Badische Landesbibliothek Karlsruhe

Digitale Sammlung der Badischen Landesbibliothek Karlsruhe

Der Maschinenbau

Redtenbacher, Ferdinand

Mannheim, 1863

Zweiter Theil.

urn:nbn:de:bsz:31-270981

Visual Library

II. Theil.

DIE WÄRME

UND

DEREN TECHNISCHE BENUTZUNG.

VIERTER ABSCHNITT.

Mechanistische Wärmetheorie.

Die Wärmelehre der Physiker. Die Physiker haben die Erscheinungen und Wirkungen, welche die Wärme hervorbringt, nach allen Seiten hin durch Beobachtungen und Experimente verfolgt. Sie haben diese Erscheinungen und Wirkungen auch der Quantität nach bestimmt, so dass wir nun ein ganzes Heer von Zahlen besitzen, durch welche die Wärmewirkungen gemessen werden können. Auch fehlt es nicht an einer reichhaltigen Nomenklatur zur Benennung all der verschiedenen charakteristischen Vorgänge. Allein die Anschauungen und Begriffe fehlen in dieser Wärmelehre der Physiker gänzlich. Ihre Benennungen sind nur Schalle, bei denen man sich nichts vorzustellen weiss. Man spricht von Temperatur, Wärmecapazität, von fühlbarer oder gebundener oder latenter Wärme, von Wärmeleitung und Wärmestrahlung, von Reflektion und Brechung der strahlenden Wärme, von Emission und Absorbtion, von Transmission und Zerstreuung, von Polarisation, Interferenz und Beugung u. s. f., endlich spricht man in neuerer Zeit vielfach den Satz aus, Wärme sei Arbeit und einer Wärmeeinheit entspreche ein mechanisches Aquivalent von so und so viel Kilogrammmetern. Allein all diese Benennungen deuten nur auf gewisse äussere Erscheinungen hin, die man durch gewisse Operationen hervorrufen kann; über das innere Wesen dessen, was diese Vorgänge bedingt, ist damit nicht das Geringste ausgesprochen. Kurz, die Wärmelehre der Physiker steht noch ganz im Gebiet der Empirie und Induktion, befriedigt daher eben so wenig in wissenschaftlicher Hinsicht, als für die praktisch-technischen Bedürfnisse. Man ist in einer misslichen Lage, wenn man es mit einem ganz unbekannten Naturwesen zu thun hat, wenn man es beherrschen und für wissenschaftliche wie praktische Zwecke nutzbar machen will. Man steht diesem verborgenen Wesen gedankenlos gegenüber oder bildet sich ganz unrichtige Vorstellungen, wie z. B. die ist, dass man bis auf die neueste Zeit geglaubt hat, dass durch die Dampfkraft die Wärme äusserst vollkommen benützt würde, und dass es sich nur noch darum handle, diese Minima's von Unvollkommenheiten, mit welchen diese Dampfmaschinen noch behaftet sind, zu beseitigen. Mit der alten Wärmelehre der Physiker steht man der calorischen Maschine so unwissend gegenüber, dass man gar keine Ahnung hat, wo das hinaus soll, nach was man streben soll. Wir können aber die Benützung der Wärme nicht aufschieben, bis die Physiker eine richtige Theorie der Wärme werden aufgefunden haben, sondern müssen uns behelfen, durch alle Mittel, die uns zu fördern im Stande sind.

Dieses theils wissenschaftliche, theils praktische Bedürfniss hat mich vor mehr als 20 Jahren angeregt, mir über das Wesen der Wärme eine bestimmte Anschauung zu bilden, die als leitender Gedanke oder als Hypothese dienen könnte, zur Erklärung der Wärmeerscheinungen, zum Verständniss und zur Verarbeitung des Thatsachen-Materials über die Wärme.

Die ersten Anfänge meiner Anschauung über das Wesen der Wärme habe ich vor 15 Jahren in einem Kreise eines wissenschaftlichen Vereins mitgetheilt. Etwas weiter fortgebildet ist dieselbe in meinem Werke dargestellt, das den Titel „Dynamidensystem" führt. Einlässlicher will ich nun noch in Folgendem diesen Gegenstand behandeln, um für die technische Benutzung der Wärme ein leitendes Prinzip zu gewinnen.

Die Aethermedien. Meine Wärmetheorie beruht auf der atomistischen Anschauung, welche ich in den Prinzipien der Mechanik und in dem Werke über die Dynamiden erklärt habe. Nach dieser Anschauung bestehen alle Körpersubstanzen theils aus Körperatomen, theils aus Aetheratomen. Ich nehme an, dass die chemisch einfachen Stoffe kleine Körperchen enthalten (Atome), die wohl theilbar sein mögen, die man aber bis jetzt noch nicht zu theilen vermochte, die sich also bei allen physikalischen, chemischen und mechanistischen Vorgängen wie untheilbare Einheiten verhalten. Diese Atome sind träg, unterliegen der Kraft der Schwere und ziehen sich wechselseitig mit Kräften an, die nur in ganz unmessbar kleinen Entfernungen der Atome eine grosse Energie zeigen. Die Kräfte, mit welchen sich gleichartige Atome anziehen, nenne ich physikalische Anziehung; die Anziehungskräfte zwischen heterogenen Atomen, chemische Anziehung oder chemische Affinität.

Der Aether besteht aus Atomen, die noch viel kleiner sind als die Körperatome. Die Aetheratome sind träge, aber nicht schwer. Sie stossen sich wechselseitig ab, werden aber von den Körperatomen angezogen, und zwar mag jede besondere Art von Körperatomen gegen den Aether eine spezifische Anziehung äussern.

Im freien Weltraum, wie auch in einem sogenannten leeren Raum ist nur Aether enthalten, und zwar gleichmässig nach allen Richtungen verbreitet. Im Weltraum und im leeren Raum der Luftpumpen-Glasglocke ist die Dichte des Aethers überall gleich gross. Anders verhält es sich mit den Körpersubstanzen. Durch die Anziehung der Körperatome gegen den Aether wird derselbe um die Körperatome konzentrirt, kann also die Dichte nicht überall gleich bleiben, sondern sie muss an der Oberfläche eines Körperatoms gross, in der Mitte zwischen zwei benachbarten Atomen klein sein. Ist die Entfernung der Körperatome sehr gross, wie bei den Gasen, so werden sich um die Körper atmosphärenartige Aetherhüllen bilden, und die Räume zwischen den Hüllen werden kaum mehr Aether enthalten, als überhaupt im freien Raum enthalten ist. Ein Körperatom und die dasselbe umgebende Aetherhülle nenne ich eine Dynamide, und eine aus Dynamiden bestehende Substanz ein Dynamidensystem. Auch kann man die Anordnung des Aethers in ein solches Dynamidensystem eine dynamidische Anordnung nennen. Die Gase haben also wahrscheinlich dynamidisch angeordneten Aether.

Ist die Distanz der Atome im Vergleich zu ihren Dimensionen klein, so werden sich keine eigentlichen Aetherhüllen bilden, sondern die Dichte des Aethers wird sich von der Oberfläche eines Körperatoms an bis zum nächsten Atom hin stetig ändern. Ein solches Arrangement kann man ein periodisches nennen. Wir haben also 1) freien Aether, 2) dynamidischen Aether, 3) periodisch angeordneten Aether. Der letztere entspricht wahrscheinlich den dichten und festen Körpern. Ist der feste Körper homogen, aber nicht krystalisirt, so ist die mittlere Entfernung zweier benachbarter Atome überall und nach allen Richtungen gleich gross, ist demnach nach allen Richtungen einerlei Elastizität und einerlei Aetherdichte. Ist die Substanz krystalisirt, so sind die Atome regelmässig gruppirt und sind es auch die Aetherhüllen oder Aethergruppen. Im tessularischen Krystallsystem sind die Körperatome nach allen Richtungen gleich dicht vertheilt. Im rhomboedrischen, pyramidalen und in den vier prismatischen Systemen ist die Dichte der Nebeneinandergruppirung der Atome nach verschiedenen Richtungen verschieden, und ist es folglich auch die Aethervertheilung.

Bewegungszustände im Aether. Der Gleichgewichtszustand einer aus Körper- und Aetheratomen bestehenden Substanz beruht nicht in einem inaktiven Nebeneinandergestelltsein der Körper- und Aetheratome, sondern das ruhige Bestehen der Substanz beruht auf einem stabilen Gleichgewichtszustand, in welchem jedes Atom seinen Ort und seine Lage in der Art zu behaupten strebt, dass eine gewisse Kraftäusserung nothwendig ist, um es aus seiner Position zu verschieben oder aus seiner Lage abzulenken, und dass es wiederum mit einer gewissen Energie in seine Gleichgewichtslage zurückzukehren strebt, so wie die äussere Kraft beseitigt wird. Wird dieser Gleichgewichtszustand gestört, so können möglicher Weise sehr verschiedene Bewegungszustände eintreten; theils in den Körperatomen, theils in den Aetheratomen. Durch sehr heftige äussere Einwirkungen kann der stabile Gleichgewichtszustand gänzlich aufgehoben werden, und dann entstehen Durcheinanderwirbelungen und Fluthungen der Atome, Auflösungen der Dynamiden und Moleküle, und dieser tumultuarische Zustand dauert so lange fort, bis wiederum Gleichgewichtszustände irgend einer Art eintreten. Durch minder heftige Einwirkungen wird dagegen der stabile Gleichgewichtszustand nicht gänzlich aufgehoben, sondern es treten nur schwingende Bewegungen der Atome um ihre Gleichgewichtspositionen herum ein.

Da wir voraussetzen, dass die Masse des Aethers einer Hülle gegen die Masse eines Körperatoms verschwindend klein ist, so werden bei schwächeren Gleichgewichtsstörungen in der Regel entweder nur die Aetheratome oder nur die Körperatome, nicht aber beide zugleich in lebhafte Bewegungen gerathen. Werden die Körperatome erschüttert, so werden zwar auch die Aetherhüllen von den Körperatomen mit fortgerissen, allein so lange der Aether nur so langsam schwingt, als die Körperatome in der Regel schwingen, kann derselbe auf unsere Sinne keine merkbare Empfindung erwecken. Wird der Aether erschüttert, so werden auch die Körperatome zu Bewegungen angeregt, allein diese Aetherschwingungen geschehen viel zu rasch, um von den Körperatomen nachgeahmt werden zu können. Daraus folgt, dass man sich oftmals erlauben darf, wenn Aetherschwingungen angeregt werden, die Körperatome, und wenn Körperatomschwingungen hervorgerufen werden, die Aetheratome als ruhend zu betrachten, wodurch die Betrachtung der dynamischen Zustände eines Doppelmediums sehr erleichtert wird. Wir werden in der Folge die Körperatome als ruhend betrachten, wenn nicht das Gegentheil ausdrücklich ausgesprochen wird. Die Bewegungen des Aethers können sein: 1) fortlaufende Wellenbewegungen, ähnlich wie der Schall oder die Wasserwellen; 2) relative Bewegungen der Aetheratome gegen die Körperkerne. Diese letzteren können wiederum verschieden sein, und zwar a) verworrene Durcheinanderwirbelungen der Aetheratome einer Aetherhülle, b) radiale Schwingungen aller Aetheratome einer Aetherhülle gegen die Körperkerne, c) Rotationen der Aetherhüllen um die Kerne, d) Hin- und Herschwingungen der Aetherhüllen. Auf diesen verschiedenen Schwingungsweisen beruhen nach unserer Ansicht die Erscheinungen der sogenannten Imponderabilien; doch wollen wir uns hier in die Verfolgung dieser Ansicht nicht einlassen.

Es scheint, dass unter gewissen Umständen jede dieser Bewegungsweisen in jede andere übergehen kann, so dass also aus jedem dynamischen Zustand unter gewissen Bedingungen und Verhältnissen jeder andere dynamische Zustand entstehen kann, wobei aber der Anregungszustand entweder ganz verschwindet, oder doch geschwächt wird. Diese Umwandlung der dynamischen Zustände wollen wir die dynamische Metamorphose nennen. Diese allgemeinen Andeutungen über die statischen und dynamischen Zustände der Aethermedien genügen für die Verfolgung der Zwecke, die wir im Auge haben, und wir gehen nun zur Feststellung der Grundbegriffe über die Wärme über.

Temperatur. Im vollkommenen Gleichgewichtszustande mit sich selbst und mit den Körperatomen erscheint der Aether nur als der Träger eines repulsiven Prinzips. In diesem Ruhezustand können wir die Existenz des Aethers durch unsere Nerven nicht empfinden. Befindet sich dagegen der Aether in einem raschen Schwingungszustand und geht dieser in den Aether unserer Nerven über, so bringt dies eine gewisse Empfindung hervor, ähnlich wie die Luftschwingungen, wenn sie in das Gehörorgan übergehen, die Empfindung von Schall oder Ton erwecken.

Wir nehmen nun an, dass wir die Empfindung von Wärme haben, wenn der Aether unserer Nerven in der Weise schwingt, dass die Aetheratome der Aetherhüllen radiale Schwingungen gegen die Körperatome machen. Ob diese Annahme naturgemäss ist oder nicht, wird sich herausstellen, wenn es uns gelingt, die thatsächlichen Erscheinungen und Wirkungen der Wärme auf ungezwungene Weise zu erklären. Die Veranlassung zu dieser Annahme, dass die Wärme durch radiale Schwingungen des Aethers in den

Hüllen hervorgerufen wird, werden wir in der Folge besprechen, wenn von der Ausdehnung durch die Wärme die Rede sein wird. Da es uns nicht um die subjektiven Wirkungen der Wärme, sondern um die objektiven Ursachen zu thun ist, durch welche Wärmewirkungen hervorgebracht werden, so wollen wir festsetzen, dass an einem gewissen Ort irgend eines empfindenden oder nicht empfindenden Körpers Wärme vorhanden ist, wenn an diesem Ort Dynamiden vorhanden sind, deren Aether radiale Schwingungen macht. Wärme und Aether verhalten sich also zu einander wie Ton und Luft. Schwingende Luft ist Ton. Radiale Schwingungen des Aethers in der Dynamide ist Wärme. Man muss sich wohl hüten, das, was diese Schwingung hervorgerufen hat, mit der Schwingung selbst zu verwechseln. Eine solche radiale Schwingung des Aethers kann möglicher Weise durch einen Hammerschlag oder durch irgend einen beliebigen Vorgang hervorgerufen werden. Der Hammerschlag als solcher ist nicht Wärme, sondern ruft nur Schwingungen hervor, die Wärmewirkung erzeugen. Wenn wir also mit unserer Hand einen Körper befühlen und die Empfindung von Wärme erhalten, so ist es eigentlich ein Fehlschluss, wenn wir unbedingt sagen, der Körper selbst sei warm. Es könnte ja sein, dass in den Dynamiden dieses Körpers keine radialen Schwingungen, sondern dynamische Zustände anderer Art vorhanden wären, die jedoch in den Dynamiden unserer Nerven radiale Schwingungen hervorzurufen vermöchten. Den erwärmten Zustand eines Körpers können wir also mit voller Sicherheit nicht durch das Gefühl erkennen, sondern, wie wir in der Folge sehen werden, durch die Ausdehnung, die in den Körpern in Folge des erwärmten Zustandes eintritt.

Es ist nun die Frage, wodurch die Intensität eines erwärmten Zustandes, d. h. wodurch die Temperatur gemessen werden muss. Es ist natürlich, dass diese nach der Intensität des Schwingungszustandes bestimmt werden muss, dass also diese Temperatur eine Funktion der Schwingungsgeschwindigkeit ist. Um diese Funktion ausfindig zu machen, habe ich verschiedene Annahmen versucht, von denen jedoch nur Eine zu Folgerungen geführt hat, die mit den Thatsachen im Einklange sind. Diese Eine Annahme ist, dass die Temperatur durch den mittleren Werth der lebendigen Kraft eines Aetheratoms gemessen werden soll.

Nennen wir also μ die Masse eines Aetheratoms, u^2 den wahren mittleren Werth des Quadrates der Schwingungsgeschwindigkeit eines Atoms, T die Temperatur, welche diesem Schwingungszustand entspricht, f eine gewisse konstante Zahl, deren Bedeutung sich später ergeben wird, so können wir setzen:

$$f\,T = \mu\, u^2 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Für $T = 1$ wird $f = \mu\, u^2$, d. h. die Constante f bedeutet diejenige lebendige Kraft, die der Einheit der Temperatur entspricht.

Den mittleren Werth von u^2 würde man finden, wenn man die totale in der Aetherhülle enthaltene lebendige Kraft durch die Masse aller Aetheratome einer Hülle dividirte.

Um die dem Schwingungszustand entsprechende Temperatur nach Graden einer gewöhnlichen Thermometerskala auszudrücken, muss der Ausdruck (1) modifizirt werden.

Nennen wir t die der Schwingungsgeschwindigkeit u entsprechende Temperatur nach dem hunderttheiligen Thermometer, u_0 die dem Nullpunkt dieses Thermometers entsprechende Schwingungsgeschwindigkeit, so ist zu setzen:

$$f\,t = \mu\,(u^2 - u_0^2) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Wir haben schon Seite 241 erwähnt, dass der Aether in den Hüllen vier verschiedene dynamische Zustände haben kann, 1) verworrene Durcheinanderwirbelungen der Aetheratome, 2) radiale Schwingungen, 3) Rotationen der Aetherhüllen um die Kerne, 4) Hin- und Herpendelungen der Hüllen. Es ist nun die Frage, unter welchen Bedingungen und Umständen gerade die radialen Schwingungen, d. h. die der Wärme entsprechenden Schwingungen entstehen. Ganz spezielle Fälle ausgenommen, wird der Aether in den Substanzen niemals direkt in Radialschwingungen versetzt, sondern er wird überhaupt theils durch durchlaufende Wellen oder durch Schläge, die auf die Oberfläche eines Körpers ausgeübt werden oder durch heftige Zuckungen, die durch Explosionen oder durch chemische Akte entstehen, unregelmässig erschüttert. Bei all diesen Anregungen werden also die Aetherhüllen der Dynamiden zunächst in verworrene wirbelnde Bewegungen versetzt, die aber nothwendig mit der Zeit in einen regelmässigen Beharrungszustand von Schwingungen übergehen müssen und es scheint, dass der Beharrungszustand mit Radialschwingungen am leichtesten eintritt. Beharrungszustände mit rotirenden oder pendelnden Bewegungen der Hüllen dürften nur bei ganz besonderen Anregungsweisen zum Vorschein kommen. Wärmeschwingungen werden daher am häufigsten vorkommen, was mit den Thatsachen übereinstimmt, dass fast bei allen dynamischen Vorgängen Wärme auftritt.

Wärmekapazität. Wärmekapazität nennen die Physiker diejenige Wärmemenge oder Wärmethätigkeit, welche erforderlich ist, um die Temperatur der Gewichtseinheit eines Körpers um einen Grad zu erhöhen. Was unter Wärmemenge oder Wärmethätigkeit zu verstehen ist, wird nicht gesagt. Ich stelle nun den Begriff auf, dass die Wärmekapazität eines Stoffes die Anzahl der Aetheratome ist, welche in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthalten ist. Diese Wärmekapazität will ich die rationelle, jene der Physiker die empirische nennen. Wie dieselben zusammenhängen, wird sich in der Folge zeigen.

Unser Begriff von Wärmekapazität ist jedenfalls ganz klar, und es kann nur die Frage sein, ob es angemessen ist, die Anzahl der in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthaltenen Aetheratome mit dem Worte „Wärmekapazität" zu benennen. Es könnte nur in der Wahl des Wortes für den klaren Begriff ein Missgriff gemacht worden sein, in dem Begriff selbst aber nicht. Ob das Wort ein glücklicher Griff oder ein Missgriff ist, wird die Folge zeigen.

Das Atomvolumen nennt man den Raum, in welchem im Mittel genommen Ein Atom angetroffen wird. Man findet das Atomvolumen, wenn man das Volumen einer Substanz durch die Anzahl der darin enthaltenen Körperatome dividirt.

Nennt man:

v das Atomvolumen in dem so eben erklärten Sinne,

s das spezifische Gewicht des Stoffes, d. h. das absolute Gewicht der Volumeneinheit des Stoffes,

q das absolute Gewicht eines Körperatoms des Stoffes,

V das ganze Volumen der Substanz,

Q das totale Gewicht derselben,

so ist $\frac{Q}{q}$ die Anzahl der Körperatome des Stoffes, demnach:

$$V : \frac{Q}{q} = q \frac{V}{Q} = \frac{q}{\frac{Q}{V}} = v$$

Allein es ist auch

$$\frac{Q}{V} = s, \text{ demnach wird } v = \frac{q}{s} \quad . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

Man findet also das Atomvolumen, wenn man das absolute Gewicht des Atoms durch das spezifische Gewicht der Substanz dividirt.

Allein die absoluten Gewichte der Atome der Stoffe sind nicht bekannt, sondern nur die relativen Gewichte. Dividirt man also die sogenannten chemischen Atomgewichte durch die spezifischen Gewichte, so erhält man Zahlen, die zwar nicht gleich sind den Atomvolumen, die sich jedoch zu einander verhalten wie die wahren Atomvolumen.

Dichte des Aethers. Dichte des Aethers nenne ich die Anzahl der Aetheratome, welche in der Volumeneinheit eines Stoffes enthalten ist.

Nennen wir Δ diese Dichte, c die Anzahl der Aetheratome, welche in der Gewichtseinheit des Stoffes enthalten ist (die rationelle Wärmekapazität), s das spezifische Gewicht des Stoffes, so ist

$$\Delta = c\,s \qquad (4)$$

Diese rationellen Kapazitäten sind nicht bekannt, sondern nur die empirischen. Die Produkte aus den empirischen Wärmekapazitäten in die spezifischen Gewichte werden demnach Zahlen liefern, die nicht gleich, wohl aber proportional sind den Aetherdichten. Bei Gasen müssen aber die empirischen Wärmekapazitäten bei constantem Volumen in Rechnung gebracht werden, weil nur diese unserer rationellen Wärmekapazität entsprechen. Die Tafel Seite 247 zeigt, dass das Produkt $\mathfrak{C}_1\,s$ aus der empirischen Wärmekapazität der Gase und ihrer spezifischen Gewichte konstant ist, wenigstens sind die Differenzen der Zahlen so klein, dass man dieselben wohl der ungenauen Bestimmung der Wärmekapazitäten zuschreiben kann. Daraus folgt also, dass die Dichte des Aethers in allen Gasen gleich gross ist oder dass alle Gase bei gleichem Volumen gleich viel Aether enthalten. Ist also das Volumen der Verbindung zweier Gase kleiner als die Summe der Volumina der Gase, die in Verbindung getreten sind, so muss die Verbindung mit Aetherausscheidung geschehen sein. Auch die Aenderungen der Aggregatzustände erfolgen, wie es scheint, in der Regel mit Aetheraufnahme oder Aetherausscheidung. Die spezifische Wärme des Eises ist $= 0{\cdot}513$, die des flüssigen Wassers ist $= 1$, die des Wasserdampfes $= 0{\cdot}475$. Beim Schmelzen des Eises wird mithin Aether aufgenommen, beim Verdampfen des Wassers wird dagegen Aether ausgeschieden.

Aethermenge einer Dynamide. Unter dieser Benennung wollen wir die Anzahl der in einer Aetherhülle enthaltenen Aetheratome verstehen und bezeichnen dieselbe mit i. Nun ist $\frac{i}{q}$ die Anzahl der Körperatome, welche in der Gewichtseinheit eines Körpers enthalten ist, demnach $\frac{i}{q}$ die Anzahl der Aetheratome, welche die Gewichtseinheit eines Stoffes enthält oder $\frac{i}{q}$ ist die rationelle Wärmekapazität des Stoffes. Daher hat man:

$$\left.\begin{array}{l} \frac{i}{q} = c \\ \text{oder} \\ i = q\,c \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Das Produkt aus der rationellen Wärmekapazität in das Atomgewicht eines Stoffes gibt also die Aethermenge einer Dynamide. Multiplizirt man daher die empirischen Atomgewichte der verschiedenen Stoffe mit ihren empirischen Wärmekapazitäten, so erhält man eine Reihe von Zahlen, die sich zu einander verhalten, wie die Aethermengen der Dynamiden dieser Stoffe.

Die folgenden Tabellen A., B., C. enthalten die empirischen Atomgewichte q, die spezifischen Gewichte s, die empirischen Wärmekapazitäten bei constantem Druck $\mathfrak{C}_{,}$, die Atomvolumen $v = \frac{q}{s}$, die Aethermenge der Dynamide $i = q\,\mathfrak{C}_{,}$, die Aetherdichte $\Delta = s\,\mathfrak{C}_{,}$ der Gase, der einfachen und verschiedenen zusammengesetzten Gase.

TABELLE A.

Einfache und zusammengesetzte Gase.

Benennung.	Bezeichnung.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht s	Wärmekapazität. $\mathfrak{C}_1$	Atomvolumen $v = \frac{q}{s}$	Aether einer Dynamide. $i = q\,\mathfrak{C}_1$	Dichte des Aethers. $\Delta = s\,\mathfrak{C}_1$
Sauerstoffgas	O	8	1·432	0·2182	5·583	1·7456	0·3125
Wasserstoffgas . . .	H	1	0·089	3·4046	11·188	3·4046	0·3030
Chlorgas	Cl	35·4	3·170	0·1141	11·166	4·0391	0·3616
Stickgas	N	14	1·268	0·2440	11·041	3·4160	0·3094
Wasserdampf	HO	9	0·805	0·4750	11·180	4·2750	0·3824
Kohlenoxydgas . . .	CO	14	1·264	0·2479	11·076	3·4710	0·3133
Kohlensaures Gas .	CO_2	22	1·980	0·2164	11·111	4·7608	0·4284
Schwefligsaur. Gas .	SO_2	32	2·873	0·1262	11·138	6·2784	0·5637
Schwefelhydrogen .	HS	17	1·538	0·2376	11·111	4·0392	0·3653
Salzsaures Gas . . .	ClH	36·4	1·629	0·2219	22·345	8·0772	0·3613
Stickoxydulgas . . .	NO	22	1·984	0·2240	11·089	4·9280	0·4444
Stickoxydgas	NO_2	30	1·350	0·2692	22·222	8·0760	0·3634
Ammoniakgas	NH_3	17	0·768	0·4751	21·875	8·0770	0·3649
Cyangas	C_2N	26	2·362	0·1553	11·008	4·0378	0·3668

TABELLE B.

Einfache Stoffe.

