dass die Abführung des warmen Wassers durch ein Abfallrohr geschehen kann, beschränkt sich die Arbeit zur Wasserförderung für je 1 Kgr. Abdampf auch beim Gegenstromcondensator auf die ev. zum Anheben des Kühlwassers erforderliche Arbeit

$$L_1 = n h_0 \dots \dots \dots (3),$$

wie im Falle des vorigen Paragraph, ist aber hier der kleineren Kühlwassermenge entsprechend kleiner. Die Arbeit zur Förderung von Luft und Dampf ist auch ebenso zu beurtheilen, wie dort, also nach Gl. (4) daselbst, weil der Druck der anzuzugenden Luft hier  $= p - p''$  statt  $= p - p'$  ist,

$$L_2 = \frac{m}{m-1} (\lambda n + \mu) b \frac{p}{p-p''} \left[ \left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \dots \dots \dots (4).$$

Wegen des grösseren Luftgehalts des angesaugten Gemisches wird es aber passend sein,  $m$  etwas grösser zu veranschlagen, etwa  $m = \frac{4}{3}$  statt  $\frac{5}{4}$ .

Es ist dann z. B.

für $p =$	0,08	0,1	0,12	0,15
$\left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} =$	1,880	1,778	1,699	1,607.

Für das mehrfach angezogene Beispiel ergibt sich

$$L_1 = 19,1 \cdot 1,5 = 28,7 \text{ Mtrkgr.}$$

$$L_2 = 4 (0,025 \cdot 19,1 + 1,8) 10,3 \frac{0,12}{0,12 - 0,031} \cdot 0,699 = 88,4$$

und die ganze auf die Condensation von je 1 Kgr. Abdampf zu verwendende Betriebsarbeit:

$$L = (1 + \zeta)(L_1 + L_2) = 1,4(28,7 + 88,4) = 163,9$$

bei der bisherigen Annahme  $\zeta = 0,4$ . Bei einem Dampfverbrauch von 5 Kgr. in der Sekunde wäre also hier die Betriebsarbeit in Pferdestärken:

$$N = \frac{5 \cdot 163,9}{75} = 10,9$$

statt 19,7 bezw. 37,3 für den gewöhnlichen Mischcondensator mit trockner bezw. nasser Luftpumpe.

Wenn in den beiden Fällen der Luftabsaugung durch eine trockene Luftpumpe das warme Wasser nicht durch ein Abfallrohr selbstthätig entfernt würde, sondern durch eine neben dem Condensator (ohne Benutzung einer Wasserdruckhöhe) angeordnete Warmwasserpumpe, so wäre gemäss Gl. (5), §. 106

$$L_1 \text{ um } (n + 1)b(1 - p)$$

zu vergrössern, also für das Beispiel mit Gegenstrom-, bezw. mit gewöhnlichem Mischcondensator ( $n = 19,1$  bezw. 30) um 182 bezw. 281,

$$L \text{ um } 255 \text{ bezw. } 393$$

$$N \text{ um } 17 \text{ bezw. } 26,2.$$

Die Betriebsarbeiten wären dann

nicht	10,9	19,7	37,3
sondern	27,9	45,9	37,3 Pf.-St.

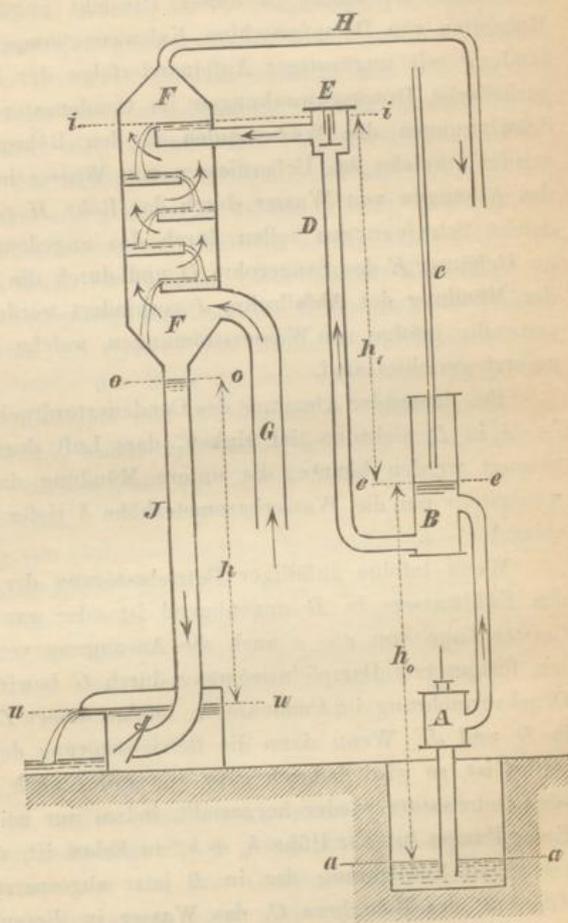
Bei dem gewöhnlichen Mischcondensator wäre es nicht mehr vortheilhaft, die nasse durch eine trockene Luftpumpe zu ersetzen. Der Vortheil des Gegenstromcondensators würde zwar vermindert, bliebe aber doch vorhanden, auch abgesehen von den Vorzügen kleineren Kühlwasserbedarfs und kleinerer Luftpumpe. —

Die zweckmässige Anordnung eines Gegenstromcondensators nach Weiss zeigt die schematische Figur 102. Darin ist durch *A* die Kaltwasserpumpe angedeutet; sie hebt das Kühlwasser in das cylindrische Gefäss *B*, aus welchem es durch das Rohr *D* in den Condensator *FF* angesaugt wird. Das Druckrohr der Kaltwasserpumpe mündet in das Gefäss *B* an einer etwas höher gelegenen Stelle, als von welcher das Saugrohr *D* ausgeht, damit die von der Pumpe etwa mitgeförderte Luft nicht in den Condensator gelangt, sondern, in *B* sich ausscheidend und in Bläschen aufsteigend, durch das beiderseits offene, den Deckel von *B* durchdringende Rohr *C* ins Freie entweicht; die untere Mündung

dieses Rohrs liegt über dem normalen Wasserspiegel  $e - e$ , welcher sich dem Condensatordruck entsprechend in  $B$  so einstellt, dass die Höhe  $h_1$  des oberen Kaltwasserspiegels  $i - i$  im Condensator über  $e - e$  etwas kleiner ist, als der Ueberschuss der atmosphärischen über die Condensator-

Wasserdruckhöhe. Die Höhe des Wasserspiegels  $e - e$  über dem unteren Kaltwasserspiegel  $a - a$  ist die bisher mit  $h_0$  bezeichnete Förderhöhe der Kaltwasserpumpe. In den Condensator  $FF$  strömt der zu condensirende Dampf unten durch das Rohr  $G$  ein, während die Luft oben durch das Rohr  $H$  von der trocknen Luftpumpe abgesaugt wird und das warme Wasser unten durch das Abfallrohr  $J$  abfließt, in welchem sich der Wasserspiegel  $o - o$  so einstellt, dass seine Höhe  $h$  über dem unteren Warmwasserspiegel  $u - u$  etwas grösser ist, als der Ueberschuss der atmosphärischen über die Wassersäulenhöhe, welche dem Druck im Condensator

Fig. 102.



entspricht. In letzterem fällt das Wasser in Cascaden nieder, welche, indem sie von dem im Sinne der Pfeile auf gewundenem Wege aufwärts strömenden Dampfe durchbrochen werden müssen, die Condensation desselben bewirken. Die dazu nöthige Höhe von  $FF$  zusammen mit den Höhen  $h_1$  und  $h$  bedingen die Höhe der ganzen Anlage.

Gewisse Anordnungen dienen dazu, Betriebsstörungen möglichst auszuschliessen oder, wenn eingetreten, auf einfache Weise den normalen Betrieb wieder herzustellen. Weder die Zuströmung des zu condensirenden Dampfes, noch die Förderung des Kühlwassers durch die Pumpe *A* und die Absaugung der Luft finden ganz stetig statt; es könnten vielmehr (besonders bei einem in dieser Hinsicht ungünstigen Verhältnisse der Hubzeiten von Dampfmaschine, Kaltwasserpumpe und Luftpumpe in Verbindung mit ungünstiger Aufeinanderfolge der betreffenden Hubwechsel) periodische Druckschwankungen im Condensator eintreten, und dadurch Schwingungen der Wassersäulen in den Röhren *D* und *J* verursacht werden, welche das Ueberfliessen von Wasser in das Dampfrohr *G* oder das Ansaugen von Wasser durch das Rohr *H* zur Folge haben könnten. Solche Schwingungen sollen durch das angedeutete Rückschlagventil im Gehäuse *E* des Saugerohrs *D* und durch die Rückschlagklappe an der Mündung des Abfallrohrs *J* verhindert werden; beide schliessen sich zeitweilig infolge von Wasserströmungen, welche den normalen entgegengesetzt gerichtet sind.

Bei dauernder Abnahme des Condensatordrucks darf der Wasserspiegel  $e - e$  in *B* nicht so tief sinken, dass Luft durch das Rohr *D* mit angesaugt werden könnte; die untere Mündung dieses Rohrs soll deshalb wenigstens um die Wasserbarometerhöhe *b* tiefer liegen, als der Wasserspiegel  $i - i$ .

Wenn infolge zufälliger Betriebsstörung der Pumpe *A* der Einfluss des Kühlwassers in *B* ungenügend ist oder ganz aufhört, so hört bei tiefster Lage von  $e - e$  auch die Ansaugung von Wasser durch *D* auf. Die fortgesetzte Dampfeinströmung durch *G* bewirkt dann Erhitzung und Druckvermehrung im Condensator, infolge dessen Zurückfallen des Wassers in *D* und *J*. Wenn dann die Betriebsstörung der Kaltwasserpumpe beseitigt ist, so wird dadurch ganz von selbst auch der regelrechte Betrieb des Condensators wieder hergestellt, indem nur zeitweilig das Wasser von dieser Pumpe bis zur Höhe  $h_0 + h_1$  zu heben ist, wobei der Wasserspiegel  $e - e$  mit Verdichtung der in *B* jetzt abgesperrten Luft bis über die Mündung des Röhrchens *C*, das Wasser in diesem aber bis etwas über  $i - i$  steigt, zu welchem Zwecke dieses Röhrchen entsprechend hoch hinaufgeführt ist. Das eingepresste Wasser erniedrigt die Temperatur und den Druck im Condensator, bis der normale Zustand wieder eingetreten ist. Ohne Vorhandensein einer Kaltwasserpumpe müsste, wenn das Kühlwasser im Saugerohr infolge von Erhitzung des Condensators zurückfallen sollte, durch lästige äussere Wasserkühlung desselben der regelrechte

Betrieb wieder hergestellt werden. Eine Kaltwasserpumpe kann deshalb auch dann vortheilhaft sein, wenn sie mit Rücksicht auf die Kleinheit der von  $a - a$  aus gerechneten Saughöhe nicht nöthig wäre.

### §. 109. Oberflächencondensator.

Solche Condensatoren, bei welchen der zu condensirende Abdampf vom Kühlwasser durch eine Metallwand getrennt bleibt, bedürfen unter übrigens gleichen Umständen einer grösseren Kühlwassermenge und sind weniger einfach bezüglich auf Anlage und Instandhaltung, als Mischcondensatoren; ihre Anwendung beschränkt sich deshalb fast ausschliesslich auf Seedampfer, bei welchen das Kühlwasser unbeschränkt und zwar so zur Verfügung ist, dass es nicht erst gehoben zu werden braucht, dieses salzige Wasser aber vom Condensationswasser thunlichst fern zu halten ist, um letzteres, abgesehen vom Ersatz für Verluste, wiederholt zur Kesselspeisung zu benutzen. Eine Kaltwasserpumpe entnimmt das Kühlwasser von Aussenbord und treibt es durch ein System von Kühlröhren (dünnwandigen Messingröhren) dahin zurück; der diese Röhren umgebende Raum des Condensators wird vom Abdampfe und von der durch Undichtheiten eindringenden Luft durchströmt, welche gewöhnlich mit dem Condensationswasser zusammen an der tiefsten Stelle des Condensators von einer nassen Luftpumpe abgesaugt wird.

Sind bei Benutzung von übrigens denselben Buchstabenbezeichnungen, wie in den vorigen Paragraphen,  $t_0$  und  $t_1$  die Temperaturen bezw. des zufließenden und des abfließenden Kühlwassers, so entspricht das Gewichtsverhältniss  $n$  desselben und des Abdampfes offenbar auch hier der Gleichung (1), §. 106, wenn nur darin im Nenner  $t_1$  für  $t'$  gesetzt wird, ist also

$$n = \frac{620 - t'}{t_1 - t_0} \dots \dots \dots (1).$$

Weil natürlich  $t_1 < t'$  ist, ergibt sich  $n$  entsprechend grösser.

Das von der nassen Luftpumpe für je 1 Kgr. Abdampf anzuzugende Gemischvolumen entspricht hier nur dem Condensationswasser und der durch Undichtheiten eingedrungenen Luft, nicht auch dem erwärmten Kühlwasser und seinem Luftgehalt; es ergibt sich deshalb aus §. 106, Gl. (2) mit  $n = 0$ :

$$v = 1 + \frac{\mu}{p - p'}, \text{ Liter} \dots \dots \dots (2).$$

Ausserdem ist nun hier auch die Grösse =  $F$  Quadratmtr. der ganzen Kühlfläche, nämlich der Oberfläche aller Kühlröhren von wesentlicher

Bedeutung. Die Wärmemenge  $Q$ , welche durch sie stündlich übertragen wird, hängt von den Temperaturen  $t_0$  und  $t_1$  des Kühlwassers, sowie von den Temperaturen ab, welche an verschiedenen Stellen der Kühlröhren in dem sie umgebenden Raume des Condensators vorhanden sind, und zwar ist es vortheilhaft für die Wirksamkeit der Kühlfläche, sie erhält den Charakter einer Gegenstromfläche, wenn der zu condensirende Dampf dem Kühlwasser entgegengeführt wird, was hier wenigstens einigermassen immer geschehen kann, so dass dann auch die Temperatur von Dampf und Luft dort am kleinsten sein wird, wo das Kühlwasser mit der kleinsten Temperatur  $t_0$  zufliesst. In dem gewöhnlichen Falle der nassen Luftpumpe, welche Wasser und Luft zusammen an der tiefsten Stelle des Condensators abzusaugen hat, wird es indessen sicherer sein, auf jene dann wohl nur in geringem Grade stattfindende günstige Temperaturverschiedenheit nicht zu rechnen, vielmehr die Temperatur des Condensatorraums überall gleich gross =  $t'$  anzunehmen. Auf Grund der Annahme, dass die durch ein Element der Kühlröhrenwand übertragene Wärme dem Quadrat des Unterschiedes der beiderseits herrschenden Temperaturen proportional gesetzt werden kann, ist dann gemäss §. 64, Gl. (12):

$$Q = \alpha F (t' - t_0) (t' - t_1),$$

wenn der am angeführten Orte mit  $\mu$  bezeichnete Coefficient, nachdem diesem Buchstaben hier schon eine andere Bedeutung beigelegt worden ist, mit  $\alpha$  bezeichnet wird. Dieselbe Wärmemenge ist aber auch =  $D (620 - t')$ , unter  $D$  Kgr. den stündlichen Dampfverbrauch verstanden; zur Bestimmung von  $F$  mit einem erfahrungsmässig angenommenen Werth von  $\alpha$  ergibt sich somit die Gleichung:

$$\alpha F (t' - t_0) (t' - t_1) = D (620 - t') \dots \dots \dots (3).$$

Die Betriebsarbeit des Condensators für je 1 Kgr. Abdampf kann wieder

$$L = (1 + \zeta) (L_1 + L_2) \dots \dots \dots (4)$$

gesetzt werden, dabei gemäss den Gleichungen (5) und (6), §. 106, mit  $n = 0$ ,  $h_0 = 0$ :

$$L_1 = b (1 - p); \quad L_2 = \mu b \ln \frac{1 - p'}{p - p'} \dots \dots \dots (5);$$

das erste Glied  $n h_0$  jenes Ausdrucks von  $L_1$  verschwindet nicht wegen  $n = 0$ , sondern wegen  $h_0 = 0$ , sofern das von Aussenbord angesaugte Kühlwasser ebendahin und zwar mit Ausfluss unter Wasser zurückbefördert wird. Wegen des erheblichen hydraulischen Widerstandes in dem System von Kühlröhren müsste nur  $\zeta$  entsprechend grösser geschätzt werden, wenn

nicht besser diese Widerstandsarbeit für je 1 Kgr. Abdampf, also für  $n$  Kgr. Kühlwasser, besonders berechnet und zum obigen Ausdrucke von  $L_1$  hinzugefügt wird.

Die Coefficienten  $\mu$  und  $\alpha$  in den Gleichungen (2) und (3) können nur auf Grund von Beobachtungen an Oberflächencondensatoren passend angenommen werden. Wäre z. B. die Temperatur des Seewassers  $t_0 = 15$ , die Kaltwasserpumpe entsprechend  $n = 40$  bemessen und die Temperatur im Condensator  $t' = 39,4$  (entsprechend  $p' = 0,07$  Atm.), so ergäbe sich  $t_1 = 29,5$  aus (1). Wäre ferner für je 1 indicirte Pferdestärke die Kühlfläche  $F = 0,2$  Quadratmeter, wie es durchschnittlich der Fall zu sein pflegt, und der stündliche Dampfverbrauch  $D = 8$  Kgr., so würde aus (3) folgen:  $\alpha = 95$ , erheblich grösser, als in §. 68 für den analogen Fall der Vorwärmung des Speisewassers durch den Abdampf angenommen zu werden passend erschien. Bei der vorläufigen Annahme  $\mu = 1,8$  würde ferner mit  $p - p' = 0,03$  aus Gl. (2) folgen:  $v = 61$ , fast ganz dem Volumen der abzusaugenden Luft entsprechend. Bei einem Förderungsgrade von ungefähr 0,9 müsste das Kolbenvolumen der nassen Luftpumpe etwa 68 Liter für je 1 Kgr. Abdampf betragen. Thatsächlich wird es oft noch grösser gemacht, um nöthigenfalls (bei eintretenden Schäden der Kühlröhren) den Condensator auch als Mischcondensator vortheilhaft betreiben zu können. —

Wenn, wie es von Weiss a. a. O. empfohlen wird, die Luft an der höchsten Stelle durch eine trockene Luftpumpe, das Condensationswasser unten durch eine Warmwasserpumpe abgesaugt würde, während das Kühlwasser von oben nach unten durch die Kühlröhren getrieben wird entgegen dem unten einströmenden Abdampfe, so wird eine vortheilhafte Temperaturverschiedenheit auch in dem die Kühlröhren umgebenden Raume des Condensators ohne Zweifel in höherem Grade sich herstellen, als im gewöhnlichen Falle der nassen Luftpumpe, wenn auch nicht in so hohem Grade, wie bei einem Mischcondensator mit Gegenströmung (§. 108); die Dampftemperatur  $t'$  wird vielmehr unten immer noch etwas  $< t$  (der Dampfdruck  $p'$  etwas  $< p$ ), besonders aber die Dampftemperatur  $t''$  oben erheblich  $> t_0$  (der Dampfdruck  $p''$  entsprechend  $> p_0$ ) sein. Bei solcher Anordnung kann der Condensator dadurch ausnahmsweise als Mischcondensator betrieben werden, dass er mit Hülfe entsprechender Wechselhähne zur selbstthätigen Ansaugung des Kühlwassers hergerichtet und der Kaltwasserpumpe die Function einer Warmwasserpumpe zugewiesen wird, während die trockne Luftpumpe entsprechend dem Falle von §. 107 in Thätigkeit bleibt.

Für den normalen Betrieb als Oberflächencondensator ist nach §. 108

das Volumen des von der trocknen Luftpumpe für je 1 Kgr. Abdampf anzuzugenden Gemisches

$$v = \frac{\mu}{p - p''} \text{ Liter} \dots \dots \dots (6)$$

zu setzen, die Arbeit zur Förderung dieses Gemisches:

$$L_2 = \frac{m}{m-1} \mu b \frac{p}{p-p''} \left[ \left( \frac{1}{p} \right)^{\frac{m-1}{m}} - 1 \right] \dots \dots \dots (7)$$

mit etwa  $m = \frac{4}{3}$ , während für  $n$  und  $L_1$  die Gleichungen (1) und (5) nach wie vor gelten. Die Kühlfläche  $F$  entspricht jetzt gemäss §. 68, Gl. (2) der Gleichung:

$$\alpha F (t' - t_0) (t' - t_1) = D (620 - t') \dots \dots \dots (8).$$

Wäre z. B. wie oben

$$t_0 = 15 \quad t_1 = 29,5 \quad p = 0,1 (t = 46,2)$$

und würde  $t' = 45$  angenommen, so ergäbe sich aus (8) mit  $\alpha = 95$  und  $F = 0,2$  für  $D = 8$ :

$$t' = 30,6 \text{ entsprechend } p'' = 0,043;$$

damit und mit  $\mu = 1,8$  aus (6):  $v = 31,6$ . Die Temperatur  $t'$ , mit welcher die Luft von der trocknen Luftpumpe abgesaugt wird, wäre also noch erheblich  $> t_0$ , doch brauchte immerhin diese Pumpe nur etwa halb so gross zu sein, als eine nasse Luftpumpe ( $v = 61$ ) unter übrigens gleichen Umständen.

## f. Nutzeffect.

### §. 110. Allgemeine Erörterungen.

Wenn  $F$  Quadratcentimeter die dampfberührte Kolbenfläche einer Eincylindermaschine,  $s$  Meter der Kolbenhub,  $c$  Sekundenmeter die mittlere Kolbengeschwindigkeit,  $p_i$  Kilogramm für 1 Quadratcentimeter die mittlere indicirte Dampfspannung bedeuten, so sind (§. 92) die indicirte Arbeit  $L_i$  für einen Hub in Meterkilogramm und der indicirte Effect  $N_i$  in Pferdestärken:

$$L_i = F s p_i \text{ und } N_i = \frac{F c p_i}{75} \dots \dots \dots (1).$$

Dieselben Ausdrücke ( $F$ ,  $s$ ,  $c$  auf den Niederdruckcylinder bezogen) gelten für eine Mehrcylindermaschine, wenn  $p_i$  entsprechend bestimmt wird, insbesondere z. B. gemäss §. 98 für eine Zweicylindermaschine.