Benennung.	Bezeichnung.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht. s	Wärmecapazität. $\mathfrak{C}_1$	Atomvolumen. $v = \frac{q}{s}$	Aether einer Dynamide. $q\,\mathfrak{C}_1$	Dichte des Aethers. $s\,\mathfrak{C}_1$
Alumium	Al	13·7	—	—	—	—	—
Antimon	Sb	120	6·7010	0·0508	17·908	6·096	0·3404
Arsen	As	75·2	5·959	0·0814	12·619	6·1213	0·4851
Barium	Ba	68·6	—	—	—	—	—
Blei	Pb	103·8	11·3889	0·0314	9·1141	3·2593	0·3576
Bor	B	10·8	—	—	—	—	—
Brom	Br	78·4	2·9800	0·1350	26·308	10·5840	0·4023
Cadmium	Cd	55·8	8·6355	0·0567	6·4607	3·1639	0·4896
Calcium	Ca	20	—	—	—	—	—
Cer	Ce	46	—	—	—	—	—
Chlor	Cl	35·4	1·3333	—	26·550	—	—
Chrom	Cr	28·1	5·9000	—	—	—	—
Didym	D	—	—	—	—	—	—
Eisen	Fe	28	7·8439	0·1138	3·5690	3·1864	0·8926
Erbium	E	—	—	—	—	—	—
Fluor	F	18·7	—	—	—	—	—
Glycium	G	4·7	—	—	—	—	—
Gold	Au	199	19·2000	0·0324	10·364	6·4476	0·6221
Iridium	Ir	98·7	18·6300	0·0368	5·2979	3·6322	0·6855
Jod	J	126	4·9480	0·0541	25·464	6·8166	0·2677
Kalium	K	39·2	0·8650	—	—	—	—
Kiesel	Si	15	—	—	—	—	—
Kobalt	Co	29·6	8·5384	0·1070	3·4667	3·1672	0·9136
Kohlenstoff	C	6	3·5000	—	1·7143	—	—
Kupfer	Cu	31·8	8·7210	0·0951	3·6463	3·0242	0·8294
Lanthan	La	36·1	—	—	—	—	—
Lithium	L	6·4	—	—	—	—	—
Magnium	Mg	12·7	—	—	—	—	—
Mangan	Mn	27·6	8·0000	0·1441	3·4500	3·9772	1·1528
Molybdän	Mo	48	8·6000	0·0722	5·5814	3·4656	0·6209
Natrium	Na	23·2	0·9722	—	23·86	—	—

Benennung.	Bezeichnung.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht. s	Wärmecapacität. $\mathfrak{G}_1$	Atomvolumen. $v = \frac{q}{s}$	Aether einer Dynamide. $q\,\mathfrak{G}_1$	Dichte des Aethers. $s\,\mathfrak{G}_1$
Nickel	Ni	29·6	8·637	0·1086	3·427	3·2146	0·9379
Osmium	Os	99·6	10·000	—	9·960	—	—
Palladium	Pd	53·4	11·5000	0·0593	4·643	3·1666	0·6819
Phosphor	P	31·4	1·7500	0·1887	17·942	5·9250	0·2602
Platin	Pt	98·7	21·5000	0·0324	4·5906	3·1979	0·6966
Quecksilber . . .	Hg	100	13·559	0·0333	7·3751	3·3766	0·4515
Rhodium	R	52·1	11·2000	—	4·6518	—	—
Scheel	Sl	95	17·4000	0·0364	5·4598	3·4580	0·6334
Schwefel	S	16	2·0000	0·2026	8·0000	3·2416	0·4092
Selen	Se	40	4·3100	0·0837	9·2807	3·3480	0·3607
Silber	Ag	108	10·4280	0·0570	10·3567	6·1617	0·5944
Stickstoff	N	14	—	0·2754	—	3·8556	—
Strontium	Sr	44	—	—	—	—	—
Tantal	T	185	—	—	—	—	—
Tellur	Te	64	6·2580	0·0515	10·226	3·2960	0·3223
Terbium	Tr	—	—	—	—	—	—
Thorium	Th	59·6	—	—	—	—	—
Titan	Ti	24	5·2800	—	4·5454	—	—
Uran	U	60	9·0000	—	6·6666	—	—
Vanadin	V	68·6	—	—	—	—	—
Wasserstoff . . .	H	1	—	3·4046	—	3·4046	—
Sauerstoff	O	8	—	0·2182	—	1·7456	—
Wismuth	Bi	208	9·8220	0·0308	21·177	6·4064	0·3025
Yttrium	Y	32·2	—	—	—	—	—
Zink	Zn	32·2	6·9154	0·0955	4·6562	3·0751	0·6604
Zinn	Sn	59	7·29	0·0562	8·0932	3·3158	0·4096
Zirconium	Zr	22·4	—	—	—	—	—

TABELLE C.

Zusammengesetzte starre und tropfbar-flüssige Verbindungen.

Verbindung.	Formel.	Atom-gewicht. q	Spezif. Gewicht s	Spezif. Wärme. $\mathfrak{C}_1$	Atom-volumen v	Aether einer Dy-namide. $\mathfrak{C}_1$ q	Dichte des Aethers. $\mathfrak{C}_1$ s
Kupferoxydul . .	Cu_2O	71·6	5·300	0·1173	13·51	7·683	0·6220
Bittererde	MgO	20·7	3·200	0·2439	6·468	5·049	0·7804
Bleioxyd	PbO	111·8	9·209	0·0509	12·140	5·691	0·4687
Magneteisen . . .	Fe_3O_4	113·6	5·094	0·1641	22·300	19·062	0·3112
Alaunerde	Al_2O_3	51·4	3·909	0·2173	13·148	11·169	0·8494
Chromoxyd . . .	Cr_2O_3	80·2	5·210	0·1796	15·393	14·404	0·9356
Eisenglanz	Fe_2O_3	78·4	5·251	0·1669	14·930	13·085	0·8764
Kieselerde	SiO_2	30·8	2·652	0·1913	11·613	5·892	0·5073
Titanoxyd	TiO_2	40·5	3·826	0·1703	10·585	6·897	0·6515
Zinnstein	SnO_2	75	6·960	0·0933	10·776	6·997	0·6493
Manganhyperoxyd	MnO_2	43·6	4·940	0·1910	8·826	8·328	0·8435
Boraxsäure	BO_3	34·8	1·830	0·2374	19·016	8·261	0·4344
Scheelsäure . . .	WO_3	119	5·274	0·0798	22·563	9·496	0·4209
Molybdänsäure .	MoO_3	72	3·460	0·1324	20·809	9·533	0·4580
Arsenige Säure .	AsO_3	99·2	3·698	0·1279	26·824	12·687	0·4728
Antimonoxyd . .	SbO_3	153	5·560	0·0901	27·518	13·785	0·5010
Antimonige Säure	SbO_4	161	6·525	0·0953	24·674	15·343	0·6219
Flussspath	CaF	39·2	3·150	0·2082	12·444	8·164	0·6558
Halb-Chlorkupfer	Cu_2Cl	99	3·678	0·1383	26·916	13·692	0·5086
Halb-Chlorquecksilber	Hg_2Cl	238·2	6·992	0·0520	34·067	12·386	0·3636
Chlor-Kalium . .	KCl	74·6	1·915	0·1729	38·955	12·898	0·3310
Chlor-Natrium .	$NaCl$	58·6	2·078	0·2140	28·200	12·540	0·4447
Chlor-Silber . . .	$AgCl$	143·5	5·501	0·0911	26·086	13·073	0·5012
Chlor-Barium . .	$BaCl$	104	3·704	0·0896	28·077	9·318	0·3318
Chlor-Strontium .	$SrCl$	79·4	2·803	0·1199	28·326	9·520	0·3360
Chlor-Calcium . .	$CaCl$	55·9	2·040	0·1642	27·402	9·179	0·3350
Chlor-Blei	$PbCl$	139·2	5·802	0·0664	23·991	9·243	0·3852
Chlor-Quecksilber	$HgCl$	136·8	5·403	0·0689	25·319	9·425	0·3723
Brom-Kalium . .	BrK	117·6	2·415	0·1132	48·662	13·312	0.2734
Brom-Blei	$PbBr$	182·2	6·630	0·0533	27·481	9·711	0·3533

Verbindung.	Formel.	Atomgewicht. q	Spezif. Gewicht s	Spezif. Wärme. $\mathfrak{C}_1$	Atomvolumen v	Aether einer Dynamide. $\mathfrak{C}_1$ q	Dichte des Aethers. $\mathfrak{C}_1$ s
Halb-Jodquecksilber	$Hg_2 J$	328·8	7·644	0·0395	43·014	12·987	0·3018
Jod-Kalium . . .	K J	165·2	2·908	0·0819	56·808	13·530	0·2381
Jod-Silber	Ag J	234·1	5·026	0·0616	46·577	14·420	0·3096
Jod-Blei	Pb J	229·8	6·021	0·0427	38·166	9·812	0·2571
Einf. Jodquecksilber	Hg J	227·4	6·200	0·0420	36·677	9·551	0·2604
Halb-Schwefelkupfer	$Cu_2 S$	79·6	5·977	0·1212	13·318	9·647	0·7244
Schwefelzink . .	Zn S	48·2	3·923	0·1230	12·286	5·929	0·4826
Einf. Schwefelzinn	Sn S	75	4·852	0·0836	15·457	6·270	0·4057
Schwefelblei . . .	Pb S	119·8	7·505	0·0509	15·962	6·098	0·3821
Schwefelnickel . .	Ni S	45·6	5·200	0·1281	8·769	5·841	0·6661
Zinnober	Hg S	117·4	8·060	0·0480	14·565	6·017	0·3869
Schwefelsilber . .	Ag S	124·1	6·850	0·0746	18·117	9·258	0·5110
Schwefelwismuth	$Bi_2 S_3$	260·8	7·000	0·0600	37·260	15·648	0·4200
Schwefelkohlenstoff	$C S_2$	38	1·272	0·3290	29·874	12·502	0·4184
Wasserblei	$Mo S_2$	80	4·690	0·1233	17·057	9·864	0·5783
Musivgold	$Sn S_2$	91	4·425	0·1193	20·565	10·856	0·5279
Schwefelkies . . .	$Fe S_2$	59·2	5·183	0·1301	11·421	7·702	0·6743
Realgar	$As S_2$	107·2	3·544	0·1111	30·250	11·910	0·3937
Auripigment . . .	$As S_3$	123·2	3·459	0·1132	35·617	13·946	0·3916
Dreifach. Schwefelantimon . . .	$Sb S_3$	177	4·334	0·0907	40·839	16·054	0·3931
Kohlensaures Kali	$K O, C O_2$	69·2	2·264	0·2162	30·565	14·961	0·4894
Kohlensaures Natron	$Na O, C O_2$	53·2	2·466	0·2727	21·573	14·508	0·6724
Witherit	$Ba O, C O_2$	98·6	4·302	0·1104	22·919	10·885	0·4739
Strontianit	$Sr O, C O_2$	74	3·624	0·1448	20·419	10·715	0·5247
Kalkspath	$Ca O, C O_2$	50·5	2·721	0·2086	18·559	10·534	0·5675
Talgspath	$Mg O, C O_2$	42·7	3·056	0·2220	13·972	9·479	0·6784
Bleispath	$Pb O, C O_2$	133·8	6·428	0·0814	20·815	10·891	0·5232
Junkerit	$Fe O, C O_2$	57·2	3·818	0·1934	19·981	11·062	0·7383

Verbindung.	Formel.	Atom-gewicht. q	Spezif. Gewicht s	Spezif. Wärme. $\mathfrak{S}_1$	Atom-volumen v	Aether einer Dy-namide. $\mathfrak{S}_1$ q	Dichte des Aethers. $\mathfrak{S}_1$ s
Chromsaures Kali	KO, CrO_3	99·3	2·640	0·1850	37·614	18·370	0·3884
Zweif. chromsaures Kali	$KO, 2CrO_3$	151·4	2·603	0·1894	58·164	28·675	0·4929
Schwefelsaures Kali	Oo, SO_3	87·2	2·623	0·1901	33·244	16·576	0·4987
Schwefelsaures Natron	NaO, SO_3	71·2	2·631	0·2311	27·061	16·454	0·6050
Schwerspath . . .	BaO, SO_3	116·1	4·200	0·1128	27·762	13·152	0·4738
Schwefelsaurer Strontian . . .	SrO, SO_3	92·0	3·958	0·1428	23·244	13·138	0·5651
Schwefelsaurer Kalk	CaO, SO_3	68·5	2·927	0·1854	23.430	12·700	0·5427
Schwefelsaure Bittererde	MgO, SO_3	60·7	2·607	0·2216	23·284	13·451	0·5777
Schwefelsaures Bleioxyd	PbO, SO_3	151·8	6·169	0·0848	24·606	12·873	0·5230
Salpetersaures Kali	KO, NO_5	101·2	2·058	0·2387	49·174	24·156	0·4911
Salpetersaures Natron	NaO, NO_5	85·2	2·226	0·2782	38·274	23·703	0·6203
Salpetersaures Silberoxyd . .	AgO, NO_5	107.1	4·355	0·1435	39·058	24·409	0·6248
Salpetersaurer Baryt	BaO, NO_5	130·6	3·185	0·1523	41·004	19·890	0·4850
Salpetersaurer Strontian . . .	SrO, NO_5	106	2.810	0·1683	37·722	17·840	0·4729

Keine Erwärmung eines Körpers ohne Ausdehnung. Einen Körper erwärmen heisst nach unserer Anschauung: machen, dass der Aether in radiale Schwingungen geräth. Nehmen wir an, dass es möglich wäre, den Aether der Dynamiden eines Stoffes in Radialschwingungen zu versetzen, ohne irgend eine andere Veränderung in dem Körper zu veranlassen. Nehmen wir also an: 1) dass bei dem Erwärmungsakt keine Volumenänderung stattfinde, dass also die Ausdehnung, die durch die Erwärmung entstehen will, durch äussere Kräfte verhindert werde; 2) dass während des Erwärmungsakts die Körperatome weder eine Ortsveränderung, noch irgend eine andere Veränderung erleiden; 3) dass selbst in den Aetherhüllen keine Ausdehnung eintrete, was allerdings nicht verhindert werden kann; 4) dass nur allein Radialschwingungen des Aethers in den Dynamiden hervorgerufen werden, und bezeichnen mit t und t_1 zweierlei Temperaturen des Stoffes, gemessen nach Graden des hunderttheiligen Thermometers.

u u_1 die diesen Temperaturen entsprechenden Schwingungsgeschwindigkeiten des Aethers, W die in Kilogrammmetern ausgedrückte Wirkung oder Arbeit, welche erforderlich ist, um Q Kilogramme eines Stoffes aus dem Schwingungszustand u in den Schwingungszustand u_1 zu versetzen, so erhalten wir, wenn wir die früher gewählten Bezeichnungen beibehalten, Folgendes:

Es ist $\frac{Q}{q}$ die Anzahl der Körperatome, $i\,\frac{Q}{q}$ die Anzahl der Aetheratome des Körpers, $\mu\, i \frac{Q}{q}$ die Aethermasse desselben, $\mu\, i \frac{Q}{q} u^2$, $\mu\, i \frac{Q}{q} u_1^2$ die lebendigen Kräfte des Aethers in den zwei Schwingungszuständen. Demnach hat man:

$$W = \mu\, i\, \frac{Q}{q}\,(u^2 - u_1^2)$$

Nun ist aber vermöge (2), Seite 243

$$\mathfrak{k}\, t_1 = \mu\,(u_1^2 - u_0^2)$$

$$\mathfrak{k}\, t = \mu\,(u^2 - u_0^2)$$

Ferner ist vermöge (5), Seite 246

$$\frac{i}{q} = c$$

daher findet man:

$$W = Q\, c\, \mathfrak{k}\,(t_1 - t) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Die zur Erwärmung eines Körpers erforderliche Arbeit ist also der Stoffmenge seiner Wärmekapazität und der Temperaturerhöhung, die durch die Erwärmung eintreten soll, proportional.

Nennnt man $\mathfrak{C}$ die empirische Wärmekapazität bei konstantem Volumen des Stoffes, dessen rationelle Kapazität c ist, so kann man setzen $c\,\mathfrak{f} = \frac{c}{\mathfrak{C}}\,\mathfrak{C}\,\mathfrak{f} = \left(\frac{c}{\mathfrak{C}}\,\mathfrak{f}\right)\mathfrak{C}$. Allein $\frac{c}{\mathfrak{C}}$ ist für alle Stoffe eine Constante und ebenso auch $\mathfrak{f}$, daher ist auch $\left(\frac{c}{\mathfrak{C}}\,\mathfrak{f}\right)$ eine Constante. Bezeichnen wir dieselbe mit k, setzen also $\frac{c}{\mathfrak{C}}\,\mathfrak{f} = k$ oder $c\,\mathfrak{f} = \mathfrak{C}\,k$ so wird die letzte Gleichung

$$W = Q\,\mathfrak{C}\,k\,(t_1 - t) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Diese Gleichung gibt uns über die Bedeutung der Grösse k Aufschluss.

Setzen wir

$$Q = 1,\quad \mathfrak{C} = 1,\quad t_1 - t = 1$$

so folgt aus dieser Gleichung $W = k$, d. h. die constante Grösse k ist die Arbeit, welche erforderlich ist, um die Temperatur von einem Kilogramm des Stoffes, dessen empirische Währmekapazität bei constantem Volumen gleich Eins ist, um einen Grad zu erhöhen, oder k ist die zur Hervorbringung einer Wärmeeinheit erforderliche Arbeit, oder k ist das mechanische Aequivalent einer Wärmeeinheit oder der motorische Werth einer Wärmeeinheit. Nehmen wir in Uebereinstimmung mit den Physikern die Wärmekapazität des Wassers als Einheit aller Wärmekapazitäten an, d. h. nehmen wir die in einem Kilogramm Wasser enthaltene Aethermasse als Aethermasseneinheit an, so drückt k die Arbeit aus, welche erforderlich ist, um die Temperatur von einem Kilogramm Wasser um einen Grad zu erhöhen.

Den numerischen Werth von k werden wir in der Folge bestimmen und werden erfahren, dass derselbe gleich 424^{Klgm}, also sehr gross ist.

Das Produkt $Q\,\mathfrak{C}\,(t_1 - t)$ drückt diejenige Grösse aus, welche die Physiker Wärmemenge nennen, vorausgesetzt, dass man für $\mathfrak{C}$ die empirische Wärmekapazität bei constantem Volumen setzt.

Ausdehnung der Körper durch die Wärme. Jede Temperaturerhöhung eines Körpers bringt in demselben eine Ausdehnung hervor, wenn sie nicht durch äussere, auf die Oberfläche des Körpers einwirkende Kräfte verhindert wird. Diese bekannte Erscheinung findet ihre Erklärung durch die Annahme, dass der Wärmezustand auf radialen Schwingungen des Aethers in den Dynamiden beruht. Die Temperatur eines Körpers erhöhen heisst nach dieser Annahme nichts anderes, als: machen, dass die Radialschwingungen des Aethers in den Dynamiden verstärkt werden. Allein so wie die radialen Schwingungen der Aetheratome in den Dynamiden grösser und schneller werden, müssen sich nothwendig die Aetherhüllen der Dynamiden ausdehnen. Dieses Anschwellen der Hüllen hat aber zur Folge, dass sich ihre Oberflächen mehr nähern, dass folglich die Abstossungskraft der Aetherhüllen zunimmt, und wenn keine äussere Kraft hindernd einwirkt, so muss wohl dadurch eine Ausdehnung des ganzen Dynamidensystems oder des Körpers erfolgen. Wie die äusseren Einwirkungen auf einen Körper beschaffen sein müssen, damit gerade eine Erhöhung der Radialschwingungen, d. h. eine Temperaturerhöhung eintritt, sind wir freilich nicht im Stande aus unserer Annahme zu bestimmen, denn dazu wäre eine ganz korrekte Statik und Dynamik des Dynamidensystems nothwendig. Auch sind wir durch unsere Hypothese nicht im Stande, das Gesetz der Ausdehnung bei zunehmender Temperatur zu bestimmen, sondern müssen uns in dieser Hinsicht mit dem Empirismus begnügen. Die Physiker nehmen an, dass bei festen Körpern jede Längeneinheit durch jeden Grad Temperaturänderung um gleich viel ausgedehnt wird. Dass ferner bei flüssigen Körpern jede Volumeneinheit durch jeden Temperaturgrad um gleich viel ausgedehnt wird.

Nennt man für einen festen Körper L die Länge, bei flüssigen Körpern V das Volumen bei 0^0 Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre, β den Coeffizienten für die Längen-, α den Coeffizienten für die Volumenausdehnung, so ist für eine Temperatur t: $L(1 + \beta t)$ und $V(1 + \alpha t)$ die Länge des festen und das Volumen des flüssigen Körpers. Jeder festen und tropfbar-flüssigen Substanz entsprechen individuelle Ausdehnungscoeffizienten. Für die verschiedenen Gase ist der Ausdehnungscoeffizient beinahe constant, was darauf hindeutet, dass bei den Gasen, so lange sie nur dem Druck der Atmosphäre ausgesetzt sind, die Entfernung der Atome so gross ist, dass die Anziehung zwischen den Körperatomen beinahe verschwunden und nur noch die Repulsivkraft der Aetherhüllen wirksam ist, und da die Dichte des Aethers in den Gasen constant ist, so wird es wohl begreiflich, dass die Gase beinahe einerlei Ausdehnung zeigen. Sehr stark komprimirte Gase werden wahrscheinlich nicht mehr gleiche Ausdehnung zeigen, weil in diesem Falle die Attraktivkräfte der Körperatome einen merklichen Einfluss ausüben könnten.

In den Resultaten für den Maschinenbau findet man Seite 186 die Ausdehnungscoeffizienten für verschiedene feste Körper und Seite 187 die Ausdehnungscoeffizienten für verschiedene Gase. Diese letzteren Coeffizienten sind von *Regnault* gefunden worden und weichen so wenig von anderen ab, dass man wohl in allen technischen Rechnungen für alle Gase, so wie auch für die atmosphärische Luft

$$\alpha = 0·00367$$

setzen darf.

Bestimmung des mechanischen Wärmeäquivalentes oder des motorischen Werthes einer Wärmeeinheit. Legen wir uns die Aufgabe vor, die Wirkung zu berechnen, welche erforderlich ist, um Q Kilogramm atmosphärische Luft von t^0 bis T^0 zu erwärmen, wenn sich die Luft während des Erwärmungsaktes ausdehnen kann, und folglich stets die Spannkraft der atmosphärischen Luft beibehält. Also Erwärmung mit Volumenänderung und bei constantem äusseren Druck: In diesem Falle muss nicht nur der Schwingungszustand des Aethers gesteigert werden, sondern es ist auch eine Wirkung nothwendig, um den äusseren atmosphärischen Druck zu überwinden.

Nennen wir:

γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter atmosphärische Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck $\mathfrak{A}$ der Atmosphäre, so ist $\frac{\gamma_0}{1+\alpha t}$ das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei t^0 Temperatur und $\frac{\gamma_0}{1+\alpha T}$ bei T^0 Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre. Ist also das ursprüngliche Luftvolumen $\mathfrak{B}$ und das durch die Temperaturerhöhung entstehende $\mathfrak{B}_1$, so hat man

$$Q = \frac{\gamma_0}{1+\alpha t}\,\mathfrak{B} = \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}\,\mathfrak{B}_1 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

demnach

$$\mathfrak{B}_1 = \mathfrak{B}\,\frac{1+\alpha T}{1+\alpha t}$$

und

$$\mathfrak{B}_1 - \mathfrak{B} = \mathfrak{B}\left(\frac{1+\alpha T}{1+\alpha t} - 1\right) = \frac{\mathfrak{B}\,\alpha\,(T-t)}{1+\alpha t}$$

oder auch wegen (1), wenn man $\mathfrak{B}$ durch Q ausdrückt

$$\mathfrak{B}_1 - \mathfrak{B} = \frac{\alpha}{\gamma_0}\,(T-t)\,Q \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Die Arbeit, welche das Gas zu entwickeln hat, indem es während seiner Ausdehnung um $\mathfrak{B}_1 - \mathfrak{B}$ den atmosphärischen Druck $\mathfrak{A}$ überwindet, ist aber $(\mathfrak{B}_1 - \mathfrak{B})\,\mathfrak{A}$, demnach, wenn man für $\mathfrak{B}_1 - \mathfrak{B}$ seinen Werth aus (2) einführt,

$$\frac{\alpha}{\gamma_0}\,(T-t)\,Q\,\mathfrak{A} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Temperatur des Gases von t auf T zu bringen, haben wir schon früher gleich $Q\,\mathfrak{C}\,(T-t)\,k$ gefunden, und es bedeutet hier $\mathfrak{C}$ die Wärmekapazität bei konstantem Volumen, weil nur diese Wärmekapazität das wahre Maass des in einem Kilogramm Luft enthaltenen Aethers ausdrückt. Die totale Arbeit oder Wirkung, welche der Ausdehnung und Erwärmung entspricht, ist demnach

$$\frac{\alpha}{\gamma_0}(T-t)\,Q\,\mathfrak{A}+Q\,\mathfrak{C}\,(T-t)\,k \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Diese Wirkung ist aber gleich zu setzen $Q\,\mathfrak{C}_1\,(T-t)\,k$, wobei $\mathfrak{C}_1$ die (uneigentliche) Wärmekapazität der Luft bei konstantem Druck bezeichnet. Wir erhalten daher die Gleichung

$$Q\,\mathfrak{C}_1\,(T-t)\,k = Q\,\mathfrak{C}\,(T-t)\,k+\frac{\alpha}{\gamma_0}(T-t)\,Q\,\mathfrak{A}$$

und hieraus folgt:

$$k=\frac{\alpha\,\mathfrak{A}}{\gamma_0\,(\mathfrak{C}_1-\mathfrak{C})} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Allein es ist: $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mathfrak{A} = 10334$, $\gamma_0 = 1{\cdot}293$, $\mathfrak{C}_1 = 0{\cdot}2377$ (nach *Regnault*), $\mathfrak{C} = 0{\cdot}1686$ (nach *Laplace*).

Vermittelst dieser Daten folgt aus (5):

$$k = 424^{\mathrm{Klgm}}$$

Jeder Wärmeeinheit entspricht also die ungemein grosse Wirkungsgrösse von 424^{Klgm}. Beinahe 6 Pferdekräfte (à 75^{Klgm}) müssen eine Sekunde lang thätig sein, um eine Wirkungsgrösse hervorzubringen, die im Stande ist, die Temperatur von einem Kilogramm Wasser um einen Grad zu erhöhen, woraus man schon erkennen kann, dass es wohl selten vortheilhaft sein wird, Wärme durch mechanische Motoren zu erzeugen, da man mit einem einzigen Kilogramm Steinkohlen 7000 Wärmeeinheiten, demnach $7000 \times 424 = 2968000^{\mathrm{Klgm}}$ gewinnen kann. Aber umgekehrt ist es ausserordentlich anlockend, mechanische Arbeiten durch Wärme verrichten zu lassen, aber wir werden sogleich sehen, dass wir gegenwärtig noch nicht die wirksamen Mittel besitzen, wodurch wir bewirken können, dass Wärme (Temperatur) verschwindet und dafür mechanische Arbeit hervorgeht.

Verwandlung der Wärme in Arbeit. Die in einem Körper enthaltene Wärmemenge ist die lebendige Kraft des im Körper schwingenden Aethers. Die Benutzung dieser lebendigen Kraft zur Ver-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

richtung von mechanischen Arbeiten kann nur dadurch geschehen, indem man dem Körper die lebendige Kraft des Aethers entzieht und sie dann auf eine geschickte Art in Arbeit umwandelt, ähnlich wie dies bei einem Wasserstrom geschieht, den wir auf eine Turbine oder auf ein Wasserrad einwirken lassen. Allein gerade die Prozesse, durch welche wir dem strömenden Wasser seine lebendige Kraft entziehen und in Arbeit umwandeln, belehren uns, dass diese Umwandlung bei der Wärme grosse Schwierigkeiten hat. Wir verstehen es sehr wohl, einen Wasserstrom, in welchem alle Wassertheilchen mit gleicher Geschwindigkeit geradlinig fortziehen, seine lebendige Kraft vermittelst einer Turbine oder einem Wasserrade zu entziehen, so dass wir 70 bis 75 Prozent von der im Wasser enthaltenen lebendigen Kraft gewinnen. Allein wenn wir einen Wasserstrom oder eine Wassermasse haben, in welcher nur allein rasch wirbelnde Bewegungen vorkommen, so wissen wir uns nicht zu helfen, weil wir keinerlei Maschinen oder Apparate besitzen, wodurch wir dem Wasser die lebendige Kraft seiner wirbelnden Bewegung entziehen könnten.

Ganz ähnlich verhält es sich mit den der Wärme entsprechenden Aetherschwingungen in den Hüllen. Wir können wohl den warmen Körper abkühlen, indem wir ihn mit einem anderen kalten Körper in Contakt bringen, allein dann erhalten wir in diesem zweiten Körper wiederum nur Aetherschwingungen. Zwei Mittel kennen wir jedoch, durch welche den Körpern die lebendigen Kräfte der Aetherschwingungen entzogen und in Arbeit umgewandelt werden können. Das erste dieser Mittel ist die Expansion von erhitzter und komprimirter Luft, und das zweite ist der Dampf der Flüssigkeiten. Befindet sich in einem mit einem Kolben versehenen Cylinder heisse atmosphärische Luft und entsteht eine Bewegung des Kolbens, die das Luftvolumen vergrössert, daher eine Expansion der Luft herbeiführt, so nimmt die Temperatur der Luft ab, die lebendige Kraft des in der Luft enthaltenen Aethers nimmt also ab, oder es wird der Luft eine lebendige Kraft entzogen, die durch $Q \mathfrak{G} k \Delta t$ ausgedrückt wird. Allein während dieses Expansionsaktes übt die Luft gegen den Kolben beständig einen Druck aus, dessen Intensität jedoch bei fortschreitender Expansion abnimmt. Es wird daher dem Kolben eine Arbeit $\int O\, y\, dx$ mitgetheilt, d. h. wir erhalten für die verschwundene Wärme $Q \mathfrak{G} k \Delta t$ die mechanische Arbeit $\int O\, y\, dx$, oder es ist

$$Q \mathfrak{G} k \Delta t = \int O\, y\, dx$$

Wir werden in der Folge sehen, dass hierauf die bis jetzt in Anwendung gekommenen calorischen Maschinen beruhen. Allein dieses Mittel der Expansion ist nicht energisch genug, es müssen sehr grosse Luftmassen sehr stark expandirt werden, um eine bedeutende mechanische Arbeit zu gewinnen, und daher werden derartige Maschinen viel zu voluminös.

Das zweite Mittel zur Verwandlung der Wärme in mechanische Arbeit ist wohl sehr energisch, aber es ist mit Wärmeverschwendung verbunden. Es ist hier nicht der Ort, die Bildung des Dampfes und seine Verwendung vermittelst der Dampfmaschine zu besprechen, sondern ich beschränke mich darauf, die Thatsache auszusprechen, dass die besten Dampfmaschinen stündlich für jede Pferdekraft ihrer Nutzleistung wenigstens 2^{Klg} Steinkohlen erfordern, d. h. man erhält mit 2^{Klg} Steinkohlen eine nützliche Arbeit von $3600 \times 75 = 270000^{\mathrm{Klgm}}$ und mit 1^{Klg} Steinkohlen 135000^{Klgm}. Allein wir werden in der Folge erfahren, dass durch eine vollständige Verbrennung von 1^{Klg} Steinkohlen in atmosphärischer Luft 7000 Wärmeeinheiten entwickelt werden, also geben diese besten Dampfmaschinen für jede im Brennstoff enthaltene Wärmeeinheit $\frac{135000}{7000} = 19^{\mathrm{Klgm}}$. Aber einer Wärmeeinheit entsprechen, wie wir gesehen haben, $k = 424^{\mathrm{Klg}}$. Es wird also durch die besten Dampfmaschinen nur $\left(\frac{19}{424} = \frac{1}{22}\right)$ der zweiundzwanzigste Theil der Wärme nutzbringend gemacht.

Hieraus sieht man, dass wir noch nicht die Geschicklichkeit haben, die Wärme vortheilhaft in Arbeit umzuwandeln. Die zu lösende Aufgabe ist nicht die eines Mechanikers, sondern ist die eines Physikers. Es handelt sich um die Entdeckung einer Prozedur oder eines Verfahrens, wodurch in energischer und vollkommener Weise dem Aether die lebendige Kraft seiner schwingenden Bewegung entzogen und entweder direkt oder indirekt, aber vollständig, in Arbeit umgewandelt werden kann. Ist einmal diese Entdeckung gemacht, so wird man mit der eigentlichen Konstruktion der Maschine bald fertig sein, aber so lange diese Entdeckung nicht gemacht ist, wird die calorische Maschine nicht im Stande sein, die Dampfmaschine zu verdrängen, obgleich dieselbe mit so enormer Brennstoffverschwendung ihre Wirkungen hervorbringt.

Erwärmung und gleichzeitige Ausdehnung eines Gases. Legen wir uns die Aufgabe vor, die Wärmemenge zu berechnen, welche einer Gasmenge von Q Kilogramm Gewicht zugeführt werden muss, damit dieselbe eine gewisse Temperaturänderung erleidet, während sie sich gleichzeitig ausdehnt.

Nennen wir γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter des Gases bei 0° Temperatur und unter einem Druck $\mathfrak{A}$, γ das Gewicht von einem Kubikmeter desselben Gases aber bei einer Temperatur t und unter einem Druk y, so ist nach dem *Gay Lussac-Mariott*'schen Gesetze, dessen Richtigkeit wir gelten lassen wollen,

$$\gamma = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (1)$$

Nennen wir ferner V das Volumen des Gases bei t^0 Temperatur und unter dem Druck y, so ist $Q = \gamma V$, demnach

$$Q = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha t} V \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (2)$$

Wenn nun das Gas in einem gewissen Moment des kombinirten Aktes der Ausdehnung und Erwärmung ein Volumen V einnimmt, eine Temperatur t besitzt und eine Spannkraft y hat, so werden sich diese drei Grössen in dem nächstfolgenden unendlich kleinen Zeitelement um unendlich wenig ändern und werden in $y + d y$, $t + d t$, $V + d V$ übergehen.

Die Arbeit, welche der Temperaturänderung entspricht, ist $k Q \mathfrak{C} d t$, wobei k das Wärmeäquivalent und $\mathfrak{C}$ die Wärmekapazität bei constantem Volumen bezeichnet. Die Wirkung, welche der Ausdehnung entspricht, ist $y d V$. Nennen wir nun $d W$ die unendlich kleine Wärmemenge, welche im Zeitelement dem Gas zugeführt werden muss, damit die Erwärmung und Ausdehnung erfolgen kann, so ist $k d W$ die entsprechende Wirkungsgrösse oder lebendige Kraft, die dem Gas zugeleitet wird, und man hat daher

$$k d W = y d V + k Q \mathfrak{C} d t \quad . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

oder wenn man für y seinen Werth aus (2) einführt

$$d W = Q \left[\frac{\mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0 k} \frac{d V}{V} + \mathfrak{C} d t \right] \quad . \; . \; . \; . \; (4)$$

Diese Differenzialgleichung kann nur dann integrirt werden, wenn das Gesetz der Wärmezuführung bekannt ist, wenn z. B. W als Funktion von V gegeben ist.

Wir wollen diese Gleichung auf mehrere spezielle Fälle anwenden.

1) Die Wärmezuleitung werde in der Weise geregelt, dass die Luft während ihrer Ausdehnung keine Temperaturänderung erleidet, dann ist t eine Constante und $d t = o$, daher

$$dW = \frac{Q\,\mathfrak{A}\,(1+\alpha\,t)}{\gamma_0\,k}\,\frac{dV}{V}$$

Da t constant ist, kann diese Gleichung integrirt werden und dann findet man

$$W = \frac{\mathfrak{A}\,Q\,(1+\alpha\,t)}{\gamma_0\,k}\,\text{lognat}\,\frac{V_1}{V_0} \quad \ldots\ldots \quad (5)$$

wobei V_0 das anfängliche, V_1 das Volumen nach geschehener Ausdehnung bezeichnet.

Ist p_0 die anfängliche Spannkraft der Luft, so hat man wegen (2)

$$\frac{\mathfrak{A}\,Q\,(1+\alpha\,t)}{\gamma_0} = p_0\,V_0$$

demnach wird

$$W = p_0\,V_0\,\text{lognat}\,\frac{V_1}{V_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Dieses Resultat ist ganz richtig, denn wenn die Ausdehnung ohne Temperaturänderung erfolgen soll, geschieht sie nach dem Mariott'schen Gesetz.

2) Nehmen wir zweitens an, die Ausdehnung geschehe ohne Wärmezuleitung, aber auch ohne Wärmeverlust durch die Wände des Gefässes, dann ist für jedes Zeitelement $d\,W = 0$ und die Gleichung (4) wird

$$0 = \frac{\mathfrak{A}\,(1+\alpha\,t)}{\gamma_0\,k}\,\frac{dV}{V} + \mathfrak{C}\,d\,t$$

Hieraus folgt:

$$\frac{d\,t}{1+\alpha\,t} = -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\frac{dV}{V}$$

Das Integrale dieser Gleichung ist

$$\frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,(1+\alpha\,t) = -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,V + \text{Const} \quad \ldots \quad (7)$$

Ist t_0 die Temperatur für $V = V_0$, t_1 die Temperatur für $V = V_1$, so hat man:

$$\left.\begin{aligned} \frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,(1+\alpha\,t_0) &= -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,V_0 + \text{Const} \\ \frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,(1+\alpha\,t_1) &= -\frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,V_1 + \text{Const} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (8)$$

Die Differenz dieser Gleichungen gibt

$$\frac{1}{\alpha}\,\text{lognat}\,\frac{1+\alpha\,t_0}{1+\alpha\,t_1} = \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,k\,\mathfrak{C}}\,\text{lognat}\,\frac{V_1}{V_0}$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

oder

$$\frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\, k\, \mathfrak{C}}} \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

Allein wir haben früher Seite 257, Gleichung (5), gefunden

$$\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\, k} = \mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C}, \text{ demnach ist } \frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\, k\, c} = \left(\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1\right)$$

Die Gleichung (8) wird demnach:

$$\frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\left(\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1\right)} \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

Nennen wir S_0 und S_1 die Spannkräfte am Anfang und Ende der Expansion, so ist vermöge (2)

$$1 + \alpha\, t_0 = \frac{S_0\, \gamma_0\, V_0}{Q\, \mathfrak{A}}$$

$$1 + \alpha\, t_1 = \frac{S_1\, \gamma_0\, V_1}{Q\, \mathfrak{A}}$$

demnach

$$\frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t_1} = \frac{S_0}{S_1}\,\frac{V_0}{V_1}$$

und folglich wird die Gleichung (10)

$$\frac{S_0}{S_1} = \left(\frac{V_1}{V_0}\right)^{\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}} \quad \ldots \ldots \quad (11)$$

Nennt man Δ_1 und Δ_0 die Dichten, welche den Volumen V_1 und V_0 entsprechen, so ist $\frac{V_1}{V_0} = \frac{\Delta_0}{\Delta_1}$ und die Gleichungen (10) und (11) werden hierdurch

$$\left.\begin{aligned} \frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t_1} &= \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1}\right)^{\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1} \\ \frac{S_0}{S_1} &= \left(\frac{\Delta_0}{\Delta_1}\right)^{\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (12)$$

Nun ist $\mathfrak{C}_1 = 0{\cdot}2377$, $\mathfrak{C} = 0{\cdot}1686$, demnach

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} = 1{\cdot}41 \text{ und } \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}} - 1 = 0{\cdot}41$$

Das durch die Gleichungen (12) ausgedrückte Gesetz würde mit dem Mariott'schen übereinstimmen, wenn $\mathfrak{C}_1$ gleich $\mathfrak{C}$ wäre.

Wir wollen es, weil $\frac{\mathfrak{G}_1}{\mathfrak{G}}$ nicht gleich der Einheit ist, das potenzirte Mariott'sche Gesetz nennen. Es ist zuerst von *Poisson* aufgefunden worden, aber auf einem Wege, der mit dem von uns betretenen in keinem Zusammenhang steht.

Die Aggregatzustände und ihre Uebergänge. Es gibt feste, weiche, zäh flüssige, leicht flüssige oder tropfbar flüssige, dampfartige und gasartige Substanzen. Manche Substanzen kommen nur in einem, andere dagegen kommen in mehreren Aggregatzuständen vor. Das Wasser kennen wir als Eis, im tropfbaren Zustand und als Dampf, den Kohlenstoff nur im festen Zustand, aber weder als Gas noch als Flüssigkeit, Schmiedeeisen im festen, weichen und flüssigen Zustand, nicht aber als Gas. Der feste und gasförmige oder dampfförmige Zustand findet in unserer atomistischen Anschauungsweise seine natürliche Erklärung. Aber räthselhaft ist der tropfbar flüssige Zustand, d. h. der Zustand, in welchem eine vollkommen leichte Verschiebbarkeit der kleinsten Theilchen, eine leichte Trennung derselben, aber eine so schwere Zusammendrückbarkeit stattfindet. Wenn überhaupt ein spezifischer Unterschied zwischen Dämpfen und Gasen besteht, so dürfte dieser darin bestehen, dass die Dämpfe ihre ausdehnsame Form der Erwärmung oder dem Schwingungszustand des Aethers in den Hüllen verdanken, daher durch Abkühlung in den festen oder tropfbaren Zustand übergehen, während die Gase selbst dann ihre ausdehnsame Form beibehalten, wenn dieselben ganz abgekühlt werden, also der Schwingungszustand des Aethers gänzlich aufgehoben wird.

Die Uebergänge aus einem Aggregatzustand in einen anderen geschehen in der Regel durch Erwärmung der Substanzen, und es kommen dabei vorzugsweise zwei Momente in Betrachtung, 1) die Temperatur, bei welcher die Aenderung des Aggregatzustandes eintritt, 2) die Wärmemenge, die dem Körper zugeführt werden muss, damit eine solche Aenderung eintritt.

Die Temperaturen, bei welchen die Aenderungen der Aggregatzustände eintreten, können selbstverständlich nur durch Versuche ausgemittelt werden. Die Tabelle Seite 188 der Resultate enthält die Schmelzpunkte für verschiedene in technischer Hinsicht wichtige Substanzen. Auch sind daselbst die Siedepunkte verschiedener Flüssigkeiten angegeben.

Was die Wärmemenge betrifft, die einer Substanz zugeführt werden muss, um die Aenderung ihres Aggregatzustandes herbeizuführen, so kann man hierüber mit einiger Wahrscheinlichkeit Fol-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

gendes aussprechen. Wenn eine Substanz aus einem Zustand A in einen Zustand B übergeht, muss eine Aenderung der Nebeneinander-Gruppirung der Atome eintreten, es muss eine Art Zersetzung statt finden, und dies erfordert Arbeit, welche einen Theil der lebendigen Kraft erschöpft, welche dem Körper durch den Erwärmungsakt zugeführt wird. Diese als fühlbare Wärme verschwindende lebendige Kraft nennt man die gebundene Wärme, und es scheint, dass dieselbe für jede besondere Substanz einen bestimmten constanten Werth m hat. Allein im Zustand B hat die Substanz eine andere Temperatur als im Zustand A. Es ist also auch Wärme nothwendig, um diese Temperatur hervorzubringen, und wir dürfen sie gleich $n\,t$ setzen, wobei n eine der Wärmekapazität der Substanz ähnliche Grösse ist. Die totale Wärmemenge, welche erforderlich ist, um die Aggregatzustände von einem Kilogramm einer Substanz zu ändern, ist daher wahrscheinlich auszudrücken durch die einfache Formel

$$m + n\,t \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Für Wasserdampf bestätigt sich diese Regel. Nach den genauesten Versuchen von *Regnault* sind

$$606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\ t$$

Wärmeeinheiten erforderlich, um 1^{Klg} Wasser von 0^0 Temperatur in Dampf von t^0 Temperatur zu verwandeln.

Die Aenderung des Aggregatzustandes scheint mit einer Aetheraufnahme oder mit einer Aetherausscheidung verbunden zu sein. Die spezifische Wärme des Eises ist 0·513, die des Wassers 1·000, die des Wasserdampfes 0·475. Allein die Wärmekapazitäten drücken die Anzahl der Aetheratome aus, die in der Gewichtseinheit eines Stoffes enthalten sind. In einem Kilogramm Wasser sind demnach $\frac{1{\cdot}000}{0{\cdot}513} = 1{\cdot}95$ mal so viel Aetheratome enthalten, als in 1^{Klg} Eis.

Wenn also Eis schmilzt, findet Aetheraufnahme statt, wenn Wasser gefriert, findet Aetherausscheidung statt. Die Verdampfung des Wassers geschieht mit Aetherausscheidung, und darauf beruht wahrscheinlich die Dampfkessel-Elektrisirmaschine.

Wärmewirkungen bei chemischen Vorgängen. Chemische Vorgänge sind entweder Molekülbildungen oder Molekülzerlegungen oder Molekülzerlegungen und darauf folgende Molekülbildungen. Die Bildung eines Moleküles ist mit Produktion, die Zerlegung mit Consumtion von Arbeit verbunden, denn die Bildung besteht in einer Annäherung der Atome und gleichzeitiger Anziehung, die Zerle-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

gung in einer Entfernung der Atome und gleichzeitiger Anziehung. Entsteht ein Molekül aus zwei Atomen zweier Stoffe und nennt man q_1 und q_2 die Gewichte der Atome, $f(r)$ die auf die Masseneinheiten bezogene Anziehungskraft der Atome, wenn ihre Entfernung r ist, r_0 die Entfernung der Atome im Molekül, r_1 die Entfernung der Atome vor ihrer Verbindung oder nach ihrer Zerlegung, so ist:

$$\int_{r_0}^{r_1} q_1 \, q_2 \, f(r) \, d\,r$$

die Wirkung, welche durch den chemischen Vorgang produzirt oder consumirt wird, je nachdem ein Molekül gebildet oder zerlegt worden ist. Da $f(r)$ nur für unmessbar kleine Werthe von r von Belang ist, für alle messbaren Entfernungen aber verschwindend klein, so kann man auch statt r_1, ∞ setzen.

Entsteht ein Molekül aus drei Atomen q_1 q_2 q_3 und sind $F(r)$ $G(r)$ $H(r)$ die auf die Masseneinheiten bezogenen Kräfte, r_{12} r_{13} r_{23} die Entfernungen dieser Atome im Molekül, so ist die Gesammtwirkung, welche bei dem Vorgang entwickelt wird

$$\int_{r_{12}}^{\infty} q_1 \, q_2 \, F(r) \, d\,r + \int_{r_{13}}^{\infty} q_1 \, q_3 \, G(r) \, d\,r + \int_{r_{23}}^{\infty} q_2 \, q_3 \, H(r) \, d\,r$$

Allgemein kann die Wirkung, welche bei der Bildung eines Moleküls aus einer beliebigen Anzahl von Atomen entwickelt wird, ausgedrückt werden durch

$$\Sigma \int_{r_{mn}}^{\infty} q_m \, q_n \, f(r) \, d\,r$$

Ebenso gross ist auch die Wirkung, welche zur Zerlegung eines solchen Moleküls nothwendig ist.

Entsteht nicht nur ein Molekül, sondern J Moleküle, so ist die dem Vorgang entsprechende Wirkungsgrösse

$$J \, \Sigma \int_{r_{mn}}^{\infty} q_m \, q_n \, f(r) \, d\,r$$

Zuweilen kann ein zusammengesetzter Körper durch starke Erhitzung zerlegt werden. Dies geschieht, indem der Körper von aussen lebendige Kraft in sich aufnimmt, die in den Aether des Körpers übergeht, und denselben so heftig schwingen macht, dass die Aetherhüllen stark anschwellen, sich heftig abstossen, wodurch die Körperatome des Moleküls so weit auseinander gehen, dass die Abstossungskräfte der Aetherhüllen das Uebergewicht erhalten und eine Auflösung eintritt. Die lebendige Kraft, welche jedes Molekül zu seiner Auflösung bedarf, ist gleich derjenigen Wirkung, welche der Distanzänderung der Körper- und Aetheratome des Moleküls entsprechen und der lebendigen Kraft, welche der Differenz der Temperaturen entspricht, die im Moleküle vor seiner Erwärmung und unmittelbar nach seiner Auflösung vorhanden sind.

Nennen wir W die Wärmemenge in Calorien ausgedrückt, die der Zerlegung von Q Kilogramm eines Stoffes entspricht, $\mathfrak{C}$ die Wärmekapazität des Stoffes, t die ursprüngliche Temperatur, T die Temperatur nach erfolgter Zerlegung, so können wir setzen

$$W = \frac{J}{k} \Sigma \int q_m q_n f(r) \, d r + Q \, \mathfrak{C} \, (T - t)$$

wobei $f(r)$ in dem Sinn genommen ist, dass es die Wechselwirkung zweier Dynamiden und nicht die Wechselwirkung zweier Körperatome ausdrückt.

$$\frac{J}{k} \Sigma \int q_m q_n f(r) \, d r$$

drückt die sogenannte gebundene oder latente Wärme aus, d. h. es ist derjenige Theil der dem Körper zuzuleitenden lebendigen Kraft, welche rein verschwindet, indem sie die Aenderung der Molekulargruppirung hervorbringt.

Wenn bei einem chemischen Vorgang theils Zersetzungen, theils Umbildungen entstehen, so hat man zu setzen

$$W + \Sigma B - \Sigma Z = \Sigma Q \, \mathfrak{C} \, (T - t)$$

wobei bezeichnet: W die Wärmemenge, welche von aussen den Stoffen zugeführt wurde, ΣB die Summe der als Wärmeeinheiten ausgedrückten Wirkungen, die durch die chemischen Verbindungen entwickelt wurden, ΣZ die Summe der als Wärmeeinheiten ausgedrückten Wirkungen, die durch die chemischen Zerlegungen consumirt wurden, endlich $\Sigma Q \mathfrak{C} (T - t)$ die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um allen Stoffen, die bei dem chemischen Vorgang anwesend sind, die Temperaturänderungen zu ertheilen. Aus dieser Gleichung folgt auch

$$T = \frac{W + \Sigma B - \Sigma Z + \Sigma Q \, \mathfrak{C} \, t}{\Sigma Q \, \mathfrak{C}}$$

wodurch die Temperatur berechnet ist, die nach beendigtem chemischen Gesammtakt in den sämmtlichen Stoffen vorhanden ist.

Manche chemische Vorgänge, insbesondere die Verbrennungsprozesse sind von den heftigsten Wärmeerscheinungen begleitet, die wir im ganzen Gebiet der Physik und Chemie kennen. Aber die Ursache dieser Wärmewirkungen wusste man bisher nicht zu erklären. Aus unserer atomistischen Anschauungsweise erklären sich dieselben ganz natürlich, und diese heftigen Wärmewirkungen sind ein Beweis theils von der Existenz des Aethers in den Stoffen, theils von der ausserordentlich energischen chemischen Anziehung, die zwischen gewissen Stoffen herrscht. Wenn man bedenkt, dass die Verbrennung von 1^{Klg} Kohlen zu Kohlensäure 7000 Wärmeeinheiten liefert, und dass jeder Wärmeeinheit 424^{Klgm} entsprechen, dass folglich durch die Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff $7000 \times 424 = 2968000^{\mathrm{Klgm}}$ Arbeit oder lebendige Kraft entsteht, so muss man doch die Ueberzeugung gewinnen, dass zwischen den Atomen gewisser Stoffe höchst energische Anziehungskräfte wirken müssen.

Es ist wirklich unbegreiflich, dass die meisten Chemiker und Physiker auch heut zu Tage noch kaum eine Ahnung haben von diesem Krafterfülltsein der Stoffe.

Chemische Verbindungen mit Aetherausscheidung oder Aetheraufnahme. Wenn mehrere Stoffquantitäten $Q_1\ Q_2\ Q_3 \ldots$, deren Wärmekapazitäten $\mathfrak{C}'\ \mathfrak{C}''\ \mathfrak{C}''' \ldots$ sind, in chemische Verbindung treten und daraus ein Körper entsteht, dessen Gewicht $Q_1 + Q_2 + Q_3$ ist, dessen Wärmekapazität C ist, so ist die in den Stoffen vor ihrer Verbindung enthaltene Aethermenge $Q_1\,\mathfrak{C}' + Q_2\,\mathfrak{C}'' + Q_3\,\mathfrak{C}''' = \Sigma\, Q\, \mathfrak{C}$, dagegen die Aethermenge der Verbindung $C\, \Sigma\, Q$. Ist $C\, \Sigma\, Q = \Sigma\, Q\, \mathfrak{C}$, so ist in der Verbindung so viel Aether enthalten, als in den Bestandtheilen vor ihrer Verbindung enthalten war. Ist dagegen $\Sigma\, Q\, \mathfrak{C} > C\, \Sigma\, Q$, so ist in den Bestandtheilen mehr Aether enthalten, als in der Verbindung, und dann muss der chemische Vorgang mit Aetherausscheidung geschehen sein. Ist endlich $\Sigma\, Q\, \mathfrak{C} < C\, \Sigma\, Q$, ist also in der Verbindung mehr Aether enthalten, als in den Bestandtheilen, so muss der chemische Vorgang mit Aetheraufnahme aus der Umgebung statt gefunden haben.

Nennt man $s_1\ s_2\ s_3$ die spezifischen Gewichte mehrerer Gase, $\mathfrak{V}_1, \mathfrak{V}_2, \mathfrak{V}_3 \ldots$ die Gasvolumen der in Verbindung tretenden Gase, $\mathfrak{V}$ das Volumen des durch die Verbindung entstehenden Gases, so sind

$$\mathfrak{V}_1\, s_1\, \mathfrak{C}' + \mathfrak{V}_2\, s_2\, \mathfrak{C}'' + \mathfrak{V}_3\, s_3\, \mathfrak{C}''' + \ldots$$

die Aethermengen, welche die Bestandtheile der Verbindung enthalten, dagegen $\mathfrak{V}\ s\ c$ die Aethermenge der Verbindung. Allein diese Produkte $s_1\ \mathfrak{C}'$, $s_2\ \mathfrak{C}''$... sind die Dichten des Aethers und diese sind für alle Gase constant oder es ist

$$s_1\ \mathfrak{C}' = s_2\ \mathfrak{C}'' = s_3\ \mathfrak{C}''' = \ldots.$$

daher sieht man, dass die chemische Verbindung a) ohne Aenderung des Aethergehalts, b) mit Aetherausscheidung, c) mit Aetheraufnahme erfolgt, je nachdem

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 + \ldots. = \mathfrak{V}$$

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 + \ldots. > \mathfrak{V}$$

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 + \ldots. < \mathfrak{V}$$

In den meisten Fällen, scheint es, ist $\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \mathfrak{V}_3 > \mathfrak{V}$ oder ist das Gasvolumen der Verbindung kleiner als die Summe der Volumina der Bestandtheile, die Gasverbindungen erfolgen also meistens mit Aetherausscheidung. Weil aber bei allen chemischen Verbindungen Wirkungsgrössen entwickelt werden, die in den Aether übergehen, so wird sich der ausgeschiedene Aether immer in einem Schwingungszustand befinden; wird folglich, je nachdem die Schwingungsweise beschaffen ist, Licht, Wärme oder Elektrizitätserscheinungen zeigen.

Beispiele über Gasverbindungen:

A. *Ohne Aetheraufnahme, ohne Aetherausscheidung.*

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \ldots. = \mathfrak{V}$$

1) 2 Vol. Chlor mit 2 Vol. Wasserstoff geben 4 Vol. Chlorwasserstoff,
2) 2 „ Stickstoff mit 2 Vol. Sauerstoff geben 4 Vol. Stickoxyd.

B. *Mit Aetherausscheidung.*

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \ldots. > \mathfrak{V}$$

1) 2 Vol. Wasserstoff mit 1 Vol. Sauerstoff geben 2 Vol. Wasser,
2) 1 „ Kohlenstoff „ 2 „ Sauerstoff „ 2 „ Kohlensäure,
3) 1 „ Kohlenstoff, 1 „ Sauerstoff, 2 „ Chlor } geben 2 Vol. Phosgengas,
4) 2 „ Wasserstoff, $\frac{1}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. Schwefelwasserstoff,

5) 2 Vol. Wasserstoff
$\frac{1}{3}$ „ Selen } geben 2 Vol. Selenwasserstoff,

6) 2 „ Wasserstoff
$\frac{1}{1}$ „ Tellur } geben 2 Vol. Tellurwasserstoff,

7) 2 „ Sauerstoff
$\frac{1}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. schweflige Säure,

8) 2 „ Sauerstoff
$\frac{1}{3}$ „ Selen } geben 2 Vol. selenige Säure,

9) 3 „ Sauerstoff
$\frac{1}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. Schwefelsäure.

C. *Mit Aetheraufnahme.*

$$\mathfrak{V}_1 + \mathfrak{V}_2 + \ldots < \mathfrak{V}$$

Hier ist nur ein Fall bekannt, nämlich:

*) 1 Vol. Kohlenstoff
$\frac{2}{3}$ „ Schwefel } geben 2 Vol. Schwefelkohlenstoff.

Die Mehrzahl der Gasverbindungen geschieht mit Aetherausscheidungen.

Dynamische Zustände eines erschütterten Aethermediums. Nach unserer Anschauungsweise gibt es dreierlei Zustände, in welchen der Aether im Gleichgewicht sein kann: 1) der freie Aether in einem Raum, der keine Körperatome enthält, also der Aether im Weltraum oder in einem luftleer gemachten Gefäss. In diesem freien Aether ist die Dichte überall gleich gross und ist die Elastizität nach allen Richtungen gleich gross. 2) Der Aether in einem Dynamidensystem. Hier bildet der Aether um die Körperatome atmosphärenartige Umhüllungen. Diese Hüllen berühren sich nicht und die Dichte des Aethers nimmt in jeder Hülle von dem Kerne an nach der Oberfläche der Hülle hinaus ab. Dieser Zustand entspricht wahrscheinlich den Gasen, so lange sie sich unter einem Druck befinden, der den gewöhnlichen atmosphärischen Druck nicht viel überschreitet. Würde man atmosphärische Luft bis auf 10 oder 20 Atmosphären comprimiren, so würden die Aetherhüllen bis zur

*) Das Kohlenstoffvolumen ist jedoch selbstverständlich nur theoretisch gerechnet, weil Kohle in Gasform nicht existirt. Vielleicht ist diese Berechnung nicht richtig, und gibt es gar keine Verbindung mit Aetheraufnahme.

wechselseitigen Berührung sich nähern. 3) Die periodische Anordnung des Aethers. Diese tritt dann ein, wenn die Körperatome einander so nahe gebracht werden, dass die Aetherhüllen der Dynamide in einander verfliessen. Die Dichte des Aethers längs irgend einer Richtung ist in diesem Fall periodisch wiederkehrend. Sie ist am grössten an der Oberfläche jedes Körperatoms, am kleinsten in der Mitte zwischen je zwei Atomen.