Die Nutzarbeit für einen Hub =  $L_n$  und die Nutzpferdestärke =  $N_n$ , welche von der Kurbel- und Schwungradwelle an die zu treibenden Arbeitsmaschinen, bezw. zunächst an eine sich anschliessende Transmission übertragen werden, sind wegen der Nebenwiderstände der Maschine kleiner. Die diesen Widerständen entsprechende Arbeit ist theils Reibungsarbeit der Maschine, worin auch Arbeitsverluste durch Stösse, Luftwiderstand und die verhältnissmässig kleine Betriebsarbeit zur Kesselspeisung einbegriffen seien, theils ev. die Betriebsarbeit des Condensators. Die Reibungsarbeit kann unterschieden werden als Arbeit der leer gehenden Maschine, welche der letzteren mit Schwungradwelle an und für sich eigenthümlich ist, indem sie vom Dampfe geleistet werden müsste, um nach Abkupplung der Transmission und ev. nach Abstellung des Condensators den Leergang der Maschine mit unveränderter Geschwindigkeit zu ermöglichen, und als zusätzliche Reibungsarbeit, herrührend von der Vergrösserung des Drucks in den Berührungsf lächen der relativ bewegten Maschinetheile infolge grösserer Anstrengung der arbeitenden im Vergleich mit der leer gehenden Maschine. Sind dann also die Arbeit der leer gehenden Maschine und die Betriebsarbeit des Condensators für einen Dampfkolbenhub bezw.

$$L_m = Fsp_m \text{ und } L_c = Fsp_c \dots\dots\dots (2)$$

und wird die zusätzliche Reibungsarbeit der Nutzarbeit proportional gesetzt =  $\mu L_n$  für einen Hub, unter  $\mu$  den sogenannten Coefficienten der zusätzlichen Reibung verstanden, so ist:

$$L_n = L_i - L_m - \mu L_n - L_c = \frac{L_i - L_m - L_c}{1 + \mu},$$

also, wenn

$$L_n = Fsp_n, \text{ somit } N_n = \frac{Fcp_n}{75} \dots\dots\dots (3)$$

gesetzt wird, gemäss (1), (2), (3):

$$p_n = \frac{p_i - p_m - p_c}{1 + \mu} \dots\dots\dots (4)$$

und der Wirkungsgrad (als indicirter Wirkungsgrad im §. 62 mit  $\eta_i$  bezeichnet):

$$\eta_i = \frac{L_n}{L_i} = \frac{N_n}{N_i} = \frac{p_n}{p_i} = \frac{1}{1 + \mu} \left( 1 - \frac{p_m + p_c}{p_i} \right) \dots\dots\dots (5).$$

Unter den Reibungen ist, diejenige der Schwungradwelle gewöhnlich von vorwiegender Bedeutung, und da sie sich ausserdem zuverlässiger schätzen lässt, als die übrigen Nebenwiderstände, werde ihre Arbeit für einen Hub =  $L_w = Fsp_w$  als Bestandtheil von  $L_m$  besonders berechnet;



der andere Bestandtheil =  $L_r = F s p_r$ , die Reibungsarbeiten von Kolben, Kolbenstange, Kurbelmechanismus und Steuerungstheilen nebst den oben erwähnten nebensächlichen Widerstandsarbeiten enthaltend, ist auf summarische erfahrungsmässige Schätzung angewiesen. Entsprechend

$$L_m = L_w + L_r \text{ wird also } p_m = p_w + p_r \dots \dots \dots (6)$$

gesetzt. Ist nun

$G$  Kgr. das Gewicht des Schwungrades mit zugehöriger Welle,

$d_1$  Mtr. der Durchmesser dieser Welle in ihren Lagern,

$\rho$  der betreffende Reibungscoefficient,

$d$  Mtr. der lichte Durchmesser des Cylinders, ev. des Niederdruckcylinders, so ist

$$L_w = \rho G \frac{\pi d_1}{2} = F s p_w = \frac{\pi (100 d)^2}{4} s p_w$$

$$p_w = \frac{2 \rho}{10000} \frac{G d_1}{d^2 s} \dots \dots \dots (7).$$

Nun kann  $p_m$  aus Indicordiagrammen, die beim Leergange abgenommen wurden, bestimmt werden; die Subtraction von  $p_w$ , nach Gl. (7) berechnet, wobei meistens  $\rho = 0,06$  bis  $0,08$  zu setzen sein wird, liefert dann  $p_r$ . Auf solche Weise ergibt sich aus Versuchen von J. Völekers\* mit 6 verschiedenen Eincylindermaschinen von  $d = 0,28$  bis  $0,54$  Mtr. Cylinderdurchmesser, wenn  $p_r$  umgekehrt proportional  $d$  (die ganze auf den Kolben reducirte betreffende Reibung  $F p_r$  proportional  $d$ ) angenommen wird, ungefähr:

$$p_r = \frac{0,023}{d} \dots \dots \dots (8).$$

Für eine Zweicylindermaschine mit dem Durchmesser  $d$  des Hochdruckcylinders und dem Verhältnisse  $v$  der Hubvolumina von Niederdruck- und Hochdruckcylinder könnte dann unter der Voraussetzung, dass von jenem  $p_r$  der Theil  $a p_r$  von den unmittelbar zum Cylinder gehörigen bewegten Theilen herrührt, gesetzt werden:

$$p_r = 0,023 \left( \frac{1}{d} + \frac{a}{v d} \right) \dots \dots \dots (9).$$

Die Ausdrücke (7)—(9) sind als Anhalt zur Annahme von  $p_m = p_w + p_r$  für eine erst zu entwerfende Maschine verwendbar, während  $p_c$  gemäss §§. 106—109 veranschlagt werden kann. Für verschiedene Fälle wurde nämlich die dort mit  $L$  bezeichnete Betriebsarbeit des Condensators für je 1 Kgr. Abdampf berechnet; ist also  $D_1$  der durchschnittliche Dampf-

\* „Der Indicator“, als zweite Auflage erweitert von R. Ziebarth.

verbrauch der Maschine für einen einfachen Kolbenhub, so ist die oben (Gl. 2) mit  $L_c$  bezeichnete Arbeit:

$$L_c = F s p_c = L D_1 \dots \dots \dots (10),$$

wodurch  $p_c$  bestimmt ist.

Was endlich den Coefficienten  $\mu$  der zusätzlichen Reibung betrifft, so ist er aus Gl. (5) zu bestimmen, wenn  $p_i$  durch Indicator-,  $p_n$  durch Bremsversuche ermittelt worden ist, ausserdem  $p_m + p_c$  durch Indicirung der ev. bei möglichst vollem Betriebe des Condensators übrigens leer gehenden Maschine. Dieser Coefficient wird sehr verschieden, etwa zwischen 0,06 und 0,15 liegend gefunden; um so kleiner, je grösser, je besser ausgeführt und unterhalten die Maschine ist, im Allgemeinen auch etwas kleiner bei den einfacheren Ein-, als bei Zwei- und Mehrzylindermaschinen.

#### §. 111. Empirische Formeln.

Indem die Berechnung von  $p_m$  und  $p_c$  gemäss vorigem Paragraph auf verschiedenen unsicheren Annahmen beruht und gleichwohl die Kenntniss einer grösseren Zahl von Elementen erfordert, werden gewöhnlich empirische Formeln dazu benutzt, durch welche jene Grössen als Functionen weniger Elemente angenähert ausgedrückt sind, insbesondere des Cylinderdurchmessers (bei Condensationsmaschinen des Niederdruckcylinderdurchmessers) =  $d$  Mtr. und der Spannung =  $p$  Atm. (Kgr. für 1 Quadratcentimeter), womit der Dampf in die Maschine einströmt, für welche wenigstens die letztere hinsichtlich der Stärke ihrer Theile gebaut ist. Insbesondere setzt Hrabák\* auf Grund von vergleichenden Rechnungen und eigenen Versuchen, sowie unter der Voraussetzung, dass namentlich in Betreff des Schwungradgewichtes keine ungewöhnlichen Verhältnisse vorliegen, für Auspuffmaschinen:

$$p_m = 0,042 \sqrt{p} + \frac{0,025}{d} \dots \dots \dots (1),$$

für Condensationsmaschinen:

$$p_m + p_c = 0,025 + 0,05 \sqrt{p} + \frac{0,045}{d} \dots \dots \dots (2).$$

Zwischen Ein- und Zweicylindermaschinen ist hier nicht unterschieden, indem für letztere zwar  $p_r$  (§. 110) grösser, aber  $p_w$  kleiner ist wegen geringerer Schwere des Schwungrades unter sonst gleichen Umständen.

\* Hilfsbuch für Dampfmaschinen-Techniker, S. 96 der theoretischen Beilage.

Den Coefficienten der zusätzlichen Reibung setzt Hrabák mit gefissentlich reichlicher Schätzung bei Eincylindermaschinen:

$$\mu = \frac{0,11}{d + 0,4} \text{ für } d < 1, \quad \mu = \frac{0,6}{d + 6,6} \text{ für } d > 1 \dots (3),$$

bei Zweicylindermaschinen:

$$\mu = \frac{0,11}{d + 0,31} \text{ für } d < 1, \quad \mu = \frac{0,92}{d + 10} \text{ für } d > 1 \dots (4).$$

R. R. Werner\* setzt durchschnittlich für Eincylindermaschinen ohne oder mit Condensation:

$$p_m = \frac{0,1}{0,12 + d} \text{ und } \mu = 0,1 \dots \dots \dots (5)$$

$$\text{bezw. } p_m + p_c = \frac{0,13}{0,12 + d} \text{ und } \mu = 0,11 \dots \dots \dots (6).$$

Durch diese Gleichungen wird übrigens der mit  $d$  wachsenden Maschinengrösse ein ohne Zweifel allzu erheblicher Einfluss auf  $p_m$  zugeschrieben und letztere Grösse für kleine Maschinen übermässig gross gesetzt; es wäre z. B. für Auspuffmaschinen mit  $p = 5$  Atm. Einströmungsspannung und

	$d = 0,25$	$0,5$	$0,75$ Mtr.
nach Gl. (1):	$p_m = 0,19$	$0,14$	$0,13$ Atm.
nach Gl. (5):	$p_m = 0,27$	$0,16$	$0,11$ „

Auf Grund amerikanischer von R. H. Thurston besprochener Versuche mit schnell laufenden Auspuffmaschinen setzte Werner auch später\*\*:

$$p_m = \frac{0,08}{0,26 + d} \dots \dots \dots (7),$$

z. B. =	$0,16$	$0,11$	$0,08$
für $d = 0,25$	$0,5$	$0,5$	$0,75$ .

Der Coefficient  $\mu$  dürfte umgekehrt nach den Formeln von Hrabák mit abnehmender Maschinengrösse übermässig wachsen. Nach (3) wäre z. B.

für $d = 0,25$	$0,5$	$0,75$
$\mu = 0,17$	$0,12$	$0,1$ ;

wogegen Werner aus den erwähnten amerikanischen Versuchen, bei welchen  $d$  nur =  $0,17$  bis  $0,23$  Mtr. war, sogar auf  $\mu = 0,08$  im Mittel schliessen zu dürfen glaubte. Eine grosse Zuverlässigkeit können somit diese durchschnittlichen Zahlenwerthe und einfachen empirischen Formeln nicht in Anspruch nehmen. —

Handelt es sich um die Berechnung einer zu entwerfenden Dampf-

\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1884, S. 353.

\*\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1887, S. 346.

maschine für eine gegebene Nutzpferdestärke  $N_n$ , sowie für angenommene Werthe der mittleren Kolbengeschwindigkeit  $c$  und der zur Bestimmung von  $p_i$  dienenden Elemente (Einströmungsspannung, Füllungsgrad u. s. w.), so müsste vor Allem die Gleichung (3) im vorigen Paragraph:

$$75 N_n = F c p_n$$

zur Bestimmung von  $F$ , also von  $d$  benutzt werden. Indem aber die mittlere Nutzspannung

$$p_n = \frac{p_i - p_m - p_e}{1 + \mu}$$

sich aus  $p_i$  gemäss den erwähnten empirischen Formeln erst mit Hilfe des eben gesuchten Cylinderdurchmessers  $d$  bestimmen liesse, ist es in solchen Fällen nöthig, für das Verhältniss  $p_n : p_i = \eta$  vorläufig einen angenäherten Werth anzunehmen, der durch gegebene Grössen, vor Allem durch  $N_n$ , ausserdem etwa durch die angenommene mittlere Kolbengeschwindigkeit  $c$  bestimmt ist. Vielfach ist dazu eine empirische Formel von der Art

$$\eta = \frac{N_n + A}{N_n + B} \dots \dots \dots (8)$$

benutzt worden, indem die Constanten  $A$  und  $B$  ( $A < B$ ) für verschiedene Maschinengattungen erfahrungsmässig oder durch vergleichende Rechnungen bestimmt wurden. Indessen hebt Hrabák mit Recht hervor, dass es ein Mangel dieser Formel sei, für dieselbe Maschine einen um so grösseren Wirkungsgrad zu ergeben, mit je grösserer Geschwindigkeit sie arbeitet, weil in gleichem Verhältnisse dann  $N_n$  grösser wird. Er schlägt deshalb vor, besser

$$\eta = \frac{\frac{N_n}{c} + a}{\frac{N_n}{c} + b} \dots \dots \dots (9)$$

oder einfacher  $\eta = \alpha + \beta \frac{N_n}{c} \dots \dots \dots (10)$

zu setzen, wonach gemäss obigem Ausdrücke von  $N_n$  auch  $\eta$  proportional  $F p_n$  zunehmen würde. Dabei sind aber die Constanten  $a, b$  bzw.  $\alpha, \beta$  angemessener Weise verschieden zu wählen für verschiedene Grenzen, zwischen welchen  $\frac{N_n}{c}$  enthalten, so dass es einfacher ist, die Werthe von  $\eta$  einer so entstandenen Tabelle zu entnehmen, wie sie von Hrabák in seinem erwähnten Tabellenwerke (S. 134 der theoretischen Beilage) für Auspuffmaschinen und für Condensationsmaschinen mit einem oder mit

zwei Cylindern unter Voraussetzung meist gebräuchlicher Füllungen mitgetheilt werden. Diesen Tabellen sind beispielsweise die folgenden Werthe entnommen:

$\frac{N_n}{c} = 5$	10	20	50	100	200
$\eta_1 = 0,72$	0,75	0,78	0,82	0,84	0,86
$\eta_2 = 0,68$	0,71	0,75	0,79	0,82	0,84
$\eta_3 = -$	0,68	0,72	0,77	0,79	0,81

$\eta_1 = \eta$  für Auspuffmaschinen,

$\eta_2 = \eta$  für Condensationsmaschinen mit einem Cylinder,

$\eta_3 = \eta$  für Condensationsmaschinen mit zwei Cylindern.

### g. Dampfverbrauch.

#### §. 112. Nutzbarer Dampfverbrauch und Uebersicht der Dampfverluste.

Die Dampfmenge =  $D$  Kgr., welche eine Dampfmaschine zu ihrem Betriebe stündlich verbraucht, kann aus 3 Theilen  $A$ ,  $B$ ,  $C$  zusammengesetzt betrachtet werden, welche mit Hrabák bezw. als nutzbarer Dampfverbrauch, als Abkühlungsverlust und als Dampfklärungsverlust bezeichnet seien.

Was zunächst den für einen Hub nutzbaren Dampfverbrauch =  $A_1$  betrifft, welcher bei einer Hublänge =  $s$  Mtr. und mittleren Kolbengeschwindigkeit =  $c$  Sek. Mtr. zu  $A$  in der Beziehung steht:

$$\frac{A}{A_1} = \frac{3600 c}{s} \dots \dots \dots (1),$$

so sind dafür ausser den betreffenden Dampfspannungen die Abmessungen des Cylinders, bei Mehrcylindermaschinen die des Hochdruckcylinders massgebend. Ist  $m$  der Coefficient seines schädlichen Raums,  $F$  die vorläufig in Quadratmtr. ausgedrückte dampfberührte Kolbenfläche und  $s_1$  Mtr. der Kolbenweg während der Einströmung, so ist der zu Ende der letzteren hinter dem Kolben vom Dampfe eingenommene Raum

$$= F(s_1 + ms) \text{ Cubikmtr.}$$

und die Spannung in demselben etwas kleiner, als die mittlere Hinterdampfspannung  $p_1$  bei der Einströmung. Wird aber gleichwohl das entsprechende specifische Dampfgewicht =  $\gamma_1$  gesetzt = dem Gewichte in Kgr. eines Cubikmeters gesättigten Dampfes von der Spannung  $p_1$ , um dem durchschnittlichen Wassergehalt dieses Dampfes einigermaßen Rechnung zu tragen, so wäre

$$A_1 = F(s_1 + ms) \gamma_1 \text{ Kgr.},$$

wenn nicht noch berücksichtigt werden müsste, dass der betreffende Raum schon eine gewisse vom vorigen Kolbenhube restirende Dampfmenge enthielt, welche, unter  $p_c$  die Compressions-Endspannung, unter  $\gamma_c$  das entsprechende specifische Gewicht des als gesättigt und trocken anzunehmenden betreffenden Dampfes verstanden,  $= Fms\gamma_c$  ist, jedoch mit hinlänglicher Annäherung

$$= Fms \frac{p_c}{p_1} \gamma_1 \text{ Kgr.}$$

gesetzt werden kann. Mit  $s_1 = e_1 s$  ergibt sich dann:

$$A_1 = Fs \left[ e_1 + m \left( 1 - \frac{p_c}{p_1} \right) \right] \gamma_1$$

und mit Rücksicht auf (1), wenn jetzt  $F$ , wie bisher, in Quadratcentimeter ausgedrückt wird, der stündliche nutzbare Dampfverbrauch:

$$A = 0,36 Fc \left[ e_1 + m \left( 1 - \frac{p_c}{p_1} \right) \right] \gamma_1 \text{ Kgr.} \dots \dots \dots (2).$$

Der als entsprechender Mehrverbrauch von Dampf gerechnete stündliche Abkühlungsverlust  $B$  rührt zu kleinem Theile von der Wärmeabgabe des Dampfeylinders nach aussen, bei Mantelmaschinen auch von der Wärmeübertragung des Manteldampfes an den Betriebsdampf im Innern des Cylinders her; dieser Theil kann nach Analogie von Erfahrungen über den Abkühlungsverlust in Dampfleitungen (§. 85) beurtheilt werden. Vorzugsweise beruht aber  $B$  auf der (in §. 83 im Allgemeinen und bezüglich des Einflusses eines Dampfmantels besprochenen) thermischen Wechselwirkung zwischen Dampf und Cylinderwand, ist nämlich  $B$  Kgr. die Dampfmenge, welche stündlich jeweils bei der Einströmung an dem Theil der Cylinderwand einschliesslich Kolben- und Canalwand, womit der einströmende Dampf in Berührung kommt, condensirt wird, um demnächst bei der Expansion und besonders bei der Ausströmung wieder verdampft zu werden. Die theoretische Bestimmung dieser Grösse soll im Anschluss an die betreffende Schrift von Dr. Kirsch\* in den folgenden Paragraphen erörtert werden. Weil aber solche Bestimmung auf einstweilen zum Theil sehr unsicheren Annahmen beruht und mit erheblichen Weitläufigkeiten verbunden ist, mögen hier vorläufig nur die von Hrabák in seinem „Hilfsbuch für Dampfmaschinen-Techniker“ empfohlenen und benutzten betreffenden empirischen Formeln mitgetheilt werden, indem sie wenigstens angemessener, als andere solche bisher aufgestellte Formeln zu sein scheinen.

\* Die Bewegung der Wärme in den Cylinderwandungen der Dampfmaschine, 1886.

Er setzt, wenn ausser den obigen Bezeichnungen  $e_1$ ,  $m$ ,  $s$ ,  $p_1$  mit  $d$  der Kolbendurchmesser und mit  $p_2$  die Spannung des ausströmenden Dampfes bezeichnet wird, für Eincylindermaschinen:

$$B = \beta (e_1 + m) d (d + s) (p_1 - p_2) \text{ Kgr.} \dots \dots \dots (3)$$

mit  $\beta = 370$  bis  $460$ ; ferner für Zweicylindermaschinen, wenn  $e_1$ ,  $m$  und  $p_1$  mit obigen Bedeutungen auf den Hochdruckcylinder,  $d$  und  $s$  auf den Niederdruckcylinder bezogen, sowie mit  $v$  das Verhältniss des Hubvolumens des letzteren zu dem des ersteren Cylinders und mit  $\varepsilon = \frac{e_1}{v}$  der resultierende auf den Niederdruckcylinder reducirte Füllungsgrad bezeichnet wird,

$$B = \beta \left( \varepsilon + \frac{m}{v} \right) d (d + s) (p_1 - p_2) \text{ Kgr.} \dots \dots \dots (4)$$

mit  $\beta = 300$  bis  $400$ . Für die Wahl von  $\beta$  zwischen den angeführten Grenzen soll in beiden Formeln nur die „Vollkommenheit der Maschine“, nicht das Vorhandensein oder Fehlen eines Dampfmantels massgebend sein, indem angenommen wird, dass die durch äussere Heizung des Cylinders bewirkte Verkleinerung des Abkühlungsverlustes durch den Verbrauch von Heizdampf aufgewogen werde, der in den Formeln für  $B$  einbegriffen ist. Wenn übrigens auch bei dieser Annahme der verhältnissmässige Abkühlungsverlust, nämlich sein Verhältniss zur Leistung der Maschine genügend zutreffend gefunden werden mag, sofern die Leistung von Mantelmaschinen nach Hrabák entsprechend günstiger berechnet wird, so wird doch zur Veranschlagung des Abkühlungsverlustes an und für sich der Coefficient  $\beta$  in (3) und (4) kleiner für Maschinen mit, als für solche ohne Dampfmantel anzunehmen sein.

Während die für diesen Coefficienten angeführten Zahlenwerthe erfahrungsmässig bestimmt sind, liegt der Form jener Gleichungen (3) und (4) die Erwägung zugrunde, dass der Abkühlungsverlust  $B$  mit der Grösse der Berührungsfläche zwischen Eisenwand und einströmendem Dampfe, sowie mit dem Ueberschusse der Temperatur  $t_1$  des letzteren über diejenige  $t_2$  des ausströmenden Dampfes, ungefähr also auch mit dem Druckunterschiede  $p_1 - p_2$  und zwar nahe proportional wachsen wird. Ausser dem schon erwähnten Einflusse äusserer Heizung des Dampfeylinders werden dabei freilich auch noch andere Umstände in solchem Grade sich geltend machen können, dass ihnen durch schätzungsweise Annahme von  $\beta$  zwischen gewissen Grenzen nicht genügend Rechnung getragen werden kann, insbesondere z. B. die Schnelligkeit des Ganges, charakterisirt durch die mittlere Kolbengeschwindigkeit  $c$ . Indem nämlich die Wärme um so

schneller in die Eisenwand einströmt, je steiler die Temperaturvertheilungscurve  $A, B$  in ihr (Fig. 80 und Fig. 81, §. 83) von ihrem Anfangspunkte  $A_1$  an abfällt, seit je kürzerer Zeit also der einströmende Dampf mit der kälteren Wand in Berührung gekommen ist, wird diese Wärmeströmung durchschnittlich um so intensiver sein, je öfter die Kolbenwechsel während einer gewissen Zeit stattfinden. Der Abkühlungsverlust  $B$  wird folglich mit  $c$  wachsen, wenn auch in geringerem Grade, so dass das Verhältniss von  $B$  zum nutzbaren Dampfverbrauch  $A$ , oder auch der stündliche Abkühlungsverlust pro indicirte Pferdestärke zwar um so kleiner wird, je grösser  $c$ , jedoch nicht in so hohem Grade, nämlich proportional  $\frac{1}{c}$  mit zunehmender Schnelligkeit des Ganges abnehmen wird, wie es nach Hrabák der Fall sein sollte.

Der Einfluss der Dampfdurchlässigkeit von Kolbenliederungen, Stopfbüchsen und inneren Steuerorganen ist bei gutem Zustande einer Dampfmaschine zwar als verhältnissmässig gering zu erachten, kann aber anderenfalls erheblich zunehmen. Hrabák setzt diesen, theoretischen Bestimmungen unzugänglichen stündlichen Dampfverlust bei Voraussetzung eines noch ziemlich befriedigenden Betriebszustandes:

$$C = \alpha \sqrt{\frac{N_i}{c}} + \beta \frac{N_i}{c} \text{ Kgr.} \dots \dots \dots (5)$$

mit  $\alpha = 17,6$  und  $\beta = 1$  für Eincylindermaschinen,  
 $\alpha = 12,3$  und  $\beta = 0,7$  für Zweicylindermaschinen,

also wegen

$$\frac{N_i}{c} = \frac{F p_i}{75} \text{ proportional } d^2 p_i$$

$C$  = der Summe von zwei Gliedern, welche bezw.  $d\sqrt{p_i}$  und  $d^2 p_i$  proportional sind. Das erste dieser Glieder hat die Form einer von Völckers früher für den ganzen Dampfverlust aufgestellten empirischen Formel, welche denselben aber für kleine Maschinen verhältnissmässig zu gross, für grosse zu klein ergiebt, so dass sie angemessener Weise durch ein weiteres Glied zu ergänzen war, dessen Verhältniss zum ersten mit  $d$  wächst. Das Verhältniss dieses Dampfverlustes  $C$  zum nutzbaren Dampfverbrauch  $A$  oder zur indicirten Arbeitsstärke  $N_i$  ist der mittleren Kolbengeschwindigkeit  $c$  umgekehrt proportional, ein schneller Gang in dieser Beziehung deshalb noch vortheilhafter, als hinsichtlich des Verlustes  $B$ .

Wenn unter dem gesammten Dampfverbrauch  $D$  nicht sowohl die Dampfmenge verstanden wird, welche stündlich in die Maschine einzuführen,

sondern diejenige, welche dazu stündlich im Kessel zu entwickeln ist, so muss natürlich schliesslich noch die in der Dampfzuleitung durch Abkühlung stündlich condensirte Dampfmenge (§. 85) zu  $D$  hinzugerechnet werden, wenigstens bei längeren Leitungen, während anderenfalls oder in Ermangelung weiterer Anhaltspunkte das berechnete  $D = A + B + C$  nach Schätzung um einige Procente vergrössert werden mag.

§. 113. **Wärmebewegung in der Wandung eines ungeheizten, aber gegen Wärmeverluste nach aussen geschützten Dampfzylinders.**

Der im vorigen Paragraph als Abkühlungsverlust bezeichnete Mehrverbrauch von Betriebsdampf infolge des thermischen Einflusses der Cylinderwandung würde zutreffender, als durch die dort angeführten oder durch andere empirische Formeln gefunden werden können, wenn die Gesetzmässigkeit der ganzen Wärmebewegung in jener Wandung während eines Doppelhubes bekannt wäre. Bei der Unmöglichkeit von zuverlässigen unmittelbaren betreffenden Messungen lässt sich solche Kenntniss nur mit Hilfe der Theorie gewinnen, wie es in besonders eingehender und umfassender Weise von Dr. Kirsch durch seine im vorigen Paragraph angeführte Schrift gelehrt worden ist, nachdem früher ein Specialfall in anderer Auffassungsweise vom Verf.\* behandelt worden war. Die folgenden betreffenden Erörterungen folgen in der Hauptsache der Darstellung von Kirsch.

Vorausgesetzt wird zunächst im Beharrungszustande der Maschine ein ungeheizter Cylinder, welcher gegen Abgabe von Wärme an seine Umgebung vollkommen geschützt gedacht ist. Ausserdem wird, vorbehaltlich späterer betreffender Prüfung, von folgenden Annahmen ausgegangen:

1. Die Wärmeleitung der Cylinderwand sei unabhängig von ihrer Temperatur.
2. Die innere Wandfläche werde nie trocken, so dass der Uebergang von Wärme durch sie zum Betriebsdampfe durch Verdampfung von Wasser vermittelt wird, welches durch Condensation von Dampf bei dem umgekehrten Wärmeübergange als Wasserbeslag an der Wand entstanden war.
3. Unter solchen Umständen finde dieser Wärmeübergang im einen und andern Sinne ohne Widerstand statt, so dass die Temperatur der

\* Ueber die Wärmeleitung in den Cylinderwänden von Dampfmaschinen; von F. Grashof, Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1884, S. 293.

innersten unendlich dünnen Wandschicht derjenigen des angrenzenden Dampfes stets gleich ist.

4. Die Wand sei so dick, dass ihre periodischen Temperaturschwankungen sich nicht bis zur äussern Oberfläche erstrecken.

Abgesehen wird ferner

5. von Krümmungen und Kanten der Wand, sowie

6. von Wärmebewegungen längs derselben.

Gemäss diesen Annahmen handle es sich also um eine als Theil des Dampfeylinders betrachtete homogene und gleichförmig dicke ebene Wand, deren Flächengrösse = 1 Quadratmtr. sei, deren Temperatur an der äusseren Fläche constant, an der inneren in gegebener Weise periodisch veränderlich ist, während auch die Temperaturen in jeder dieser Flächen und somit in jeder damit parallelen Schnittfläche in allen ihren Punkten gleichzeitig gleich gross sind, die periodische Wärmebewegung also nur in normaler Richtung zu denselben stattfindet.

Sind nun  $E$  und  $E'$  zwei Schnittebenen beziehungsweise in den Entfernungen  $x$  und  $x + dx$  Millim. von der Innenfläche der Wand,  $\tau$  und  $\tau + d\tau$  die augenblicklichen Temperaturen in denselben, so ist die Wärmemenge, welche infolge des Temperaturgefälles  $\frac{\partial \tau}{\partial x}$  im Sinne von  $E'$  gegen  $E$ , also im Sinne gegen die Innenfläche in einem Zeitelement  $dt$  durch  $E$  hindurchfliesst,  $= \lambda \frac{\partial \tau}{\partial x} dt$ , unter  $\lambda$  den Wärmeleitungscoefficient, nämlich hier die Wärmemenge verstanden, welche durch eine Fläche = 1 Quadratm. in 1 Sek. infolge eines Temperaturgefälles = 1 ( $1^\circ$  für 1 Millim.) hindurchströmt. Die gleichzeitig und in gleicher Richtung im Zeitelement  $dt$  durch  $E'$  strömende Wärme ist dann

$$= \lambda \left( \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} dx \right) dt, \text{ folglich } \lambda \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} dx dt$$

die Wärme, welche mehr durch  $E'$ , als durch  $E$  im Sinne von  $E'$  gegen  $E$  geleitet, und durch welche die Temperatur der Schicht zwischen beiden Ebenen um  $\frac{\partial \tau}{\partial t} dt$  erhöht wird, entsprechend der Gleichung:

$$c \gamma dx \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t} dt = \lambda \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} dx dt \dots \dots \dots (1),$$

wenn mit  $c$  die spezifische Wärme des Materials der Wand, mit  $\gamma$  das Gewicht einer Wandschicht von 1 Quadratm. Fläche und 1 Millim. Dicke bezeichnet wird. Mit der ferneren Bezeichnung

$$k = \frac{\lambda}{c\gamma} \dots \dots \dots (2)$$

folgt aus (1) die folgende Differentialgleichung für  $\tau$  als Function von  $x$  und  $t$ :

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = k \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} \dots \dots \dots (3).$$

Während  $\lambda$  ein Mass der Wärmeleitungsfähigkeit des Materials der Wand ist, kann  $k$  in Gl. (3) mit Weber als Mass der Temperaturleitungsfähigkeit bezeichnet werden; gemäss (2) ist nämlich  $k$  die Temperaturzunahme einer Schicht von 1 Millim. Dicke, also vom Gewicht  $\gamma$ , infolge Mittheilung der Wärmemenge  $\lambda$ . Bei Voraussetzung gleichförmiger Rotation der vom Kolben angetriebenen Kurbel werde nun in (3) die Zeit  $t$ , welche vom Beginn eines Kolbenhubes an gerechnet sei, durch den gleichzeitigen Kurbelwinkel  $\alpha$  ersetzt, für welchen, unter  $u$  die Umdrehungszahl in 1 Min. verstanden, die Beziehung gilt:

$$\alpha = \frac{2\pi u}{60} t \dots \dots \dots (4).$$

Indem dann

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial \alpha} \frac{\partial \alpha}{\partial t} = \frac{\partial \tau}{\partial \alpha} \frac{2\pi u}{60}$$

ist, geht Gl. (3) über in:

$$\frac{\partial \tau}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} \frac{60k}{\pi u} \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2}$$

oder, wenn auch noch statt der absoluten Schnitt- oder Schichttiefe  $x$  die relative Tiefe

$$\xi = x \sqrt{\frac{\pi u}{60k}}, \text{ also } \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} = \frac{\partial^2 \tau}{\partial \xi^2} \frac{\pi u}{60k} \dots \dots \dots (5)$$

eingeführt wird, in:

$$\frac{\partial \tau}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \xi^2} \dots \dots \dots (6).$$

Gemäss dem Wesen der vorliegenden Aufgabe muss man versuchen, das Integral dieser Differentialgleichung (6) in solcher Form darzustellen, dass  $\tau$  als periodische Function von  $\alpha$  (mit der Periode  $\alpha = 2\pi$  oder = einem aliquoten Theil von  $2\pi$ ) und als solche Function von  $\xi$  erscheint, dass mit zunehmender relativer Tiefe  $\xi$  die periodischen Temperaturschwankungen abnehmen. Eine solche Function ist:

$$\tau = C e^{-p\xi} \cos(n\alpha - q\xi - \delta) \dots \dots \dots (7).$$

unter  $e$  die Basis der natürlichen Logarithmen und unter  $C, \delta, n, p, q$  positive Constante verstanden; es fragt sich, ob letztere so bestimmt

werden können, dass der Differentialgleichung genügt wird. Nun ist nach (7), wenn

$$n\alpha - q\xi - \delta = \omega$$

gesetzt wird,

$$\frac{\partial \tau}{\partial \xi} = Ce^{-p\xi}(q \sin \omega - p \cos \omega)$$

$$\frac{\partial^2 \tau}{\partial \xi^2} = Ce^{-p\xi}(-q^2 \cos \omega - pq^2 \sin \omega - pq \sin \omega + p^2 \cos \omega)$$

$$\frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \xi^2} = Ce^{-p\xi} \left( \frac{p^2 - q^2}{2} \cos \omega - pq \sin \omega \right),$$

welcher Ausdruck mit

$$\frac{\partial \tau}{\partial \alpha} = Ce^{-p\xi}(-n \sin \omega)$$

gemäss (6) identisch ist, wenn

$$p = q = \sqrt{n}, \text{ also } \tau = Ce^{-\xi\sqrt{n}}(\cos n\alpha - \xi\sqrt{n} - \delta) \dots (8)$$

gesetzt wird. Dieser Gleichung zufolge wäre  $\tau$  in irgend einer relativen

Tiefe gleich gross für solche Kurbelwinkel  $\alpha$ , welche sich um  $\frac{m}{n} 2\pi$  unter-

scheiden, unter  $m$  irgend eine ganze Zahl verstanden; nach der Natur der Aufgabe ist aber  $\tau$  gleich gross für je zwei Kurbelwinkel, welche um  $2\pi$  verschieden sind. In (8) ist deshalb  $n = m =$  irgend einer ganzen Zahl zu setzen. Wenn aber zudem dieser Ausdruck von  $\tau$  durch entsprechende Bestimmung der Constanten jedem beliebigen mit der Periode  $\alpha = 2\pi$  gegebenen Aenderungsgesetz der Temperatur des angrenzenden Dampfes, somit der innersten Wandschicht ( $\xi = 0$ ) soll angepasst werden können, so muss im Allgemeinen  $\tau =$  einer Summe von Gliedern von der Form (8) gesetzt werden, in welchen bei verschiedenen Werthen der Constanten  $C$  und  $\delta$  auch der ganzen Zahl  $n$  verschiedene Werthe beigelegt werden, am einfachsten und angemessensten der Reihe nach die Werthe  $n = 1, 2, 3 \dots$  Schliesslich kann dem allgemeinen Integral von Gl. (6) noch irgend ein Glied hinzugefügt werden, welches bei den in dieser Gleichung angedeuteten Differentiationen wegfällt. Ein solches Glied muss in Beziehung auf  $\alpha$  constant, in Beziehung auf  $\xi$  linear sein, hat also im Allgemeinen die Form:

$$A_0 + a\xi,$$

unter  $A_0$  und  $a$  Constante verstanden; indem es aber als nicht periodisches Glied den Mittelwerth von  $\tau$  darstellt, der im vorliegenden Falle von  $\xi$  nicht abhängt, ist hier  $a = 0$ . Als allgemeiner Ausdruck von  $\tau$  ergibt sich also:

$$\tau = A_0 + \sum C_n e^{-\xi \sqrt{Vn}} \cos(n\alpha - \xi \sqrt{Vn} - \delta_n) \dots \dots (9),$$

wenn jetzt für das 1., 2., 3. . . nte Glied der durch  $\sum$  angedeuteten Summe,

$$\begin{array}{cccc} \text{nämlich für } n = & 1 & 2 & 3 \dots n \\ C = & C_1 & C_2 & C_3 \dots C_n \\ \delta = & \delta_1 & \delta_2 & \delta_3 \dots \delta_n \end{array}$$

gesetzt wird. Weil

$$\cos(n\alpha - \xi \sqrt{Vn} - \delta_n) = \cos(n\alpha - \xi \sqrt{Vn}) \cos \delta_n + \sin(n\alpha - \xi \sqrt{Vn}) \sin \delta_n$$

ist, kann mit

$$A_n = C_n \cos \delta_n \quad \text{und} \quad B_n = C_n \sin \delta_n \dots \dots (10)$$

dem Ausdrucke auch die Form gegeben werden:

$$\tau = A_0 + \sum A_n e^{-\xi \sqrt{Vn}} \cos(n\alpha - \xi \sqrt{Vn}) + \sum B_n e^{-\xi \sqrt{Vn}} \sin(n\alpha - \xi \sqrt{Vn}) \quad (11).$$

Sind die Coefficienten in Gl. (9) oder (11) bekannt, so lässt sich für jede relative Tiefe  $\xi$  mit den Abscissen  $\alpha$  und zugehörigen Ordinaten  $\tau$  eine Curve zeichnen, welche das Aenderungsgesetz der Temperatur  $\tau$  in dieser Tiefe darstellt. Jede dieser Temperaturcurven besteht aus congruenten Theilen je von der Länge  $2\pi$  im Sinne der Abscissenaxe; ihre Höhe = dem Unterschiede der grössten und kleinsten betreffenden Temperatur ist entsprechend dem Factor  $e^{-\xi \sqrt{Vn}}$  um so kleiner, je grösser  $\xi$ , so dass mit wachsender Tiefe sich die Curven mehr und mehr einer Geraden nähern, welche mit der Abscissenaxe im Abstände  $A_0$  = der mittleren Wandtemperatur parallel ist. Der Summand  $-\xi \sqrt{Vn}$  neben  $n\alpha$  lässt erkennen, dass auch die Abscissen der Scheitelpunkte der gleichen Curvenstrecken um so grösser sind, dass also in jeder Periode die grösste und die kleinste Temperatur um so später eintritt, je grösser  $\xi$  ist. An der innern Wandfläche ( $\xi = 0$ ) ist die Gleichung der Temperaturcurve nach (11):

$$\begin{aligned} \tau &= A_0 + \sum A_n \cos n\alpha + \sum B_n \sin n\alpha \\ &= A_0 + A_1 \cos \alpha + A_2 \cos 2\alpha + A_3 \cos 3\alpha + \dots \\ &\quad + B_1 \sin \alpha + B_2 \sin 2\alpha + B_3 \sin 3\alpha + \dots \end{aligned} \quad (12).$$

Indem aber dieses  $\tau = f(\alpha)$  durch das dem Indicordiagramm entsprechende Aenderungsgesetz der Temperatur des berührenden gesättigten Dampfes gegeben ist, gewährt Gl. (12) das Mittel zur Bestimmung der Coefficienten  $A$  und  $B$ . Es könnten ausser  $A_0$  noch  $n$  der übrigen Coefficienten  $A$  nebst den entsprechenden  $n$  Coefficienten  $B$  bestimmt werden durch Auflösen der  $2n + 1$  Gleichungen, welche aus (12) durch Einsetzen von

$2n + 1$  Coordinatenpaaren der gegebenen Temperaturcurve  $\tau = f(\alpha)$  erhalten werden.

Ein solches Bestimmungsverfahren wäre indessen sehr weitläufig und liesse es auch zweifelhaft, wie jene  $2n + 1$  Punkte der gegebenen Temperaturcurve am besten auszuwählen sind. Die grösste Annäherung der Curve (12) an die gegebene  $\tau = f(\alpha)$ , welche bei Annahme gewisser Glieder in der Gleichung der ersteren möglich ist, wird nun aber dann erreicht, wenn die Summe der Quadrate aller zwischen  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 2\pi$  vorkommenden Fehler

$$A_0 + \sum A_n \cos n\alpha + \sum B_n \sin n\alpha - f(\alpha)$$

oder wenn die Summe der Producte dieser Fehlerquadrate und der Constanten  $d\alpha$ , nämlich das Integral

$$\int_0^{2\pi} [A_0 + \sum A_n \cos n\alpha + \sum B_n \sin n\alpha - f(\alpha)]^2 d\alpha = \min.$$

ist. Würde etwa

$$\tau = A_0 + A_m \cos m\alpha + B_m \sin m\alpha + A_n \cos n\alpha + B_n \sin n\alpha$$

gesetzt, unter  $m$  und  $n$  irgend zwei ganze Zahlen verstanden, so würden solche Werthe der Coefficienten  $A, B$  die grösste Annäherung gewähren, welche der Gleichung entsprechen:

$$\int_0^{2\pi} [A_0 + A_m \cos m\alpha + B_m \sin m\alpha + A_n \cos n\alpha + B_n \sin n\alpha - f(\alpha)]^2 d\alpha = \min. \quad (13).$$

Durch Zerlegung dieses Integrals in die Bestandtheile, welche den Gliedern des entwickelten Quadrats unter dem Integralzeichen entsprechen, geht mit Rücksicht darauf, dass, wenn alle Integrale zwischen den Grenzen  $\alpha = 0$  und  $\alpha = 2\pi$  genommen werden,

$$\int \cos m\alpha d\alpha = \int \sin m\alpha d\alpha = \int \cos n\alpha d\alpha = \int \sin n\alpha d\alpha = 0$$

$$\int \cos m\alpha \sin m\alpha d\alpha = \int \cos n\alpha \sin n\alpha d\alpha = 0$$

$$\int \cos m\alpha \cos n\alpha d\alpha = \int \sin m\alpha \sin n\alpha d\alpha = 0$$

$$\int \cos m\alpha \sin n\alpha d\alpha = \int \sin m\alpha \cos n\alpha d\alpha = 0$$

$$\int \cos^2 m\alpha d\alpha = \int \sin^2 m\alpha d\alpha = \int \cos^2 n\alpha d\alpha = \int \sin^2 n\alpha d\alpha = \pi$$

ist, die Bedingung (13) über in:

$$\pi (2A_0^2 + A_m^2 + B_m^2 + A_n^2 + B_n^2) -$$

$$- \int_0^{2\pi} [2A_0 + 2A_m \cos m\alpha + 2B_m \sin m\alpha + 2A_n \cos n\alpha + 2B_n \sin n\alpha - f(\alpha)] f(\alpha) d\alpha = \min.$$

Der Ausdruck auf der linken Seite ist hier als Function von  $A_0, A_m, B_m, A_n, B_n$  zu betrachten, deren nach den einzelnen dieser Coefficienten genommene Differentiale somit gemäss der Forderung  $= 0$  sein müssen. Das Differential nach  $A_0$  liefert mit Rücksicht darauf, dass alle diese Coefficienten  $A, B$  als unabhängig von  $\alpha$  aus den betreffenden Theilintegralen herausgeschrieben werden können, die Gleichung:

$$4\pi A_0 - 2 \int_0^{2\pi} f(\alpha) d\alpha = 0,$$

den Differentialen nach  $A_n$  und nach  $B_n$  entsprechen die Gleichungen:

$$2\pi A_n - 2 \int_0^{2\pi} f(\alpha) \cos n\alpha d\alpha = 0$$

$$2\pi B_n - 2 \int_0^{2\pi} f(\alpha) \sin n\alpha d\alpha = 0,$$

so dass sich ergibt:

$$\left. \begin{aligned} A_0 &= \frac{1}{2\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha) d\alpha \\ A_n &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha) \cos n\alpha d\alpha \\ B_n &= \frac{1}{\pi} \int_0^{2\pi} f(\alpha) \sin n\alpha d\alpha \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (14).$$

Aus der Herleitung ist klar, dass dieselben Ausdrücke gefunden worden wären, wenn die Glieder mit  $A_m$  und  $B_m$  fortgelassen, oder wenn noch beliebige andere hinzugezogen worden wären. Mit  $A_n$  und  $B_n$  findet man für jedes  $n$  nach (10):

$$C_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2} \text{ und } \delta_n = \arctg \frac{B_n}{A_n} \dots \dots \dots (15),$$

so dass die Temperaturänderungen für jede relative Tiefe  $\xi$  oder gemäss (5) für jede absolute Tiefe  $x$  nun auch vermittels Gl. (9) verfolgt werden können. —

In Betreff der Wärmemenge  $= Q$ , welche während einer gewissen Kurbeldrehung vom Dampfe zur Cylinderwand durch 1 Quadratmeter ihrer Innenfläche übergeht (oder umgekehrt, entsprechend einem negativen  $Q$ ), kann man zunächst bemerken, dass die

durch 1 Quadratmeter eines mit dieser Wandfläche parallelen Schnitts im Zeitelement  $dt$  im Sinne von aussen nach innen strömende Wärme

$$= \lambda \frac{\partial \tau}{\partial x} dt,$$

also die von innen nach aussen während der Kurbeldrehung  $d\alpha$  strömende Wärme

$$dQ = -\lambda \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \frac{d\xi}{dx} \frac{dt}{d\alpha} d\alpha$$

ist, oder gemäss (4) und (5):

$$dQ = -\lambda \frac{30}{\pi u} \sqrt{\frac{\pi u}{60k}} \frac{\partial \tau}{\partial \xi} d\alpha = -\lambda \sqrt{\frac{30}{2\pi u k}} \frac{\partial \tau}{\partial \xi} d\alpha.$$

Indem nun nach (9):

$$\frac{\partial \tau}{\partial \xi} = \sum C_n \sqrt{n} e^{-\xi \sqrt{n}} [-\cos(n\alpha - \xi \sqrt{n} - \delta_n) + \sin(n\alpha - \xi \sqrt{n} - \delta_n)]$$

ist, ergibt sich insbesondere mit  $\xi = 0$  das Element der vom Dampf in die Wand strömenden Wärme:

$$dQ = \lambda \sqrt{\frac{30}{2\pi u k}} \cdot \sum C_n \sqrt{n} [\cos(n\alpha - \delta_n) - \sin(n\alpha - \delta_n)] d\alpha.$$

Durch Integration, Multiplication mit  $\sqrt{u}$  und Hinzufügung einer Constanten  $S_0$  folgt daraus:

$$Q\sqrt{u} = S_0 + \lambda \sqrt{\frac{30}{2\pi k}} \cdot \sum \frac{C_n}{\sqrt{n}} [\sin(n\alpha - \delta_n) + \cos(n\alpha - \delta_n)],$$

welcher Ausdruck wegen

$$\sqrt{\frac{1}{2}} = \cos \frac{\pi}{4} = \sin \frac{\pi}{4}$$

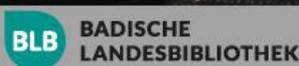
und indem

$$S_n = \lambda \sqrt{\frac{30}{\pi k}} \frac{C_n}{\sqrt{n}} \dots \dots \dots (16)$$

gesetzt wird, auch geschrieben werden kann:

$$Q\sqrt{u} = S_0 + \sum S_n \sin\left(n\alpha - \delta_n + \frac{\pi}{4}\right) \dots \dots \dots (17).$$

Dieser Gleichung zufolge ist die Wärme  $Q$ , welche während einer gewissen Kurbeldrehung, insbesondere z. B. während der Einströmung des Dampfes von diesem an die Wand übergeht, unter sonst gleichen Umständen umgekehrt proportional  $\sqrt{u}$ , und dasselbe gilt von dem als Mehrverbrauch von Dampf gerechneten



Abkühlungsverlust  $B_1$  für einen Hub, nämlich, unter  $r_1$  die der Einströmungsspannung entsprechende spezifische Verdampfungswärme verstanden, von

$$B_1 = \frac{Q}{r_1}.$$

Der im vorigen Paragraph mit  $B$  bezeichnete und ebenso verstandene stündliche Abkühlungsverlust wäre also

$$B = 60 \cdot 2u \frac{Q}{r_1} \text{ proportional } \sqrt{u}$$

entsprechend der Bemerkung im vorigen Paragraph, dass dieses  $B$  unter übrigens gleichen Umständen mit der Schnelligkeit des Ganges zwar wachsen werde, jedoch in geringerem Verhältnisse wie diese, somit wie die stündliche Leistung der Maschine oder wie der entsprechende nutzbare Dampfverbrauch. —

Würde unter  $Q$  die Wärmemenge verstanden, welche während einer gewissen Kurbeldrehung, nämlich von einer gewissen Kurbellage an, von der die Integrationsconstante  $S_0$  abhängt, bis zu der durch  $\alpha$  bestimmten Lage einen Schnitt in der relativen Tiefe  $\xi$  pro 1 Quadratmeter im Sinne von innen nach aussen durchströmt, so wäre offenbar in (17) nur  $S_n$  mit  $e^{-\xi\sqrt{n}}$  zu multipliciren, sowie  $\xi\sqrt{n}$  von  $n\alpha$  zu subtrahiren.