Diese periodische Anordnung des Aethers ist wahrscheinlich bei allen dichten und festen Körpersubstanzen vorhanden.

Wir können diese drei Zustände des Aethers charakterisiren, indem wir sie nennen: 1) den Aetherzustand im leeren Raum, 2) den Aetherzustand in den Gasen unter gewöhnlichem äusseren Druck, 3) den Aetherzustand in den festen Körpern.

Wir wollen nun die dynamischen Zustände kennen zu lernen suchen, die in jedem dieser drei Aethermedien eintreten können, wollen jedoch von den Bewegungen der Körperatome ganz abstrahiren.

Dynamische Zustände im freien Aether. Wenn im Innern eines freien Aethers an einer bestimmten Stelle und innerhalb eines beschränkten Raumes eine momentane Erschütterung entsteht und hierauf das Medium sich selbst überlassen wird, so laufen von diesem Erschütterungscentrum zwei kugelförmige Wellen aus, von denen sich jede mit constanter, jede aber mit einer anderen Geschwindigkeit ausbreitet. Die Schwingungsrichtungen in der einen von den zwei Wellen fallen in die Wellenfläche, sind also senkrecht auf die Kugelradien oder sind transversal in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung. Die Schwingungsrichtungen in der zweiten Welle sind senkrecht auf die Wellenfläche, sind also in Bezug auf die Fortpflanzungsrichtung Longitudinalschwingungen. Die Schwingungsgeschwindigkeit der Aethertheile jeder von diesen zwei Wellen muss nothwendig mit der Ausbreitung der Wellen abnehmen, indem die Aethermasse, auf welche die Bewegung oder die lebendige Kraft übertragen wird, mit dem Anwachsen der Wellenflächen zunimmt. Nennt man r und R die Kugelhalbmesser derselben Welle in zwei Zeitmomenten, u und U die Schwingungsgeschwindigkeiten der Aethertheilchen in diesen zwei Kugelflächen, so muss sein:

$$R^2 U^2 = r^2 u^2$$

oder

$$\frac{U^2}{u^2} = \frac{r^2}{R^2}, \quad \frac{U}{u} = \frac{r}{R}$$

d. h. die Schwingungsgeschwindigkeiten der Aethertheilchen verhalten sich umgekehrt wie ihre Entfernungen vom Erschütterungscentrum. Alles bisher Gesagte ist aus den Prinzipien der Mechanik streng nachweisbar und findet sich in vershiedenen Werken, welche die Schwingungstheorie allgemein mathematisch behandeln, nachgewiesen. Eine in einem freien Aether entstandene Erschütterung bringt also nichts hervor, als zwei Wellen, die sich mit ungleicher Geschwindigkeit ausbreiten. In einer dieser Wellen sind Transversalschwingungen, in der anderen Longitudinalschwingungen. Die physikalische und physiologische Bedeutung dieser Wellenbewegungen werden wir später besprechen und betrachten nun

Die dynamischen Zustände eines dynamidisch oder periodisch angeordneten Aethermediums, wenn in demselben Erschütterungen hervorgerufen werden. In diesem Falle hat man zu betrachten, 1) die Schwingungen der Massenmittelpunkte aller an einem Körperatom gruppirten Aethertheilchen, 2) die relativen Bewegungen aller einem Körperatom zugehörigen Aetheratome gegen die Masssenmittelpunkte derselben. Wendet man die allgemeinen Gesetze der Mechanik auf diesen Fall an, so kann man nachweisen, dass die Bewegungen der Massenmittelpunkte ähnlich, wie bei dem freien Aether, zwei kugelförmige Wellenflächen bilden (vorausgesetzt, dass die Elastizität nach allen Richtungen die gleiche ist). Die Schwingungsrichtungen sind in der einen dieser Wellenflächen transversal, in der anderen longitudinal. Kurz, alles was bei den Schwingungen des freien Aethers gesägt wurde, gilt auch von den Schwingungen der Aethermassen-Mittelpunkte eines dynamidisch oder periodisch angeordneten Aethermediums, jedoch mit dem einzigen Unterschiede, dass die Schwingungsgeschwindigkeiten nicht mehr den Entfernungen verkehrt proportional sind. Es überträgt nämlich jede Dynamide die empfangene lebendige Kraft nicht vollständig auf die benachbarten, sondern es bleibt ein Rest von lebendiger Kraft zurück, wodurch relative Bewegungen der Aethertheilchen jeder Hülle gegen den Atomkern hervorgerufen werden. Nehmen wir an, dass diese restirenden Bewegungen in radiale Schwingungen übergehen — und wir haben schon früher wahrscheinlich gemacht, dass diese am leichtesten entstehen dürften — so ist der Erfolg einer momentanen Erschütterung eines solchen Doppelmediums innerhalb eines engen Raumes 1) die Entstehung zweier Wellen, eine mit Longitudinal- die andere mit Transversalschwingungen, 2) die Entstehung von Radialschwingungen des Aethers in den Dynamiden.

Wenn aber nicht bloss eine momentane Erschütterung, sondern wenn in einem beschränkten Raum des Mediums kontinuirliche Erschütterungen erregt werden, so werden fort und fort Wellenpaare ausgesendet und werden fort und fort in den Dynamiden Radialschwingungen hervorgerufen, und es tritt in dem ganzen Medium ein Beharrungszustand der Bewegung ein, wobei jede Dynamide in der nächstfolgenden hervorruft: 1) eine Longitudinalschwingung des Massenmittelpunktes, 2) eine Transversalschwingung des Massenmittelpunktes, 3) eine Aenderung des radialen Schwingungszustandes. Es lässt sich zwar noch nicht mit mathematischer Strenge nachweisen, scheint jedoch wahrscheinlich zu sein, dass die Bewegungsmittheilungen, welche durch die Radialschwingungen entstehen, sich nur langsam fortpflanzen, oder dass es ziemlich lange währt, bis eine Dynamide durch ihre Radialschwingungen eine beträchtliche lebendige Kraft an eine ihr benachbarte Dynamide abgibt. Diese durch die Radialschwingungen entstehenden Bewegungsmittheilungen richten sich übrigens nach der Entfernung der Atome. Sind die Atome weit von einander entfernt, wie es in den Gasen der Fall ist, so werden sich die Bewegungen der Radialschwingungen ganz langsam fortpflanzen. Sind dagegen die Atome einander sehr nahe, wie bei festen Körpern, so wird diese Bewegungsmittheilung rascher erfolgen.

In einem dynamidisch oder periodisch angeordneten Medium wird also die Bewegung 1) durch eine Welle mit Longitudinalschwingungen, 2) durch eine Welle mit Transversalschwingungen, 3) durch radiale Schwingungen des Aethers in den Hüllen fortgepflanzt, während im freien Aether die letztere dieser Bewegungen nicht vorkommt. Wir wollen nun sehen, was diese drei Bewegungsfortpflanzungen in physikalischer und physiologischer Hinsicht bedeuten.

Licht, strahlende Wärme, Wärmeleitung. Der Grundgedanke unserer Wärmetheorie ist der Satz, dass an einem Ort nur dann Wärme vorhanden ist, wenn sich daselbst Dynamiden befinden, deren Aether radiale Schwingungen macht.

Unter dieser Voraussetzung müssen wir vor allem Anderen sagen, dass die Bewegungen in den beiden Wellen mit Longitudinal- und Transversalschwingungen nicht Wärme sind, wohl aber müssen wir zugeben, dass diese Wellenbewegungen Wärme erzeugen können, wenn sie durch ein Dynamidensystem laufen und in den Dynamiden Radialschwingungen hervorrufen.

Diese Wellenbewegungen an und für sich sind eben so wenig Wärme, als ein Hammerschlag, der einen Körper erwärmt, d. h. in demselben Radialschwingungen erregt. Also diese Wellen können wohl Wärme erregen, sind aber selbst nicht Wärme. Als Wärmeerzeugungsmittel kann aber die Welle mit Longitudinalschwingungen eben so gute Dienste leisten, als die Welle mit Transversalschwingungen. Da im freien Aether Radialschwingungen nicht vorkommen, so ist derselbe nicht warm. Weil aber in einem Doppelmedium durch die Wellen Radialschwingungen in den Dynamiden hervorgerufen werden, so wird ein solches Medium durch den Durchgang von Wellen erwärmt, und weil jede Radialschwingung einer Dynamide eine ähnliche Schwingung in der benachbarten hervorruft, so pflanzt sich diese Wärme fort, und dies ist es, was man die Leitung der Wärme zu nennen pflegt. Wärmeleitung ist also nichts anderes, als die successive Uebertragung von lebendiger Kraft von Dynamide zu Dynamide durch Radialschwingungen des Aethers. Diese Uebertragung geschieht leicht bei festen Körpern, schwer bei Gasen.

Die physikalische und physiologische Bedeutung der Welle mit Transversalschwingungen ist längst erkannt. Es beruhen hierauf die Lichterscheinungen und lassen sich hieraus mit einer Schärfe und Vollständigkeit erklären, die wenig zu wünschen übrig lässt. Nur wenige Lichterscheinungen gibt es, die man bis jetzt aus Transversalschwingungen noch nicht zu erklären im Stande war.

Die Existenz der Welle mit Longitudinalschwingungen ist bis jetzt von den Physikern gänzlich ignorirt worden, obgleich ihr Vorhandensein eben so nothwendig ist, als das der lichtgebenden Welle. Ich stelle nun die Ansicht auf, dass diese Welle mit Longitudinalschwingungen die Erscheinung der strahlenden Wärme hervorbringt, aber selbst nicht Wärme ist, sondern nur Wärme erregen kann, wenn sie durch ein Doppelmedium geht und den Aether desselben in radiale Schwingungen versetzt. Diese Ansicht, dass die Welle mit Longitudinalschwingungen „strahlende Wärme" sei, scheint zwar mit der bei den Physikern sehr verbreiteten Ansicht über die strahlende Wärme im Widerspruch zu sein. Die Physiker behaupten oder sprechen es als eine Wahrscheinlichkeit aus, dass die strahlende Wärme, ähnlich wie das Licht, auf Transversalschwingungen beruhe, nur sei die Wärmewelle langsamer und länger als die Lichtwelle. Allein, wenn man die Methoden betrachtet, durch welche die Physiker die strahlende Wärme untersuchen, so erkennt man, dass dabei ein Fehlschluss im Spiele ist. Um die strahlende Wärme zu prüfen, muss man zunächst nachweisen, dass sie erwärmend wirke, also auf das Thermometer wirke, gewöhlich lässt man aber die Wärmestrahlen vermittelst des Meloni'schen Apparates auf eine sogenannte Thermosäule einwirken, erregt also einen elektrischen Strom, und schliesst aus dem Vorhandensein desselben, auf das Vorhandensein von Wärme, ein Schluss, der schon sehr gewagt ist, weil ja elektrische Ströme durch sehr verschiedene Anregungsmittel hervorgerufen werden. Um ferner die Schwingungsweise des Aethers in den Wärmestrahlen zu untersuchen, werden Polarisations- oder Interferenzversuche, d. h. solche Versuche angestellt, durch welche das Vorhandensein von Transversalschwingungen erkannt werden kann; dabei findet man in der That Polarisations- und Interferenzerscheinungen und schliesst daraus, dass die Wärmestrahlen auf Transversalschwingungen beruhen. Allein das ist ein offenbarer Fehlschluss, weil durch derlei Versuche nur allein die Existenz von Transversalschwingungen, nicht aber die Existenz von Longitudinalschwingungen erkannt werden kann. Der Schluss wäre nur dann richtig, wenn nachgewiesen würde, dass nur allein Transversalschwingungen und keine Longitudinalschwingungen vorhanden sind.

Nach unserer Ansicht kann Wärme, d. h. können Radialschwingungen in den Dynamiden sowohl durch die transversalen Lichtschwingungen, als auch durch die jederzeit neben den Transversalschwingungen noch nothwendig vorhandenen Longitudinalschwingungen hervorgerufen werden.

Uebergang der Wellen aus einem Medium in ein anderes. Wenn eine Welle an der Grenze zweier sich berührenden Medien ankommt, entstehen verschiedene dynamische Vorgänge, die von der Konstitution des zweiten Mediums und von der Beschaffenheit seiner Oberfläche abhängen. Ist die Oberfläche des Körpers ganz glatt und das Innere regelmässig oder amorph krystallisirt, so werden die anschlagenden Transversal- oder Longitudinalwellen theils reflektirt, theils durchgelassen. Die Reflektion erfolgt für Transversalwellen wie für Longitudinalwellen nach dem Gesetz, dass der Reflektionswinkel gleich ist dem Einfallswinkel, allein die Schwingungsintensität ist im reflektirenden Strahl schwächer, als sie im einfallenden Strahl ist. Die dynamischen Zustände, welche durch eine anschlagende Welle im Innern des Körpers angeregt werden, können von dreierlei Art sein. Es gibt Substanzen, die nur Transversalschwingungen (Lichtwellen) durchlassen, Longitudinalschwingungen aber nicht (Wärmestrahlen also nicht). Es gibt andere Substanzen, die nur Longitudinalschwingungen (Wärmestrahlen) durchlassen, Transversalschwingungen aber nicht (undurchsichtige). Es gibt ferner Substanzen, welche Longitudinal- wie Transversalschwingungen durchlassen. Endlich gibt es Substanzen, die weder die eine noch die andere Schwingungsart durch Wellen fortpflanzen. Die eindringenden Wellen werden nach dem Gesetz gebrochen, dass das Verhältniss der Sinuse des Einfalls- und des Brechungswinkels constant ist.

Herrscht im Innern des Körpers keine regelmässige Gruppirung der Atome, so verursacht eine anschlagende Welle im Innern nur verworrene Bewegungen, die in radiale Dynamidenschwingungen (Wärme) übergehen, aber eine Wellenbewegung (Licht und Strahlung) findet darum nicht statt.

Ist die Oberfläche eines Körpers mit ganz feinen Rauhheiten überzogen (berusst, fein geritzt), so wird die anschlagende Welle zerstreut und es entstehen verworrene Bewegungen in beiden Medien.

Die Wärmequellen.

Es gibt in der Natur kaum Einen mechanischen, chemischen oder physikalischen Vorgang, der nicht von einer Wärmeerscheinung begleitet wäre. Diejenigen Vorgänge, bei welchen diese Thätigkeit in einem höheren Grade eintritt, kann man Wärmequellen nennen. Wir wollen die vorzüglichsten derselben betrachten.

Sonnenwärme. Die Planeten, die Fixsterne, die Monde, aber insbesondere die Sonne bringt Wärmewirkungen hervor. Das organische Leben an der Oberfläche der Erde wird wesentlich durch die Sonnenwärme hervorgebracht, die Sonnenwärme ist die motorische Kraft für alles organische Leben. Was für die Industrie die Wasserkraft und die Dampfkraft, das ist für die Pflanzenwelt die Sonnenwärme. Allein sie ist für unsere Industrie nicht benutzbar, wir besitzen keine Mittel, wodurch eine beträchtliche Menge von Sonnenwärme auf einen engen Raum konzentrirt werden könnte. Aber indirekt leistet die Sonne auch der mechanischen Industrie gute Dienste, denn sie verdunstet das Wasser an der Oberfläche der Erde, hebt also das Wasser in die Höhe, und wenn dieses dann als Regen und Schnee niederfällt, werden die Quellen und Wasserläufe genährt, und diese sind es, die unsere Wasserräder und Turbinen und andern hydraulischen Kraftmaschinen treiben. In letzter Instanz werden also unsere hydraulischen Kraftmaschinen durch die Kraft der Sonnenwärme betrieben. Aber eine direkte Benutzung der Sonnenwärme zu technischen Zwecken gibt es nicht. Man kann meilengrosse Brennspiegel nicht konstruiren.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Die Erdwärme. Die vulkanischen Erscheinungen und die Thatsache, dass die Temperatur des Erdkörpers von der Oberfläche an nach dem Innern für je 30 bis 33^m um einen Grad zunimmt, machen es höchst wahrscheinlich, dass nur allein die Rinde der Erde fest, das Innere dagegen in einem geschmolzenen flüssigen Zustand sich befindet. Der Erfahrung gemäss schmelzen alle Erden, Erze und Metalle bei einer Temperatur von 2000 Graden. Wenn also die Erdwärme für je 30^m Tiefe um einen Grad zunimmt, so herrscht in einer Tiefe von $2000 \times 30 = 60000^m$ eine Temperatur von 2000 Grad, müssen also in einer Tiefe von 60000^m alle Körper geschmolzen sein, wird also die Dicke der festen Erdrinde 60000^m betragen. Nun ist aber der Halbmesser der Erde $\frac{360 \times 15}{2 \times \pi} = 900$ geographische Meilen $= 7420 \times 900 = 6678000^m$. Nach dieser Rechnung beträgt also die Dicke der festen Erdrinde nur den $\frac{6678000}{60000} = 111^{ten}$ Theil des Halbmessers. Um sich von dem enormen Wärmegehalt des geschmolzenen Erdinnern eine anschauliche Vorstellung zu machen, wollen wir die Dicke einer Steinkohlenrinde berechnen, die so viel Wärme gibt, als im Erdinnern enthalten ist. Das Volumen des Erdinnern beträgt $\frac{4}{3}(6678000 - 60000)^3\, 3{\cdot}14^{Kbm}$. Das spezifische Gewicht der geschmolzenen Erdarten ist circa 2500^{Klg} per 1^{Kbm}. Die spezifische Wärme 0·2 (gebrannter Thon). Die Wärme des Erdinnern ist demnach

$$\frac{4}{3}(6678000 - 60000)^3\, 3{\cdot}14 \times 2500 \times 0{\cdot}2 \times 2000$$

Wärmeeinheiten. Nennen wir x die Dicke der idealen Steinkohlenschicht und 7000 die Heizkraft der Steinkohlen, so ist:

$$4 \times 6678000^2 \times 3{\cdot}14 \times x \times 1800 \times 7000$$

die gesammte Heizkraft der Schicht, demnach

$$x = \frac{\frac{4}{3}(6678000 - 60000)^3\, 3{\cdot}14 \times 2500 \times 0{\cdot}2 \times 2000}{4 \times 6678000^2 \times 3{\cdot}14 \times 1800 \times 7000} = 200000^m$$

oder ungefähr $\frac{200000}{7420} = 27$ geographische Meilen. Die Erdwärme ist also äquivalent einer über die ganze Erdoberfläche verbreiteten Steinkohlenschicht von 27 geographischen Meilen Dicke. Aber leider können wir von diesem kolossalen Wärmevorrath keinen technischen Nutzen ziehen, die Entfernung dieser Wärmequelle von der Oberfläche der Erde ist zu gross, obgleich die Dicke der festen Erdrinde nur den 111ten Theil des Erdhalbmessers beträgt.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Warme Wasserquellen. Auch die Wärme der warmen Quellen ist für technische Zwecke von keinem Belang. Die Wassermengen dieser Quellen sind in der Regel nicht gross, und die Temperatur des Wassers beträgt selten mehr als 60°. Ein Kubikfuss (30^{Klg}) von solchem Wasser enthält demnach nicht mehr als $30 \times 60 = 1800$ Wärmeeinheiten, ist also äquivalent mit $\frac{1800}{7000} = 0{\cdot}26^{Klg}$ Steinkohlen. Eine warme Mineralquelle, die in jeder Sekunde 4 Kubikfuss Wasser von 60° Temperatur liefert, gibt also in einer Sekunde so viel Wärme, als in 1^{Klg} Steinkohlen enthalten ist.

Ursprung der Wärme der Weltkörper. Die Kugelgestalt der Erde, noch mehr aber ihre ellipsoidische Form, so wie die geologischen Verhältnisse lassen es kaum bezweifeln, dass die Erdmasse einstens eine feurig-flüssige Masse bildete. Die Abplattung der Erde, d. h. ihre ellipsoidische Form, stimmt genau mit derjenigen überein, welche eine flüssige Masse von der Grösse des Erdkörpers annehmen muss, wenn sie sich so schnell um ihre Achse dreht wie die Erde. Die Erde war also einstens flüssig und ist, weil nun die Oberfläche fest und starr ist, durch Abkühlung in den jetzigen Zustand gekommen. Allein die Temperatur der Erde nimmt nach dem Innern für je 30^m um 1 Grad zu. In einer Tiefe von 60000^m (circa $\frac{1}{111}$ des Erdhalbmessers) beträgt also die Temperatur wahrscheinlich 2000 Grade, ist also so hoch, dass alles Material geschmolzen sein muss. Berücksichtigt man nun, dass das Innere der Erde gegenwärtig geschmolzen ist, dass der jetzige Zustand durch Abkühlung entstanden ist, und dass das Ganze einstens flüssig war, so kommt man zu dem Schluss, dass die Erde einstens in einem feurig-flüssigen Zustand war und Licht und Wärme ausstrahlte wie jetzt die Sonne.

Ob es sich mit den Planeten eben so verhält, kann man nicht mit gleicher Sicherheit sagen, weil wir nicht wissen, ob das Innere derselben gegenwärtig feurig-flüssig ist. Allein ihre Kugelform ist Thatsache und dies allein berechtigt zu der Annahme, dass auch die Planeten einstens flüssig waren, und, da alle Planeten wahrscheinlich in Folge eines und desselben grossen Prozesses sich gebildet haben, so ist es höchst wahrscheinlich, das alle Planeten einstens, gleich wie es bei der Erde beinahe nachgewiesen ist, in feurig-flüssigem Zustande waren, und durch allmählige Abkühlung nach Aussen in den gegenwärtigen Zustand gerathen sind.

Die intensiven Licht- und Wärmewirkungen, welche von der Sonne ausgehen, lassen kaum einen Zweifel übrig, dass die Sonnenmasse noch gegenwärtig in einem feurig flüssigen Zustande sich befindet. Dieser Zustand ist entweder ein Fortglühen, ohne dass Verbrennungsakte vorgehen, oder es ist ein sich fortsetzender Verbrennungsprozess, oder endlich es ist theils ein Fortglühen, theils ein fortdauernder Verbrennungsprozess. Die Untersuchungen von Bunsen machen es wahrscheinlich, dass Verbrennungsakte vorkommen. Wäre der Zustand der Sonne ein pures Glühen, so würde kein Licht und keine Wärme erzeugt, und da die Sonne Licht und Wärme, d. h. lebendige Kraft an den Aether des Weltraums abgibt, so müsste der Intensitätszustand der Sonne im Abnehmen befindlich sein. Gehen aber Verbrennungsakte vor sich, so wird durch dieselben lebendige Kraft, mithin Licht und Wärme fort und fort erzeugt, und die Intensität des Zustandes muss noch nicht abnehmen, sondern kann sich erhalten oder kann selbst noch weiter gesteigert werden, bis alle Verbrennungsprozesse vorüber sind, von wo an aber nothwendig eine Abnahme des Intensitätszustandes eintreten muss.

Das zahlreiche Heer der Fixsterne ist ein Heer von sonnenähnlichen Körpern, von denen jeder Licht und Wärme aussendet. Wahrscheinlich sind auch diese Fixsterne feurig-flüssige Massen wie die Sonne unseres Planetensystems. Im Weltraum sind also unzählbar viele im feurig-flüssigen Zustand befindliche Massen von ganz ausserordentlicher Grösse vorhanden, die Licht und Wärme aussenden und vielleicht durch fortdauernde Verbrennungsprozesse fortwährend Licht und Wärme erzeugen. Doch hat man mehrere Beispiele, dass Fixsterne verschwunden sind, also wahrscheinlich zu leuchten aufgehört haben, also durch Abkühlung wie die Erde dunkel geworden sind.

Von nicht selbstleuchtenden Himmelskörpern kennen wir nur die Planeten und Kometen. Allein die Astronomen finden es wahrscheinlich, dass es im Weltraum auch unzählig viele nicht leuchtende Körper gibt, und dies sind wahrscheinlich ausgebrannte abgekühlte Sonnen und Planeten.

In der gegenwärtigen Zeit sind also die Weltkörper theils feurigflüssige, theils dunkle nicht selbst leuchtende Massen. Die letzteren waren aber auch wahrscheinlich einstens feurig-flüssig und sind erst allmählig durch Abkühlung dunkel geworden.

Die initiale Wärmebildung. Es entsteht nun die Frage, wie dieser feurig-flüssige Zustand der Himmelskörper entstanden ist? Ob sie so wie sie sind geschaffen, oder durch natürliche Vorgänge erzeugt wurden? Bevor man zu einem Schöpfungswunder seine Zuflucht nimmt, muss man sich umsehen, ob man nicht eine natürliche Ursache entdecken kann, wodurch faktisch vorhandene Zustände ihre Erklärung finden können.

Unsere Prinzipien der Mechanik in Verbindung mit unserer Grundanschauung von der Beschaffenheit der Materie genügen vollkommen zur Erklärung des feurig-flüssigen Zustandes der Himmelskörper. Wir brauchen kein Schöpfungswunder, brauchen auch keine chemischen Aktionen, keine Verbrennungsprozesse anzunehmen, sondern diese Wärmeentwickelungen folgen aus rein mechanischen Vorgängen, die durch die allgemeine Gravitation mit Nothwendigkeit entstehen mussten, nämlich durch die unter der Einwirkung der Gravitation geschehenen Ballungsakte.

Wir nehmen an, dass diese Feuerbälle nicht als solche geschaffen wurden, sondern dass sie einstens aus grossen Quantitäten Materie entstanden sind, die vor der Bildung dieser Bälle im Weltraum als Dunst- und Staubmasse vorhanden waren. Da sich vermöge der Gravitationskraft je zwei Theilchen einer solchen Dunstmasse mit einer Kraft anziehen, welche dem Produkte ihrer Massen direkt und dem Quadrat ihrer Entfernung verkehrt proportional ist, so muss in einer solchen Dunstmasse nothwendig eine Tendenz vorhanden sein, sich zusammenzuballen, sich zu einer kugelförmigen Masse zu konzentriren. Durch die dabei stattfindende Annäherung je zweier Theilchen wird aber eine sicher berechenbare Wirkungsgrösse entwickelt; durch die wechselseitige Annäherung aller Theilchen muss daher eine ganz kolossale Gesammtwirkung ausgeübt werden, die sich nothwendig auf irgend eine Weise manifestiren muss. Dieser Ballungsakt ist so zu sagen ein centripetaler Zusammensturz. Alle Massen nähern sich anfangs, so lange sie noch weit von einander entfernt sind, nur langsam, aber allmählig schneller und schneller und stürzen zuletzt, mit einer Hast, die jede Phantasievorstellung übersteigt, nach dem gemeinsamen Schwerpunkt des ganzen Massensystems hin. Ist dies geschehen, so muss in der ganzen Masse ein Erschütterungszustand heftigster Art vorhanden sein, und dieser wird, wie in allen anderen ähnlichen Fällen, vom Aether der Dynamiden aufgenommen. Der Aether der geballten Masse nimmt also schliesslich die ganze enorme bei dem Ballungsakt durch die Gravitationskraft entwickelte Wirkung in sich auf, und dass dadurch Wärme und Licht nicht nur entstehen kann, sondern entstehen muss, wird Jedermann einsehen, der mit den Grundsätzen der Mechanik und den neueren Wärmetheorien vertraut ist.

Wir wollen uns mit dieser wörtlichen Schilderung des Vorganges nicht begnügen, sondern werden die Sache durch genaue Rechnungen verfolgen; vorläufig wollen wir jedoch unsere Betrachtung ohne Rechnung in Gedanken so weit als möglich verfolgen.

Es ist auch ohne Rechnung leicht zu errathen, dass nach dem Ballungsakt einer Masse die Temperatur derselben wesentlich von der Grösse der Masse abhängen muss; denn die Kraft, mit welcher irgend ein Atom während des Ballungsaktes gegen den gemeinsamen Schwerpunkt hingezogen wird, ist bei einer grossen Masse viel grösser, als bei einer kleinen. Daraus folgt aber, dass die Temperatur eines Weltkörpers unmittelbar nach dem Ballungsakt in dem Maass grösser sein wird, als der Körper selbst grösser ist. Die Temperatur der Sonnenmasse war also gleich von Anfang an viel höher als die der Erdmasse. Der Halbmesser der Sonnenkugel ist 110 mal grösser als jener der Erdkugel und die Sonnenmasse ist 354936 mal grösser als die Erdmasse.

Höchst wahrscheinlich gibt es Fixsterne, welche weit grösser sind als unsere Sonne, die sich vielleicht zur Sonne verhalten wie diese zur Erde; die Temperatur dieser Fixsterne wird daher, wenn sie sich unter dem Einfluss der Gravitation gebildet haben, nach dem Entstehungsakt noch bei weitem höher gewesen sein als die der Sonne. Kurz, je grösser und massiger ein Weltball ist, desto höher muss nothwendig seine Temperatur im Entstehungsmoment gewesen sein.