Für jede relative Tiefe  $\xi$  lässt sich mit den Abscissen  $\alpha$  und zugehörigen Ordinaten  $Q\sqrt{u}$  eine Curve zeichnen, deren jede ebenso wie jede der oben so genannten Temperatureurven aus congruenten Theilen je von der Länge  $2\pi$  im Sinne der Abscissenaxe besteht, und wobei verschiedene Constante  $S_0$  nur verschiedenen Höhenlagen der horizontalen Abscissenaxe entsprechen. Alle diese Wärmecurven, von welchen übrigens nur die auf die innere Wandfläche ( $\xi = 0$ ) sich beziehende von unmittelbarem Interesse und gemeint ist, wenn von der Wärmecurve ohne weitere Bezeichnung die Rede sein wird, sind gemäss den Erörterungen dieses Paragraph durch die Temperatureurve  $\tau = f(\alpha)$  für  $\xi = 0$  bestimmt, sobald die durch  $\lambda$  und  $k$  gemessenen Leitungsfähigkeiten der Wand für Wärme und Temperatur bekannt sind.

#### §. 114. Praktische Durchführung der formell gelösten Aufgabe.

Die im vorigen Paragraph behandelte Aufgabe hat zwar durch die Gleichungen (14), (15), (16), (17) ausser (9) oder (11) ihre formelle Lösung gefunden, doch wird deren Ausführung mit Rücksicht auf die vor Allem zu bestimmenden Coefficienten  $A_0$ ,  $A_n$ ,  $B_n$  gemäss (14) durch den

Umstand erschwert, dass die in Betracht kommende Dampftemperatur  $\tau = f(\alpha)$  durch ein betreffendes Indicator-*diagramm* nur als empirische Function, d. h. vermittels einzelner zusammengehöriger Werthe von  $\tau$  und  $\alpha$  gegeben ist, und zwar mit Rücksicht auf die lediglich empirische Beziehung zwischen Druck und Temperatur gesättigten Dampfes selbst dann wenn bezüglich jenes Indicator-*diagramms* eine mathematisch bestimmte Gesetzmässigkeit angenommen wird.

Die Bestimmung von  $A_0$  in einem gegebenen Falle betrifft übrigens jene Bemerkung insofern nicht, als die Temperaturcurve  $\tau = f(\alpha)$  von  $\alpha = 0$  bis  $\alpha = 2\pi$  einen hinlänglich einfachen solchen Verlauf zu haben pflegt, dass sie für mässig grosse Intervalle  $\Delta\alpha$  mit genügender Annäherung durch geradlinige Strecken, im Ganzen somit durch ein einbeschriebenes Polygon mit nicht allzu kleinen Seitenlängen ersetzt werden kann. Wird dann etwa

$$2\pi = 2m\delta, \text{ also } \delta = \frac{\pi}{m} \dots \dots \dots (1)$$

gesetzt, unter  $m$  eine mässig grosse ganze Zahl verstanden, und ist für

$$\begin{array}{ccccccc} \alpha = 0 & \delta & 2\delta & \dots & (2m-1)\delta & 2m\delta \\ \tau = \tau_0 & \tau_1 & \tau_2 & \dots & \tau_{2m-1} & \tau_{2m} \end{array}$$

so kann nach (14)

$$A_0 = \frac{\delta}{2\pi} \left( \frac{\tau_0 + \tau_1}{2} + \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} + \dots + \frac{\tau_{2m-1} + \tau_{2m}}{2} \right)$$

gesetzt werden, also mit Rücksicht auf (1) und wegen  $\tau_0 = \tau_{2m}$ :

$$A_0 = \frac{\tau_1 + \tau_2 + \dots + \tau_{2m}}{2m} \dots \dots \dots (2).$$

Anders verhält es sich mit den Coefficienten  $A_n$  und  $B_n$  wegen des unter dem Integralzeichen zu  $\tau = f(\alpha)$  hinzukommenden Factors  $\cos n\alpha$  bzw.  $\sin n\alpha$ . Die wellenförmige Curve mit solcher Ordinate für die Abscisse  $\alpha$  besteht von  $\alpha = 0$  bis  $\alpha = 2\pi$  aus  $n$  ganzen Wellen, so dass  $2m$  sehr erheblich  $> n$  sein müsste, um die Curve in den Intervallen  $\Delta\alpha = \delta = \frac{\pi}{m}$  mit genügender Annäherung durch gerade Linien ersetzen zu können. Wenn unter solchen Umständen mit  $\tau$  und  $\tau'$  irgend zwei aufeinander folgende der Temperaturwerthe  $\tau_0, \tau_1, \tau_2 \dots$  bezeichnet werden, welche den Kurbelwinkeln  $\alpha$  und  $\alpha + \delta$  entsprechen, und wenn die Temperaturecurve  $\tau = f(\alpha)$  für dieses Intervall wieder durch eine gerade Linie ersetzt, also

$$\left. \begin{array}{l} \tau = \alpha + b\alpha \\ \tau' = \alpha + b(\alpha + \delta) \end{array} \right\} \text{ mit } b = \frac{\tau' - \tau}{\delta} \dots \dots \dots (3)$$

gesetzt wird, so ist das Integral im Ausdrucke von  $A_n$ , Gl. (14), deren Variable auch mit irgend einem andern Buchstaben  $\vartheta$  bezeichnet werden kann, nachdem hier unter  $\alpha$  ein bestimmter Werth derselben verstanden wurde, in  $2m$  Theile von der Form

$$AJ = \int (a + b \vartheta) \cos n \vartheta d \vartheta$$

zu zerlegen, und weil nun das unbestimmte Integral abgesehen von einer hinzuzufügenden Constanten:

$$\begin{aligned} \int (a + b \vartheta) \cos n \vartheta d \vartheta &= \frac{1}{n} \int (a + b \vartheta) d \sin n \vartheta \\ &= \frac{1}{n} \left[ (a + b \vartheta) \sin n \vartheta - \frac{b}{n} \int \sin n \vartheta \cdot n d \vartheta \right] \\ &= \frac{a + b \vartheta}{n} \sin n \vartheta + \frac{b}{n^2} \cos n \vartheta \end{aligned}$$

ist, ergibt sich mit Rücksicht auf (3):

$$\Delta A_n = \frac{1}{\pi} \Delta J = \frac{-\tau \sin n \alpha + \tau' \sin n(\alpha + \delta)}{n \pi} + \frac{\tau - \tau'}{n^2 \pi \delta} [\cos n \alpha - \cos n(\alpha + \delta)] \quad (4).$$

In der Summe der analog dieser Gleichung gebildeten Ausdrücke aller  $2m$  Bestandtheile von  $A_n$  fallen die ersten Glieder dieser Ausdrücke fort, indem sie mit Rücksicht darauf, dass

$$\tau_0 = \tau_{2m} \quad \text{und} \quad \sin 0 = \sin n \cdot 2\pi$$

ist, aus paarweise entgegengesetzt gleichen Gliedern bestehen. Man findet also:

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{1}{n^2 \pi \delta} [(\tau_0 - \tau_1)(\cos n \cdot 0 - \cos n \delta) + (\tau_1 - \tau_2)(\cos n \delta - \cos 2n \delta) + \dots \\ &\quad \dots + (\tau_{2m-1} - \tau_{2m})(\cos(2m-1)n \delta - \cos 2m n \delta)] \\ &= \frac{1}{n^2 \pi \delta} \sum_{k=1}^{k=2m} \tau_k [-\cos(k-1)n \delta + 2 \cos k n \delta - \cos(k+1)n \delta] \end{aligned}$$

oder wegen

$$\cos \alpha + \cos \beta = 2 \cos \frac{\alpha + \beta}{2} \cos \frac{\alpha - \beta}{2},$$

also

$$\cos(k+1)n \delta + \cos(k-1)n \delta = 2 \cos k n \delta \cos n \delta$$

$$\begin{aligned} A_n &= \frac{2(1 - \cos n \delta)}{n^2 \pi \delta} \sum_{k=1}^{k=2m} \tau_k \cos k n \delta \\ &= \frac{4}{n^2 \pi \delta} \sin^2 \frac{n \delta}{2} (\tau_1 \cos n \delta + \tau_2 \cos 2n \delta + \dots + \tau_{2m} \cos 2m n \delta) \dots (5). \end{aligned}$$

Ebenso findet man:

$$B_n = \frac{4}{n^2 \pi \delta} \sin^2 \frac{n \delta}{2} (\tau_1 \sin n \delta + \tau_2 \sin 2 n \delta + \dots + \tau_{2m} \sin 2 m n \delta) \quad (6).$$

Die Ausdrücke von  $A_n$  und  $B_n$ , wenn nach der Regel gebildet, welcher der Ausdruck (2) von  $A_0$  entspricht, wären = den durch  $m$  dividirt, in (5) bezw. (6) eingeklammerten Summen; sie waren aber hier noch mit dem Factor

$$\frac{4 m}{n^2 \pi \delta} \sin^2 \frac{n \delta}{2} = \frac{4}{n^2 \delta^2} \sin^2 \frac{n \delta}{2} = \left( \frac{\sin \frac{n \delta}{2}}{\frac{n \delta}{2}} \right)^2$$

zu multipliciren, der  $< 1$  ist und, wie es natürlich der Fall sein musste, um so mehr sich der Grenze 1 nähert, je kleiner  $\delta$  ist.

Wenn statt (5) und (6)

$$\left. \begin{aligned} A_n &= \frac{2(1 - \cos n \delta)}{n^2 \pi \delta} r_n \cos \delta_n \\ B_n &= \frac{2(1 - \cos n \delta)}{n^2 \pi \delta} r_n \sin \delta_n \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (7)$$

gesetzt wird, unter  $r_n$  eine positive Grösse, und unter  $\delta_n$  einen positiven oder negativen spitzen oder stumpfen Winkel verstanden, so dass  $\cos \delta_n$  und  $\sin \delta_n$  jede Grösse zwischen  $-1$  und  $+1$  haben können, so hat  $r_n$  die Bedeutung einer gewissen Temperatur, während  $\delta_n$  gemäss (15) im vorigen Paragraph den schon in Gl. (9) daselbst ebenso bezeichneten Winkel bedeutet;  $r_n$  und  $\delta_n$  sind dann bestimmt durch die Gleichungen:

$$\left. \begin{aligned} r_n \cos \delta_n &= \sum \tau_k \cos k n \delta \\ r_n \sin \delta_n &= \sum \tau_k \sin k n \delta \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (8),$$

beide Summen von  $k = 1$  bis  $k = 2 m$  genommen. Die Bestimmung dieser Summen für viele Werthe 1, 2, 3 ... von  $n$  wäre besonders zeitraubend und lästig; man kann aber bemerken, dass die Werthe von  $r_n$  und  $\delta_n$  gleich sind für je zwei solche Werthe von  $n$ , welche sich um  $2 m$  oder um ein Vielfaches  $2 m'$  von  $2 m$  unterscheiden, weil dann die betreffenden zwei

Werthe von  $k n \delta = k n \frac{\pi}{m}$  um

$$k \cdot 2 m' \frac{\pi}{m} = k \frac{m'}{m} \cdot 2 \pi,$$

d. h. um ein Vielfaches von  $2 \pi$  verschieden sind. Nachdem also  $r_n$  und  $\delta_n$  von  $n = 1$  bis  $n = 2 m$  bestimmt sind, kehren dieselben Werthe in derselben Reihenfolge für grössere  $n$  periodisch wieder. Innerhalb einer

Periode ( $n = 1$  bis  $n = 2m$ ) sind ferner paarweise die Werthe von  $r_n$  gleich gross, von  $\delta_n$  entgegengesetzt gleich; denn

$$\text{für } n' + n = 2m \text{ ist } kn'\delta + kn\delta = k \cdot 2\pi, \\ \text{folglich} \quad \cos kn'\delta = \cos kn\delta \quad \text{und} \quad \sin kn'\delta = -\sin kn\delta.$$

Indem endlich nach (8) für  $n = m$ :

$$r_m \cos \delta_m = -\tau_1 + \tau_2 - \tau_3 + \dots + \tau_{2m} \dots \dots \dots (9), \\ r_m \sin \delta_m = 0$$

ist, folgt  $r_m =$  dem Absolutwerth der algebraischen Summe in Gl. (9),  $\delta_m = 0$  oder  $\pi$ , jenachdem jene Summe positiv oder negativ ist. Zu bestimmen gemäss (8) bleiben also  $r_n$  und  $\delta_n$  nur noch für

$$n = 1 \quad 2 \quad 3 \dots m-1,$$

bei der meistens genügenden Annahme  $m = 6$  somit 5 Werthpaare durch Rechnung oder durch ein graphisches Verfahren; in Betreff des letzteren sei auf die erwähnte Schrift von Dr. Kirsch verwiesen.

Mit den Werthen von  $r_n$  findet man jetzt gemäss (7) auch die entsprechenden Werthe von

$$C_n = \sqrt{A_n^2 + B_n^2} = \frac{2(1 - \cos n\delta)}{n^2\pi\delta} r_n = \frac{2m}{n^2\pi^2} \left(1 - \cos \frac{n\pi}{m}\right) r_n \quad (10),$$

z. B. mit  $m = 6$ , entsprechend einem Winkel  $\delta$  von  $30^\circ$ , nach Kirsch:

$$C_1 = 0,1629 r_1 \quad C_2 = 0,1520 r_2 \quad C_3 = 0,1351 r_3 \quad C_4 = 0,1140 r_4 \\ C_5 = 0,0908 r_5 \quad C_6 = 0,0675 r_6 \quad C_7 = 0,0463 r_7 \quad C_8 = 0,0285 r_8 \\ C_9 = 0,0150 r_9 \quad C_{10} = 0,0061 r_{10} \quad C_{11} = 0,0013 r_{11} \quad C_{12} = 0$$

Der Factor von  $r_n$  im Ausdrücke von  $C_n$ , welcher verschwindet, so oft  $n =$  einem Vielfachen von  $2m$  ist, nimmt mit wachsender Stellenzahl  $n$  schnell ab, und es wird bei der Annahme  $m = 6$  seine Bestimmung über  $n = 2m = 12$  hinaus kaum in Betracht kommen, indem dann die früheren Werthe von  $r_n$  nach Obigem wiederkehren.

Mit  $C_n$  ergibt sich weiter  $S_n$  gemäss Gl. (16) im vorigen Paragraph, endlich gemäss (17) daselbst mit  $S_n$  und  $\delta_n$  auch die bis zu einem Kurbelwinkel  $\alpha$  in 1 Quadratm. Wandfläche einströmende Wärmemenge  $Q$ . Hierbei wird die Berücksichtigung einer Gliederzahl  $n$  meistens genügen, welche  $< 2m$  bzw.  $< 12$  ist, indem wegen des Factors  $\frac{1}{n^2}$  von  $C_n$ , also  $\frac{1}{n^2\sqrt{n}}$  von  $S_n$  mit wachsender Stellenzahl die Glieder schnell abnehmen. Dem construirenden Techniker wird übrigens von Kirsch auch diese Ermittlung von  $Q$  durch ein graphisches Verfahren erleichtert.

§. 115. Anwendung auf verschiedene Theile der Wandung eines Dampfeylinders.

Zwischen verschiedenen Theilen der Wandfläche ist hier einstweilen nur insofern ein Unterschied zu machen, als das Aenderungsgesetz der Temperatur des sie berührenden Dampfes für dieselben verschieden ist. In dieser Hinsicht sind zu unterscheiden:

1. solche Flächen, welche beständig von Dampf auf derselben Seite des Kolbens berührt werden. Dazu gehören, und zwar für jede der beiden Seiten des Cylinders, die betreffende Deckelfläche und die ihr zugekehrte Kolbenfläche nebst dem bei kleinstem Abstände dieser Flächen, nämlich beim Hubwechsel zwischen ihnen befindlichen schmalen Theil der Mantelfläche und der Oberfläche des gleichzeitig innerhalb des Cylinders befindlichen kleinen Stücks der Kolbenstange; wesentlich gehört dazu auch die Innenfläche des Dampfcanals bis zum Dampfvertheilungsorgan.

2. Flächen, welche zwar auch nur vom Dampf auf derselben Seite des Kolbens, aber nicht beständig, sondern mit Unterbrechungen berührt werden. Dazu gehören die ringförmigen Streifen der Mantelfläche, welche bei den Hubwechseln von den Kolbenringen bedeckt werden, und die Oberfläche der Kolbenstange, insoweit letztere sich abwechselnd innerhalb des Cylinders befindet oder nicht.

3. der zwischen den vorgenannten Streifen liegende Haupttheil der Mantelfläche, welcher von jedem Parallelkreise der Umfläche des Kolbens bestrichen und deshalb bald von dem auf der einen, bald von dem auf der andern Seite des Kolbens befindlichen Dampfe, dazwischen jedesmal vom Kolben selbst berührt wird.

Die Gesamtgrößen dieser dreierlei Flächen, erstere zwei für beide Cylinderseiten zusammen, fand Kirsch durch Messungen von 5 Ein-cylindermaschinen von verschiedenen Systemen im Mittel:

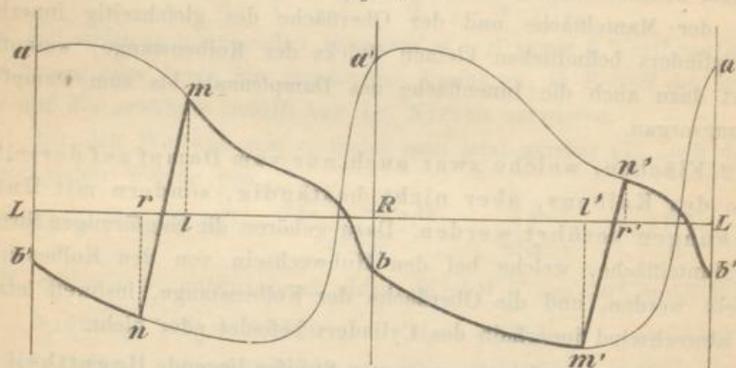
$$F_1 = 9,7 F, \quad F_2 = 3,4 F, \quad F_3 = 7,0 F,$$

unter  $F$  den Cylinderquerschnitt verstanden, so dass, wenn auch zur Vereinfachung der Untersuchung  $F_2$  etwa im Verhältnisse 2:1 zu den Flächen  $F_1$  (Typus: Deckel) und zu den Flächen  $F_3$  (Typus: Mantel) gerechnet wird, doch wenigstens letztere Flächen, unter mittleren Umständen von den Gesamtgrößen

$$F_1 = 12 F \text{ und } F_3 = 8 F$$

zu unterscheiden bleiben. Während  $\tau = f(\alpha)$  für alle Stellen der Fläche  $F_1$  dieselbe dem Indicordiagramm entsprechende Temperatureurve bedeutet, ist dieselbe, was  $F_3$  betrifft, bei Voraussetzung ganz symmetrischer Kolbenbewegung nur für je zwei solche Ringelemente von  $F_3$ , welche in Beziehung auf den mittleren Cylinderquerschnitt symmetrisch liegen, von gleicher Form, der Lage nach nur um  $\pi$  im Sinne der Abscissenaxe gegenseitig verschoben erscheinend, so dass nur die Hälfte von  $F_3$  besonderer Untersuchung bedarf. Dabei wird es genügen, diese Hälfte in einige, etwa in drei gleich breite Ringstreifen zu theilen, für welche die Temperaturverhältnisse gleichförmig = denjenigen gesetzt werden, welche in ihren Mittellinien stattfinden.

Fig. 103.



In Fig. 103, worin  $R$  der Mittelpunkt der horizontalen Strecke  $LL$  sei, und zwar  $LR = RL = \pi$ , sei z. B.  $ambm'a$  die bei jeder Kurbelumdrehung sich wiederholende, von einem Hubwechsel an gerechnete Temperatureurve auf der linken Seite des Kolbens,  $b'n'a'n'b'$  die ihr gleiche, nur um die Strecke  $\pi$  horizontal verschobene Temperatureurve für die rechte Kolbenseite. Sind dann  $Lr$  und  $Ll$  = den Winkeln, welche, vom Hubwechsel links an gerechnet, von der Kurbel durchlaufen werden, bis ein gewisses Ringelement der Mantelfläche  $F_3$  beziehungsweise vom rechten und vom linken Rande der Liederungsfläche des von links nach rechts beweglichen Kolbens erreicht wird, ferner  $Rl'$  und  $Rr'$  = den vom Hubwechsel rechts an gerechneten Kurbelwinkeln bis zur Erreichung desselben Ringelements bzw. vom linken und vom rechten Rande der Liederungsfläche des von rechts nach links beweglichen Kolbens, und wird die Temperatur des Ringelements, welche gemäss den Annahmen in §. 113 derjenigen des angrenzenden Dampfes stets gleich ist, während der kurzen

Zeit, in der es vom Kolben überstrichen wird, als gleichförmig veränderlich angenommen, so ist  $b'nmbm'n'b'$ , Fig. 103, unter  $nm$  und  $m'n'$  gerade Strecken verstanden, die Temperatureurve  $\tau = f(\alpha)$  jenes Ringelements für die Kurbelumdrehung, zu welcher nach den in den vorigen Paragraphen erklärten Regeln die ( $\xi = 0$  entsprechende) Wärmecurve  $Q = F(\alpha)$  gefunden werden kann, welche dann das Gesetz des Wärmeaustausches zwischen Dampf und Wand pro Quadratmeter an der Stelle des Ringelements darstellt.

Beispielsweise bestimmte Kirsch auf solche Weise die Wärmecurve für die Deckelfläche  $F_1$  und für drei gleich breite Ringstreifen der Mantelfläche  $F_3$  bis zur Cylindermitte einer Maschine von 0,2 Füllung bei 0,05 schädlichem Raum, 5 Atm. Einströmungsspannung bei 0,21 Atm. Ausströmungsspannung, Breite der Kolbenringfläche (Liederungsfläche)  $= \frac{1}{8}$  Hub, Umdrehungszahl  $= 100$  und unter der Voraussetzung, dass bei Kurbelwinkeln von  $150^\circ$ ,  $330^\circ$  und  $345^\circ$  bzw. die Ausströmung, die Compression und die Einströmung beginnt, endlich mit den Annahmen  $\lambda = 16$ ,  $k = 18$ . Während dann bei jeder Umdrehung für die Deckelfläche eine einmalige Wärmeeinströmung und Wärmeausströmung vom Dampf zur Wand und umgekehrt im Betrage von 109 Cal. pro 1 Quadratmeter gefunden wurde, ergab sich für die Ringstreifen eine zweimalige Ein- und Ausströmung kleinerer Wärmemengen, deren Grössen sich gegen den innersten Streifen hin einander nähern, nämlich hier 48 und 41 Cal. betragen. Im Falle dieses Beispiels findet an allen Wandstellen, wenn sie mit ausströmendem Dampf in Berührung sind, Abgabe von Wärme an diesen Dampf statt; beim Deckel ist das in geringerem Grade auch bei Berührung mit dem expandirenden Dampfe der Fall, wogegen der Mantel dann Wärme von diesem Dampfe empfängt zum Schaden der Expansionsarbeit. Der Mehrverbrauch an einströmendem Betriebsdampf rührt im Falle des Beispiels nur vom Einfluss der Deckelfläche  $F_1$  her, in welche bei der Einströmung des Dampfes auch Wärme und zwar mit abnehmender Schnelligkeit (einer ansteigenden, nach oben convexen Wärmecurve entsprechend) einströmt, während die Mantelfläche  $F_3$  bei dieser 0,2 Füllung überhaupt nur dicht an den Enden mit einströmendem Dampf während kurzer Zeit in Berührung kommt. Man kann schliessen, dass, während durch Heizung der Cylinderdeckel vorzugsweise der Abkühlungsverlust, nämlich der von Abkühlung herrührende Mehrverbrauch an Dampf verkleinert wird, das Heizen des Mantels wenigstens bei kleinen Füllungen weniger den Dampfverbrauch verkleinert, als vielmehr die zu gewinnende Expansionsarbeit vergrössert.