Die Abkühlung der Weltkörper. Allein diese geballten Weltkörper bewegen sich im Weltraume fort, in welchem eine sehr tiefe Temperatur herrscht, sie kühlen sich daher allmählig ab. Nun ist aber die Abkühlungsfläche (die Oberfläche) im Verhältniss zum Volumen (zum Wärmegehalt) bei einem kleinen Körper sehr gross, bei einem grossen Körper sehr klein. Kleine Weltkörper kühlen sich daher rasch ab, grosse sehr langsam; daher wird es nun begreiflich, weshalb die Planeten unseres Systems bereits alle starr geworden sind, während die Sonne noch immer glühend ist und Licht und Wärme aussendet. Und ähnlich mag es sich auch in den übrigen Sonnensystemen verhalten. Sehr grosse dunkle Weltkörper gibt es wahrscheinlich nicht viele, und die wenigen, die es geben mag, müssen sehr alt sein, müssen schon längst abgebrannt sein. Dagegen mag es eine ungemein grosse Zahl von kleineren dunkeln Körpern geben, die um Fixsterne kreisen und deren Planetensysteme bilden.

Nach den Kenntnissen, welche wir vom organischen Bilden und Leben besitzen, kann in der Glühhitze kein Organismus be-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

stehen; wir müssen es daher für höchst wahrscheinlich ansehen, dass weder auf der Sonne noch auf irgend einem der selbstleuchtenden Fixsterne oder sonstigen selbstleuchtenden Himmelskörper organisches Leben gefunden werden kann, sondern nur allein auf den durch Abkühlung dunkel gewordenen Planeten. Die Sonnen und Fixsterne sind also für die Planeten Licht- und Wärmequellen, welche auf denselben alles Leben und Wirken hervorbringen. Erst dann, wenn einmal eine Sonne durch Abkühlung eine feste Rinde erhalten hat, kann auf derselben organisches Leben zum Vorschein kommen.

Wenn man bedenkt, dass alle Weltkörper ihre Entstehung, ihre Bewegung, ihre Wärme- und Lichtzustände einem Gravitationsprozess verdanken; dass unsere Erde überdies die mächtigsten Motoren, Wasser, Wind und Dampfkraft, so wie auch den ganzen Reichthum an organischem Leben, der Licht- und der Wärmewirkung der Sonne, also in letzter Instanz abermals einem Gravitationsprozess verdankt: so erkennt man den kolossalen Umfang der Rolle, welche die Gravitationskraft im Weltganzen zu spielen bestimmt ist, und die bewunderungswürdige Einfachheit der Mittel, welche die Natur zur Erreichung ihrer grossen Zwecke in Anwendung zu bringen weiss.

Berechnung der Wirkungsgröße, die einem Ballungsakt entspricht. Die Berechnung der Wirkungsgrösse, die einem Ballungsakt entspricht, unterliegt keiner besonderen Schwierigkeit, wenn man sich erlaubt anzunehmen: 1) dass ursprünglich die Stofftheilchen so weit von einander entfernt sind, dass kein merklicher Fehler begangen wird, wenn man bei der Berechnung der Wirkungsgrösse sich so benimmt, wie wenn der Stoff ursprünglich, d. h. vor dem Ballungsakt unendlich weit zerstreut gewesen ist; 2) dass durch die Ballung ein kugelförmiges Gebilde entsteht, in welchem die Masse gleichförmig und continuirlich vertheilt ist.

Es sei r_0 die initiale Entfernung zweier Massentheilchen m und m_1, r deren Entfernung in irgend einem beliebigen Augenblick während des Ballungsaktes, r_1 ihre Entfernung in dem gebildeten Ball, λ die Kraft, mit welcher sich vermöge der allgemeinen Gravitation zwei Masseneinheiten anziehen, wenn deren Entfernung gleich der Einheit ist. Dies vorausgesetzt, ist die Wirkung, welche entwickelt wird, indem die Massentheilchen aus der Entfernung r_0 in die Entfernung r_1 übergehen:

$$-\int_{r_0}^{r_1} \frac{m\, m_1\, \lambda}{r^2}\, d\, r$$

Verrichtet man die Integration, so findet man

$$\lambda\, m\, m_1 \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_0}\right)$$

Da wir annehmen, dass r_0 vielmal grösser ist, als r_1, d. h. dass das ursprüngliche Volumen der im Raum zerstreuten Materie vielmals grösser war als das Volumen der geballten Masse, so dürfen wir $\frac{1}{r_0}$ gegen $\frac{1}{r_1}$ vernachlässigen. Die Wirkung, welche den Massentheilchen m und m_1 entspricht, wird demnach:

$$\frac{\lambda\, m\, m_1}{r_1}$$

Legen wir nun dem Zeichen r_1 den Sinn bei, dass es bedeutet die Entfernung irgend eines Massentheilchens der geballten Masse von dem Ort, den das ganz individuelle Massenatom m in der geballten Masse einnimmt, so ist:

$$\lambda\, m\, S\, \frac{m_1}{r_1}$$

die Wirkung, welche während des Ballungsaktes durch die Annäherung aller Massenatome an das Atom m entsteht. Diese Summe $S\, \frac{m_1}{r_1}$ kann nichts anderes sein, als eine gewisse Funktion der Entfernung des Atoms m vom Mittelpunkt der Kugel, die durch den Ballungsakt entsteht. Berechnen wir diese Summe für jedes Massenatom m, multipliziren jede dieser Summen mit dem Produkt $m\lambda$ und machen hierauf die Summen aller Produkte $m\, \lambda\, S\, \frac{m_1}{r_1}$, so erhalten wir den zweifachen Werth der Totalwirkung W, welche dem ganzen Ballungsakt entspricht; es ist demnach:

$$W = \frac{1}{2}\, \Sigma \left[m\, \lambda \left(S\, \frac{m_1}{r_1} \right) \right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Wir müssen nun diesem symbolischen Ausdrucke eine für die Ausrechnung seines Werthes geeignete Form geben.

Nennen wir:

ϱ und ϱ_1 die Entfernungen der Atome m und m_1 in der geballten Masse vom Mittelpunkt derselben;

Θ den Winkel, welchen die Radien ϱ und ϱ_1 gegen einander bilden; so ist:

$$r_1^2 = \varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\, \varrho\, \varrho_1 \cos \Theta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Legen wir durch den Radius ϱ irgend eine fixe Ebene und bezeichnen durch ω den Neigungswinkel derselben mit der Ebene des Dreiecks, das durch die drei Linien $\varrho\, \varrho_1\, r_1$ gebildet wird, und betrachten m_1 als diejenige Masse, welche in dem Raum eingeschlossen ist, der durch die drei unendlich kleinen Dimensionen $\varrho_1 d\Theta$, $d\varrho_1$, $\sin\Theta\, d\omega$ bestimmt wird, so können wir schreiben:

$$m_1 = \mu\, \varrho_1\, d\Theta\, d\varrho_1\, \varrho_1 \sin\Theta\, d\omega$$

$$m_1 = \mu\, \varrho_1^2 \sin\Theta\, d\varrho_1\, d\Theta\, d\omega \quad \ldots\ldots \quad (3)$$

wobei μ die Masse bedeutet, welche die Volumeneinheit der geballten Masse enthält.

Wir können daher schreiben:

$$S\,\frac{m_1}{r_1} = \mu \iiint \frac{\varrho_1^2 \sin\Theta\, d\varrho_1\, d\Theta\, d\omega}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} \quad \ldots \quad (4)$$

Da diese Summe auf den ganzen Ball auszudehnen ist, so sind die Integrationen auszuführen:

für ϱ_1 von 0 bis R
„ ω „ 0 „ 2π
„ Θ „ 0 „ π

wobei R den Halbmesser des Balles bezeichnet.

Die Integration in Bezug auf ω gibt:

$$S\,\frac{m_1}{r_1} = \pi\mu \iint \frac{\varrho_1^2 \sin\Theta\, d\varrho_1\, d\Theta}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}}$$

Nun ist:

$$\sin\Theta\, d\Theta = -\,d(\cos\Theta)$$

demnach:

$$S\,\frac{m_1}{r_1} = \pi\mu \int \varrho_1^2\, d\varrho_1 \left(\int \frac{-\,d(\cos\Theta)}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} \right)$$

Allgemein ist:

$$\int \frac{-\,d(\cos\Theta)}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} = \frac{2}{2\,\varrho\,\varrho_1} \sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}$$

demnach:

$$\int_0^\pi \frac{-\,d(\cos\Theta)}{\sqrt{\varrho^2 + \varrho_1^2 - 2\,\varrho\,\varrho_1 \cos\Theta}} = \frac{1}{\varrho\,\varrho_1} \Big[(\varrho + \varrho_1) - (\varrho - \varrho_1) \Big] = \frac{2}{\varrho}$$

und folglich erhalten wir:

$$S\,\frac{m_1}{r_1} = 2\pi\mu \int_0^R \frac{2\,\varrho_1^2\, d\varrho_1}{\varrho} = \frac{4\pi\mu}{\varrho}\,\frac{R^3}{3}$$

Diesen Werth in (1) eingeführt, erhält man:

$$W = \frac{1}{2}\,\Sigma m\,\lambda\, \frac{3\pi\mu}{\varrho}\,\frac{R^3}{3} = \frac{2}{3}\,\pi\,\lambda\,\mu\,R^3\,\Sigma\frac{m}{\varrho} \quad \ldots \quad (5)$$

Denken wir uns mit ϱ und $\varrho + d\varrho$ zwei Kugelflächen beschrieben, so ist die zwischen denselben enthaltene Masse gleich $4\,\varrho^2\,\pi\, d\varrho\,\mu$. Der Antheil der Summe $\Sigma\,\frac{m}{\varrho}$, welcher dieser Masse entspricht, ist demnach $4\,\varrho\,\pi\,\mu\, d\varrho$ und der Totalwerth ist:

$$\Sigma \frac{m}{\varrho} = \int_0^R 4 \pi \mu \varrho \, d \varrho = 2 \pi \mu R^2$$

Wir erhalten demnach:

$$W = \frac{2}{3} \pi \lambda \mu R^3 . 2 \pi \mu R^2 = \frac{4}{3} \pi^2 \mu^2 \lambda R^5 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

woraus man zunächst ersieht, dass die Ballungswirkung der fünften Potenz des Radius von dem entstandenen Ball proportional ist, also bei grossen Bällen ungemein gross wird.

Temperatur des Balles. Nimmt man an, dass die ganze Wirkung zuletzt, wenn die Ballung geschehen ist, in den Aether der Dynamiden übergeht und Schwingungen erzeugt, die der Wärme entsprechen, und dass alle Dynamiden in gleicher Weise erschüttert werden, so dass in allen gleiche Temperaturen eintreten, so lässt sich diese Temperatur u_0 leicht berechnen.

Nennt man $\mathfrak{C}$ die Wärmemenge (in Wärmeeinheiten ausgedrückt), welche erforderlich ist um einer Masseneinheit des Balles eine Temperaturerhöhung von einem Grad zu ertheilen, so ist: $\frac{4}{3} R^3 \pi \mu \mathfrak{C} u_0$ die Wärmemenge, welche erforderlich ist, um der Masse $\frac{4}{3} R^3 \pi \mu$ des Balles eine Temperaturerhöhung von u_0 Grad zu ertheilen. Nennt man weiter $k = 424^{Klgm}$ die Wirkungsgrösse, welche einer Wärmeeinheit entspricht, so ist:

$$\frac{4}{3} R^3 \pi \mu \mathfrak{C} u^0 k$$

die in Kilogrammmetern ausgedrückte Wirkungsgrösse, welche erforderlich ist, um die geballte Masse von 0^0 Temperatur bis u_0 Grad zu erwärmen. Wenn wir annehmen, dass die ursprüngliche Temperatur der Materie 0^0 war, so erhalten wir demnach:

$$W = \frac{4}{3} \pi^2 \lambda \mu^2 R^5 = \frac{4}{3} R^3 \pi \mu \mathfrak{C} u_0 k$$

Demnach:

$$u_0 = \frac{\pi \lambda \mu R^2}{k \mathfrak{C}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Hiermit ist nun die Temperatur der geballten Masse berechnet, und man sieht, dass dieselbe dem Quadrat des Halbmessers des Balles proportional ist, dass sich demnach die mittleren Temperaturen der Weltkörper wie die zweiten Potenzen ihrer Halbmesser oder wie ihre Oberflächen verhalten.

Numerische Rechnungen. Relative Werthe. Nimmt man an, dass $\mathfrak{C}$ für alle Planeten und für die Sonne den gleichen Werth hat, so findet man nach den bekannten Massen und Durchmessern dieser Weltkörper die nachstehenden Resultate (Ettingshausen's Physik, Seite 198):

	Durchmesser $2R$	Masse $\frac{4}{3} R^3 \pi \mu$	Initialtemperatur u_0
Merkur . . .	0·39	0·16	0·40
Venus	0·97	0·92	0·95
Erde	1·00	1·00	1·00
Mars	0·56	0·13	0·23
Jupiter	11·56	340	30·00
Saturn	9·61	98	12·00
Uranus	4·26	17	4·00
Sonne	110	354936	3226

Die absoluten Werthe der initialen Temperaturen. Wendet man die Formel (7) auf die Erde an, so hat man:

Halbmesser der Erde . . . . $R = 6366200$ Meter.

Nennen wir M die Masse der Erde, q das Gewicht eines gewissen Körpers an der Oberfläche der Erde, an einem Ort, wo die Beschleunigung beim freien Fall $g = 9{\cdot}808^m$ beträgt, m die Masse dieses Körpers, mithin $m = \frac{q}{2\,g}$, so ist:

$$\lambda \frac{M\,m}{R^2} = q, \quad \lambda = \frac{q\,R^2}{M\,m}$$

Es ist aber:

$$M = \frac{4}{3} R^3 \pi \mu, \quad m = \frac{q}{2\,g}$$

demnach wird:

$$\lambda = \frac{6\,g}{4\,\pi\,\mu} \cdot \frac{1}{R}$$

Führt man diesen Werth von λ in (7) ein, so findet man:

$$u_0 = \frac{6}{4} \frac{g}{\mathfrak{G}\,k} \cdot R \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$\mathfrak{G}$ ist die Anzahl der Wärmeeinheiten, welche erforderlich sind, um einer Masseneinheit eines Körpers eine Temperaturerhöhung von einem Grad zu ertheilen. Aber nach unserer Art der Massenmessung ist eine Masseneinheit gleich der Masse eines Körpers, der an einem Ort, wo die Beschleunigung durch den freien Fall $g = 9{\cdot}808^m$ beträgt, $2 \times 9{\cdot}808 = 20^{Klg}$ (nahe) wiegt. $\mathfrak{G}$ ist mithin die Anzahl der Wärmeeinheiten, die erforderlich sind, um 20^{Klg} Erdmasse eine Temperaturerhöhung von einem Grad zu ertheilen. Nimmt man an, dass die Erdmasse grösstentheils aus geschmolzener Erde besteht, so kann man die Wärmekapazität von 1^{Klg} Gewicht $= 0{\cdot}2$ (Wasser $= 1$) annehmen, und dann ist $\mathfrak{C} = 20 \times 0{\cdot}2 = 4$.

Setzt man in (8) $R = 6366200$, $\mathfrak{C} = 4$, $g = 9{\cdot}808$. $k = 424$, so findet man:

$$u_0 = \frac{6 \times 9{\cdot}808 \times 6366200}{4 \times 4 \times 424} := 55200 \text{ Grad}$$

Hieraus sieht man, dass der Ballungsakt, selbst bei der nicht besonders grossen Erde, mit einer Energie geschieht, die eine Initialtemperatur von 55200 Graden hervorzubringen vermag.

Vermittelst der Tabelle (Seite 285) und der so eben für die Erde gefundenen Initialtemperatur ergeben sich nun für die übrigen Planeten und für die Sonne nachstehende absolute Werthe:

	u_0 Absolute Werthe.
Merkur	22080°
Venus	52440°
Erde	55200°
Mars	12696°
Jupiter	1656000°
Saturn	662400°
Uranus	210800°
Sonne	178075200°

Die Initialtemperatur der Sonne übersteigt, wie man sieht, alle Vorstellungen.

Der Abkühlungsprozeß. Um die Temperatur zu berechnen, welche in den Weltkörpern durch die Abkühlung in dem kalten Weltraum entsteht, wollen wir die Ergebnisse benützen, welche Poisson in seinen Abhandlungen über die Wärmevertheilung gefunden hat. Im Journal de l'école polytechnique, tome XII, page 317, untersuchte Poisson die Abkühlung einer homogenen Kugel, welche initial so erwärmt ist, dass die Temperatur jedes Punktes, dessen Entfernung vom Mittelpunkt gleich r ist, durch eine gegebene Funktion von r [durch $f(r)$] ausgedrückt wird. Die Rechnung zeigt, dass die Temperatur u eines Punktes, dessen Entfernung gleich r ist, nachdem die Abkühlung durch eine Zeit t gedauert hat, ausgedrückt werden kann durch eine Summenformel, in welcher nebst verschiedenen Constanten, t r und eine gewisse Grösse ϱ erscheint. Das Summenzeichen bezieht sich auf ϱ, und die sämmtlichen Werthe von ϱ, auf welche sich das Summenzeichen bezieht, sind die unendlich vielen Wurzeln einer gewissen transcendenten Gleichung. Allein wenn man eine sehr lange Abkühlungszeit annimmt, hat nur ein einziges

Glied der Summe einen erheblichen Werth, und zwar ist es dasjenige, welches der kleinsten Wurzel der transcendenten Gleichung entspricht.

Der Grenzzustand der Erwärmung nähert sich daher einem gewissen Werthe, der durch ein einziges Glied ausgedrückt werden kann und diesen Werth wollen wir zu unseren Betrachtungen benützen.

Nennt man:

R den Halbmesser der Erde;

a den Wärmeleitungscoeffizienten des Materials, aus welchem die Kugel besteht;

b den Wärmeausstrahlungscoeffizienten;

t die Abkühlungszeit, die also sehr gross gedacht wird;

$f(r)$ das Gesetz der initialen Erwärmung der Kugel, d. h. der Erwärmung zur Zeit $t = 0$;

r die Entfernung eines beliebigen Punktes der Kugel vom Centrum;

u die Temperatur zur Zeit t in der Entfernung r;

0 die Temperatur des Weltraums;

so ist für den oben bezeichneten Grenzzustand:

$$u = \frac{2}{R\,r}\, e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \left(\sin\frac{\pi r}{R} - \frac{\pi r}{bR^2} \cos\frac{\pi r}{R}\right) \int_0^R \sin\frac{\pi r}{R} f(r)\, r\, dr \quad . \ (9)$$

Nehmen wir nun an, im Initialzustand sei in der ganzen Kugelmasse eine constante Temperatur u_0 vorhanden gewesen, so ist $f(r) = u_0 =$ constant, und dann wird:

$$\int_0^R \sin\frac{\pi r}{R} f(r)\, r\, dr = \frac{u_0}{\pi} R^2$$

folglich wegen (9):

$$u = \frac{2\,u_0}{\pi\,r} R \left(\sin\frac{\pi r}{R} - \frac{\pi r}{bR^2} \cos\frac{\pi r}{R}\right) e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad \ldots \ldots \ (10)$$

Bezeichnen wir die Temperatur im Mittelpunkt mit $\left(\begin{smallmatrix} u \\ r = 0 \end{smallmatrix}\right)$, an der Oberfläche mit $\left(\begin{smallmatrix} u \\ r = R \end{smallmatrix}\right)$, so folgt aus (1):

$$\left(\begin{matrix} u \\ r = 0 \end{matrix}\right) = 2\,u_0\, e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad \ldots \ldots \ldots \ (11)$$

$$\left(\begin{matrix} u \\ r = R \end{matrix}\right) = \frac{2\,u_0}{b\,R}\, e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad \ldots \ldots \ldots \ (12)$$

Allein wir haben früher gefunden (Gleichung 7):

$$u_0 = \frac{\pi \lambda \mu R^2}{k \mathfrak{G}}$$

daher wird:

$$\left(\begin{matrix} u \\ r = 0 \end{matrix}\right) = \frac{2 \pi \lambda \mu}{k \mathfrak{G}} R^2 e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad \ldots \ldots (13)$$

$$\left(\begin{matrix} u \\ r = R \end{matrix}\right) = \frac{2 \pi \lambda \mu}{k \mathfrak{G} b} R e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad \ldots \ldots (14)$$

Die Exponentialgrösse $e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t}$ wächst mit R, und zwar in einem starken Maasse; daher finden wir aus den Ausdrücken (13), (14), dass die Grenztemperaturen, welchen die Weltkörper sich nach und nach nähern, bei den grossen Körpern vielmals grösser sind als bei den kleinen Körpern.

Aus dem Ausdruck (9) für u folgt; wenn man $r = 0$ setzt:

$$\left(\begin{matrix} u \\ r = 0 \end{matrix}\right) = 2 u_0 \left(1 - \frac{1}{b R}\right) e^{-\frac{a^2 \pi^2}{R^2} t} \quad \ldots \ldots (15)$$

Durch Division der Ausdrücke (9) und (15) ergibt sich:

$$u = \left(\begin{matrix} u \\ r = 0 \end{matrix}\right) \frac{\frac{1}{\pi} \frac{R}{r} \sin \pi \frac{r}{R} - \frac{1}{b R} \cos \pi \frac{r}{R}}{1 - \frac{1}{b R}} \quad \ldots \ldots (16)$$

Für die Erde wie für jeden Weltkörper ist $\frac{1}{b R}$ eine gegen die Einheit verschwindend kleine Grösse; daher erhält man annähernd:

$$u = \left(\begin{matrix} u \\ r = 0 \end{matrix}\right) \frac{\sin \pi \frac{r}{R}}{\pi \frac{r}{R}} \quad \ldots \ldots \ldots (17)$$

Dieser Ausdruck bestimmt das Gesetz, nach welchem die Temperatur vom Mittelpunkt an gegen die Oberfläche der Kugel hin abnimmt.

Durch Differenziation des Ausdruckes (17) findet man:

$$\frac{d u}{d r} = \frac{\left(\begin{matrix} u \\ r = 0 \end{matrix}\right)}{r} \left[\cos \pi \frac{r}{R} - \frac{\sin \pi \frac{r}{R}}{\pi \frac{r}{R}}\right] \quad \ldots \ldots (18)$$

Dieser Ausdruck gibt an, um wie viel die Temperatur ab nimmt, wenn man sich um eine Längeneinheit vom Mittelpunkt der Kugel weiter entfernt.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Am Mittelpunkt selbst ist $r = 0$ und wird:

$$\left(\frac{du}{dr}\right)_{r=0} = 0 \quad \ldots \ldots \ldots \quad (19)$$

An der Oberfläche ist $r = R$ und wird:

$$\left(\frac{du}{dr}\right)_{r=R} = -\frac{\left(\begin{matrix}u\\ r=0\end{matrix}\right)}{R} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (20)$$

Diese Berechnungen über die Abkühlung sind nur als ungefähre Schätzungen zu betrachten, indem die theoretischen Formeln unter der Voraussetzung gewonnen wurden, dass die ganze Masse der Kugel in jeder Hinsicht vollkommen homogen ist, was bei der Erde und bei den übrigen Weltkörpern nicht der Fall ist.

Wärmeerzeugung durch mechanistische Vorgänge. Wärme wird erzeugt, 1) wenn zwei Körper aneinander gerieben werden, 2) wenn ein metallischer Körper heftig gehämmert wird, 3) wenn Luft oder irgend eine Gasart rasch komprimirt wird. Allein da einer Wärmeeinheit ein mechanisches Aequivalent von 424^{Klgm} entspricht, so erkennt man sogleich, dass die Wärmerregung durch mechanische Einwirkungen wohl selten mit Vortheil anwendbar sein kann, denn eine Pferdekraft müsste durch $\frac{7000 \times 424}{75} = 40000$ Sekunden oder durch circa 10 Stunden thätig sein, um eine Wirkung zu erzeugen, die einem Kilogramm Steinkohlen entspricht. Für die grosse Industrie ist also die Wärmeerzeugung durch mechanische Vorgänge von keiner Bedeutung.

Wärmeerzeugung durch chemische Prozesse. Chemische Prozesse sind ohne Ausnahme von Wärmeerscheinungen begleitet. Meistens zeigen sich Temperaturerhöhungen und zuweilen in einem ausserordentlich hohen Grade. Dies ist insbesondere der Fall bei den Verbrennungsprozessen gewisser Stoffe in atmosphärischer Luft oder in Sauerstoffgas. Diese Wärmeerscheinungen erklären sich aus unserer atomistischen Anschauung ganz ungezwungen. Jede chemische Verbindung besteht in der Bildung von Molekülen. Die Atome, welche ein Molekül bilden, befinden sich vor dem Akt der Verbindung an gewissen Orten in beträchtlicher Entfernung von einander. Im Molekül dagegen sind sie ganz nahe nebeneinander gelagert. Während des Prozesses sind sie demnach aus grossen Entfernungen in ungemein kleine Entfernungen übergegangen; und da wir bei Stoffen, die eine energische chemische Verwandtschaft haben, annehmen müssen, dass deren Atome, wenn sie einander näher kommen, sich ungemein energisch anziehen, so müssen nach dem Fundamentalbegriff von der Arbeit einer Kraft bei der Entstehung eines Moleküls aus Atomen Wirkungsgrössen entwickelt werden. Allein wenn ein System von Punkten aus einem Zustand A in einen Zustand Z übergeht und dabei die Kräfte Arbeiten produziren, muss eine Erhöhung der lebendigen Kräfte der Massen des Systems eintreten, es müssen also, wenn der Prozess vorüber ist, entweder die Körperatome oder die Aetheratome oder beide Arten von Atomen in einem heftig bewegten Zustand sich befinden. Diese drei Fälle sind nicht nur logische Möglichkeiten, sondern sie kommen auch in der Wirklichkeit vor. In den meisten Fällen wird jedoch die durch die chemische Anziehung entwickelte Arbeit auf den Aether übertragen, wodurch in den Dynamiden heftige Radialschwingungen entstehen, d. h. es wird durch den chemischen Vorgang Wärme erzeugt.

Das so eben Gesagte lässt sich durch Rechnung prinzipiell sehr wohl verfolgen.

Angenommen, es erfolge eine chemische Verbindung zweier Gase A und B und jedes Molekül der Verbindung enthalte ein Atom des Gases A und ein Atom des Gases B. Die Atomgewichte der Gase seien q q_1, die Wärmekapazitäten der Gase c und c_1, die Anzahl der Moleküle der Verbindung J, die Gewichte der Stoffmengen, welche in Verbindung getreten sind, Q und Q_1 oder es ist $Q = J q$, $Q_1 = J q_1$. Die Entfernung zweier Atome, die zu einem Molekül zusammentreten r_0 vor, r_1 nach geschehener Verbindung, r deren Entfernung in irgend einem Augenblick während des Aktes, so ist die Kraft, mit welcher sich die beiden Dynamiden in dem Moment anziehen, wenn ihre Entfernung r ist, gleich $q\, q_1\, f(r)$ zu setzen, wobei $f(r)$ eine zwar nicht bekannte Funktion andeutet, von der man jedoch weiss, dass ihr Werth sehr gross ist, wenn r sehr klein, dagegen verschwindend klein, wenn r einen wahrnehmbaren Werth hat. Es ist demnach

$$\int_{r_0}^{r_1} q\, q_1\, f(r)\, dr$$

die Arbeit, welche durch die Bildung eines einzelnen Moleküls entwickelt wird, und da für alle Moleküle r_0, r_1 die gleichen Werthe haben, so entspricht der Bildung jedes Moleküles einerlei Arbeit. Die Arbeit für die Bildung aller J Moleküle ist demnach:

$$J \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr$$

Will man diese Arbeit auf Wärmeeinheiten reduziren, so hat man diesen Ausdruck nur durck $k = 424$, d. h. durch die Arbeit, welche einer Wärmeeinheit entspricht, zu dividiren.

Die in Wärmeeinheiten ausgedrückte Arbeit des chemischen Prozesses ist demnach

$$\frac{J}{k} \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr$$

Sind nun t und t_1 die Temperaturen der Gase vor ihrer Vereinigung, T die Temperatur des Verbindungsgases, so ist $J(q\,c\,t + q_1\,c_1\,t_1)$ die in den Gasen vor ihrer Vereinigung enthaltene lebendige Kraft und $J(q\,c + q_1\,c_1)$ die lebendige Kraft des in der Verbindung enthaltenen Aethers demnach $J\,T(q\,c + q_1\,c_1) - J(q\,c\,t + q_1\,c_1\,t_1)$ gleich der Aenderung der lebendigen Kraft, aber ausgedrückt in Wärmeeinheiten. Nach dem Prinzip der Thätigkeit ist daher zu setzen:

$$\frac{J}{k} \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr = J(q\,c + q_1\,c_1)\,T - J(q\,c\,t + q_1\,c_1\,t_1)$$

und hieraus folgt:

$$T = \frac{\frac{J}{k} \int_{r_0}^{r_1} q \, q_1 \, f(r) \, dr + J(q\,c\,t + q_1\,c_1\,t_1)}{J(q\,c + q_1\,c_1)} \quad . \; . \; . \; (1)$$

oder auch, weil $J\,q = Q$, $J\,q_1 = Q_1$ ist:

$$T = \frac{\frac{Q}{k} \int_{r_0}^{r_1} q_1 \, f(r) \, dr + Q\,c\,t\,Q_1\,c_1\,t_1}{Q\,c + Q_1\,c_1} \quad . \; . \; . \; . \; (2)$$

oder:

$$T = \frac{\frac{1}{k} \int_{r_0}^{r_1} q_1 \, f(r) \, dr + c\,t + \frac{Q_1}{Q}\,c_1\,t_1}{c + \frac{Q_1}{Q}\,c_1} \quad . \; . \; . \; . \; (3)$$

Nennt man allgemein:

W die Wärmemenge, die durch einen chemischen Vorgang entwickelt wird,

$Q_1\ Q_2\ Q_3$ .... die Stoffmengen, in Kilogrammen, welche bei dem Verbrennungsakt anwesend sind,

$c_1\ c_2\ c_3$ .... die Wärmekapazitäten dieser Stoffe,

$t_1\ t_2\ t_3$ .... die Temperaturen der Stoffe vor der Verbrennung,

T die Temperatur der Verbrennungsgase,

so hat man allgemein statt der Gleichung (1)

$$T = \frac{W + \Sigma\, Q\, c\, t}{\Sigma\, Q\, c} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Diese Resultate sind jedoch nur unter der Voraussetzung gefunden, dass die ganze Arbeit, die aus der Verbindung der Stoffe entsteht, nur allein Aetherschwingungen (und zwar radiale) veranlasst. Sollten bei dem chemischen Vorgang auch Schwingungen der Körpermoleküle eintreten oder Aenderungen in den Atomgruppirungen die Arbeit konsumiren, so würde die Rechnung zu modifiziren sein.

Die Physiker und Chemiker betrachten die chemischen Vorgänge und insbesondere auch die Verbrennungsakte rein empirisch oder phoronomisch als äusserliche Erscheinungen, sie denken nicht im Entferntesten an das, was eigentlich dabei geschieht, sie haben keine Ahnung von den höchst energischen Kraftentwickelungen, die dabei vorkommen. Obgleich sie wissen, dass durch Verbrennung von 1^{Klg} Kohle 7000 Wärmeeinheiten entwickelt werden und dass jeder Wärmeeinheit 424^{Klgm} entsprechen, dass also die Verbrennung von 1^{Klg} Steinkohlen $7000 \times 424 = 2968000^{Klgm}$ Arbeit gibt, so kommt es ihnen doch noch nicht in den Sinn, sich die chemische Verwandtschaft als eine Kraft zu denken.

Chemische Prozesse mit und ohne Aetherausscheidung. Wenn mehrere Stoffquantitäten $Q_1\ Q_2\ Q_3 \ldots$, deren Wärmekapazitäten $c_1\ c_2\ c_3 \ldots$ sind, eine chemische Verbindung eingehen und dadurch ein Stoff entsteht, dessen Wärmekapazität C ist, so ist die Aethermenge, welche in den Stoffen vor der Verbindung enthalten ist, $Q_1 c_1 + Q_2 c_2 + Q_3 c_3 + \ldots$, dagegen die Aethermenge des durch die Verbindung entstandenen Stoffes $(Q_1 + Q_2 + Q_3 + \ldots)\, C$. Sind diese Aethermengen gleich gross, so ist die Verbindung ohne Aetherausscheidung erfolgt. Ist dagegen die erstere dieser Aethermengen grösser oder kleiner als die letztere, so muss im ersteren Falle eine Aetherausscheidung, im letzteren eine Aetheraufnahme (aus der Umgebung) stattgefunden haben.

Für Wassergas, das aus Wasserstoff und Sauerstoff entstanden ist, hat man: (Dynamiden, Seite 33)

$Q = 8 \qquad Q_1 = 1 \qquad C = 0{\cdot}4750$

$c = 0{\cdot}2182 \qquad c_1 = 3{\cdot}4046$

demnach: Differenz

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 5{\cdot}1502, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}2750$ . . . . $+\ 0{\cdot}8752$

Für Kohlenoxydgas ist:

$Q = 6 \qquad Q_1 = 8 \qquad C = 0{\cdot}2479$

$c = 0{\cdot}2411 \qquad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 3{\cdot}1922, \quad (Q + Q_1)\,C = 3{\cdot}4706$ . . . . $-\ 6\ 2784$

Für Kohlensäurebildung ist:

$Q = 6 \qquad Q_1 = 16 \qquad C = 0{\cdot}2164$

$c = 0{\cdot}2411 \qquad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 \neq 4{\cdot}9378, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}7708$ . . . . . . $+\ 0{\cdot}1670$

Für schwefeligsaures Gas ist:

$Q = 16 \qquad Q_1 = 16 \qquad C = 0{\cdot}1262$

$c = 0{\cdot}2026 \qquad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 6{\cdot}7328, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}0385$ . . . . $+\ 1{\cdot}7544$

Für Schwefelhydrogen ist:

$Q = 1 \qquad Q_1 = 16 \qquad C = 0{\cdot}2376$

$c = 3{\cdot}4046 \qquad c_1 = 0{\cdot}2026$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 6{\cdot}6462, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}0392$ . . . . $+\ 2{\cdot}5070$

Für salzsaueres Gas ist:

$Q = 35{\cdot}4 \qquad Q_1 = 1 \qquad C = 0{\cdot}2219$

$c = 0{\cdot}1141 \qquad c_1 = 3{\cdot}4046$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 7{\cdot}444, \quad (Q + Q_1)\,C = 8{\cdot}0772$ . . . . $-\ 0{\cdot}6332$

Für Stickoxydulgas ist:

$Q = 14 \qquad Q_1 = 8 \qquad C = 0{\cdot}2240$

$c = 0{\cdot}2440 \qquad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 5{\cdot}1616, \quad (Q + Q_1)\,C = 4{\cdot}9280$ . . . . $+\ 0{\cdot}2336$

Für Stickoxydgas ist:

$Q = 14 \qquad Q_1 = 16 \qquad C = 0{\cdot}2692$

$c = 0{\cdot}2440 \qquad c_1 = 0{\cdot}2182$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 6{\cdot}9172, \quad (Q + Q_1)\,C = 8{\cdot}0760$ . . . . $-\ 1{\cdot}1588$

Für Ammoniakgas ist:

$Q = 14 \quad Q_1 = 3$

$C = 0{\cdot}4751$

$c = 0{\cdot}2440 \quad c_1 = 3{\cdot}4046$

demnach: Differenz

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 13{\cdot}6298\ (Q + Q_1)\,C = 8{\cdot}0767$ . . . . $+\ 5{\cdot}5531$

Für Cyangas ist:

$Q = 12 \quad Q_1 = 14$

$C = 0{\cdot}1553$

$c = 0{\cdot}1070 \quad c_1 = 0{\cdot}2440$

demnach:

$Q\,c + Q_1\,c_1 = 4{\cdot}7000,\ (Q + Q_1)\,C = 5{\cdot}5908$ . . . . $-\ 0{\cdot}8908$

Hieraus geht hervor, dass manche Gasbildungen mit Aetherausscheidung, andere mit Aetheraufnahme erfolgen. Die Wasserbildung geschieht mit Aetherausscheidung.

FÜNFTER ABSCHNITT.

Feuerungsanlagen.

Chemische Zusammensetzung der Brennstoffe. Die chemische Zusammensetzung ist streng genommen für jeden individuellen Stoff eine besondere. Ein Gesetz, nach welchem die chemische Zusammensetzung irgend eines individuellen Brennmaterials bestimmt werden könnte, ist nicht bekannt.

Am wenigsten veränderlich ist die chemische Zusammensetzung der Holzarten, am meisten veränderlich ist die Zusammensetzung des Torfes.

Alle Holzarten enthalten C H O 𝔄, wobei C H O die bekannten chemischen Zeichen für Kohlenstoff, Wasserstoff und Sauerstoff, 𝔄 dagegen Asche bezeichnet, die aus Salzen und Erden zusammengesetzt ist und überhaupt die unverbrennlichen Bestandtheile enthält. Die Zusammensetzung der Asche ist für die Agrikulturchemie von höchster Wichtigkeit, für die mechanische Industrie aber nicht, weil wir nur allein Wärme und Kraft beachten. Iede besondere Pflanzenart hat eine eigenthümlich zusammengesetzte Asche. Der C Gehalt der verschiedensten Holzarten ist beinahe ganz constant und beträgt 0·493 vom Gewicht des Holzes, vorausgesetzt, dass es kein hygroskopisches Wasser enthält, also gedörrt worden ist. Lufttrockenes Holz enthält nur 0·394 Kohle und 0·200 Wasser. Der H Gehalt und O Gehalt des trockenen Holzes ist beziehungsweise nahe 0·063 und 0·444.

Der O Gehalt ist also nahe 8 mal so gross als der H Gehalt, oder im Holz ist H und O beinahe in dem Verhältniss vorhanden, wie im Wasser. Es ist daher wahrscheinlich, dass im Holz H und O nicht getrennt, sondern zu Wasser vereinigt vorkommen, dass jedoch dieses Wasser durch Austrocknung des Holzes nicht ausgetrieben werden kann.

BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Die Holzkohle besteht beinahe nur aus C und einer geringen Menge Asche. Das Gewichtsverhältniss zwischen der Kohle und dem Holze, aus welchem sie durch den Verkohlungsakt entstanden ist, beträgt:

1) Wenn die Verkohlung schnell geschieht . . . $\frac{12}{100}$ bis $\frac{18}{200}$

2) Wenn die Verkohlung langsam geschieht . . $\frac{32}{100}$ bis $\frac{33}{100}$

3) In dem gewöhnlichen Falle . . . . $\frac{26}{100}$ bis $\frac{27}{100}$

Die Dauer einer Operation ist gewöhnlich 6 bis 8 Tage. Da in einem Kilogramm trockenen gesunden Holzes nahe 0·5 Kohlenstoff enthalten ist, aber aus einem Kilogramm trockenen Holzes durch die gewöhnliche Verkohlungsweise nur $0{\cdot}25^{\mathrm{Klg}}$ Kohle gewonnen werden, so geht bei dieser Operation die Hälfte des im Holze enthaltenen Kohlenstoffes verloren.

Dieser Verlust würde nur beseitigt werden, wenn die Verkohlung in einem geschlossenen Gefässe (einer Retorte) vorgenommen, und die dabei entweichenden Kohlenwasserstoff- und Kohlenoxydgase aufgefangen und zur Beleuchtung oder zu andern technischen Zwecken verwendet würden.

Steinkohlen. Die Steinkohlen enthalten Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Asche, Erden und etwas Schwefel, so wie auch Phosphor. Die Verhältnisse von C H O sind sehr verschieden. Das arithmetische Mittel aus einer grössern Anzahl von chemischen Analysen von guten Steinkohlen ist 0·815 Kohle, 0·054 Hydrogen, 0·071 Oxygen. Da $0{\cdot}071^{\mathrm{Klg}}$ Sauerstoff nur $\frac{0{\cdot}071}{8} = 0{\cdot}009^{\mathrm{Klg}}$ Hydrogen erfordern zur Wasserbildung, so ist in solcher Kohle von mittlerer chemischen Zusammensetzung weit mehr Hydrogen enthalten, als der Sauerstoff des Brennstoffes binden kann und diese Differenz beträgt $0{\cdot}054 - 0{\cdot}009 = 0{\cdot}045^{\mathrm{Klg}}$. Dieses freie Hydrogen verbindet sich beim Destillationsakt der Steinkohle mit einem Theil ihres Kohlengehaltes und dadurch entstehen die Kohlenwasserstoffgase oder Destillationsgase.

Koke. Der Koke, welcher durch die Verkohlung der Steinkohlen erhalten wird, enthält nur Kohle und unverbrennliche Asche und Erden. Die mittlere Zusammensetzung ist 0.850 Kohle und 0·150 Asche und Erden.

Wenn die Verkohlung in freien Haufen geschieht, erhält man unter günstigen Umständen:

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

aus 100 Gewichtstheilen	Gewichtstheile Koke
Fetten Kohlen	40 bis 45
Mittleren Kohlen	50 „ 55
Mageren Kohlen	60 „ 70

Die Dauer der Verkohlung ist bei ruhiger Luft:

für magere Kohlen . .	14 bis 15 Stunden
„ fette Kohlen . . .	36 „ 48 „

Wenn die Verkohlung in geschlossenen Oefen geschieht, gewinnt man aus 100^{Klg} Steinkohlen 65 bis 69^{Klg} Koke. Die Dauer der Operation ist 21 bis 22 Stunden.

Torf. Die chemische Zusammensetzung des Torfes ist ungemein veränderlich, insbesondere der Gehalt an Asche und unverbrennlichen erdigen Theilen. Die von den Pflanzen herrührenden Theile des Torfes enthalten C H und O, zuweilen auch etwas Schwefel. Künstlich getrockneter wasserfreier Torf von bester Qualität enthält in 1^{Klg}:

C	H	O
0·541	0·055	0·326

Heizkraft der Brennstoffe. Unter der Heizkraft eines Brennstoffs versteht man die Wärmemenge, die durch vollständige und vollkommene Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff in atmosphärischer Luft oder in Sauerstoffgas entwickelt wird. Die Wärme, welche durch die Verbrennung eines Brennstoffs entwickelt wird, rührt her theils von der Verbrennung der Kohle des Brennstoffs zu Kohlensäure und Kohlenoxydgas, theils von der Verbrennung des freien Hydrogens mit Sauerstoff zu Wassergas. Es scheint wenigstens, dass nur allein das freie Hydrogen verbrannt werden kann. Kennt man also die chemische Zusammensetzung eines Brennstoffs, und kennt man ferner die Wärmemenge, die durch Bildung von Kohlenoxydgas, Kohlensäure, Gas und Wassergas aus Hydrogen und Sauerstoff entwickelt wird, so kann man die Heizkraft des Brennstoffs durch Rechnung bestimmen.

Der Erfahrung gemäss darf man annehmen, dass 2400 Wärmeeinheiten entwickelt werden, wenn 1^{Klg} Kohle in atmosphärischer Luft oder in reinem Sauerstoffgas zu Kohlenoxydgas verbrennt; dass ferner 7050 Wärmeeinheiten entwickelt werden, wenn 1^{Klg} Kohle zu Kohlensäure verbrennt; dass endlich 34500 Wärmeeinheiten entstehen, wenn 1^{Klg} Hydrogen zu Wassergas verbrennt. Ob die Verbrennung in atmosphärischer Luft oder in reinem Sauerstoff geschieht, ist hinsichtlich der Wärmemenge gleichgültig, denn der Stickstoff der atmosphärischen Luft spielt beim Verbrennungsprozess nur eine passive Rolle, verbrennt nicht und entwickelt keine Wärme, sondern nimmt nur Wärme in sich auf.

Nehmen wir an, 1^{Klg} irgend eines Brennstoffs enthalte $\mathfrak{K}$ Kilogramm Kohle, $\mathfrak{H}$ Kilogramm Hydrogen, $\mathfrak{O}$ Kilogramm Sauerstoff und $\mathfrak{W}$ Kilogramm hygroskopisches Wasser. Die Verbrennung gehe so vor sich, dass von den $\mathfrak{K}$ Kilg. Kohle $\mathfrak{K}_1$ Kilg. als Rauch entweichen, $\mathfrak{K}_2$ Kilg. zu Kohlenoxydgas verbrennen und $\mathfrak{K}_3$ Kil. zu Kohlensäure, endlich dass $\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right)$ Kilg. freies Hydrogen zu Wassergas, so wird durch den Verbrennungsprozess eine Wärmemenge W entwickelt, die durch folgende Formel ausgedrückt werden kann:

$$W = 2400\,\mathfrak{K}_2 + 7050\,\mathfrak{K}_3 + 34500\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right) - 650\,\mathfrak{W} \quad . \quad . \quad (1)$$

Das letzte negative Glied rührt daher, weil das hygroskopische Wasser verdampft und zur Bildung von 1^{Klg} Wasserdampf circa 650 Wärmeeinheiten nothwendig sind.

Erfolgt die Verbrennung ganz vollständig und vollkommen, so dass aller Kohlenstoff $\mathfrak{K}$ des Brennstoffs zu Kohlensäure und alles freie Hydrogen zu Wassergas verbrennt, und ist überdies der Brennstoff vollkommen trocken, so dass er gar kein hygroskopisches Wasser enthält, so ist:

$$\mathfrak{K}_2 = 0, \quad \mathfrak{K}_1 = 0, \quad \mathfrak{K}_3 = \mathfrak{K} \text{ und } \mathfrak{W} = 0$$

demnach wird:

$$W = 7050\,\mathfrak{K} + 345000\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\mathfrak{O}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Natürlich wird eine Verbrennung, wobei auch Rauch, Kohlenoxydgas und Wasserdampf gebildet wird, eine viel geringere Wärmemenge entwickeln, als in dem Fall einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung.

Die folgende Tabelle gibt die Heizkraft verschiedener Brennstoffe.

Benennung des Brennstoffs.	Heizkraft. Wärme-einheiten.	Bemerkungen.
Trockene Holzkohle	7050	für jede Holzart.
Gewöhnliche Holzkohle . . .	6000	0·2 Wasser enthalt.
Reine Koke	7050	
Steinkohlen erster Qualität .	7050	0·02 Asche enthalt.
" zweiter " .	6345	0·10 " "
" dritter " .	5932	0·20 " "
Vollkommen trockenes Holz .	3666	für jede Holzart.
Lufttrockenes Holz	2945	0·2 Wasser enthalt.
Torf erster Qualität	3000	
Ordinärer Torf	1500	
Wasserstoffgas	34500	
Kohlenoxydgas	2400	
Sumpfgas	13000	
Oelbildendes Gas	12000	
Baumöl	11200	
Rüböl	9300	
Weingeist	7200	
Talg	8000	
Schwefel	2200	
Tsrpentinöl	11000	

Luftmenge zur Verbrennung von 1^Klg Brennstoff.

1^Klg atmosphärische Luft enthält	.	0·21 O und 0·79 N
1 " Wasser	"	.	0·88 O " 0·11 H
1 " Kohlenoxydgas	"	.	0·57 O " 0 43 C
1 " Kohlensäure	"	.	0·72 O " 0·28 C

Vermittelst dieser Daten kann die Luftmenge berechnet werden, die zum Verbrennen von 1^Klg Brennstoff erforderlich ist, welcher $\mathfrak{K}$ Kohlenstoff, $\mathfrak{H}$ Hydrogen und $\mathfrak{O}$ Oxygen enthält. Setzen wir eine vollständige und vollkommene Verbrennung voraus, so dass aller Kohlenstoff zu Kohlensäure und alles freie Hydrogen zu Wassergas verbrennt.

Um 1^Klg Kohle zu Kohlensäure zu verbrennen, sind nach obigen Daten nothwendig $\frac{0·72}{0·28} = 2·57$^Klg Oxygen und diese werden geliefert durch $\frac{2·57}{0·21} = 12·2$^Klg atmosphärischer Luft. Demnach sind $12·2\,\mathfrak{K}$ Kilg.

atmosphärische Luft nothwendig, um $\mathfrak{K}$ Kilg. Kohle zu Kohlensäure zu verbrennen.

Ein Kilogramm Hydrogen erfordert $\frac{0\cdot88}{0\cdot11} = 8^{\text{Klg}}$ Sauerstoff, und dieser wird geliefert durch $\frac{8}{0\cdot20} = 38\cdot1^{\text{Klg}}$ atmosphärische Luft. Die $\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\,\mathfrak{O}\right)$ Kilg. freies Hydrogen des Brennstoffs brauchen daher $38\cdot1\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\,\mathfrak{O}\right)$ Kilg. atmosphärische Luft.

Nennt man nun L die Luftmenge in Kilogrammen, welche zur vollständigen Verbrennung von 1^{Klg} Brennstoff nothwendig ist, so hat man:

$$L = 12\cdot2\,\mathfrak{K} + 38\cdot1\left(\mathfrak{H} - \frac{1}{8}\,\mathfrak{O}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Vermittelst dieser Formel findet man:

für vollkommen trockenes Holz .	L = 6·3
„ lufttrockenes Holz	L = 5·1
„ Holzkohle	L = 11·3
„ Steinkohle	L = 11·6
„ Koke	L = 10·4

Dabei sind die mittleren chemischen Zusammensetzungen der Tabelle 194 der Resultate für den Maschinenbau in Rechnung gebracht worden.

Bei den Kesselfeuerungen ist die Luftmenge, welche die Verbrennung unterhält, gewöhnlich um die Hälfte grösser oder selbst zweimal so gross, als die oben berechnete kleinste Luftmenge, durch die eine vollständige Verbrennung theoretisch möglich ist.

Temperatur der Verbrennungsgase. Wenn wir voraussetzen, dass die Wirkungsgrösse oder mechanische Arbeit, die durch den Verbrennungsakt entwickelt wird, vollständig in den Aether übergeht und in den Dynamiden radiale Schwingungen hervorbringt, kann die Temperatur der Verbrennungsgase durch Rechnung genauer bestimmt werden als durch Versuche, denn die Physik ist nicht im Besitz eines Pyrometers, welches Temperaturen von 1000 bis 2000 Graden mit Verlässlichkeit angibt.

Nennen wir:

W die totale Wärmemenge, die durch Verbrennung von 1^{Klg} Brennstoff entwickelt wird und durch die früher aufgestellten Formeln bestimmt wurde,

$A_1\ A_2\ A_3 \ldots$ die Stoffmengen in Kilogrammen, welche bei dem Verbrennungsakt gegenwärtig sind,

$c_1, c_2, c_3 \ldots$ die Wärmekapazitäten dieser Stoffe,
$t_1\ t_2\ t_3 \ldots$ die Temperaturen derselben vor der Verbrennung,
T die Temperatur der Verbrennungsgase.

Dies vorausgesetzt, sind:

$$A_1\ c_1\ (T - t_1),\ \ A_2\ c_2\ (T - t_2),\ \ A_3\ c_3\ (T - t_3) \ldots$$

die Wärmemengen, welche die Stoffe in sich aufnehmen, indem ihre Temperaturen um $T - t_1$ $T - t_2$ $T - t_3$ gesteigert werden. Wenn also nur Erwärmungen statt finden, hat man:

$$W = A_1\ c_1\ (T - t_1) + A_2\ c_2\ (T - t_2) + A_3\ c_3\ (T - t_3) + \ldots$$

oder summatorisch ausgedrückt:

$$W = \Sigma\, A\, c\, (T - t) = T\, \Sigma\, A\, c - \Sigma\, A\, c\, t$$

demnach wird:

$$T = \frac{W + \Sigma\, A\, c\, t}{\Sigma\, A\, c} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Geschieht die Verbrennung von 1 Klg Brennstoff mit L Kilogramm atmosphärischer Luft von t^0 Temperatur, so bestehen die Verbrennungsgase grösstentheils aus atmosphärischer Luft, wird man sich also von der Wahrheit nicht weit entfernen, wenn man die Wärmekapazität der $L + 1$ Klg Verbrennungsgase gleich der Wärmekapazität der atmosphärischen Luft, also gleich 0·237 setzt*, und dann findet man:

$$T = t + \frac{W}{0{\cdot}237\ (L + 1)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Die Temperatur der Verbrennungsgase ist, wie man aus dieser Gleichung ersieht und wie auch ohne alle Rechnung eingesehen werden kann, um so grösser, je energischer die chemische Aktion (W) und je kleiner die Stoffmenge ($L + 1$) ist, welche den aktiven Erfolg in sich aufzunehmen hat. Wenn Wasserstoffgas in reinem Sauerstoff verbrennt, ist die chemische Aktion (W) höchst energisch, dagegen die Stoffmenge sehr klein, daher die Temperatur sehr hoch.

Wenn 1 Klg Wasserstoff mit reinem Sauerstoff verbrennt ist: $W = 34500$, für 1 Klg Wasserstoff $A_1 = 1$, $c_1 = 3{\cdot}4046$, für 8 Klg Sauerstoff, welches 1 Klg Wasserstoff fordert, $A_2 = 8$, $c_2 = 0{\cdot}2182$.

Ist die Temperatur der Gase vor ihrer Verbindung $= 0$, so ist $t_1 = t_2 = 0$ und die Gleichung (1) gibt:

$$T = \frac{34500}{1 \times 3{\cdot}4046 + 8 \times 0{\cdot}2182} = 6700^0$$

Wenn Steinkohlen mit dem Minimum von kalter atmosphärischer Luft verbrannt werden, ist:

$$W = 7050,\ \ L = 11{\cdot}6,\ \ t = 0$$

und dann findet man aus (2):

$$T = \frac{7050}{0{\cdot}237\ (11{\cdot}6 + 1)} = 2361^{\circ}$$

Erfolgt aber die Verbrennung mit zweimal so viel Luft als das Minimum beträgt, also mit $L = 23{\cdot}2$, so wird:

$$T = \frac{7050}{0{\cdot}237\ (23{\cdot}2 + 1)} = 1229^{\circ}$$

Wenn es sich nur allein um Wärmemenge handelt, ist es im Allgemeinen gleichgültig, ob die Verbrennung mit viel oder mit wenig atmosphärischer Luft erfolgt, denn wenn die Verbrennung vollständig und vollkommen erfolgt, ist die Wärmemenge bei viel oder wenig Luft gleich gross. Allein wenn eine möglichst hohe Temperatur hervorgebracht werden soll, wenn es sich z. B. um die Schmelzung eines Stoffes handelt, wird der beabsichtigte Zweck oftmals nur durch eine Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft erreicht werden können. Wir werden übrigens in der Folge sehen, dass für eine vollständige und vollkommene Verbrennung eine möglichst hohe Temperatur der Verbrennungsgase vortheilhaft ist, dass es also fast in allen praktischen Verhältnissen für die Entwicklung der Wärme des Brennstoffs günstig ist, wenn die Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft erfolgt.

Die nachstehende Tabelle gibt für verschiedene Brennstoffe von mittlerer chemischer Zusammensetzung die Temperaturen der Verbrennungsgase, und zwar für den Fall a) wenn die Verbrennung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft geschieht, und für den Fall b) wenn die die Verbrennung unterhaltende Luftmenge doppelt so gross ist als das Minimum. Die zwei Columnen a. b. sind vermittelst der Formeln (1) und (2) berechnet worden.

Brennstoff.	Chemische Zusammensetzung.					Temperatur der Verbrennungsgase.	
	𝔎	ℌ	𝔒	𝔚	𝔄	Fall a	Fall b
Holz, wasserleer . . .	0·493	0·063	0·444	0·000	0·015	1870	1010
Holz, lufttrocken . . .	0·394	0·051	0·355	0·200	0·015	1615	963
Torf, wasserleer . . .	0·541	0·055	0·326	0·000	0·076	1930	1111
Torf, lufttrocken . . .	0·443	0·044	0·261	0·200	0·061	1780	1000
Steinkohlen	0·815	0·054	0·071	0·000	0·030	2350	1204
Holzkohlen	0·930	0·000	0·000	0·000	0·070	2185	1130
Koke	0·850	0·000	0·000	0·000	0·150	2180	1130
Anthracit	0·900	0·040	0·032	0·000	0·028	2340	1210
Wasserstoffgas in Sauerstoffgas verbrannt . .	0·000	1·000	0·000	0·000	0·000	6700	

𝔎 = Kohlenstoff
ℌ = Wasserstoff
𝔒 = Sauerstoff
𝔚 = Wasser
𝔄 = Asche

} in einem Kilg. Brennstoff.

Vergleicht man diese Temperaturen mit den Schmelztemperaturen der Metalle (Tafel 232, Seite 188 der Resultate für den Maschinenbau), so sieht man, dass alle in dieser Tabelle bezeichneten Metalle zum Schmelzen gebracht werden, wenn dieselben Verbrennungsgasen ausgesetzt werden, die keinen Rauch enthalten und nur das Minimum von atmosphärischer Luft, dass jedoch in den Verbrennungsgasen, die doppelt so viel Luft enthalten, zwar Gusseisen, nicht aber Schmiedeeisen zum Schmelzen kommt.