## §. 116. Prüfung der Annahmen.

Von den unter 1. bis 4. in §. 113 erwähnten Annahmen, welche den vorhergehenden Entwicklungen zugrunde liegen, ist

1) die Annahme, dass die Wärmeleitung der Cylinderwand von ihrer Temperatur unabhängig sei, ohne Zweifel nicht ganz zutreffend, wenn auch gerade für Gusseisen betreffende Experimentalbestimmungen nicht vorliegen. Wie aber Kirsch in seiner erwähnten Schrift unter Verweisung auf die Quellen anführt, fanden Kirchoff und Hansemann für Bessemerstahl mit 0,519<sup>o</sup>/<sub>o</sub> Kohlenstoff und 0,343<sup>o</sup>/<sub>o</sub> Silicium:

$$k = 11,48 - 0,019(\tau - 15),$$

für Puddelstahl mit 0,254<sup>o</sup>/<sub>o</sub> Kohlenstoff und 0,077<sup>o</sup>/<sub>o</sub> Silicium:

$$k = 16,37 - 0,027(\tau - 15),$$

für Eisen (Schmiedeeisen) mit 0,129<sup>o</sup>/<sub>o</sub> Kohlenstoff und 0,08<sup>o</sup>/<sub>o</sub> Silicium:

$$k = 16,94 - 0,034(\tau - 15),$$

das Mass der Temperaturleitungsfähigkeit  $k$  folglich für je 1<sup>o</sup> Temperaturzunahme abnehmend um bezw.

$$\Delta k = 0,019 \quad 0,027 \quad 0,034.$$

Für Eisen ohne nähere Bezeichnung (vermuthlich Schmiedeeisen) fand ferner

$$\text{Weber bei } \tau = 39^{\circ}: k = 17,01$$

$$\text{Angström bei } \tau = 50^{\circ}: k = 18,38$$

$$\text{Lorenz: } k = 17,91.$$

Wenn auch die Gesetzmässigkeit der Aenderung von  $k$  mit  $\tau$  zuverlässiger, insbesondere für Gusseisen bekannt wäre, müsste man sich doch damit begnügen, einen constanten Mittelwerth von  $k$ , entsprechend einer mittleren hier vorkommenden Temperatur, in die Rechnung einzuführen. Würde letztere etwa = 115<sup>o</sup> angenommen, und bezüglich der Bestimmungen von Weber und von Angström die Abnahme von  $k$  für 1<sup>o</sup> Temperaturzunahme = 0,03 vorausgesetzt, so wären gemäss den ersteren 5 Bestimmungen, bei welchen eine Temperatur überhaupt angegeben ist, die  $\tau = 115$  entsprechenden Werthe von

$$k = 9,6 \quad 13,7 \quad 13,5 \quad 14,7 \quad 16,4.$$

Der Durchschnitt für Stahl und Schmiedeeisen wäre  $k = 13,6$  oder mit Rücksicht zugleich auf die Bestimmung von Lorenz in runder Zahl ungefähr:

$$k = 15.$$

Vorbehaltlich späterer Berichtigung durch neue Versuche wird eine solche Zahl vorläufig auch als Mittelwerth von  $k$  für Gusseisen unter den hier in Betracht kommenden Umständen anzunehmen sein.

Der Wärmeleitungscoefficient  $\lambda$  hat zu  $k$  ein constantes Verhältniss, indem nach (2), §. 113

$$\lambda = c\gamma k$$

ist, unter  $c$  die specifische Wärme des Gusseisens und unter  $\gamma$  Kgr. das Gewicht von 1 Cubikdecimeter desselben, nämlich das Gewicht einer Schicht von 1 Quadratmeter Fläche und 1 Millimeter Dicke verstanden. Mit den ungefähr zutreffenden Annahmen  $c = 0,12$  und  $\gamma = 7,5$  ergibt sich:

$$\lambda = 0,12 \cdot 7,5 k = 0,9 \cdot 15 = 13,5.$$

2) Es wurde ferner angenommen, das beim Eintritt von Wärme in die Wand an derselben gebildete Condensationswasser bleibe an ihr haften, bis es durch die austretende Wärme wieder verdampft wird, während es auch der Fall sein könnte, dass jenes Wasser an den verticalen oder gegen den Horizont geneigten Wandtheilen schnell genug herabrinnt, um dieselben schon vor beendigtem Wärmeaustritt entgegen der Annahme trocken werden, die Temperatur der innersten Wandschicht somit erheblich über die Dampftemperatur sich erheben zu lassen, wobei das abwärts geflossene Wasser grösstentheils als solches vom ausströmenden Dampfe ausgeblasen würde. Um hierüber ein Urtheil zu gewinnen, kommt insbesondere die ungefähre Dicke der Wasserschicht in Betracht, um deren Haften an der Wand es sich handelt. Nun wurde bei dem im vorigen Paragraph angeführten Beispiel einer Condensationsmaschine mit 0,2 Füllung und 5 Atm. Einströmungsspannung für die Flächen vom Deckeltypus eine periodische Ein- und Ausströmung von Wärme im Betrage von  $Q = 109$  Cal. pro Quadratmeter gefunden, freilich mit  $\lambda = 16$ ,  $k = 18$ . Werden gemäss obigen Erwägungen  $\lambda$  und  $k$  in demselben Verhältnisse 15 : 18 verkleinert, so wird gemäss (16), §. 113, jedes  $S_n$  und dann gemäss (17) daselbst auch  $Q$  im Verhältniss

$$\sqrt{\frac{15}{18}} = \sqrt{\frac{5}{6}} = 0,913$$

kleiner, wird also  $Q$  reducirt auf

$$0,913 \cdot 109 = 99,5 \text{ Cal.}$$

Diese Wärmeeinströmung in die Wand findet fast nur während der Dampfeinströmung in den Cylinder statt, also bei der Dampfspannung von 5 Atm. entsprechend einer specifischen Condensationswärme = 499 Cal., so dass auf einem Quadratmeter dieser Wandfläche

$$\frac{99,5}{499} = 0,2 \text{ Kgr.} = 0,2 \text{ Liter}$$

Dampf condensirt würden, entsprechend einer Wasserschicht von 0,2 Millimeter Dicke. Nun waren bei jenem Beispiele 100 Umdrehungen in der Minute vorausgesetzt, so dass eine Umdrehung 0,6 Sek. dauert, und wenn auch die Ausströmung der Wärme erheblich langsamer stattfindet, als die Einströmung, fast 0,5 Sek. in Anspruch nimmt, so findet doch das Maximum des Wasserbeschlags nur augenblicklich statt. Ungefähr würde also die Frage darauf hinaus kommen, ob die fast vollständige Haftung einer Wasserschicht von etwa 0,1 Millim. Dicke etwa eine halbe Sekunde lang selbst an den verticalen oder stark geneigten Wandstellen zu erwarten ist? Mag das auch wohl denkbar sein, so wird doch bei langsam gehenden Maschinen die Sache zweifelhafter; bei nur 50 Umdrehungen, aber übrigens im Falle des Beispiels, müsste eine Schicht von ungefähr 0,14 Millim. Dicke etwa eine Sekunde lang haften u. s. f.

Unmittelbar wird diese Frage kaum durch Versuche zuverlässig zu entscheiden sein, eher mittelbar durch Vergleichung der Erfahrungen in Betreff des Dampfverbrauchs von Maschinen ohne Dampfmantel mit den Rechnungsergebnissen auf Grund der in Rede stehenden Annahme, nachdem die übrigen Unsicherheiten mehr geklärt sein werden, als es zur Zeit der Fall ist.

3) Unter der Voraussetzung, dass die vorbesprochene Annahme zutrifft, ein Wasserbeschlag der Wand somit stets vorhanden ist, wurde im §. 113 weiter angenommen, dass der Wärmeübergang vom Dampf zur Wand und umgekehrt ohne Widerstand stattfindet, dass somit die innere Oberflächentemperatur der letzteren der Dampftemperatur stets gleich zu setzen ist. Streng genommen wird hier ein zweifacher Widerstand vorhanden sein, ein Leitungswiderstand der Wasserschicht und ein Uebergangswiderstand zwischen ihr und der Wand, und muss dann die Oberflächentemperatur der letzteren infolge beider Ursachen bei der Wärme-einströmung um Endliches kleiner, bei der Wärmeausströmung um Endliches grösser sein, als die Dampftemperatur, wenn diese auch mit derjenigen der Wasserschicht an der beiderseitigen Berührungsfläche als identisch zu betrachten ist. Indem das Wasser die Wärme etwa 18 mal so schlecht leitet, als Eisen, entspräche einer Wasserschicht von 0,1 Millim. eine Eisenschicht von 1,8 Millim. Dicke. Indem man sich auch den Uebergangswiderstand zwischen Wasser und Eisen durch den äquivalenten Leitungswiderstand einer Eisenschicht ersetzt denkt, wäre dem ganzen in

Rede stehenden Widerstände durch eine Vergrößerung der Wanddicke nach innen um  $z > 1,8$  Millim. Rechnung zu tragen; mit

$$\zeta = z \sqrt{\frac{\pi u}{60k}} \text{ gemäss (5), §. 113,}$$

als zu  $z$  gehöriger relativer Tiefe fände man die zwischen Dampf und Wand ausgetauschte Wärme  $Q$  nach einer Bemerkung zu Ende von §. 113 dadurch, dass in Gl. (17) daselbst  $S_n$  mit  $e^{-z\sqrt{n}}$  multiplicirt und  $\zeta\sqrt{n}$  von  $n\alpha$  subtrahirt wird. Die betreffende Wärmecurve erführe dadurch eine Verkleinerung der Veränderlichkeit ihrer Ordinaten, sowie im Ganzen eine Verschiebung längs der Abscissenaxe.

Mit Rücksicht auf die Kleinheit der durchschnittlichen Dicke des Wasserbeschlags, sowie des Widerstandes gegen den Wärmeaustausch zwischen Wasser und Eisen gemäss sonstigen Erfahrungen lässt sich übrigens annehmen, dass durch die hier besprochene frühere Annahme die ausgetauschte Wärme  $Q$  nur unerheblich zu gross gesetzt wird.

4) Damit die Uebertragung der im Vorhergehenden entwickelten Gesetze auf Dämpfmaschineneylinder zulässig sei, muss wesentlich die Annahme zutreffen, dass die Wand hinlänglich dick sei, um ihre periodischen Temperaturschwankungen sich nicht bis zur äusseren Oberfläche erstrecken zu lassen, oder wenigstens nur in einem zu vernachlässigenden Betrage. Zur Prüfung dieser Annahme werde der einfache, grosser Erstreckungsweite der Temperaturschwankungen aber ohne Zweifel günstige ideale Fall einer Maschine ohne Expansion und Compression, ohne Vorein- und Vorausströmung zu Grunde gelegt, so dass die hier hauptsächlich in Betracht kommenden Deckelflächen während der aufeinander folgenden einfachen Hübe abwechselnd entweder nur mit einströmendem Dampf von der Temperatur  $\tau_1$  oder nur mit ausströmendem Dampf von der kleineren Temperatur  $\tau_2$  in Berührung kommen. Bei  $s = 0,75$  Mtr. Hub und  $e = 2,5$  Sekundenmtr. mittlerer Kolbengeschwindigkeit ist die Umdrehungszahl

$$u = \frac{60e}{2s} = 100,$$

und bei einem Durchmesser des Cylinders von ungefähr 0,4 Mtr., sowie beim Betriebe mit hochgespanntem Dampf, würde die Wandstärke wenigstens etwa  $x = 25$  Millim. gemacht werden, entsprechend mit  $k = 15$  gemäss §. 113, Gl. (5) der relativen Wanddicke:

$$\tau_1 = 25 \sqrt{\frac{\pi \cdot 100}{60 \cdot 15}} = 14,8.$$

Für diesen Fall können nun die Coefficienten  $A_0$ ,  $A_n$ ,  $B_n$  leicht unmittelbar nach §. 113, Gl. (14) bestimmt werden. Es ist danach nämlich:

$$A_0 = \frac{1}{2\pi} \left( \int_0^\pi \tau_1 d\alpha + \int_\pi^{2\pi} \tau_2 d\alpha \right) = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}$$

$$A_n = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{\tau_1}{n} (\sin n\alpha)_0^\pi + \frac{\tau_2}{n} (\sin n\alpha)_\pi^{2\pi} \right] = 0 \dots \dots (1)$$

$$B_n = \frac{1}{\pi} \left[ \frac{\tau_1}{n} (\cos n\alpha)_0^\pi + \frac{\tau_2}{n} (\cos n\alpha)_\pi^{2\pi} \right]$$

oder wegen

$$\cos(n \cdot 0) = \cos(n \cdot 2\pi) = 1, \quad \cos n\pi = \mp 1,$$

wobei das obere oder das untere Vorzeichen gilt, jenachdem  $n$  eine ungerade oder eine gerade Zahl ist,

$$\begin{aligned} B_n &= \frac{1}{\pi} \left[ \frac{\tau_1}{n} (1 \pm 1) + \frac{\tau_2}{n} (\mp 1 - 1) \right] \\ &= \frac{2}{n\pi} (\tau_1 - \tau_2) \text{ für } n = 1, 3, 5 \dots \dots \left. \right\} \dots \dots (2). \\ &= 0 \text{ für } n = 2, 4, 6 \dots \dots \end{aligned}$$

Gemäss Gl. (11), §. 113, ergibt sich somit:

$$\tau = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2} + \frac{2}{\pi} (\tau_1 - \tau_2) \sum \frac{1}{n} e^{-\xi\sqrt{n}} \sin(n\alpha - \xi\sqrt{n}) \dots (3).$$

wobei die Summanden der Summe  $\Sigma$  mit  $n = 1, 3, 5 \dots$  zu bilden sind.\*

Das erste Glied auf der rechten Seite von Gl. (3) ist die Mitteltemperatur der Wand, das zweite Glied die periodische Abweichung von derselben. Ist  $\tau'$  das Maximum,  $\tau''$  das Minimum von  $\tau$  in der relativen Tiefe  $\xi$ , so sind  $\tau'$  und  $\tau''$  um höchstens

$$\frac{2}{\pi} (\tau_1 - \tau_2) \sum \frac{1}{n} e^{-\xi\sqrt{n}}$$

\* Für  $\xi = 0$  ist  $\tau = \tau_1$  oder  $\tau = \tau_2$ , jenachdem

$\alpha$  zwischen 0 und  $\pi$ ,  $2\pi$  und  $3\pi \dots$

oder zwischen  $\pi$  und  $2\pi$ ,  $3\pi$  und  $4\pi \dots$

liegt. Aus (3) ergibt sich also die unendliche Reihe:

$$\sin \alpha + \frac{\sin 3\alpha}{3} + \frac{\sin 5\alpha}{5} + \dots = \pm \frac{\pi}{4}$$

und zwar  $= + \frac{\pi}{4}$  oder  $= - \frac{\pi}{4}$ , jenachdem

$\alpha = 0$  bis  $\pi$ ,  $2\pi$  bis  $3\pi \dots$

oder  $= \pi$  bis  $2\pi$ ,  $3\pi$  bis  $4\pi \dots$

ist, wie auch anderweitig nachgewiesen werden kann.

bezw. grösser oder kleiner, als die Mitteltemperatur, nämlich um weniger, als den Absolutwerth, welchen das zweite Glied auf der rechten Seite von (3) dann haben würde, wenn, was thatsächlich nicht der Fall ist, in allen Summanden von  $\Sigma$  gleichzeitig (für denselben Werth von  $\omega$ )

$$\sin(n\alpha - \xi\sqrt{n}) = 1 \text{ oder } = -1$$

wäre. Somit ist

$$\frac{\tau' - \tau''}{\tau_1 - \tau_2} < \frac{4}{\pi} \sum \frac{1}{n} e^{-\xi\sqrt{n}} \dots \dots \dots (4)$$

$$< \frac{4}{\pi} \sum \text{num} [\lg = -(\lg n + m \frac{\xi}{n} \sqrt{n})] \dots \dots (5),$$

unter  $\lg$  einen Brigg'schen Logarithmus und unter

$$m = 0,434294$$

das Verhältniss desselben zu dem betreffenden natürlichen Logarithmus verstanden.

Nach (5) findet man z. B. für

$$\begin{array}{l} \xi = 5 \qquad \qquad \xi = 10 \\ \frac{\tau' - \tau''}{\tau_1 - \tau_2} < 0,008657 \text{ bzw. } < 0,000058, \end{array}$$

wobei zur Berechnung mit solcher Annäherung für  $\xi = 5$  nur die Glieder mit  $n = 1, 3, 5$  nöthig waren, für  $\xi = 10$  das erste Glied mit  $n = 1$  ausreichte. Bei halb so grosser Umdrehungszahl wäre die relative Wanddicke unter sonst gleichen Umständen = 10,5 und würde auch in diesem Falle die Temperaturschwankung an der Aussenfläche weniger, als 0,000058 derjenigen an der Innenfläche betragen. Die in Rede stehende Annahme erweist sich somit als durchaus zulässig. —

Zu weiterer Prüfung der Gesammtheit von Voraussetzungen mögen hier noch an zwei Beispielen die Ergebnisse der theoretischen Entwicklung mit den Erfahrungen in Betreff des als Mehrverbrauch von Dampf verstandenen stündlichen Abkühlungsverlustes  $B$  verglichen werden, indem dabei als Ausdruck solcher Erfahrungen für Eincylindermaschinen die Hrabák'sche empirische Formel (3), §. 112, angesehen wird. Nun war z. B. von Kirsch für eine Eincylindermaschine von  $e_1 = 0,2$  Füllung und  $m = 0,05$  schädlichem Raum bei  $u = 100$  Umdrehungen,  $p_1 = 5$  Atm. Einströmungs- und  $p_2 = 0,21$  Atm. Ausströmungsspannung mit  $\lambda = 16$  und  $k = 18$  (§. 115) die pro Quadratmeter Deckelfläche und pro Umdrehung ausgetauschte Wärme = 109 Cal. bestimmt worden, welche aber in §. 116 unter 2) mit  $k = 15$  und  $\lambda = 0,9 k$  auf

99,5 Cal. reducirt wurde. Gemäss den Zeichnungen von Kirsch treten 92<sup>0</sup>/<sub>100</sub> dieser Wärme

$$= 0,92 \cdot 99,5 = 91,5 \text{ Cal.}$$

während der zwei Dampfströmungsperioden einer Umdrehung in die Wand pro Quadratmeter ein, und sind es auch fast nur diese Flächen  $F_1$  vom Typus: Deckel, welche mit einströmendem Dampfe in Berührung kommen. Entsprechend der specifischen Condensationswärme = 499 Cal. werden also bei jeder Umdrehung

$$\frac{91,5}{499} = 0,183 \text{ Kgr.}$$

des einströmenden Dampfes condensirt. Wird nun die Cylinderweite  $d = 0,4$  Mtr., also der Querschnitt:

$$F = \frac{\pi d^2}{4} = 0,1257 \text{ Quadratmtr.}$$

angenommen, und nach §. 115:

$$F_1 = 12 F = 1,508 \text{ Quadratmtr.},$$

so ergibt sich der stündliche Abkühlungsverlust:

$$B = 60 \cdot 100 \cdot 1,508 \cdot 0,183 = 1655 \text{ Kgr.}$$

Nach §. 112, Gl. (3) ist dagegen mit  $s = 0,75$  Mtr. und  $\beta = 400$ :

$$B = 400 \cdot 0,25 \cdot 0,4 (0,4 + 0,75) \cdot 4,79 = 220,4 = \frac{1655}{7,5}.$$

Dieser erhebliche Unterschied dürfte weder durch die wohl reichliche Annahme von  $F_1$  nach Kirsch und durch die Unsicherheit der Hrabák'schen Formel, noch durch zu gross angenommene Coefficienten  $\lambda$ ,  $k$  und durch Vernachlässigung eines Wärmeübergangswiderstandes vom Dampf zur Wand genügend erklärt werden können, hauptsächlich vielmehr die Annahme unter 2) als wahrscheinlich unzutreffend erscheinen lassen.

Als weiteres Beispiel werde, wie oben unter 4), eine Maschine ohne Expansion und Compression, ohne Vorein- und Vorausströmung vorausgesetzt, mit den Cylinderdimensionen  $d = 0,4$  Mtr.,  $s = 0,75$  Mtr.,  $m = 0,05$  und mit  $u = 100$  hier bei Dampfspannungen  $p_1 = 7$  Atm. und  $p_2 = 1,2$  Atm., also  $\tau_1 = 165,3^\circ$  und  $\tau_2 = 105,2^\circ$ . Aus obigen Gleichungen (1) und (2) und aus Gl. (15), §. 113, folgt:

$$C_n = 0 \text{ für } n = 2, 4, 6 \dots$$

$$C_n = \frac{2}{n\pi} (\tau_1 - \tau_2) \text{ und } \delta_n = \frac{\pi}{2} \text{ für } n = 1, 3, 5 \dots$$

und dann aus Gl. (16), §. 113:

$$S_n = 0 \text{ für } n = 2, 4, 6 \dots$$

$$S_n = \frac{2}{\pi} \lambda \sqrt{\frac{30}{\pi k}} \frac{\tau_1 - \tau_2}{n\sqrt{n}} \text{ für } n = 1, 3, 5 \dots$$

Nach Gl. (17), §. 113, ist endlich:

$$Q\sqrt{u} = S_0 + \frac{2}{\pi} \lambda \sqrt{\frac{30}{\pi k}} (\tau_1 - \tau_2) \sum \frac{1}{n\sqrt{n}} \sin\left(n\alpha - \frac{\pi}{4}\right) \dots (6)$$

mit  $n = 1, 3, 5 \dots$ , woraus sich zwischen den Grenzen  $\alpha = 0$  und  $\alpha = \pi$  für die bei der Dampfströmung an 1 Quadratm. Wandung übergehende Wärme der Ausdruck ergibt:

$$Q\sqrt{u} = \frac{2}{\pi} \lambda \sqrt{\frac{30}{\pi k}} (\tau_1 - \tau_2) \sum \frac{1}{n\sqrt{n}} \left[ \sin\left(n\pi - \frac{\pi}{4}\right) - \sin\left(-\frac{\pi}{4}\right) \right]$$

oder, wegen

$$\sin\left(n\pi - \frac{\pi}{4}\right) - \sin\left(-\frac{\pi}{4}\right) = 2 \sin \frac{\pi}{4} = \sqrt{2}$$

für ungerade  $n$ ,

$$Q\sqrt{u} = \frac{2}{\pi} \lambda \sqrt{\frac{60}{\pi k}} (\tau_1 - \tau_2) \sum \frac{1}{n\sqrt{n}} \dots (7).$$

Die Berechnung der Summe

$$1 + \frac{1}{3\sqrt{3}} + \frac{1}{5\sqrt{5}} + \frac{1}{7\sqrt{7}} + \dots$$

erfordert trotz zulässiger Vereinfachungen die Berücksichtigung einer grossen Zahl von Gliedern und wird nahe = 1,673 gefunden. Aus (7) folgt dann mit  $k = 15$ ,  $\lambda = 13,5$  und mit den oben angegebenen Werthen von  $u$ ,  $\tau_1$  und  $\tau_2$ :

$$Q = 97,5 \text{ Cal.}$$

und die bei jeder Umdrehung an 1 Quadratmeter Wandfläche condensirte Dampfmenge

$$= \frac{97,5}{490} \text{ nahe } = 0,2 \text{ Kgr.,}$$

entsprechend der Verdampfungswärme = 490 Cal. für Dampf von 7 Atm. Spannung. Mit

$$F = \frac{\pi d^2}{4} = 0,1257$$

ist nun hier gemäss §. 115 die ganze Abkühlungsfläche ungefähr

$$= 20 F, \text{ etwa } = 2,5 \text{ Quadratm.}$$

zu setzen, so dass sich der als Mehrverbrauch von Dampf gerechnete stündliche Abkühlungsverlust der Maschine ergeben würde:

$$B = 60 \cdot 100 \cdot 2,5 \cdot 0,2 = 3000 \text{ Kgr.},$$

wogegen nach §. 112, Gl. (3) mit  $\beta = 400$ :

$$B = 400 \cdot 1,05 \cdot 0,4 \cdot 1,15 \cdot 5,8 = 1120 = \frac{3000}{2,7}$$

wäre. Dass der Unterschied beider Werthe von  $B$  in diesem Falle viel kleiner ist, rührt grossentheils ohne Zweifel daher, dass die Hrabák'sche empirische Formel für  $B$  vorwiegend kleineren Füllungen angepasst ist; dass ihr Coefficient  $\beta$  nur zwischen engeren Grenzen von  $e_1$  nahe gleich gross zu wählen ist, kann schon daraus geschlossen werden, dass die Flächen vom Deckeltypus, welche den Abkühlungsverlust  $B$  vorzugsweise verursachen, bei allen Füllungen dieselben sind, und dass somit  $B$  kaum proportional  $e_1 + m$  gesetzt werden kann.