Für die Erhaltung der Roste und Dampfkessel wäre eine Feuerung mit dem Minimum von atmosphärischer Luft sehr bedenklich, obgleich die Abkühlung, welche das im Kessel enthaltene Wasser (von 100 bis 150° Temperatur) in der Kesselwand bewirkt, gegen das Schmelzen schützt.

Eine hohe Temperatur der Verbrennungsgase ist vortheilhaft für den Verbrennungsprozess, für die vollständige und vollkommene Verbrennung, ist auch nothwendig, wenn diese Gase zu Schmelzprozessen oder zu andern Vorgängen dienen, die nur allein durch äusserst hohe Temperaturen gelingen können. Eine hohe

Temperatur ist jedoch für die Erhaltung der Gefässe, in welchen Luft oder Wasser bis zu einer mässigen Temperatur erhitzt werden sollen, jederzeit nachtheilig, denn wenn auch nicht so leicht eine Schmelzung des Metalls, aus welchem das Gefäss gebildet ist, zu befürchten steht, so werden doch diese Gefässe durch Oxydation rasch abgenützt (durchgebrannt), denn wenn metallische Körper, und insbesondere wenn Eisen mit glühendheisser atmosphärischer Luft in Berührung kommt, bildet sich Metalloxyd und das Metall verschwindet allmählig.

Aus diesen Andeutungen stellt sich aber doch heraus, dass eine gewisse Temperatur der Verbrennungsgase für die Conservirung der Gefässwände am Vortheilhaftesten sein dürfte.. Denn wenn die Verbrennung mit einer Luftmenge erfolgt, die nur wenig grösser ist als das Minimum, entsteht zwar möglicher Weise eine sehr hohe Temperatur, werden aber die Verbrennungsgase nur äusserst wenig freien Sauerstoff enthalten. Erfolgt die Verbrennung mit einer Luftmenge, die viel grösser ist als das Minimum, so entsteht zwar eine nur mässige Temperatur, enthalten jedoch die Verbrennungsgase sehr viel freien Sauerstoff; in diesen zwei exstremsten Fällen (gar kein freier Sauerstoff und sehr viel freier Sauerstoff) wird also, wie es scheint, ein Verbrennen der Gefässwände nicht eintreten, dagegen ist dieses zu befürchten, wenn wenig freier Sauerstoff und ziemlich hohe Tempeturen gleichzeitig vorhanden sind.

Destillation der Brennstoffe. Wenn Holz oder Steinkohlen in einer Retorte von Eisen oder von feuerfestem Thon eingeschlossen und der Glühhitze ausgesetzt werden, entsteht eine Auflösung, nicht aber eine Verbrennung des Brennstoffs. Dieser Vorgang wird Destillation genannt. Er besteht darin, dass sich aus dem Brennstoff Gasmassen entwickeln, und zwar anfänglich in sehr grosser Menge, hierauf allmählig in abnehmender Menge. Nach 4 bis 5 Stunden hört diese Gasentwicklung auf und bleibt in der Retorte ein Rückstand, der nichts als glühende Kohle ist. In welchem Grade die Gasentwicklung mit der Zeit abnimmt, zeigt die folgende Zahlenreihe eines Destillationsversuchs mit Steinkohlen.

Die	erste	Stunde	liefert	eine	Gasmenge	von	38·00 Kbm
„	zweite	„	„	„	„	„	29·00 Kbm
„	dritte	„	„	„	„	„	22·00 Kbm
„	vierte	„	„	„	„	„	15·66 Kbm
„	fünfte	„	„	„	„	„	9·33 Kbm
„	sechste	„	„	„	„	„	6·00 Kbm

Das in dieser Zahlenreihe verborgene Gesetz wird annähernd ausgedrückt durch die Formel

$$Q = 120 \left(1 - e^{-0{\cdot}38\,t}\right)$$

in welcher Q die Gasmenge in Kubikmetern ausdrückt, die während t Stunden Destillationszeit entwickelt wird.

Dass die Gasentwicklung beim Beginn der Destillation sehr lebhaft ist, mit der Zeit aber rasch abnimmt, erkennt man beim Laden der Retorten in den Gaswerken. Anfangs entweicht aus dem Brennstoff ein dicker Qualm von Rauch und Gasen, aber nach einiger Zeit hört diese Erscheinung auf, der Rauch wird allmählig durchsichtig, verschwindet zuletzt ganz und es entweichen zuletzt nur noch durchsichtige Gase im glühenden Zustand.

Werden alle Gase eines Destillationsaktes aufgesammelt und auf ihre chemische Zusammensetzung untersucht, so findet man bei Steinkohlen folgende Bestandtheile:

1) Kohlenwasserstoffgas . . . . . CH_2
2) Oelbildendes Gas . . . . . . CH
3) Kohlenoxydgas . . . . CO
4) Kohlensaures Gas . . . . . . CO_2
5) Schwefelwasserstoffgas . . . . . SH
6) Ammoniakgas . . . . NH_3
7) Hydrogengas . . . . H

Die Gase 5) und 6) entstehen durch den in der Regel geringen Gehalt von Schwefel und Stickstoff. Sie sind, wenn die Destillationsprodukte als Leuchtgas verwendet werden sollen, nachtheilig, weil sie kein Licht geben und einen höchst unangenehmen Geruch verbreiten. Werden die Destillationsprodukte zur Wärmeerzeugung gebraucht, so schaden sie an und für sich nicht; allein der Schwefel zerstört die Dampfkessel und ist im Eisenschmelzungsprozess sehr nachtheilig, weil das Eisen durch einen geringen Grad von Schwefelgehalt kaltbrüchig wird.

Die Zusammensetzung der Destillationsgase ist aber in den verschiedenen Zeitpunkten des Destillationsaktes verschieden. Am Anfang der Destillation ist das Gas reich an CH und CH_2, arm an CO, CO_2 und H, gegen das Ende der Destillation nimmt der Gehalt von CH und CH_2 mehr und mehr ab, nach 6 bis 8 Stunden werden nur noch geringe Spuren von H und CO entwickelt.

Aehnlich ist der Vorgang der Destillation von Holz, nur mit dem Unterschied, dass die Gase SH und NH_3 nicht vorkommen, weil im Holz weder S noch N enthalten ist.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Reine Kohlen (Holzkohle oder Koks) können nicht destillirt werden, weil der Kohlenstoff in Gasform nicht existirt.

Bedingungen einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung eines Brennstoffes. Fast in allen technischen Vorgängen geschieht die Verbrennung der Brennstoffe vermittelst atmosphärischer Luft. Der Stickstoff spielt dabei nur eine passive Rolle; er geht keine Verbindungen ein, verursacht desshalb keine Wärmeentwicklung, sondern nimmt nur einen Theil der Wärme, die durch die Verbrennung der Kohle und des Wasserstoffgases entwickelt wird, in sich auf und wird bis zur Temperatur der Verbrennungsgase erwärmt. Zu einer vollständigen und vollkommenen Verbrennung gehört, dass aller Kohlenstoff des Brennstoffes zu Kohlensäure und alles Hydrogen zu Wassergas verbrannt wird. Im Allgemeinen gilt der Satz, dass die Verbindung des O mit dem H und C des Brennstoffs nur dann erfolgt, wenn 1) die Temperatur der atmosphärischen Luft wenigstens 400 bis 500° beträgt (Ebelmann), 2) der Brennstoff im glühenden Zustande sich befindet, 3) eine möglichst innige und hinreichend andauernde Berührung zwischen der Luft und dem Brennstoff, so wie auch mit den aus demselben entweichenden Destillationsgasen statt findet. Da die atmosphärische Luft gewöhnlich mit einer ganz niedrigen Temperatur in den Feuerherd eintritt, so muss sie zuerst durch die Hitze des glühenden Brennstoffs bis zu 200 bis 500° erhitzt werden, ist dies geschehen, so soll sie sich so direkt als möglich der glühenden Kohlenatome des Brennstoffs und der aus demselben entweichenden Destillationsgase bemächtigen, so zwar, dass der Verbrennungsakt entweder vollständig oder doch beinahe vollständig vorüber ist, so wie die Gasmasse das Bereich des glühenden Brennstoffs verlassen hat. Jede nachträgliche Verbrennung gelingt nur unvollständig. Die Verbrennungsgase enthalten eine so grosse Masse von Stickgas, von Kohlensäuregas und überhaupt von inaktiven Gasen, dass sich in dieser Masse die Atome der verbrennbaren und noch nicht verbrannten Atome mit den Sauerstoffatomen nicht zusammenfinden. Oder es fehlt an hinreichender Menge von atmosphärischer Luft, oder es fehlt an der innigen Mengung von verbrennbaren Gasen mit atmosphärischer Luft, oder endlich es ist die Temperatur nicht hoch genug. Man kann also sagen, dass jeder Verbrennungsakt unvortheilhaft ist, bei welchem die Verbrennung erst nachträglich und nicht direkt erfolgt.

Praktische Mittel zu einer vollständigen Verbrennung. Um die Verbrennung eines Brennstoffes in der angedeuteten Weise zu be-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

wirken, muss man beachten: 1) die Trocknung des Brennstoffs, 2) die Grösse der Brennstoffstücke, 3) die Einrichtung des Feuerherds, 4) die Dicke der Brennstoffschicht im Feuerherd und die Stärke der Anfachung, 5) die Beschickung des Herdes oder Feuerrostes mit Brennstoff, 6) Grösse des Rostes.

Ueber diese Punkte werden die nachfolgenden Erläuterungen Aufschluss geben.

Daß trockener Brennstoff mehr Wärme entwickelt als nasser, ist Jedermann bekannt und liegt in der Natur der Sache. Denn nicht nur, dass zur Verdampfung von jedem Kilogramm des im Brennstoff enthaltenen Wassers circa 650 Wärmeeinheiten nothwendig sind, die also verloren gehen, so kommt noch der ungünstige Umstand dazu, dass gerade durch diesen Wärmeverlust die Temperatur der Verbrennungsgase erniedrigt wird, was zur Folge haben kann, dass die Verbrennnung unvollkommen, d. h. mit Rauchentwicklung geschieht. Eine künstliche Trocknung des Brennstoffs wird freilich in den meisten Fällen der Praxis nicht möglich, wohl aber kann man in den meisten Fällen wenigstens eine Lufttrocknung veranlassen.

Die Größe der Brennstoffstücke ist, insbesondere bei Steinkohlenfeuerung, von grösserer Wichtigkeit als man denken sollte. Sind die Brennstoffstücke gar zu klein und theilweise sogar wie Kohlenklein, so fällt dieses durch die Rostspalten in den Aschenfall herab, und sind dann die Zwischenräume zwischen Brennstoffstückchen so klein und durch pulverige Theile angefüllt, dass die atmosphärische Luft schwer durchdringen kann. Unter solchen Umständen wird eine rauchfreie Verbrennung nicht stattfinden.

Sind dagegen die Brennstoffstücke sehr gross, ist also ihre Oberfläche gegen ihren Kubikinhalt sehr klein, so entwickeln sich im Innern der Steinkohlenstücke grosse Massen von Destillationsgasen, die aus den Poren, Spalten und Ritzen der Stücke hervorqualmen, und wenn auch durch die weiten Zwischenräume zwischen den Brennstoffstücken grosse Mengen atmosphärischer Luft durchgehen können, so fehlt es doch an der zu einer vollständigen Verbrennung nothwendigen innigen Mengung der Destillationsgase mit der atmosphärischen Luft; es gibt also in diesem Falle abermals Rauch.

Man will gefunden haben, dass, wenigstens bei Dampfkesselheizungen, wo die Dicke der Brennstoffschichte auf dem Rost nicht mehr als 0·1 bis 0·12^{m} beträgt und die Anfachung eine mässige ist, die Verbrennung am besten erfolgt, wenn die Brennstoffstücke ungefähr die Grösse eines Hühnereis haben. Diese vortheilhafte Grösse der Brennstoffstücke richtet sich jedoch auch nach der Beschaffenheit der Kohlen und nach der Dicke der Brennstoffschichte. Ist diese, wie bei Kupolöfen (wo allerdings Koks und nicht Steinkohlen angewendet werden) sehr gross, so können auch grosse Stücke gut verbrennen.

Dicke der Brennstoffschicht. Anfachung. Rost. Die Dicke der Brennstoffschicht ist bei verschiedenen Feuerungsanlagen sehr verschieden. Sie beträgt bei den Kesselfeuerungen in der Regel nur 0·10 bis 0·12^{m}. Bei Lokomotivfeuerungen 0·4 bis 0·7^{m}. Bei den Kupolöfen 2 bis 3^{m}, endlich bei den Kokshochöfen 6 bis 13^{m} Höhe und alle diese Feuerungen geschehen ungefähr gleich vollkommen.

Man könnte daher bei oberflächlicher Auffassung dieser richtigen Thatsachen leicht zu dem Fehlschluss verleitet werden, dass die Dicke der Brennstoffschichte beinahe gleichgiltig wäre. Allein wenn man bedenkt, dass die Anfachung bei Dampfkesselheizungen ganz schwach ist und durch Kamine veranlasst wird, bei Lokomotivfeuerungen durch das Auspusten des Dampfes erwirkt wird und weit heftiger ist, bei Kupolöfen durch Ventilatoren geschieht, endlich bei Hochöfen durch gewaltige Gebläsemaschinen, so erkennt man durch Kombination der Thatsachen über die Intensitäten der Anfachung mit der Thatsache in Betreff der Brennstoffschicht, dass sich mit einer lebhaften Anfachung eine dicke Brennstoffschicht sehr wohl verträgt, oder es folgt aus der Gesammtheit dieser Thatsachen, dass die Dicke der Brennstoffschicht von der Anfachungsgeschwindigkeit abhängt. Berücksichtiget man noch ferner den früher ausgesprochenen Gedanken, dass die heisse Luft eine gewisse Zeit mit dem glühenden Brennstoff in Berührung bleiben muss, damit der Verbrennungsakt vollständig vor sich gehen kann, so wird man auf den Gedanken geleitet, dass die Durchgangszeit der Luft durch die Brennstoffschicht constant und überhaupt so gross sein soll, als die Zeitdauer des chemischen Prozesses.

Nennt man nun:

R die Grösse der Rostfläche,

$m R$ die Summe der Querschnitte aller Luftspalten zwischen den Roststäben,

$\mathfrak{B}$ das Volumen der auf dem Rost liegenden glühenden Brennstoffmenge,

$\varDelta = \frac{\mathfrak{B}}{R}$ die mittlere Dicke der Brennstoffschicht, B die Brennstoffmenge in Kilogrammen, welche in jeder Stunde auf dem Rost verbrennt,

v die Anfachungsgeschwindigkeit, welche wir nach der Geschwindigkeit messen können, mit der die Luft die Rostspalten durchströmt, in Metern,

so können wir nach dem oben ausgesprochenen Grundsatz setzen:

$$\Delta = \alpha \, v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

wobei α die für jeden Brennstoff durch Erfahrung zu bestimmende Zeit bezeichnet, in der die Luft mit dem glühenden Brennstoff in Berührung bleiben soll.

Es ist ferner:

$$\mathfrak{B} = \Delta \, R \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Endlich muss die durch die Rostspalten einströmende Luftmenge $v\,m\,R$ der zu verbrennenden Luftmenge proportional sein. daher hat man:

$$v\,m\,R = \beta\,B \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

wobei β ein nur von der Natur des Materials abhängiger Coeffizient ist.

Aus dieser Gleichung folgt:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{B} &= \frac{\alpha\beta}{m} B \\ R &= \frac{\alpha\beta}{m} \frac{B}{\Delta} \\ v &= \frac{\Delta}{\alpha} = \frac{\beta}{m} \frac{B}{R} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Bestimmt man die Coeffizienten α und β durch die Thatsachen, welche gut angeordnete Kesselfeuerungen und Lokomotivfeuerungen liefern, so findet man: $\alpha\beta = \frac{1}{1895}$, $\alpha = \frac{1}{7}$, demnach:

$$\left.\begin{aligned} \mathfrak{B} &= \frac{1}{1895} \frac{B}{m} \\ R &= \frac{1}{1895} \frac{B}{m\,\Delta} \\ v &= 7\,\Delta \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Nach diesen Resultaten ist also 1) die auf den Rost zu legende Brennstoffmenge der Brennstoffmenge proportional, die stündlich verbrannt werden soll; ist 2) die Rostfläche der Brennstoffmenge, die stündlich verbrannt werden soll, direkt und der Dicke der Brennstoffschicht verkehrt proportional; ist endlich 3) die Anfachungsschwindigkeit der Dicke der Brennstoffschichte proportional.

Roste.

Rosteinrichtungen und Beschickung. Nachdem wir nun die allgemeinen Grundsätze kennen gelernt haben, die eine vortheilhafte Verbrennung der Brennstoffe herbeiführen können, wenden wir uns zur Betrachtung der speziellen Rosteinrichtungen, durch welche jene Grundsätze verwirklicht werden sollen.

Offene Herdfeuerung und Kaminfeuerung. Bei diesen Feuerungsarten liegt das Brennmaterial auf einer ebenen ununterbrochenen Ebene aus irgend einem feuerfesten Material, und die atmosphärische Luft strömt seitlich zu. Diese Verbrennungsweise ist äusserst unvortheilhaft, weil die innige Berührung und Mengung der atmosphärischen Luft mit dem Brennstoff und dem Destillationsgase nicht statt findet und in der Regel nur die strahlende Wärme der Flamme benutzt wird, während die Verbrennungsgase ganz unbenützt in das Kamin aufsteigen. Dies gilt auch von der insbesondere in England üblichen Kaminfeuerung.

Der gewöhnliche ebene Rost. Tafel XIII., Fig. 5. Bei diesem Rost, der am häufigsten gebraucht wird, wird das Brennmaterial durch die Schüröffnung a auf den Rost gelegt und auf demselben gleichförmig vertheilt. Die atmosphärische Luft tritt durch den Aschenraum ein, zieht durch die Rostspalten und die Brennstoffmasse, und unterhält die Verbrennung.

Der Verbrennungsakt richtet sich theils nach der Natur des Brennstoffs, theils nach der Beschickungsweise. Die Brennmateriale sind: a) Holzkohlen, b) Koke, c) Holz, d) Steinkohlen, e) Torf. Die Beschickungsweisen sind: a) die zeitweise, b) die continuirliche. Die Vertheilung des Brennstoffs geschieht entweder a) über den ganzen Rost, b) über den halben Rost.

Es würde zu weitläufig sein, alle möglichen Fälle im Detail zu besprechen, wir beschränken uns auf wenige Hauptfälle.

Nehmen wir erstens an: Holzkohlen oder Koksfeuerung, zeitweise Beschickung, gleichförmige Vertheilung über den ganzen Rost.

Im Moment, wenn eine Beschickung statt findet, befindet sich auf dem Rost eine dünne Schicht von glühenden Kohlen, die von der atmosphärischen Luft durchströmt werden. Ist die Beschickung geschehen, so liegt auf den glühenden Kohlen, die vor der Beschickung auf dem Rost lagen, eine Schicht von kalten schwarzen Kohlen. Die Luft dringt durch die Rostspalten ein, erwärmt sich bei ihrem Durchgang durch die rothen Kohlen, kommt dann in die schwarzen Kohlen, kann sich aber mit diesen nicht chemisch verbinden, weil die Temperatur zu niedrig ist. Es bildet sich daher kalter Rauch, der durch die Luftzüge nach dem Kamin zieht. Dieser Zustand dauert so lange fort, bis die aufgegebene Kohlenschicht ebenfalls glühend geworden ist, worauf sich sodann die Sauerstoffatome der Luft der an der Oberfläche des Brennstoffs befindlichen Körperatome bemächtigen, und die Verbrennung zu Kohlensäure oder Kohlenoxydgas erfolgt. Dieser Zustand dauert fort, bis die glühende Kohlenschicht so dünn geworden ist, dass eine nächste Beschickung nothwendig wird. Diese Feuerungsart hat zwei Nachtheile: 1) der Brennstoffverlust durch den nach der Beschickung entstehenden Rauch, 2) eine stets zunehmende statt abnehmende Luftzuführung. Die Luftzuführung sollte nämlich allmählig schwächer und schwächer werden, so wie die Dicke der Brennstoffschicht abnimmt, es geschieht aber das Gegentheil, weil der Widerstand, den der Brennstoff dem Durchgang der Luft entgegensetzt, abnimmt, so wie die Dicke der Schicht kleiner wird. Diese verkehrte Luftzuführung könnte nur beseitigt werden, wenn durch einen Schieber der Luftkanal an einer bestimmten Stelle allmählig verengt würde.

Betrachten wir ferner den Fall: Steinkohlenfeuerung, zeitweise Beschickung, gleichförmige Vertheilung über den ganzen Rost.

Im Moment, wenn der Rost beschickt wird, liegt auf demselben eine dünne Schicht von glühenden ausdestillirten Steinkohlen, also Koks. Nachdem die Beschickung geschehen ist, liegt auf der glühenden Koksschicht eine dünne Schicht schwarzer Steinkohlen. Bis diese erhitzt ist, bildet sich schwarzer Rauch, dessen Kohle verloren geht. Hierauf beginnt die Destillation der Steinkohlen. Die Destillation erfolgt in jedem Steinkohlenstückchen vom innersten Punkte an bis an die Oberfläche. Die Destillationsgase entweichen durch die Poren, Ritzen und Spalten aus der Oberfläche der Brennstoffstücke in Form von Gasstrahlen. Die durch den Rost eintretende kalte atmosphärische Luft wird zuerst erhitzt, kommt dann mit einer Temperatur von 400 bis 500° an eine Stelle, wo vielleicht nur glühende Koks sind, bewirkt ihre Verbrennung, gelangt dann vermischt mit Kohlensäure und Kohlenoxydgas in das Bereich der im Destillationsakt befindlichen Steinkohlen und bewirkt die Verbrennung der Destillationsgase, jedoch nur unvollständig, weil die Berührung zwischen der Luft und dem Destillationsgase zu kurze Zeit dauert, und eine nachträgliche Verbrennung im Feuerraum aus den früher Seite 306 angeführten Gründen nicht gut von statten geht. Diese Verbrennungsart ist also, wie man sieht, nicht vortheilhaft, indem 1) Anfangs sehr viel Rauch gebildet wird, 2) später die Destillationsgase unvollständig verbrennen, 3) zuletzt, wenn die Destillation ziemlich vorüber ist, zu viel Luft eintritt, wenn nicht der Zugschieber sehr aufmerksam bedient wird.

Betrachten wir nun folgende Verbrennungsweise: 1) Steinkohlen, 2) zeitweise Beschickung 3) des halben Rostes.

Bei dieser Feuerungsart wird beim ersten Anfeuern der ganze Rost gleichförmig beschickt. Ist die Verbrennung so weit fortgeschritten, dass sich der Brennstoff in Koks umgewandelt hat, so wird derselbe auf die hintere Hälfte des Rostes geschoben und gleichförmig vertheilt und wird die dadurch leer gewordene vordere Hälfte des Rostes mit frischen Steinkohlen beschickt. Der Rauch, welcher sich anfangs bildet, so wie die Destillationsgase, die sich später aus den Steinkohlen entwickeln, streichen dann über die auf der hintern Rosthälfte liegenden glühenden Koks hin und können, vorausgesetzt, dass eine hinreichende Menge von heisser atmosphärischer Luft zutritt, ziemlich vollständig verbrannt werden. Ist die Steinkohle auf der vordern Rosthälfte abdestillirt, hat sie sich also in Koks verwandelt, so wird sie auf die hintere Rostfläche geschoben und wird die vordere Rostfläche abermals mit frischen Steinkohlen versehen. Diese Feuerungsweise ist wohl besser als die beiden früher beschriebenen, allein eine vollständige rauchfreie Verbrennung ist doch auch nicht zu erzielen, denn die Luftzuführung und Mengung der eingetretenen Luft mit dem Rauch und mit den Verbrennungsgasen ist beinahe dem Zufall überlassen, daher ganz unsicher.

Der schräge Rost. Tafel XIII., Fig. 6. Bei dieser Einrichtung werden zwei Roste a und b angewendet. Der vordere Rost a hat eine schräge Lage und ist grösser als der hintere, etwas tiefer und horizontal liegende Rost. Der Rost a wird gleichförmig beschickt. Ist das Material grösstentheils niedergebrannt, so wird es zurückgeschoben und fällt auf den kleinen Rost b, worauf neuerdings a mit frischen Steinkohlen beschickt wird. Die Schlacken, welche auf dem hintern Rost liegen bleiben, werden mit Haken durch die Oeffnung zwischen den beiden Rosten hervorgezogen und in den Aschenraum geworfen. Die Leistungen dieser Feuerung mögen ungefähr so gut sein, als die eines gewöhnlichen Rostes bei halber Beschickung. Die leichte Beseitigung der Schlacken von dem Rost b ist ein Vortheil.

Der Treppenrost mit Schachtbeschickung. Tafel XIII., Fig. 7. Bei dieser Einrichtung hat der Rost, wie bei dem vorhergehenden, eine schräge Lage. Der Brennstoff wird aber in den Schacht a geworfen und fällt allmählig durch sein Gewicht auf den geneigten Rost herab, so dass er auf demselben eine Schicht bildet, deren Dicke allmählig von oben nach unten abnimmt.

Der Zustand der Feuerung ist hier nicht ein periodischer, sondern ein sich stets gleichbleibender, aber der Vorgang ist an verschiedenen Stellen des Rostes verschieden; oben liegen auf dem Rost rauchende Kohlen, in der Mitte befinden sich die Kohlen im Zustand der Destillation, unten sind glühende Koks, der Rauch und die Destillationsgase mengen sich unten mit der durch die Koks erhitzten atmosphärischen Luft und werden verbrannt. Der Verbrennungsakt kann auf diese Weise ziemlich vollkommen vor sich gehen, allein diese Einrichtung hat den praktischen Nachtheil, dass die Reinigung des Rostes von Asche und Schlacken sehr schwer zu Stande gebracht wird.

Rotirender Rost mit continuirlicher Beschickung. Tafel XIII., Fig. 8. Der Rost ist kreisrund und durch eine Axe gehalten und getragen, die aber durch ein Lager gehalten wird und sich unten mittelst eines Zapfens in einer Pfanne dreht. Die Axe dieses Rostes wird durch irgend einen Mechanismus von einer Transmission aus langsam gedreht. Der Brennstoff wird stetig durch einen Schacht a in kleinen Quantitäten auf den Rost herabgeworfen. Im regelmässigen Gang der Feuerung bildet der Brennstoff auf dem Rost eine ringförmige Schicht, in welcher in der Richtung der Drehung alle Zustände von der frischen Kohle an bis zu ausdestillirten Koks getroffen werden. Wird die Bewegung des Rostes so langsam gemacht, dass an der dem Schacht diamentral gegenüber befindlichen Stelle des Rostes bereits glühende Koks liegen, so zieht der von der frischen Kohle ausgehende Rauch und ziehen die von den im Destillationsakt befindlichen Kohlen ausgehenden Gase über die glühenden Koks hin und können dort ziemlich gut verbrannt werden. Diese Einrichtung ist sehr alt, ihrem Prinzip nach sehr gut, aber für die Anwendung doch von keinem Werth. Will man die Kohlenbezubringung von Hand bewerkstelligen lassen, so ist dazu ein besonderer Arbeiter nothwendig. Will man sie automatisch durch einen selbstwirkenden Mechanismus hervorbringen, so hat man es mit einer konstruktiven Aufgabe zu thun, die wenigstens bis jetzt noch nicht mit Glück gelöst wurde, und wohl schwerlich jemals gelöst werden wird. Dann aber ist doch auch hier die Verbrennung nicht eine ganz unmittelbare, sondern mehr nur eine nachträgliche, daher unvollkommen.

Der Kettenrost mit continuirlicher Beschickung. Tafel XIII., Fig. 9. Der Brennstoff fällt bei dieser Einrichtung durch einen Schacht a auf einen Zuführungsapparat, bestehend aus einer Kettenbewegung, die mit schmalen eisernen Tischplatten versehen ist. Die Bewegung des Mechanismus geschieht automatisch und erfolgt so langsam, dass der Brennstoff vollkommen ausgebrannt am Ende der Kette ankommt, wo er als glühende Schlacke in den Aschenfall fällt.

Das Prinzip dieser Einrichtung ist ganz gut, aber es bedarf kaum einer Erwähnung, dass dieser Kettenmechanismus unter der Einwirkung der Glühhitze, der Asche und des Kohlenstaubes nicht bestehen kann.