#### §. 117. Einfluss von Krümmungen der Abkühlungsflächen, sowie von Wärmeströmungen längs denselben.

Die unter 5. und 6. im §. 113 erwähnten Abstractionen, die den bisherigen Entwicklungen zugrunde lagen, beziehen sich theils auf die tatsächliche Krümmung besonders des Dampfeylinders und der Kolbenstange, theils auf Wärmeströmungen, welche nicht in normaler Richtung zu den betreffenden Abkühlungsflächen, z. B. im Sinne der Mantelfläche stattfinden wegen Verschiedenheit der radialen Wärmeströmung in den verschiedenen Ringelementen des Cylinders (§. 115). Es fragt sich, ob und unter welchen Bedingungen die bisherige Vernachlässigung dieser Umstände zulässig war, ev. wie mit Rücksicht auf dieselben die Untersuchung zu corrigiren wäre.

1) Die Krümmung einer Fläche  $F$  beeinflusst die in normaler Richtung durch dieselbe stattfindende Wärmeströmung insofern, als die im unendlich kleinen Abstände  $dx$  mit  $F$  parallele und von demselben, wenn auch veränderlichen Wärmestrome zu durchsetzende Fläche  $F'$  grösser oder kleiner, als  $F$  ist, jenachdem die Wärmebewegung im Sinne  $FF'$  von der concaven zur convexen Seite oder umgekehrt stattfindet. Sind  $r_1$  und  $r_2$  die Hauptkrümmungshalbmesser im Punkte  $P$  von  $F$ , ist  $PP' = dx$  das Element der Normalen bis zu ihrem Schnittpunkte  $P'$  mit  $F'$ , wird ferner in der Berührungsebene von  $F$  im Punkte  $P$  um diesen als Mittelpunkt ein unendlich kleiner Kreis von der Flächengrösse  $f$  beschrieben und eine zu  $F$  stets normale Gerade um den Umfang des Kreises herumgeführt, so wird die dadurch erzeugte conoidische geradlinige Fläche  $C$ , innerhalb

welcher die Wärmeströmung normal zu  $F$  stattfindet, von der Ebene, welche  $F'$  in  $P'$  berührt, in einer Ellipse von der Flächengrösse  $f'$  geschnitten, deren Hauptaxen zum Durchmesser des Kreises  $= f$  die Verhältnisse

$$1 \pm \frac{dx}{r_1} \text{ und } 1 \pm \frac{dx}{r_2}$$

haben, wobei, falls die Mittelpunkte der Hauptkrümmungen von  $F$  auf derselben Seite dieser Fläche liegen, die oberen oder unteren Zeichen gelten, jenachdem die Wärmeströmung im Sinne  $PP'$  von der concaven zur convexen Seite oder umgekehrt stattfindet. Indem dann

$$\frac{f'}{f} = \left(1 \pm \frac{dx}{r_1}\right) \left(1 \pm \frac{dx}{r_2}\right) = 1 \pm \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) dx$$

ist, erfolgt die normale Wärmeströmung durch  $F$  bei  $P$  unter sonst gleichen Umständen ebenso, wie durch eine Kugelfläche vom Halbmesser  $r$ , wenn

$$\frac{1}{r} = \frac{1}{2} \left(\frac{1}{r_1} + \frac{1}{r_2}\right) \dots \dots \dots (1)$$

ist. Die Untersuchung darf sich deshalb beschränken auf die radiale Wärmebewegung in einer Hohlkugel, welche an der Innenfläche, oder in einer Vollkugel, welche an der Aussenfläche einer gegebenen periodischen Temperaturschwankung unterworfen ist, wobei mit Rücksicht auf die Ergebnisse der Prüfung unter 4) im vorigen Paragraph die Wanddicke der Hohlkugel als unbegrenzt gross vorausgesetzt werden darf.

Die Fundamentalgleichung für solche Wärmebewegung ergibt sich durch eine einfache Betrachtung, welche derjenigen analog ist, die in §. 113 zu der Gleichung (3) führte. Sind  $\tau$  und  $\tau + d\tau$  die augenblicklichen Temperaturen in zwei concentrischen Flächen der Kugel, bezw. Hohlkugel, deren Halbmesser  $= x$  und  $= x + dx$  Millim. sind, und welche von einem Kegel, dessen Spitze im Kugelmittelpunkte liegt, bezw. in den Flächen  $F = 1$  und  $F' = 1 + 2 \frac{dx}{x}$  Quadratm. geschnitten werden, so ist die Wärmemenge, welche infolge des Temperaturgefälles  $\frac{\partial \tau}{\partial x}$  im Sinne von  $F'$  gegen  $F$ , also radial einwärts in einem Zeitelement  $dt$  durch  $F$  hindurchströmt,  $= \lambda \frac{\partial \tau}{\partial x} dt$  bei der bisherigen Bedeutung von  $\lambda$ . Die gleichzeitig und in gleicher Richtung durch  $F'$  strömende Wärme ist dann hier

$$= \lambda \left( 1 + 2 \frac{dx}{x} \right) \left( \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} dx \right) dt,$$

und indem durch den Ueberschuss dieser durch  $F'$  über jene durch  $F$  radial einwärts geleitete Wärme die Temperatur der Körperschicht zwischen beiden Flächen um  $\frac{\partial \tau}{\partial t} dt$  erhöht wird, ergibt sich bei denselben Bedeutungen von  $e$  und  $\gamma$ , wie im §. 113, hier die Gleichung:

$$\begin{aligned} c\gamma dx \cdot \frac{\partial \tau}{\partial t} dt &= \lambda \left( 1 + 2 \frac{dx}{x} \right) \left( \frac{\partial \tau}{\partial x} + \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} dx \right) dt - \lambda \frac{\partial \tau}{\partial x} dt \\ &= \lambda \left( \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial \tau}{\partial x} \right) dx dt \end{aligned}$$

oder mit der früheren Bezeichnung  $k = \frac{\lambda}{c\gamma}$ :

$$\frac{\partial \tau}{\partial t} = k \left( \frac{\partial^2 \tau}{\partial x^2} + \frac{2}{x} \frac{\partial \tau}{\partial x} \right) \dots \dots \dots (2),$$

für  $x = \infty$  übergehend in die Gleichung (3), §. 113.

Wenn man statt  $t$  und  $x$  auch hier den Kurbelwinkel  $\alpha$  und die relative Tiefe  $\xi$  (hier als relativer Radius zu bezeichnen) einführt gemäss (4) und (5), §. 113:

$$\alpha = \frac{2\pi u}{60} t \quad \text{und} \quad \xi = x \sqrt{\frac{\pi u}{60k}} \dots \dots \dots (3),$$

so geht Gl. (2) über in:

$$\begin{aligned} \frac{2\pi u}{60} \frac{\partial \tau}{\partial \alpha} &= k \frac{\pi u}{60k} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \xi^2} + \frac{2k}{\xi} \frac{\pi u}{60k} \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \\ \frac{\partial \tau}{\partial \alpha} &= \frac{1}{2} \frac{\partial^2 \tau}{\partial \xi^2} + \frac{1}{\xi} \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

oder auch wegen

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\tau\xi)}{\partial \alpha} &= \xi \frac{\partial \tau}{\partial \alpha} \\ \frac{\partial(\tau\xi)}{\partial \xi} &= \xi \frac{\partial \tau}{\partial \xi} + \tau, \text{ also } \frac{\partial^2(\tau\xi)}{\partial \xi^2} = \xi \frac{\partial^2 \tau}{\partial \xi^2} + 2 \frac{\partial \tau}{\partial \xi} \end{aligned}$$

in die der Gleichung (6), §. 113, mit  $\tau\xi$  statt  $\tau$  entsprechende Differentialgleichung:

$$\frac{\partial(\tau\xi)}{\partial \alpha} = \frac{1}{2} \frac{\partial^2(\tau\xi)}{\partial \xi^2} \dots \dots \dots (5).$$

Ihr entspricht analog Gl. (9), §. 113:

$$\tau\xi = \sum C_n e^{-\xi\sqrt{n}} \cos(n\alpha - \xi\sqrt{n} - \delta_n),$$

unter  $C_n$  und  $\delta_n$  Constante verstanden, wobei aber im Allgemeinen noch ein in Beziehung auf  $\xi$  lineares Glied, etwa  $B_0 + C_0 \xi$  hinzuzufügen ist. Der Ausdruck von  $\tau$  als Function von  $\alpha$  und  $\xi$ , welcher durch Division des Ausdrucks von  $\tau \xi$  durch  $\xi \xi$  mit Fortlassung des der vorliegenden Aufgabe nicht entsprechenden, weil weder von  $\alpha$  und  $\xi$  unabhängigen, noch periodischen Gliedes  $\frac{B_0}{\xi \xi}$  erhalten wird, kann aber noch durch die Hinzufügung solcher Glieder, welche aus den übrigen durch Vertauschung von  $\xi$  mit  $-\xi$  bei beliebiger Aenderung der Constanten  $C_n, \delta_n$  hervorgehen, ergänzt werden, weil die zugrunde liegende Differentialgleichung (4) durch solche Vertauschung nicht geändert wird. Von dem somit sich ergebenden allgemeinen Integral

$$\tau = C_0 + \sum \frac{C_n}{\xi \xi} e^{-\xi \sqrt{n}} \cos(n\alpha - \xi \sqrt{n} - \delta_n) - \sum \frac{C'_n}{\xi \xi} e^{\xi \sqrt{n}} \cos(n\alpha + \xi \sqrt{n} - \delta'_n)$$

mögen indessen mit Kirsch nur die Glieder berücksichtigt werden, welche, entsprechend  $n = 1$ , die grösste Periode  $\alpha = 2\pi$  haben und das Aenderungsgesetz von  $\tau$  vorwiegend bedingen; es sei also:

$$\tau = C_0 + \frac{C}{\xi \xi} e^{-\xi} \cos(\alpha - \xi - \delta) - \frac{C'}{\xi \xi} e^{\xi} \cos(\alpha + \xi - \delta') \dots (6),$$

oder auch (mit nur entsprechend geänderten Constanten):

$$\tau = C_0 + \frac{C}{\xi \xi} e^{-\xi} \sin(\alpha - \xi - \delta) - \frac{C'}{\xi \xi} e^{\xi} \sin(\alpha + \xi - \delta') \dots (7).$$

Für die Wärmemenge  $dQ$ , welche im Zeitelement  $dt$ , bzw. während der elementaren Kurbeldrehung  $d\alpha$  durch die zum Radius  $x$ , bzw. relativen Radius  $\xi$  gehörige Fläche  $F = 1$  radial auswärts hindurchströmt, gilt die Gleichung:

$$dQ = -\lambda \frac{\partial \tau}{\partial x} dt$$

oder mit Rücksicht auf (3):

$$dQ = -\lambda \sqrt{\frac{30}{2\pi u k}} \frac{\partial \tau}{\partial \xi} d\alpha = -\frac{q}{\sqrt{u}} \frac{\partial \tau}{\partial \xi} d\alpha \dots (8)$$

mit der Bezeichnung:

$$q = \lambda \sqrt{\frac{30}{2\pi k}} \dots (9),$$

insbesondere für  $k = 15, \lambda = 0,9 k$ :

$$q = \frac{\lambda}{\sqrt{\pi}} = 7,62 \dots (9a).$$

Dabei ergibt sich  $\frac{\partial \tau}{\partial \xi}$  aus (6) oder (7) als ein Ausdruck, in welchem, wenn insbesondere  $dQ$  das Element der durch 1 Quadratmeter der inneren Oberfläche einer Hohlkugel oder äusseren Oberfläche einer Vollkugel vom Radius  $r$  strömenden Wärme bedeuten soll,

$$\frac{dQ}{r\xi} = \varrho = r \sqrt{\frac{\pi u}{60k}} \dots \dots \dots (10)$$

= dem betreffenden relativen Radius zu setzen ist, für  $k = 15$ :

$$\varrho = \frac{r}{30} \sqrt{\pi u} = 0,059 r \sqrt{u} \dots \dots \dots (10a).$$

Indem es sich hier nur um einen Ueberblick über die Art und ungefähre Grösse des Einflusses der Wandkrümmung handelt, werde nun mit Kirsch (in seiner mehrerwähnten Schrift) das Gesetz der Temperaturschwankung an der vom Dampf berührten Oberfläche, nämlich die Gleichung der Temperaturcurve daselbst in der einfachen, von ihm so genannten Normalform:

$$\tau = A_0 + A \sin \alpha \dots \dots \dots (11)$$

angenommen, auf welche die Gleichung  $\tau = f(\alpha)$  gebracht werden kann, indem von der ihr zunächst zu gebenden allgemeinen Form (12), §. 113, in welcher die Coefficienten durch Gl. (14) daselbst bestimmt sind, nur die Glieder mit  $A_0$ ,  $A_1$  und  $B_1$  berücksichtigt werden, dann  $A_1 = A \sin \delta$ ,  $B_1 = A \cos \delta$ , endlich  $\alpha$  statt  $\alpha + \delta$  gesetzt, d. h. der Anfangspunkt von  $\alpha$  um  $\delta$  verlegt wird.

a. Im Falle der an ihrer Innenfläche vom Dampf berührten Hohlkugel nimmt die Temperaturschwankung mit wachsenden  $\frac{\varrho}{r\xi}$  beständig ab und verschwindet mit  $\xi = \infty$ . In Gl. (7) muss deshalb  $C = 0$  sein, und damit sie für  $\xi = \varrho$  mit Gl. (11) übereinstimme, muss

$$C_0 = A_0 \quad \text{und} \quad \frac{C}{\varrho} e^{-\varrho} \sin(\alpha - \varrho - \delta) = A \sin \alpha,$$

$$\text{somit } C = A \varrho e^{\varrho} \quad \text{und} \quad \delta = -\varrho$$

sein, wodurch (7) übergeht in:

$$\tau = A_0 + A \frac{\varrho}{r\xi} e^{\varrho - \xi} \sin(\alpha - \xi + \varrho) \dots \dots \dots (12).$$

Daraus folgt:

$$\frac{\partial \tau}{\partial \xi} = -A \frac{\varrho}{r\xi} e^{\varrho - \xi} \left[ \left( 1 + \frac{1}{r\xi} \right) \sin(\alpha - \xi + \varrho) + \cos(\alpha - \xi + \varrho) \right]$$

und erhält Gl. (8) mit  $\xi = \rho$  die Form:

$$dQ = \frac{q}{\sqrt{u}} A \left[ \left(1 + \frac{1}{\rho}\right) \sin \alpha + \cos \alpha \right] d\alpha.$$

Für die durch 1 Quadratmeter der Innenfläche radial auswärts strömende Wärme  $Q$  ergibt sich also:

$$Q\sqrt{u} = S_0 + qA \left[ \sin \alpha - \left(1 + \frac{1}{\rho}\right) \cos \alpha \right] \\ = S_0 + S \sin(\alpha - \varphi) \dots \dots \dots (13),$$

wenn

$$S \cos \varphi = qA \quad \text{und} \quad S \sin \varphi = qA \left(1 + \frac{1}{\rho}\right)$$

gesetzt wird, also

$$S = qA \sqrt{1 + \left(1 + \frac{1}{\rho}\right)^2} \quad \text{und} \quad \text{tg } \varphi = 1 + \frac{1}{\rho} \dots \dots \dots (14),$$

während der ebenen Wand ( $\rho = \infty$ ) unter sonst gleichen Umständen

$$S = S' = qA\sqrt{2} \quad \text{und} \quad \text{tg } \varphi = \text{tg } \varphi' = 1$$

entspreche. Je kleiner  $\rho$  ist, desto grösser sind also die Schwankungen  $S$  der Wärmecurve, und um einen desto grösseren Winkelweg  $\varphi$  bleibt sie hinter der Temperatureurve (11) zurück.

Von praktischer Bedeutung ist dieser Umstand bezüglich der Krümmung des Cylinders einer Dampfmaschine nicht. Ist  $\rho$  eine grosse Zahl, so kann nämlich

$$\frac{S}{S'} = \sqrt{1 + \frac{1}{\rho}} = 1 + \frac{1}{2\rho}$$

gesetzt werden; damit dann

$$S - S' < 0,01 S', \quad \varphi - \varphi' < 34'$$

sei, braucht nur  $\rho > 50$ , nach (10a) folglich

$$r > \frac{847}{\sqrt{u}}, \quad \text{z. B. } r > 169 \quad 85 \text{ Millim.}$$

zu sein für  $u = 25 \quad 100$ .

Dasselbe gilt vom Cylinderdurchmesser  $= 2r_1$ , der wegen  $r_2 = \infty$  nach (1)  $= r$  ist.

b. Im Falle der vom Dampf berührten Vollkugel müssen für  $\xi = 0$  die dann einzeln unendlich grossen periodischen Glieder in (7) zusammen einen endlichen Werth haben; die dazu nöthige Beziehung zwischen  $C', \delta'$  und  $C, \delta$  ergibt sich daraus, dass für unendlich kleine  $\xi$  bei Vernachlässigung unendlich kleiner Grössen höherer Ordnung

$$\begin{aligned} e^{-\xi} \sin(\alpha - \xi - \delta) &= (1 - \xi) [\sin(\alpha - \delta) - \xi \cos(\alpha - \delta)] \\ &= \sin(\alpha - \delta) - \xi [\sin(\alpha - \delta) + \cos(\alpha - \delta)] \\ &= \sin(\alpha - \delta) - \xi \sqrt{2} \sin\left(\alpha - \delta + \frac{\pi}{4}\right) \end{aligned}$$

ist, Gl. (7) also übergeht in:

$$\tau_0 = C_0 + \frac{C}{gr} \sin(\alpha - \delta) - C\sqrt{2} \sin\left(\alpha - \delta + \frac{\pi}{4}\right) \left\{ \begin{array}{l} \\ - \frac{C'}{gr} \sin(\alpha - \delta') - C'\sqrt{2} \sin\left(\alpha - \delta' + \frac{\pi}{4}\right) \end{array} \right\} \dots (15),$$

so dass zum Verschwinden der unendlich grossen Glieder mit  $\frac{1}{gr}$

$$C = C' \text{ und } \delta = \delta'$$

sein muss. Dann ist die Temperatur im Mittelpunkte nach (15):

$$\tau_0 = C_0 - 2C\sqrt{2} \sin\left(\alpha - \delta + \frac{\pi}{4}\right) \dots \dots \dots (16)$$

und in irgend einer Kugelfläche nach (7):

$$\tau = C_0 + \frac{C}{\xi} [e^{-\xi} \sin(\alpha - \xi - \delta) - e^{\xi} \sin(\alpha + \xi - \delta)] \dots (17).$$

Damit letztere Gleichung für  $\xi = \rho$  mit Gl. (11) übereinstimme, muss  $C_0 = A_0$  und, wie man ferner leicht findet,

$$\left. \begin{aligned} C \sin \delta &= -A_0 \sin \rho \frac{e^{\rho} + e^{-\rho}}{e^{2\rho} - 2 \cos 2\rho + e^{-2\rho}} \\ C \cos \delta &= -A_0 \cos \rho \frac{e^{\rho} + e^{-\rho}}{e^{2\rho} - 2 \cos 2\rho + e^{-2\rho}} \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (18)$$

sein, wodurch  $C$  und  $\delta$  bestimmt sind. Bezüglich der betreffenden Entwicklung sei hier auf das Werk von Dr. Kirsch verwiesen; ebenso auch bezüglich der durch 1 Quadratmeter der Kugeloberfläche radial einwärts strömenden Wärme, welche durch Integration von (8) nach Umkehrung des Vorzeichens mit  $\xi = \rho$  gefunden wird. Es ergibt sich:

$$\begin{aligned} Q\sqrt{u} &= S_0 + S \sin(\alpha - \varphi) \\ \text{mit } \left\{ \begin{array}{l} S \sin \varphi = qA \left[ \frac{e^{2\rho} + 2 \sin 2\rho - e^{-2\rho}}{e^{2\rho} - 2 \cos 2\rho + e^{-2\rho}} - \frac{1}{\rho} \right] \\ S \cos \varphi = qA \frac{e^{2\rho} - 2 \sin 2\rho - e^{-2\rho}}{e^{2\rho} - 2 \cos 2\rho + e^{-2\rho}} \end{array} \right\} \dots \dots (19). \end{aligned}$$

Wie die von Kirsch ausgerechneten Beispiele erkennen lassen, sind in diesem Falle, je kleiner  $\rho$ , desto kleiner auch die Schwankungen  $S$  der Wärmecurve und desto kleiner die Winkelwege  $\varphi$ ,

um welche sie hinter der Temperatureurve (11) zurückbleibt. Sind wieder  $S'$  und  $q'$  die Werthe von  $S$  und  $q$  für  $\varrho = \infty$ , so ist  $S' - S$  kleiner,  $q' - q$  grösser, als bezw.  $S - S'$  und  $q - q'$  für gleiches  $\varrho$  im Falle  $a$ . Bei einem Durchmesser z. B. der Kolbenstange von

$$2r_1 = r > \frac{847}{\sqrt{u}} \text{ Millim.}$$

wäre  $S' - S < 0,01 S'$  und  $q' - q < 35'$ . Während aber solche Grösse von  $2r_1$  als Cylinderweite ungewöhnlich klein ist, wäre sie als Dicke der Kolbenstange ungewöhnlich gross, so dass die Beurtheilung der Wärmebewegung auch in der Kolbenstange nach den für eine ebene Wand entwickelten Regeln und Formeln gewöhnlich  $S$  um einige Procente,  $q$  um einige Winkelgrade zu gross ergeben wird. Bei der untergeordneten Bedeutung, welche der Oberfläche der Kolbenstange als einer Abkühlungsfläche zukommt, würde indessen ein solcher Fehler hier selbst dann ohne praktische Bedeutung sein, wenn die Grundlagen der ganzen Untersuchung zuverlässiger wären, als es thatsächlich zur Zeit der Fall ist; wenigstens ist der Fehler wohl nicht grösser, als derjenige, welcher dadurch begangen werden kann, dass die in Rede stehende Stangenfläche, welche gemäss der Unterscheidung von dreierlei Abkühlungsflächen  $F_1, F_2, F_3$  (§. 115) in der Hauptsache zu  $F_2$  gehört, zur Vereinfachung der Untersuchung nach Schätzung theils zu  $F_1$ , theils zu  $F_3$  gerechnet wird.

2) Nicht normal gegen Wandflächen gerichtete Wärmeströmungen können zunächst durch die rechtwinklig einspringenden Kanten zwischen den Deckel-, Mantel-, Kolben- und Kolbenstangenflächen, sowie zwischen den einzelnen Flächen der Dampfcanäle verursacht werden, weil die solchen hohlen Kantenwinkeln gegenüber liegenden Scheitelräume der Wandung, welche bei durchweg normal zur Wand gerichteter Wärmeströmung von derselben ausgeschlossen sein würden, thatsächlich daran betheiligte sein müssen. Indem man sich vorstellen kann, dass dadurch die Richtung des Wärmestroms so abgelenkt wird, dass sie zwischen zwei Ebenen, welche in kleinen Abständen mit der Kante parallel und zu den in dieser rechtwinklig zusammenstossenden Wandflächen normal sind, stetig von der zur einen in die zur andern Wandfläche normale Richtung übergeht, kann der Einfluss solcher einspringenden Kante ebenso beurtheilt werden, wie gemäss den Erörterungen unter 1) derjenige einer gegen den angrenzenden Dampf hin concaven Wandkrümmung. Für die Wärmeströmung durch die beiden in der Kante zusammenstossenden Wandstreifen je von der Breite  $b$  Millim. ist dann das Verhältniss dieser

Fläche =  $f$  für eine beliebige Kantenlänge zu der ihr in unendlich kleinem Abstände  $dx$  äquidistanten Schnittfläche =  $f'$  massgebend, nämlich

$$\frac{f'}{f} = \frac{2b + \frac{\pi}{2} dx}{2b} = 1 + \frac{\pi}{4} \frac{dx}{b}$$

und wenn es = dem entsprechenden Verhältniss bei einer Hohlkugel vom innern Radius  $r$ , nämlich auch

$$\frac{f'}{f} = \left(1 + \frac{dx}{r}\right)^2 = 1 + 2 \frac{dx}{r}$$

gesetzt wird, so folgt

$$r = \frac{8}{\pi} b, \text{ also } \varrho = \frac{8}{\pi} \beta \dots \dots \dots (20),$$

wenn gemäss (10a)

$$\frac{\varrho}{r} = \frac{\beta}{b} = 0,059 \sqrt{u} \dots \dots \dots (21)$$

gesetzt wird. Nun sind nach (14) die Schwankungen  $S$  der Wärmecurve, und sind somit die durch die innere Wandfläche solcher Hohlkugel strömenden Wärmemengen  $Q$  grösser, als für eine ebene Wand unter sonst gleichen Umständen, im Verhältnisse

$$\sqrt{\frac{1}{2} \left[1 + \left(1 + \frac{1}{\varrho}\right)^2\right]} = \sqrt{1 + \frac{1}{\varrho} \left(1 + \frac{1}{2\varrho}\right)} = 1 + \frac{1}{2\varrho} \left(1 + \frac{1}{4\varrho}\right) = 1 + \varepsilon$$

bei Vernachlässigung der Glieder von höherer, als der zweiten Potenz, in dem nach Potenzen von  $\frac{1}{\varrho}$  entwickelten Ausdrücke. Indem die Temperaturschwankung bei ebenen Wänden schon in einer relativen Tiefe von ungefähr  $\xi = 3$  weniger, als 0,01 derjenigen an der Oberfläche zu betragen pflegt (siehe z. B. §. 116 unter 4), wird auch  $\beta$ , dessen Werth hier übrigens nur nebensächlich in Betracht kommt, nahe ebenso gross, etwa =  $\pi$  zu setzen sein. Nach (20) ist dann

$$\varrho = 8, \quad 1 + \frac{1}{4\varrho} = \frac{33}{32}$$

und kann jene verhältnissmässige Vergrösserung von  $Q$  für die Kantenstreifen noch einfacher mit Rücksicht zugleich auf (20) und (21):

$$\varepsilon = \frac{32}{64} \frac{1}{\varrho} = \frac{33}{64} \frac{\pi}{8} \frac{1}{\beta} = \frac{0,2025}{\beta} = \frac{0,2025}{0,059 \sqrt{u}} \frac{1}{b} = \frac{3,43}{b \sqrt{u}}$$

gesetzt werden. Ist dann für je 1 Quadratmeter im Ganzen vorhandener Wandfläche die durchschnittliche Kantenlänge =  $l$  Mtr., die Flächengrösse der Kantenstreifen also

$$= \frac{2bl}{1000} \text{ Quadratmtr.},$$

so ergibt sich die auf die ganze Wandfläche bezogene verhältnissmässige Vergrösserung von  $Q$  durchschnittlich

$$= \frac{2bl}{1000} \varepsilon = \frac{2bl}{1000} \frac{3,43}{b\sqrt{u}} = 0,00686 \frac{l}{\sqrt{u}},$$

also unabhängig von  $b$ . Sie ist  $< 0,01$  und kann ausser Betracht bleiben, wenn

$$l < 1,46 \sqrt{u} \dots \dots \dots (22)$$

ist, was in der Regel der Fall sein wird. —

Wie schon früher (§. 83) bei der allgemeinen Besprechung der thermischen Wechselwirkung zwischen Dampf und Cylinderwand bemerkt wurde, und wie durch die Untersuchung der radialen Wärmebewegung in verschiedenen Ringelementen dieser Wand (§. 115) auch quantitativ näher bestimmt werden kann, nimmt die mittlere Temperatur der Cylinderwand von beiden Enden gegen die Mitte hin etwas ab, so dass die periodische radiale Wärmeströmung von einer Längsströmung beiderseits gegen die Mitte hin begleitet sein muss. Gemäss der bisherigen Voraussetzung, dass eine Wärmeabgabe nach aussen nicht stattfindet, hat jene Längsströmung eine Zurückführung von Wärme an den Dampf zur Folge; übrigens ergibt sich dieser Einfluss als so geringfügig, dass auch seine Vernachlässigung mit Rücksicht auf das praktische Bedürfniss und auf die in anderer Hinsicht weit grösseren Unsicherheiten gerechtfertigt ist.

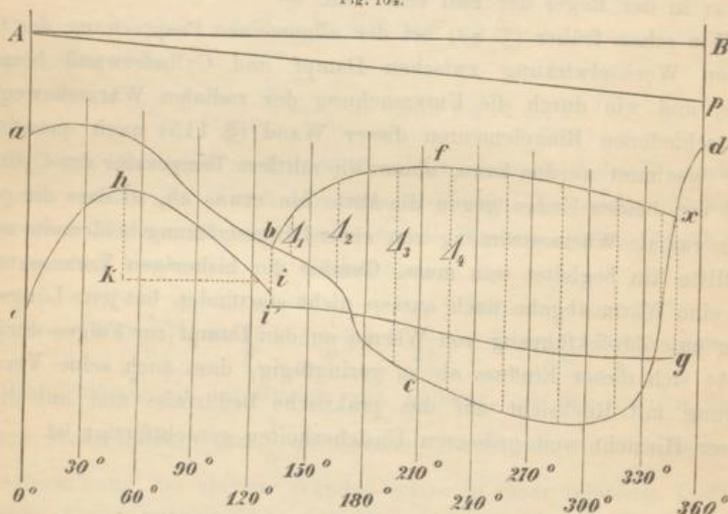
#### §. 118. Einfluss des Trockenwerdens der Wände.

Die Prüfung der Annahmen, welche den bisherigen Entwicklungen zugrunde liegen (§. 116), hatte besonders das unter 2. im §. 113 vorausgesetzte beständige Feuchtbleiben der inneren Wandflächen als zweifelhaft erscheinen lassen. Ein Trockenwerden der von aussen nicht geheizten Cylinderwand an einer gewissen Stelle, welches nur während des Ausströmens von Wärme aus derselben zum Dampf wegen erfolgter Verdampfung des vorher bei der Einströmung von Wärme auf ihr entstandenen, durch theilweises Niederfliessen schon verminderten Wasserbeschlages stattfinden kann, bewirkt eine Temperaturerhöhung der inneren Wandschichten gewissermassen durch Aufstau der zurückströmenden Wärme, welche aus der trockenen Wand nur infolge eines gewissen Ueberschusses der Temperatur ihrer Innenfläche über die Temperatur des angrenzenden

Dampfes an letzteren übergehen kann; die damit verbundene Erhöhung der mittleren Wandtemperatur wirkt vermindernd zurück auf die folgende Einströmung von Wärme in die Wand. Eine directe Bestimmung der betreffenden Wärmeströmung ist hier praktisch kaum ausführbar; es genügt indessen eine angenäherte Bestimmung durch Probiren, und zwar am einfachsten mittels graphischen Verfahrens.

In Figur 104 seien  $A - 0^\circ$  und  $B - 360^\circ$  zwei parallele Gerade, welche zur Erleichterung des Ausdrucks als vertical bezeichnet seien; ihre Entfernung  $= 2\pi$ , bezw.  $= 360^\circ$  ist durch parallele Gerade in 12

Fig. 104.



gleiche Theile getheilt, wie sie im Allgemeinen passend sind, um gemäss §. 114 aus der Temperaturcurve für die innere Wandfläche die entsprechende Wärmecurve für dieselbe abzuleiten. Unter der zunächst gemachten Voraussetzung beständigen Feuchtbleibens der Wand, und auf Grund der Annahme 3, §. 113, fällt jene Temperaturcurve  $abcxd$  mit derjenigen zusammen, welche das Aenderungsgesetz der Dampftemperatur bei einer Umdrehung darstellt; von der entsprechenden Wärmecurve  $W$  ist in Fig. 104 nur ein Stück  $ehi$  gezeichnet, dessen Scheitelpunkt  $h$  den Kurbelwinkel bestimmt, bei welchem die Wärmebewegung durch die Wandfläche sich umkehrt, die Einströmung von Wärme in Ausströmung übergeht. Ist nun gemäss dem Massstabe für die Ordinaten der Wärmecurve die verticale Strecke  $hk =$  dem Producte von  $\sqrt{u}$  und derjenigen Wärme, deren

Austritt erfahrungsmässig oder der Annahme zufolge noch eben durch Verdampfung eines Wasserbeschlags vermittelt wird, so könnte das Curvenstück  $hi$  den Verlauf des Wärmeaustritts nur bis zu dem Punkte darstellen, in welchem es von der Horizontalen durch  $k$  geschnitten wird,  $ab$  die Temperaturcurve nur bis zu dem vertical darüber liegenden Punkte; weil aber infolge der erwähnten Rückwirkung der im weiteren Verlauf veränderten Temperaturcurve auf die ganze Wärmecurve ihr Scheitel  $h$  herabgedrückt werden wird, so möge vorgreifend die Feuchtigkeit der Wand bis zu einer etwas weiter weg und tiefer liegenden Stelle  $i$  als andauernd vorläufig angenommen werden. Die Curve  $abc$  gilt dann als Temperaturcurve der inneren Wandfläche bis zu dem vertical über  $i$  liegenden Punkte  $b$  und erfährt auf dieser Strecke  $ab$  keine nachträgliche Aenderung bis auf eine sich vielleicht als nöthig ergebende kleine Verrückung von  $b$ .

Von der Stelle  $b$  an wird nun aber die Temperaturcurve eine ganz andere; sie steigt mit abnehmender Schnelligkeit an, um vielleicht langsam sich wieder abwärts zu neigen, nachdem die Temperaturdifferenz zwischen Dampf und angrenzender Wandschicht so gross geworden ist, dass auch von der trocknen Wand der dem periodischen Beharrungszustande entsprechende Wärmeübergang zum Dampfe stattfinden kann. Dieses Stück  $bfx$  der Temperaturcurve ist vorbehaltlich nachträglicher Prüfung nach Schätzung zu zeichnen, was mit wahrscheinlich um so kleinerem Fehler wird geschehen können, je öfter solche Annahme unter ähnlichen Umständen früher etwa schon gemacht und geprüft wurde; vom Durchschnittspunkte  $x$  mit der Temperaturcurve des Dampfes an ist letztere wieder zugleich diejenige der inneren Wandfläche. Die Prüfung der Temperaturcurve  $abfxd$  bezüglich des Stücks zwischen  $b$  und  $x$  hat nun in zweifacher Hinsicht zu geschehen, nämlich in Betreff ihrer Gestalt und der Lage des Abzweigungspunktes  $b$ . Letztere ist als passend zu erachten, wenn die aus der Temperaturcurve  $abfxd$  gemäss §§. 113, 114 abgeleitete neue Wärmecurve  $W'$ , von welcher in Fig. 104 das zwischen den Verticalen durch  $b$  und durch  $x$  enthaltene Stück durch die Curve  $i'g$  dargestellt sei, eine solche Höhe ihres Scheitelpunktes  $h'$  über dem Punkte  $i'$  ergibt, welche nahe  $= hk$  ist; ein kleiner Unterschied ist ohne practische Bedeutung, weil die Annahme der mit  $\sqrt{u}$  multiplicirten Wärmemenge  $= hk$ , welche zur Verdampfung des nicht abwärts geflossenen Condensationswassers nöthig ist, wohl immer ziemlich unsicher bleiben wird.

Die angenommene Gestalt des Curvenstücks  $bfx$  kann geprüft werden durch Vergleichung des Stückes  $i'g$  der entsprechenden Wärmecurve  $W'$  mit der Gesetzmässigkeit des Wärmeaustritts aus der trocknen Wand,

welche erfahrungsgemäss als hinlänglich zutreffend in ähnlichen Fällen anzunehmen ist. Wenn diese austretende Wärme proportional der betreffenden Temperaturdifferenz  $\Delta$  und für 1 Sekunde  $= \mu \Delta$  gesetzt wird, auf 1 Quadratmtr. Wandfläche bezogen, so wäre sie für die Zeit einer Umdrehung

$$= \frac{60}{u} \mu \Delta,$$

falls der Ueberschuss der Temperatur der inneren Wandfläche über diejenige des Dampfes hierbei beständig  $= \Delta$  bliebe; und wenn diese Wärmemenge, multiplicirt mit  $\sqrt{u}$ , also die Grösse

$$\frac{60 \mu \Delta}{\sqrt{u}}$$

in dem für die Ordinaten der Wärmecurve angenommenen Massstabe  $= Bp$  in Fig. 104 gemacht,  $AB$  horizontal gezogen wird, so müsste  $Ap$  die Richtung der Wärmecurve  $i'g$  sein an einer Stelle, welcher die augenblickliche Temperaturdifferenz  $\Delta$  entspricht. Werden also die Mittelwerthe dieser Differenzen  $\Delta$ , mit Rücksicht auf den zugrunde liegenden Temperaturmassstab  $=$  den verticalen Strecken  $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3 \dots$  zwischen  $bfx$  und  $bcs$ , für die Streifen zwischen den in die Figur eingetragenen betreffenden Verticalen durch Messung bestimmt, und auf der Verticalen  $B - 360^\circ$  von  $B$  aus die Strecken

$$\begin{array}{cccc} Bp_1 & Bp_2 & Bp_3 & \dots \\ = \frac{60 \mu \Delta_1}{\sqrt{u}} & \frac{60 \mu \Delta_2}{\sqrt{u}} & \frac{60 \mu \Delta_3}{\sqrt{u}} & \dots \end{array}$$

abgetragen, so kann die Wärmecurve von  $i'$  aus als angenähertes Polygon gezeichnet werden, indem dessen Seiten jedesmal bis zur nächsten Hilfsverticale der Reihe nach parallel  $Ap_1, Ap_2, Ap_3 \dots$  gezogen werden. Durch die genügende Uebereinstimmung dieses Polygons mit dem betreffenden Stück  $i'g$  der vorher gefundenen Wärmecurve wird letztere als hinlänglich zutreffend bestätigt, während anderenfalls leicht ersichtlich ist, in welchem Sinne  $\Delta_1, \Delta_2, \Delta_3 \dots$  durch andere Annahme des Stückes  $bfx$  der Temperaturcurve zu ändern sind, um die entsprechend geänderte Wärmecurve in besserer Uebereinstimmung mit dem neu zu zeichnenden Polygon zu finden.

Der Factor  $\mu$  ist ohne Zweifel theils durch Leitung, theils durch Strahlung der Wärme, durch die wirbelnde Bewegung des mehr oder weniger feuchten Dampfes und durch andere Umstände bedingt, welche bei Versuchen im Laboratorium kaum hinlänglich angenähert hergestellt

werden könnten. Der hier passende, einstweilen ganz unbekannte Werth dieses Coefficienten ist deshalb wohl nur durch Beobachtungen an Dampfmaschinen genügend festzustellen, indem insbesondere die mittlere Temperatur der Cylinderwand zu messen versucht wird, welche von der Temperaturcurve, somit von  $\mu$  in solcher Weise abhängt, dass daraus umgekehrt unter sonst bekannten Umständen auf  $\mu$  geschlossen werden kann. Wenn übrigens der in Rede stehende Vorgang durch Herabrinnen von Condensationswasser an den Wänden verursacht wird, so müssen liegende und stehende Dampfzylinder, die einen und andern an verschiedenen Stellen sich verschieden verhalten, worauf bei den fraglichen Temperaturmessungen Rücksicht zu nehmen wäre. Hier konnte einstweilen nur ein praktisches Verfahren zur angenäherten Bestimmung des periodischen Wärmeaustausches durch zeitweilig trocken werdende Wandflächen unter Voraussetzung eines bekannten entsprechenden Werthes von  $\mu$  besprochen werden.

#### §. 119. Wärmebewegung in der Wandung eines geheizten Dampfzylinders.

Wenn der Dampfzylinder mit frischem Kesseldampf geheizt ist, dessen Temperatur  $\tau''$ , wenn auch je nach den Verhältnissen der Dampfzuleitung mehr oder weniger kleiner, als die Temperatur im Kessel, doch etwas grösser sein wird, als die Temperatur des in den Cylinder einströmenden Dampfes, um so mehr also grösser ist, als die Mitteltemperatur  $\tau'$  der inneren Wandfläche an irgend einer Stelle, so kann die Temperatur der durch Condensation von Dampf stets feuchten äusseren Wandfläche constant =  $\tau''$  gesetzt werden. Vermöge des Temperaturgefälles =  $\frac{\tau'' - \tau'}{s}$  bei  $s$  Millimeter Wanddicke findet dann durch 1 Quadratmtr. Wandfläche eine Wärmeströmung

$$= \lambda \frac{\tau'' - \tau'}{s} \text{ Cal. in 1 Sek.}$$

normal einwärts statt, oder für eine Umdrehung im Betrage von

$$q = \frac{60}{u} \lambda \frac{\tau'' - \tau'}{s} \text{ Cal.} \dots \dots \dots (1).$$

Während die Mitteltemperatur der Wand des ungeheizten, aber gegen Wärmeverluste nach aussen geschützten Cylinders in jeder Tiefe =  $\tau'$  war, bezw. =  $A_0$  (§. 113, Gl. 9), ist sie jetzt in verschiedenen relativen Tiefen  $\xi$  verschieden, nämlich, wenn  $\sigma$  die relative Wanddicke bedeutet, welche zu  $s$  dasselbe Verhältniss hat, wie  $\xi$  zu der entsprechenden absoluten Tiefe  $x$  (§. 113, Gl. 5),

$$= \tau' + (\tau'' - \tau') \frac{\sigma r}{\sigma} = A_0 + a \frac{\sigma r}{\sigma} \quad (\S. 113),$$

mit  $A_0 = \tau'$  entsprechend:

$$a = \frac{\tau'' - \tau'}{\sigma}.$$

Indem jetzt im Beharrungszustande bei jeder Umdrehung aus 1 Quadratmeter Innenfläche  $q$  Cal. mehr austreten, als durch dieselbe eingetreten waren, muss jedenfalls diese Fläche zeitweilig trocken werden, so dass die Untersuchung der Wärmebewegung mit leicht zu übersehenden Aenderungen gemäss den Erörterungen im vorigen Paragraph geschehen kann. Zeichnet man zunächst die Temperaturcurve der inneren Wandfläche für eine Umdrehung identisch mit derjenigen  $abcd$  (Fig. 104) des im Cylinder auf der betreffenden Kolbenseite befindlichen Dampfes, und bestimmt dazu die Wärmecurve gemäss den §§. 113, 114, also ohne Rücksicht auf den der Heizung entsprechenden Wärmestrom, so ergibt sich daraus die Wärmecurve  $W$  mit Rücksicht auf die Heizung, indem die Ordinaten der Punkte, welche in den mit  $30^\circ, 60^\circ, 90^\circ \dots 360^\circ$  bezeichneten Verticalen (Fig. 104) liegen, bezw. verkleinert werden um

$$\frac{1}{12} q \sqrt{u} \quad \frac{2}{12} q \sqrt{u} \quad \frac{3}{12} q \sqrt{u} \quad \dots \quad q \sqrt{u}.$$

Von dieser Wärmecurve  $W$ , deren Endpunkt in der Verticalen  $360^\circ$  um  $q \sqrt{u}$  tiefer liegt, als der Anfangspunkt in der Verticalen  $0^\circ$ , sei  $chi$  mit dem Scheitelpunkt  $h$  ein Stück; mit Rücksicht auf die Wärmemenge  $= w$ , deren Austritt aus der Wand voraussichtlich durch Verdampfung eines noch vorhandenen Wasserbeschlags vermittelt wird, und in Betreff welcher in Fig. 104 die verticale Strecke  $hk = w \sqrt{u}$  gemacht ist, sei nun wieder  $bi$  nach Schätzung eine Verticale, welche mit Rücksicht auf die entsprechende Aenderung (Verflachung) der Curve  $W$  voraussichtlich dem Augenblicke ungefähr entspricht, in welchem die Wand trocken wird und die Temperaturcurve der inneren Wandfläche sich über diejenige des angrenzenden Dampfes erhebt. Wenn dann das Stück  $bfx$  dieser Temperaturcurve wieder nach Schätzung angenommen und dazu die Wärmecurve ohne Rücksicht auf Heizung bestimmt, ferner aus dieser die neue Wärmecurve  $W'$  nach Obigem durch Verkleinerung der Ordinaten um entsprechende Theile von  $q \sqrt{u}$  abgeleitet wird, so ist hierbei in Betracht zu ziehen, dass  $q$  gemäss obiger Gleichung (1) jetzt kleiner geworden ist, indem  $\tau'$ , früher = dem Mittelwerth der Ordinaten der Curve  $abcd$ , jetzt als Mittelwerth der Ordinaten der neuen Temperaturecurve  $abfxd$  sich vergrössert hat.

Die Prüfung der Wärmecurve  $W'$  insofern, als das Stück  $i'g$  derselben zwischen den Verticalen durch  $b$  und durch  $a$  der Gesetzmässigkeit des Wärmeaustritts aus der trocknen Wand unter den obwaltenden Umständen genügend entsprechen muss, und dass die Tiefe des Punktes  $i'$  unter dem oberen Scheitelpunkte  $h'$  nahe  $= hk$  sein soll, kann wieder ebenso geschehen, wie es im vorigen Paragraph besprochen wurde; die Ausführung in einem bestimmten Falle scheidert freilich auch hier einstweilen an der Unbekanntheit mit dem Werthe, welcher dem dort mit  $\mu$  bezeichneten Coefficienten beizulegen ist.

§. 120. **Berechnung des Abkühlungsverlustes auf Grund vereinfachender Annahmen.**

Nachdem die Erörterungen in den vorhergehenden Paragraphen gezeigt haben, dass die genauere thermodynamische Bestimmung des Wärmeaustausches zwischen dem Betriebsdampfe einer Dampfmaschine und der Cylinderwandung, somit auch des Abkühlungsverlustes ( $= B_1$  pro Hub, bezw.  $= B$  pro Stunde, §. 112) in bestimmten Fällen wegen fehlender experimenteller Grundlagen z. Z. nicht ausführbar ist, jedenfalls aber immer sehr weitläufig und zeitraubend sein würde, während andererseits eine rein empirische Bestimmung (§. 112) mit zu grossen Fehlern verbunden sein kann, dürfte wenigstens einstweilen ein mittleres Verfahren brauchbar sein, durch welches, dem Genauigkeitsgrade der Effectbestimmung ungefähr entsprechend, ein Ausdruck des Abkühlungsverlustes zwar durch mathematische Herleitung, aber auf Grund vereinfachender Annahmen zu bestimmen gesucht wird, vorbehaltlich seiner Controle und Ergänzung durch die praktische Erfahrung.\*

Von der vorhergehenden Entwicklung werde das Gesetz (§. 113, Gl. 17) verwerthet, dass die Wärme  $Q$ , welche während einer gewissen Kurbeldrehung  $\alpha$  in die Wand einströmt, unter sonst gleichen Umständen umgekehrt proportional  $\sqrt{u}$  zu setzen ist, also auch, wenn mit  $z$  die Zeitdauer der Kurbeldrehung  $\alpha$  bezeichnet wird,

$$Q \text{ proportional } \sqrt{z} \text{ oder } dQ \text{ proportional } \frac{dz}{\sqrt{z}}.$$

Wenn dann ausserdem die einströmende Wärme dem Ueberschuss der Dampftemperatur  $\tau_1$  über die mittlere Wandtemperatur  $\tau$ , womit sie

\* Siehe den Aufsatz des Verfassers in der Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1884, S. 293.

natürlich zunimmt, einfach proportional gesetzt wird, so ist die Wärme  $dQ$ , welche während eines Zeitelements  $dt$  vom einströmenden Dampfe an das Element  $dW$  der von ihm berührten Wand abgegeben wird,

$$dQ = \mu (\tau_1 - \tau) \frac{dW}{\sqrt{z}} dt \dots \dots \dots (1),$$

unter  $\mu$  eine erfahrungsmässige Constante, und unter  $z$  die Zeitdauer verstanden, während welcher die Berührung des einströmenden Dampfes mit dem Wandelement  $dW$  bis zum betreffenden Augenblicke stattfand. Dass  $dQ$  mit zunehmender Berührungsdauer abnehmen muss, ergibt sich schon aus der allgemeinen Erwägung, dass damit die Temperatur der inneren Wandschichten bei constanter Temperatur  $\tau_1$  der innersten Schicht zunimmt, somit das Temperaturgefälle abnimmt.

Um nun den Abkühlungsverlust für einen Hub =  $B_1$  Kgr. condensirten Dampfes auf Grund von Gl. (1) vorbehaltlich nachträglicher Besprechung des Abhängigkeitsgesetzes der mittleren Wandtemperatur  $\tau$  zu bestimmen, mögen bei Voraussetzung des Meters als Längeneinheit die folgenden Buchstabenbezeichnungen benutzt werden:

$d$  Durchmesser des Cylinders,

$s$  Länge des Kolbenhubes,

$x$  irgend ein vom Beginn des Hubes an gerechneter Kolbenweg,

$\varphi$  in Bogenmass entsprechender Drehungswinkel der Kurbel,

$t$  entsprechende Zeit in Sekunden,

$s_1$  Füllungshub,

$\varphi_1$  entsprechender Werth von  $\varphi$ ,

$\tau_1$  Temperatur des Füllungsdampfes,

$\tau$  mittlere Temperatur der Cylinderwandung,

$c$  mittlere Kolbengeschwindigkeit,

$\sigma$  ein Coefficient, welcher ausdrückt, in welchem Verhältniss zu Anfang des Hubes die Berührungsfläche zwischen Dampf und gesammter Cylinderwand grösser ist, als das Doppelte des Cylinderquerschnitts, somit ein Coefficient, welcher gemäss §. 115 durchschnittlich ungefähr = 2,5 ist. Ausserdem sei

$r_1$  die der Temperatur  $\tau_1$  entsprechende Verdampfungswärme des Wassers,

$$F = \frac{1}{4} \pi d^2 \text{ der Cylinderquerschnitt,}$$

$$U = \pi d \text{ der Umfang desselben.}$$

Dann ist nach einem Kolbenwege  $x < s_1$  die Summe der Quotienten der vom einströmenden Dampfe berührten Wandflächen durch die Quadrat-

wurzeln der seit dem Hubanfang verfloßenen betreffenden Berührungszeiten

$$= \frac{2 \sigma F}{\sqrt{t}} + \int_0^x \frac{U dx'}{\sqrt{t-t'}}$$

wenn mit  $x'$  ein Kolbenweg  $< x$ , mit  $\varphi'$  und  $t'$  die entsprechenden Werthe von  $\varphi$  und  $t$  bezeichnet werden, so dass  $t - t'$  die Zeit ist, seit welcher im betreffenden Augenblick das im Abstände  $x'$  vom Anfange des Hubes befindliche Ringelement der Cylinderwand vom Kolben überstrichen, also vom einströmenden Dampfe berührt wurde. Wegen

$$x = \frac{s}{2} (1 - \cos \varphi), \text{ also } dx = \frac{s}{2} \sin \varphi d\varphi$$

bei Voraussetzung einfacher Sinusbewegung,

$$\frac{\pi}{2} ct = \frac{s}{2} \varphi, \text{ also } t = \frac{s}{\pi c} \varphi$$

und wegen analoger Beziehungen zwischen  $x'$ ,  $\varphi'$ ,  $t'$  ist die obige Quotientensumme auch

$$\begin{aligned} &= \frac{2 \sigma F}{\sqrt{t}} + U \frac{s}{2} \sqrt{\frac{\pi c}{s}} \int_0^\varphi \frac{\sin \varphi' d\varphi'}{\sqrt{\varphi - \varphi'}} \\ &= \frac{2 \sigma F}{\sqrt{t}} + \frac{U}{2} \sqrt{\pi c s} \cdot \Phi \end{aligned}$$

mit der Bezeichnung

$$\Phi = \int_0^\varphi \frac{\sin \varphi' d\varphi'}{\sqrt{\varphi - \varphi'}} \dots \dots \dots (2).$$

Gemäss dem zugrunde gelegten Gesetze (1) ist nun der im Zeitelement  $dt$  condensirte Gewichtstheil des Füllungsdampfes:

$$dB_1 = \mu \frac{\tau_1 - \tau}{r_1} \left( \frac{2 \sigma F}{\sqrt{t}} + \frac{U}{2} \sqrt{\pi c s} \cdot \Phi \right) dt$$

oder mit Rücksicht auf die Beziehung zwischen  $t$  und  $\varphi$ :

$$\begin{aligned} dB_1 &= \mu \frac{\tau_1 - \tau}{r_1} \left( \sqrt{\frac{s}{\pi c}} \frac{2 \sigma F}{\sqrt{\varphi}} + \frac{s}{\pi c} \frac{U}{2} \sqrt{\pi c s} \cdot \Phi \right) d\varphi \\ &= \mu \frac{\tau_1 - \tau}{r_1} \sqrt{\frac{s}{\pi c}} \left( 4 \sigma F \cdot d\sqrt{\varphi} + \frac{sU}{2} \Phi d\varphi \right) \end{aligned}$$

oder mit Rücksicht auf die Bedeutungen von  $F$  und  $U$ :

$$dB_1 = \mu \frac{\tau_1 - \tau}{r_1} d^2 \sqrt{\frac{\pi s}{c}} \left( \sigma \cdot d \sqrt{\varphi} + \frac{1}{2} \frac{s}{d} \Phi d\varphi \right).$$

Hieraus ergibt sich durch Integration für das bei einem einfachen Kolbenhub während der Einströmung condensirte Dampfgewicht der Ausdruck:

$$B_1 = \int_0^{\varphi_1} dB_1 = \mu \frac{\tau_1 - \tau}{r_1} d^2 \sqrt{\frac{\pi s}{c}} \varphi_1 \left[ \sigma + \frac{s}{d} f(\varphi_1) \right] \dots \dots (3)$$

mit

$$f(\varphi_1) = \frac{1}{2\sqrt{\varphi_1}} \int_0^{\varphi_1} \Phi d\varphi \dots \dots \dots (4).$$

Zur Bestimmung dieser Function  $f(\varphi_1)$  ist zuerst das mit  $\Phi$  bezeichnete Integral (2) zu entwickeln. Setzt man dazu für  $\sin \varphi'$  die bekannte Reihe:

$$\sin \varphi' = \varphi' - \frac{\varphi'^3}{3!} + \frac{\varphi'^5}{5!} - \dots$$

mit den Bezeichnungen

$$3! = 1 \cdot 2 \cdot 3, \quad 5! = 1 \cdot 2 \cdot 3 \cdot 4 \cdot 5 \text{ u. s. f.}$$

und bezeichnet man ferner das Integral

$$\int_0^{\varphi} \frac{\varphi'^m d\varphi'}{\sqrt{\varphi - \varphi'}} \text{ mit } J_m,$$

so ist

$$\Phi = J_1 - \frac{J_3}{3!} + \frac{J_5}{5!} - \dots \dots \dots (5).$$

Die Integrale  $J$ , auf welche somit  $\Phi$  zurückzuführen ist, haben die Form:

$$\int_0^a \frac{x^m dx}{\sqrt{a-x}}.$$

Es ist aber

$$\begin{aligned} \int \frac{x^m dx}{\sqrt{a-x}} &= -2 \int x^m \cdot d\sqrt{a-x} \\ &= -2 x^m \sqrt{a-x} + 2m \int x^{m-1} dx \sqrt{a-x} \\ &= -2 x^m \sqrt{a-x} + 2ma \int \frac{x^{m-1} dx}{\sqrt{a-x}} - 2m \int \frac{x^m dx}{\sqrt{a-x}} \\ &= -\frac{2}{2m+1} x^m \sqrt{a-x} + \frac{2ma}{2m+1} \int \frac{x^{m-1} dx}{\sqrt{a-x}}. \end{aligned}$$

Das erste Glied auf der rechten Seite ist = 0 für  $x = 0$  und für  $x = a$ ; somit ist

$$\int_0^a \frac{x^m dx}{\sqrt{a-x}} = \frac{2ma}{2m+1} \int_0^a \frac{x^{m-1} dx}{\sqrt{a-x}} \dots \dots \dots (6)$$

und bei wiederholter Anwendung des in dieser Reductionsformel liegenden Gesetzes:

$$\int_0^a \frac{x^m dx}{\sqrt{a-x}} = \frac{2ma}{2m+1} \cdot \frac{2(m-1)a}{2(m-1)+1} \int_0^a \frac{x^{m-2} dx}{\sqrt{a-x}},$$

somit auch bei Vertauschung von  $a$  mit  $\varphi$ ,  $x$  mit  $\varphi'$ :

$$J_m = \frac{4(m-1)m}{(2m-1)(2m+1)} \varphi^2 J_{m-2} \dots \dots \dots (7).$$

Hiernach können alle in (5) vorkommenden Integrale  $J_3, J_5, J_7 \dots$  auf das erste  $J_1$  zurückgeführt werden, für welches sich aus (6) ergibt:

$$J_1 = \frac{2}{3} \varphi \int_0^\varphi \frac{d\varphi'}{\sqrt{\varphi - \varphi'}} = \frac{4}{3} \varphi \sqrt{\varphi}.$$

Damit folgt nach einander aus (7):

$$J_3 = \frac{4 \cdot 2 \cdot 3}{5 \cdot 7} \varphi^2 J_1 = \frac{4^2 \cdot 3!}{3 \cdot 5 \cdot 7} \varphi^3 \sqrt{\varphi}$$

$$J_5 = \frac{4 \cdot 4 \cdot 5}{9 \cdot 11} \varphi^2 J_3 = \frac{4^3 \cdot 5!}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11} \varphi^5 \sqrt{\varphi} \text{ u. s. w.,}$$

damit aus (5):

$$\Psi = \frac{4}{3} \varphi \sqrt{\varphi} - \frac{4^2}{3 \cdot 5 \cdot 7} \varphi^3 \sqrt{\varphi} + \frac{4^3}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11} \varphi^5 \sqrt{\varphi} - \dots$$

$$\int_0^{\varphi_1} \Psi d\varphi = \frac{4}{3} \cdot \frac{2}{5} \varphi_1^2 \sqrt{\varphi_1} - \frac{4^2}{3 \cdot 5 \cdot 7} \cdot \frac{2}{9} \varphi_1^4 \sqrt{\varphi_1} + \frac{4^3}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11} \cdot \frac{2}{13} \varphi_1^6 \sqrt{\varphi_1} - \dots$$

und endlich gemäss (4):

$$f(\varphi_1) = \frac{(2\varphi_1)^2}{3 \cdot 5} - \frac{(2\varphi_1)^4}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9} + \frac{(2\varphi_1)^6}{3 \cdot 5 \cdot 7 \cdot 9 \cdot 11 \cdot 13} - \dots \dots (8).$$

$$= \frac{2!}{5!} (4\varphi_1)^2 - \frac{4!}{9!} (4\varphi_1)^4 + \frac{6!}{13!} (4\varphi_1)^6 - \dots \dots \dots (9).$$

Die letzte Form (9) der Reihe, deren Bildungsgesetz ebenso wie das der andern (8) deutlich erkennbar ist, ist für die Berechnung am geschicktesten mit Hülfe einer Tabelle der Fakultäten  $n!$ , bzw. ihrer Logarithmen.

Nachstehend sind einige Werthe von  $f(\varphi_1)$  mit entsprechenden Werthen von  $\varphi_1$  (in Gradmass und in Bogenmass) und der zugehörigen Füllungsgrade

$$e_1 = \frac{s_1}{s} = \frac{1}{2} (1 - \cos \varphi_1)$$

zusammengestellt.

$\varphi_1^\circ$	$\varphi_1$	$e_1$	$f(\varphi_1)$	$\varphi_1^\circ$	$\varphi_1$	$e_1$	$f(\varphi_1)$
30°	0,5236	0,067	0,0715	60°	1,0472	0,250	0,2727
35°	0,6109	0,090	0,0972	65°	1,1345	0,289	0,3161
40°	0,6981	0,117	0,1260	70°	1,2217	0,329	0,3618
45°	0,7854	0,146	0,1582	80°	1,3963	0,413	0,4589
50°	0,8727	0,179	0,1935	90°	1,5708	0,500	0,5617
55°	0,9599	0,213	0,2317				

Die Benutzung von Gl. (3) erfordert noch angemessene Annahmen von  $\mu$  und der mittleren Wandtemperatur  $\tau$ , während die übrigen darin vorkommenden Buchstabengrößen ohne weiteres gegeben sind oder, wie insbesondere  $\sigma$ , mit hinlänglicher Annäherung den Umständen des betreffenden Falles angepasst werden können. In Betreff dieser Temperatur  $\tau$  dürfte die von Werner\* aufgestellte empirische Formel:

$$\tau_1 - \tau = \frac{\tau_1 - \tau_2}{1 + \lambda} \frac{\pi}{\varphi_1 + \pi} \dots \dots \dots (10),$$

in welcher  $\tau_2$  die Temperatur des ausströmenden Dampfes bedeutet, so passend sein, wie es bei ihrer Einfachheit überhaupt erwartet werden kann, obschon der Coefficient  $\lambda$ , welcher je nach der Vollkommenheit der Ummantelung zwischen 0 und 1 angenommen werden soll, sehr willkürlich bleibt. Für einen Cylinder ohne Dampfmantel wäre danach mit  $\lambda = 0$  bei verschwindend kleiner Füllung ( $\varphi_1 = 0$ ):

$$\tau_1 - \tau = \tau_1 - \tau_2, \text{ also } \tau = \tau_2$$

und bei vollständiger Füllung ( $\varphi_1 = \pi$ ):

$$\tau_1 - \tau = \frac{\tau_1 - \tau_2}{2}, \text{ also } \tau = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2};$$

für einen vollkommen (einschliesslich Deckel) ummantelten Cylinder mit  $\lambda = 1$  bei verschwindend kleiner Füllung ( $\varphi_1 = 0$ ):

$$\tau_1 - \tau = \frac{\tau_1 - \tau_2}{2}, \text{ also } \tau = \frac{\tau_1 + \tau_2}{2}$$

und bei vollständiger Füllung ( $\varphi_1 = \pi$ ):

\* Zeitschrift des Vereins deutscher Ingenieure, 1883, S. 267.

$$\tau_1 - \tau = \frac{\tau_1 - \tau_2}{4}, \text{ also } \tau = \frac{3\tau_1 + \tau_2}{4}.$$

Uebrigens dürfte auch bei möglichst vollkommener Heizung des Cylinders (einschliesslich Deckel) mit frischem Dampf  $\lambda < 1$  anzunehmen sein, bei Heizung mit Ausschluss der Deckel  $\lambda < 0,5$  gemäss der Bemerkung zu Ende von §. 115.

Die Coefficienten  $\mu$  und  $\lambda$  sind zu bestimmen durch Vergleichung von Gl. (3) mit den Ergebnissen von Versuchen mit Dampfmaschinen bei verschiedenen Werthen von  $d, s, c, \varphi_1$  und bei verschiedenen Arten der Umantelung des Cylinders. Es lässt sich übrigens erwarten, dass ein ungefährr zutreffender Werth von  $u$  schon gewonnen wird durch Vergleichung jener Gleichung (3) mit der Hrabák'schen empirischen Formel (3), §. 112, bei Voraussetzung einer Maschine mit einem ungeheizten Cylinder ( $\lambda = 0$ ). Es werde z. B. angenommen:

$c_1 = 0,25$  entsprechend  $\varphi_1 = 60^0$ , ferner  $c = 3, \sigma = 2,5$   
und dabei 1) für eine Auspuffmaschine:

$$d = 0,5 \quad s = 1 \quad p_1 = 6 \quad \text{entsprechend } \tau_1 = 159,2$$

$$p_2 = 1,2 \quad \text{entsprechend } \tau_2 = 105,2$$

2) für eine Maschine mit Condensation:

$$d = 1 \quad s = 2 \quad p_1 = 4 \quad \text{entsprechend } \tau_1 = 144$$

$$p_2 = 0,2 \quad \text{entsprechend } \tau_2 = 60,5.$$

Dann folgt aus (10):

$$\tau_1 - \tau = 32,4 \quad \text{und} \quad = 50,1;$$

damit aus (3) mit Rücksicht auf obige Tabelle hinsichtlich  $f(\varphi_1)$ :

$$B_1 = 0,0523 \mu \quad \text{und} \quad = 0,451 \mu \text{ Kgr.},$$

also der stündliche Abkühlungsverlust

$$B = \frac{3600 c}{s} = 565 \mu \quad \text{und} \quad = 2435 \mu \text{ Kgr.},$$

während nach (3) im §. 112 mit  $m = 0,05$  und  $\beta = 450$

$$B = 486 \text{ bzw. } = 1539 \text{ Kgr.}$$

wäre, entsprechend  $\mu = 0,86$  bzw.  $= 0,63$ . Diese Verschiedenheit der sich ergebenden Werthe von  $\mu$  ist bei der erheblichen Formverschiedenheit der verglichenen Beziehungen nicht auffallend. Es lässt sich aber wohl erwarten, dass schon mit einem aus noch mehr solchen Vergleichen abgeleiteten Mittelwerth von  $\mu$ , wenn ausserdem bei Heizung nur des Cylindermantels etwa  $\lambda = 0,2$  bis  $0,3$  und bei Heizung auch der Deckel etwa  $\lambda = 0,6$  bis  $0,8$  gesetzt wird, der Abkühlungsverlust durch die hier

entwickelte halb theoretische Gleichung (3) im Allgemeinen zutreffender, als durch vollkommen empirische Formeln gefunden wird.

Bei Mehrcylindermaschinen sind die Buchstabengrößen in den Gleichungen (3) und (10) auf den Hochdruckcylinder zu beziehen, in welchen der Dampf zuerst einströmt; dasselbe galt bezüglich des Ausdrucks (2), §. 112, für den stündlichen nutzbaren Dampfverbrauch  $A$ , nämlich, wenn daselbst  $F$  in Quadratmetern ausgedrückt und  $= 10000 \frac{\pi}{4} d^2$  gesetzt wird, in der Gleichung:

$$A = 3600 \frac{\pi}{4} d^2 c \left[ e_1 + m \left( 1 - \frac{pc}{p_1} \right) \right] \gamma_1 \text{ Kgr.},$$

gemäss welcher  $A$  nahe proportional  $d^2 c e_1 \gamma_1$  ist. Vergleicht man damit den stündlichen Abkühlungsverlust  $= B$  Kgr., nämlich nach (3) und (10):

$$B = \frac{3600c}{s} B_1 = 3600 \mu \frac{\tau_1 - \tau_2}{(1 + \lambda) r_1} \frac{\pi}{\varphi_1 + \pi} d^2 \sqrt{\frac{\pi c}{s}} \varphi_1 \left[ \sigma + \frac{s}{d} f(\varphi_1) \right],$$

so ergibt sich der verhältnissmässige Abkühlungsverlust unter gewissen Umständen in Betreff der etwa vorhandenen Heizung des Cylinders, sowie in Betreff des Zustandes des einströmenden Dampfes, also für gegebene Werthe von  $\lambda$ ,  $\gamma_1$  und  $r_1$  angenähert:

$$\frac{B}{A} = C \frac{\tau_1 - \tau_2}{\sqrt{cs}} \frac{\sqrt{\varphi_1} \left[ \sigma + \frac{s}{d} f(\varphi_1) \right]}{e_1 (\varphi_1 + \pi)} \dots \dots \dots (11),$$

unter  $C$  eine Constante verstanden. Der letzte Factor dieses Ausdrucks bringt die Abhängigkeit vom Füllungsgrade ( $e_1$  oder  $\varphi_1$ ) zum Ausdruck, sofern bei den gewöhnlich vorkommenden Füllungen  $e_1 < 0,5$  ( $\varphi_1 < 90^\circ$ ) in der Summe

$$\sigma + \frac{s}{d} f(\varphi_1)$$

der erste Bestandtheil  $\sigma$  von hinlänglich überwiegender Grösse ist, um für  $\frac{s}{d}$  hier näherungsweise einen Mittelwerth, etwa  $= 2$  setzen zu dürfen. Dann findet man z. B. mit  $\sigma = 2,5$ :

$\frac{\sqrt{\frac{\varphi_1}{\pi}} [2,5 + 2 f(\varphi_1)]}{e_1 \left( \frac{\varphi_1}{\pi} + 1 \right)}$	= 13,8	7,72	5,27	3,42
für $\varphi_1 = 30^\circ$		45 <sup>0</sup>	60 <sup>0</sup>	90 <sup>0</sup>
also $\frac{\varphi_1}{\pi} = \frac{1}{6}$		$\frac{1}{4}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{2}$

Bei Füllungen  $< 0,5$  nimmt also der verhältnissmässige Abkühlungsverlust mit wachsender Füllung ab, wie schon besonders wegen des überwiegenden Einflusses der Abkühlungsflächen vom Deckeltypus zu erwarten war. Ausserdem ist er um so kleiner, je grösser unter sonst gleichen Umständen die mittlere Kolbengeschwindigkeit  $c$  und die Hublänge  $s$ , nämlich nahe umgekehrt proportional  $\sqrt{cs}$ . Bei Mehrcylindermaschinen ist er endlich kleiner, als bei Eincylindermaschinen, sowohl wegen grösserer Füllung des Hochdruckcylinders, als wegen höherer Temperatur  $\tau_2$  des aus demselben ausströmenden Dampfes.

## II. Luftmotoren.

### §. 121. Einleitende Bemerkungen.

Als Luftmotor wird hier ein Wärmemotor bezeichnet, dessen Arbeitsflüssigkeit (§. 60), wenn auch nicht immer atmosphärische Luft, doch eine solche luftförmige Flüssigkeit ist, welche mit hinlänglicher Annäherung als dem Mariotte'schen und dem Gay-Lussac'schen Gesetze unterworfen betrachtet werden kann, entsprechend der Zustandsgleichung  $pv = RT$ . Wie gemäss §. 60 Wärmemotoren überhaupt, können insbesondere die Luftmotoren eine offene oder geschlossene Feuerung haben, und im ersten Falle, in welchem die Arbeitsflüssigkeit stets atmosphärische Luft ist, selbst offene oder geschlossene Maschinen sein, während im zweiten Falle die Maschine stets offen ist. Luftmotoren der letzteren Art, bei welchen die Arbeitsflüssigkeit ein Gemisch von gasförmigen Verbrennungsproducten mit überschüssiger atmosphärischer Luft ist, pflegen als Feuerluftmaschinen bezeichnet zu werden.

Im Gegensatz zu Dampfmaschinen, bei welchen der dem Gewinn von Arbeit aus Wärme zugrunde liegende Kreisprocess der Arbeitsflüssigkeit wenig Verschiedenheiten zeigt und dem idealen oder Carnot'schen Processe (§. 61), entsprechend einer aus zwei Isothermen und zwei Adiabaten bestehenden Zustandcurve, stets nahe kommt, ist bei Luftmotoren solcher Kreisprocess von sehr verschiedener Art. Auf die Eigenthümlichkeiten dieser verschiedenen Kreisprocesse und auf ihre Folgen bezüglich der Wärmeausnutzung, sowie auf die Art und beschränkte Vollkommenheit ihrer Verwirklichung durch die Anordnung der Maschine hat sich hier die theoretische Erörterung vorzugsweise zu erstrecken.