Der Bodmer'sche Schraubenrost. Tafel XIII., Fig. 10. Bei dieser Anordnung sind die Roststäbe a von einander ganz getrennt. Sie liegen mit ihren Enden auf zwei Leisten, und werden durch zwei Schrauben b b mit abnehmender Steigung und abnehmender Gewindhöhe zurückbewegt. Dort angekommen fallen sie herab und werden durch zwei Schrauben wiederum nach vorwärts bewegt und zuletzt in die Höhe gehoben, um abermals einen ähnlichen Bewegungscyclus zu durchlaufen. Der Brennstoff soll continuirlich und in kleinen Quantitäten durch einen Schacht auf die vordern Stäbe des Rostes gebracht werden. Da die Steigung der Gewinde nach hinten zu allmählig abnimmt, nimmt auch die Entfernung der Roststäbe allmählig ab, was zur Folge hat, dass die kleinen Brennstoffstückchen, die zuletzt noch auf dem Rost liegen, nicht durch die Spalten fallen, und dass zuletzt nicht zu viel Luft eintreten kann. Die ganze Einrichtung ist zu komplizirt und nicht haltbar.

Roste für nachträgliche Verbrennung. Tafel XIII., Fig. 11. Diese Einrichtung unterscheidet sich von der eines ganz gewöhnlichen Rostes nur durch mehrere kleine Luftkanäle a, die an der Rückwand des Aschenraums beginnen und an der Feuerbrücke endigen. Diese Kanäle haben die Bestimmung, den Verbrennungsgasen atmosphärische Luft zuzuführen; allein wenn dieselbe, wie es hier der Fall ist, im kalten Zustand in den Feuerraum eintritt, wird sie die Verbrennungsgase abkühlen, nicht aber die noch unverbrannten Stoffe verbrennen.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Nachträgliche Verbrennung mit Ventilator. Tafel XIII., Fig. 12. Beim regelmässigen Gang dieser Feuerung ist der Aschenraum ganz geschlossen und die Luft wird durch einen Ventilator theils in den Aschenraum bei a, theils durch die Seitenwände des Feuerungsraums bei b b b eingeblasen. Wenn die Luft auf ihrem Wege von dem Ventilator bis zu den Mündungen der Einblasröhren durch abgehende Wärme erhitzt wird, kann auf diese Weise die Verbrennung begünstigt werden. Durch Einblasen von kalter Luft wird jedoch nicht viel zu erreichen sein.

Der Doppelrost. Tafel XIV., Fig. 1. c d sind zwei Roste, für jeden ist eine Einfeuerung a und b vorhanden. g h sind Oeffnungen, die nach dem Aschenfall führen, also unterhalb der Rostfläche sich befinden. Sie sind mit Schiebern versehen, um geöffnet oder geschlossen werden zu können. e *f* sind zwei Schieber, durch welche die von den beiden Rosten ausgehenden Züge verschlossen werden können. Man denke sich g und *f* geöffnet, h und e geschlossen, der Rost c sei mit kalten Kohlen von a aus beschickt. Auf dem Rost d liegen glühende halbabgebrannte Kohlen. So wird der von c ausgehende Rauch und die Verbrennungsgase über die glühenden Kohlen von d hinstreichen, wodurch die Verbrennung bewirkt werden soll. Ist die Kohle auf c halb verbrannt, so ist sie auf d ganz niedergebrannt. Beschickt man nun den Rost d von b aus mit frischer Kohle und ändert die Stellung der Schieber so, dass h und e geöffnet, g und *f* geschlossen werden, so geht der Rauch von d über c durch e nach dem Kessel k. Die Wirkung dieses Doppelrostes ist ähnlich der eines gewöhnlichen Rostes mit halber Beschickung.

Der Schachtrost. Tafel XIV., Fig. 2. Der Rost b befindet sich hier in einem Schacht, in welchem das Brennmaterial bei b eingebracht wird. Der Kanal *f* unter dem Rost ist ganz geschlossen und führt bei d nach dem Kessel. Die Luft wird durch den Kanal c vermittelst eines Ventilators oder stark ziehenden Kamins in den Schacht getrieben. In regelmässigem Gang dieser Feuerung besteht die auf dem Rost liegende Brennstoffmasse aus drei Schichten. Die unterste Schicht sind glühende Koks, die mittlere Schicht besteht aus Kohlen, die sich im Zustande der Destillation befinden, die oberste Schicht besteht aus rauchenden Kohlen. Das Prinzip dieser Feuerung ist in der That vortrefflich. Die Luft wird hier im Rauch erhitzt, vermengt sich mit demselben und mit den Destillationsgasen der mittleren Schicht und dieses Gemenge von Luft, Rauch und von Destillationsgasen geht dann durch die unterste glühende Schicht. Eine vortheilhaftere Verbrennungsweise wird wohl kaum ausgedacht werden können, aber dennoch sind diese Schachtroste nur selten anwendbar, und zwar aus folgenden Gründen: 1) wenn die Verbrennung vollkommen geschehen soll, muss der Rost verhältnissmässig klein und muss dagegen die Dicke der Brennstoffschicht gross sein. Es ist also eine heftige Anfachung erforderlich, wie sie durch ein Kamin nur selten hervorgebracht werden kann. 2) Die Reinigung des Rostes von Asche und Schlacken ist mit Schwierigkeiten verbunden und kann erst dann gut bewerkstelligt werden, wenn man das Feuer ganz niederbrennen lässt. 3) die Roststäbe sind hier einer Temperatur ausgesetzt, der sie nicht widerstehen. Sie werden weissglühend, biegen sich und fallen herab.

Der Dumery'sche Rost. Tafel XIV., Fig. 3. Dieser Rost hat die Einrichtung, dass das frische Brennmaterial nicht wie bei einem gewöhnlichen Rost auf den glühenden Brennstoff geworfen, sondern zwischen dem Rost und dem auf demselben liegenden halb oder ganz abgebrannten Brennstoff hineingeschoben werden soll. Gelingt diese Beschickung, so gewährt sie für die Verbrennung die Vortheile eines Schachtrostes, hat aber den Vorzug, dass die Roststäbe nicht glühend werden können, weil durch dieselben die kalte Luft eintritt und weil sie wenigstens kurz nach dem Nachschüren nur mit kaltem frischem Brennstoff in Berührung stehen. Um diese Beschickung zu bewirken, hat *Dumery* folgende Einrichtung ausgedacht. Der Rost a ist nicht eben, sondern ist in der Mitte erhöht, bildet also eine von der Seite her gegen die Mitte hin ansteigende cylindrische Fläche. Der Brennstoff (Steinkohlen) wird nicht continuirlich, sondern zeitweise eingebracht. Zu diesem Behufe sind neben dem Rost winkelförmige Röhren mit einem vertikalen Schenkel und einem horizontalen Schenkel b angebracht. An dem äusseren Ende der letzteren sind Drücker d d angebracht, die sehr verschiedene Einrichtungen erhalten können. In der Zeichnung haben sie die Form von Drehklappen. Die Steinkohlen werden in die Röhren c c geworfen, bis die Winkelröhren ganz angefüllt sind, und die Einbringung derselben geschieht, indem die Drücker von Zeit zu Zeit in die Röhren b b hineingeschoben und dann wiederum zurückbewegt werden. Gehen die Drücker in die Röhren b b hinein, so schieben sie die Steinkohlen in Form eines Keiles längs der hohlen Fläche des Rostes fort, dadurch werden die glühenden Koks nach dem höchsten Punkt des Rostes zusammen geschoben, überstürzen sich und fallen zu beiden Seiten auf die frische Steinkohle herab. Werden die Drücker aus den Röhren b b zurückgezogen, so fällt die Kohle aus dem Schachtrohre herab und füllt die Räume aus, welche durch die rückgängige Bewegung der Drücker leer geworden sind.

Das Prinzip dieser Rostbeschickung ist vortrefflich, allein die Verwirklichung desselben ist bis jetzt noch nicht in befriedigender Weise gelungen. Ganz abgesehen von der praktischen Schwierigkeit der Konstruktion dieser Drücker und ihres Bewegungsmechanismus, kann denn doch auf diese Weise diejenige Uebereinanderschichtung des Brennstoffs, welche eine ganz vortheilhafte Verbrennung erwarten lässt, nicht wohl hervorgebracht werden. Die frische Kohle, die halb abdestillirte Kohle und die ausdestillirten Koks werden bei dieser Einrichtung mehr nebeneinander, statt übereinander gelagert. Die drei Schichten sollten in der ganzen Ausdehnung des Rostes in gleicher Dicke übereinander zu liegen kommen, was durch diese Einrichtung ohne Nachhilfe durch den Heizer nicht geschehen wird.

Die Resultate, welche man durch Versuche mit *Dumery*'schen Rosten erhalten hat (siehe *Weber*, die rauchfreie Verbrennung der Steinkohlen, Seite 45), werden zwar hie und da ziemlich günstig dargestellt, allein man findet auch wenig versprechende Urtheile. Namentlich drückt sich *Combes* in seinem Bericht über die Versuche mit Dumery'schen Feuerungen in folgender Weise aus:

„Nos essais semblent démontrer que l'usage des procédés ou „des appareils fumivores ne donne lieu dans aucun cas à une éco„nomie de combustible. La chaleur developpée par la combustion „des particules charbonneuses qui constituent la fumée, étant a peu „près compensée par la deperdition resultant de la plus grande „masse d'air chaud, qui secule par la cheminée.“

Ebenso spricht sich auch der Bericht über die in Sachsen angestellten Versuche über die Heizkraft der Steinkohlen, Seite 479, in einer Weise aus, die für die Zukunft der rauchverzehrenden Feuerungen wenig hoffen lässt. Es heisst da unter Anderm:

„Wohl mag es nicht selten vorkommen, dass durch Anbrin„gung eines „Rauchverbrennungsapparates“ die Nutzleistung einer „Kesselanlage um Vieles verbessert wird, aber dann ist dieselbe „vorher unvollkommen gewesen, und die Neuerung hat durch Ver„minderung des Zuges, Vergrösserung der Heizfläche, Verkleinerung „der Rostfugenfläche oder sonstige Verbesserungen mehr gewirkt, „als durch Verbrennung des Rauches. Man trenne also endlich die „Forderung der vollständigsten Rauchverhütung von der einer „grossen Brennstoffersparniss und täusche sich nicht länger durch

„Erwartung ökonomischer Vortheile von rauchverzehrenden Appa- „raten als solchen!“

Es muss der Zukunft überlassen bleiben zu entscheiden, ob es gelingen wird, das Grundprinzip, auf welchem die Dumery'sche Feuerung beruht, ganz glücklich zu verwirklichen. Jedenfalls ist es ganz richtig, wenn man behauptet, dass die frische Kohle zwischen dem Rost und der darauf liegendenden Schicht von glühenden Koks eingebracht werden soll. Denn wie dies gelingt, kann die Verbrennung so gut geschehen, wie bei einem Schachtrost, ohne dass die Rosstäbe glühend werden und ohne Schwierigkeiten hinsichtlich der Reinigung des Rostes und der Beseitigung der Schlacken zu begegnen.

Der rotirende Rost von George in Paris. Tafel XIV., Fig. 4. Diese Feuerung beruht auf dem gleichen Grundgedanken, wie jene von *Dumery*. Der Rost a ist rund und glockenförmig und hat in der Mitte eine runde Oeffnung. Er ist unbeweglich. Der Beschickungsapparat befindet sich auf einem beweglichen Wagen und kann unter den Rost gerollt werden. Er besteht aus einem Cylinder, der durch eine Stütze c gehalten ist, die sich an dem Wagen d befindet. e ist ein konisches Gefäss, dass mit einer vertikalen Axe verbunden ist, an welcher Schraubenwindungen angebracht sind. Das Gefäss e, die Axe und die Schraubenwindungen bilden also ein Stück, das sich unten mit einem Zapfen in einer auf dem Wagen angebrachten Pfanne dreht. Es wird dadurch eine vertikale Stellung erhalten, indem die Schraubengänge die innere Fläche des Cylinders beinahe berühren. Das Gefäss e mit der Axe und Schraube kann durch ein Räderwerk von der Kurbel *f* aus gedreht werden.

Beim regelmässigen Gang der Feuerung ist der Rostkessel, der Cylinder b und das Gefäss e mit Brennstoff gefüllt. Will man nachschüren, so wird von der Kurbel *f* aus das Gefäss e mit der Schraube gedreht, wodurch die Steinkohlen in die Höhe geschraubt werden, weil b keine Drehung macht. Der kalte Brennstoff kommt auf diese Weise in den tiefsten Punkt des Rostkessels, hebt den darüber liegenden halbverbrannten Brennstoff in die Höhe, wodurch er seitlich abfällt und sich über den Rost verbreitet. Die Einrichtung ist jedenfalls recht sinnreich ausgedacht.

Dr. **Gall's Feuerungsanlage (Kesselfeuerung).** Tafel XIV., Fig. 5 u. 6. Hier sind mehrere getrennte Feuerungen a_1 a_2 a_3 angeordnet. Jede derselben hat ihren besonderen Aschenfall c_1 c_2 c_3, einen besondern

Rost a_1 a_2 a_3 und eine besondere Feuerthür. Die Roste sind durch feuerfeste Scheidewände getrennt. Ueber den Rosten erhebt sich ein gemeinschaftlicher Verbrennungsschacht b, in welchem die Mengung der Destillationsgase und des Rauches geschieht und wo deren vollständige Verbrennung stattfinden soll. Die Verbrennungsgase ziehen herauf durch die Züge nach dem Kamin und geben dabei ihre Wärme an die Kesselwände ab. Die Roste sollen nicht gleichzeitig, sondern wechselnd beschickt werden, so dass auf einem Rost frische Kohlen, auf dem zweiten Rost in Destillation befindliche Kohlen und auf dem dritten Rost glühende Koke vorhanden sind. Auch kann jeder einzelne Rost zur Hälfte beschickt werden. Bei dieser Einrichtung ist nicht so sehr für eine unmittelbare Verbrennung, als vielmehr für eine bestmögliche nachträgliche Verbrennung gesorgt. Der Schlot b gewährt zwei Vortheile: 1) werden in demselben die Verbrennungsgase nicht so stark abgekühlt, als bei gewöhnlichen Kesselfeuerungen, bei welchen der Kessel die Decke des Feuerungsraumes bildet, und 2) bewirkt dieser Schlot einen lebhaften Zug, indem die Verbrennungsgase in b' eine Temperatur von 1000 bis 1200° besitzen, daher 4 bis 5 mal leichter sind, als die äussere atmosphärische Luft. Ein Fuss Schlothöhe gibt daher so viel aus, als 4 bis 5 Fuss Kaminhöhe. Wir werden dies in der Folge in der Kamintheorie nachweisen. Die Sachverständigen, welche Kesselanlagen mit *Gall*'scher Einrichtung beobachtet haben, sprechen sich über die Leistungen sehr günstig aus, allein verlässliche Nachweisungen fehlen doch noch, und dürften in Zukunft ausbleiben.

Die Bedienung der drei Roste erfordert eine nicht geringe Aufmerksamkeit und Sorgfalt. Die Verbrennung ist eine nachträgliche und nicht unmittelbare, verspricht also prinzipiell angesehen, doch nicht mehr als eine Doppelrostfeuerung, und der Vortheil, den der Schlot b gewähren mag, ist wohl nicht sehr hoch anzuschlagen, denn eine Ermässigung der Kaminhöhe ist kein so erheblicher Vortheil, kann sogar in sofern als ein Nachtheil angesehen werden, als der Kohlenstaub des Rauches zu nahe am Kamin niederfällt.

Der Etagenrost von Langen. Tafel XIV., Fig. 7. Dieser Rost hat einige Aehnlichkeit mit dem Treppenrost, ist aber doch von diesem wesentlich verschieden. Der Etagenrost bildet wie der Treppenrost eine schiefe Fläche A B, die Roststäbe haben die Richtung A B der stärksten Neigung, sie gehen aber nicht continuirlich fort, sondern sind durch horizontale Spalten a b c von 0·04 bis 0·06^{m}

Weite unterbrochen, und an jedem der untern Ränder dieser Spaltöffnungen schliessen mehrere nach aussen gerichtete eiserne Platten $a a_1$, $b b_1$, $c c_1$ an. Am unteren Ende des Rostes ist ein weiterer kleiner Schlackenrost B C vorhanden. Die Steinkohlen werden bei der Beschickung des Rostes zuerst auf die Tischplatten $a a_1$, $b b_1$, $c c_1$ ... geschaufelt und dann mit einem Stössel durch die Spaltöffnungen a b c auf die Rostfläche hineingeschoben, wobei die auf dem Rost liegenden glühenden halbverbrannten Steinkohlen weggedrückt und die frischen Kohlen so ziemlich zwischen den Rost und die glühenden Koks gelangen, wie es für einen vortheilhaften Destillationsakt nothwendig ist. Dieser Rost hat eine sehr grosse Verbreitung gefunden und dürfte wohl die beste Einrichtung genannt werden, die bis jetzt ausgedacht worden ist. In neuerer Zeit hat der Ingenieur *Langen* noch mancherlei Veränderungen angebracht.

Anlage der Kamine.

Allgemeine Theorie der Kamine. Die Luft wird den Feuerherden gewöhnlich durch einen Kamin zugeführt. Weil die Luft im Kamin eine hohe Temperatur hat, ist das Gewicht der im Kamin enthaltenen Luftmenge kleiner, als ein eben so grosses Volumen von äusserer atmosphärischer Luft, und daher auch kleiner als die Differenz der Pressungen, die unmittelbar unter dem Rost und an der Mündung des Kamins statt finden. Hierdurch wird das Aufsteigen der Luft im Kamine und das Einströmen derselben in den Feuerherd bewirkt.

In den verschiedenen Theilen des ganzen Kanalsystems welches die Luft durchströmt, herrschen verschiedene Spannungen. Unmittelbar unter dem Rost herrscht der atmosphärische Druck $\mathfrak{A}$. Unmittelbar über dem Rost ist ein gewisser Druck p_0 vorhanden, der kleiner als $\mathfrak{A}$ ist. Durch die Differenzen $\mathfrak{A} - p_0$ wird die Luft durch die Rostspalten und durch die unregelmässigen Zwischenräume zwischen den Brennstoffstücken getrieben, und werden die Widerstände überwunden, welche diesem Luftdurchgang entgegenwirken. Am Fusse des Kamins, also am Ende der Luftzüge, herrscht eine gewisse Pressung p_1, die kleiner als p_0 ist, und durch die Differenz $p_1 - p_0$ wird die Luft durch die Luftzüge getrieben, und werden die verschiedenen Widerstände überwunden, die dieser Bewegung entgegenwirken. An der Mündung des Kamins herrscht eine gewisse Pressung $\mathfrak{A}_1$, die wiederum kleiner ist als p_1, und zwar um so viel, als das Gewicht der im Kamin enthaltenen Luft beträgt.

Durch die Differenz $p_1 - \mathfrak{A}_1$ wird die Luft gehoben, und werden die Widerstände überwunden, welche die Kaminwände dem Aufsteigen der Luft entgegensetzen.

Auch die Temperaturen der in dem Kanalsystem strömenden Gase sind veränderlich. Durch den Rost tritt zunächst kalte äussere atmosphärische Luft ein. Unmittelbar über dem Rost herrscht die ausserordentlich hohe Temperatur der grösstentheil aus atmosphärischer Luft bestehenden Verbrennungsgase. Von da an bis an den Fuss des Kamins hin nimmt die Temperatur der Verbrennungsgase allmählig ab, indem dieselben ihre Wärme grösstentheils an den Kessel abgeben. Durch das Kamin hinauf nimmt abermals die Temperatur etwas ab, weil ein Theil der Wärme durch die Kaminwände entweicht.

Entsprechend den an verschiedenen Stellen herrschenden Pressungen und Temperaturen, richtet sich die Dichte der Gase an verschiedenen Stellen des Kanalsystems.

Die Bewegung der Luft durch das ganze Kanalsystem kann auf verschiedene Weisen durch Rechnung verfolgt werden. Wir wollen zu diesem Behufe das allgemeine Prinzip der Thätigkeit ($W - w = L - l$, Prinzipien der Mechanik, Seite 158) in Rechnung bringen. Diesem zufolge haben wir folgende Wirkungen und lebendigen Kräfte zu berechnen:

1) Die Wirkung, welche die unter dem Rost herrschende Pressung entwickelt, indem sie die Luft in die Rostspalten treibt.

2) Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Widerstände zu überwinden, welche dem Durchgang der Luft durch die Brennstoffmasse entgegenwirken.

3) Die Wirkung, welche die Luft entwickelt, indem sie von der unter dem Rost herrschenden Temperatur in die am Ende der Luftzüge vorhandene Temperatur übergeht und sich dabei ausdehnt.

4) Die Wirkung, welche erforderlich ist, um die Reibung der Luft in den Luftzügen zu überwinden und ferner die Widerstände der Verengungen, Erweiterungen und Krümmungen zu bewältigen.

5) Die Wirkung, welche der Erhebung der Luft im Kamin entspricht.

6) Die Wirkung, welche die Luft während des Aufsteigens entwickelt, indem sie sich von der am Fuss des Kamins herrschenden Spannung bis zu der an der Mündung des Kamins vorhandenen ausdehnt.

7) Die Wirkung, welche der Reibung der Luft an den Wänden des Kamins entspricht.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

8) Die Wirkung, welche der Ueberwindung des an der Mündung des Kamins herrschenden Druckes entspricht. Endlich

9) Die lebendige Kraft, mit welcher die Luft aus der Mündung des Kamins in die Atmosphäre tritt.

Manche dieser Wirkungen werden wir nur annähernd berechnen, weil eine ganz genaue Berechnung, wegen der wechsenden Temperaturzustände der Gase, sehr grosse Schwierigkeiten verursacht.

Wir wählen zur Berechnung folgende Bezeichnungen:

γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter der dem Rost zuströmenden Luft bei 0° Temperatur,

$\mathfrak{A}$ der Druck der Atmosphäre an der Stelle, wo die Luft in den Rost einströmt,

t die Temperatur der in den Rost einströmenden äussern atmosphärischen Luft,

$\alpha = 0{\cdot}00367$ der Ausdehnungscoeffizient für atmosphärische Luft bei 1° Temperaturänderung,

R die Grösse der Rostfläche,

$\varDelta$ die Dicke der auf dem Rost liegenden Brennstoffschicht,

R_1 die Summe der Querschnitte der Rostspalten,

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde durch den Rost einströmt,

λ die Länge der Züge vom Rost bis an den Fuss des Kamins,

ω der Querschnitt dieser Züge,

c die Länge des Umfangs der Züge,

t_1 die mittlere Temperatur in den Zügen, welche wir jedoch nur schätzungsweise in Rechnung bringen werden,

Ω_1 der Querschnitt des Kamins, den wir überall gleich gross annehmen wollen, obgleich derselbe nach oben zu abnimmt,

Ω der Querschnitt der Mündung des Kamins,

C der Umfang des Kaminquerschnitts,

H die Höhe des Kamins oder der Vertikalabstand der Mündung des Kamins und der Rostebene,

T die mittlere Temperatur der Luft im Kamin,

$\mathfrak{A}_1$ die Pressung der Atmosphäre auf 1 Quadratmeter an der Mündung des Kamins,

$k_1\ k_2\ k_3 \ldots.$ Coeffizienten zur Berechnung der verschiedenen Wirkungen.

Nebst diesen Bezeichnungen werden im Verlauf der Rechnung noch einige erforderlich, deren Bedeutung sich jedoch im Voraus nicht leicht erklären lässt.

Um das allgemeine Prinzip der Thätigkeit der Kräfte in der vorliegenden Aufgabe verständlich anzuwenden, betrachten wir den ganzen Heizapparat als ein Röhrensystem A B C D, Tafel XIV., Fig. 8, das bei A einen Querschnitt R_1, bei D einen Querschnitt Ω hat und daselbst mit beweglichen Kolben versehen ist, auf welche die äusseren Kräfte R_1 $\mathfrak{A}$ und $\Omega \mathfrak{A}_1$ einwirken.

Nennt man allgemein das Gewicht γ von einem Kubikmeter irgend einer Luftart, deren Temperatur u und deren Spannkraft y, so ist:

$$\gamma = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha u} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Wenn durch einen Querschnitt O des Kanalsystems in jeder Sekunde eine Luftmenge von L Kilogrammen strömt, deren Temperatur u und Spannkraft y ist, so erfolgt die Bewegung mit einer Geschwindigkeit v, und es ist:

$$L = \frac{y}{\mathfrak{A}} \frac{\gamma_0}{1 + \alpha u} O v \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

Hieraus folgt auch:

$$v = \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha u)}{y \gamma_0 O} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

$$O v = \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha U)}{y \gamma_0} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Die letzte dieser Gleichungen drückt das in jeder Sekunde durch den Querschnitt O strömende Luftvolumen aus.

Für die durch die Rostspalten eintretende Luft ist $u = t$, $y = \mathfrak{A}$, $O = R_1$, demnach erhält man vermöge (3) für die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft durch den Querschnitt R_1 eintritt, folgenden Werth:

$$\frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R_1}$$

Dies ist also auch die Geschwindigkeit, mit welcher der Kolben bei A fortrückt, und da der Druck gegen denselben $\mathfrak{A} R_1$ beträgt, so ist die Wirkung, welche in jeder Sekunde produzirt wird

$$+ \frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R_1} \mathfrak{A} R_1 = + \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0} \quad . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Die Wirkung, welche dem Durchgang der Luft durch die auf dem Rost liegende Brennstoffmasse entspricht, kann nur sehr unvollkommen annähernd berechnet werden.

Die gesammte Oberfläche der Brennstoffstücke ist annähernd dem Volumen ΔR der Brennstoffmasse proportional und die Luft reibt sich bei ihrem Durchgang an dieser Fläche. Die Geschwindigkeit, mit welcher die Luft die Spalten zwischen den Brennstoffstücken durchströmt, darf dem Werth von $\frac{L (1 + \alpha t)}{\gamma_0 R}$ proportional genommen werden. Die der Reibung entsprechende Wirkung ist daher zu setzen:

$$-k \Delta R \left[\frac{L(1+\alpha t)}{\gamma_0 R}\right]^3 = -\frac{k(1+\alpha t)^3}{\gamma_0^3} \frac{L^3 \Delta}{R^2} \quad . \quad . \quad (6)$$

Dieser Verlust fällt gross aus, wenn eine grosse Luftmenge durch eine dicke Brennstoffschicht geht, die auf einem kleinen Rost liegt, was der Natur der Sache gemäss ist. Die Grösse k ist ein durch Erfahrungen zu bestimmmender Coeffizient.

Da die Temperatur, die Dichte und Spannkraft der Luft bei ihrem Durchgang durch die Luftzüge veränderlich sind, kann der Reibungswiderstand der Luft an den Wänden nicht genau berechnet werden.

Die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung ist vermöge (3), wenn man $y = \mathfrak{A}$, $O = \omega$, $u = t_1$ setzt:

$$\frac{L(1+\alpha t_1)}{\gamma_0 \omega}$$

Die Dichte dieser Luft ist vermöge (1) $\frac{\gamma_0}{1+\alpha t_1}$

Die Wirkung, welche der Reibung entspricht, ist der Reibungsfläche λc, der Dichte und dem Kubus der Geschwindigkeit proportional, kann also gesetzt werden:

$$-k_1 \lambda c \frac{\gamma_0}{1+\alpha t_1} \left[\frac{L(1+\alpha t_1)}{\gamma_0 \omega}\right]^3 = -\frac{k_1(1+\alpha t_1)^2}{\gamma_0^2} \frac{\lambda c}{\omega^3} L^3 \quad . \quad (7)$$

wobei k_1 ein Erfahrungscoeffizient ist.

Die Verluste an lebendiger Kraft, welche durch plötzliche Querschnittsänderungen, die in den Luftzügen etwa vorkommen, entstehen können, sind der Luftmenge und dem Quadrat der Luftgeschwindigkeit proportional zu setzen. Wir können sie daher annähernd ausdrücken durch

$$-k_2 L u^2 = -k_2 L \left[\frac{L(1+\alpha t_1)}{\omega \gamma_0}\right]^2 = -\frac{k_2(1+\alpha t_1)^2}{\gamma_0^2} \frac{L^3}{\omega^2} \quad . \quad (8)$$

wobei k_2 eine Grösse ist, welche von den in den Zügen vorkommenden plötzlichen Verengungen oder Erweiterungen abhängt.

Beschränken wir uns auf den Fall, dass in den Zügen nur Eine plötzliche Querschnittsänderung vorkommt, die durch einen Schieber verursacht wird, so ist, vermöge Resultate für den Maschinenbau, Seite 134, der hierdurch entstehende Verlust an lebendiger Kraft

$$-\frac{L}{2g}\left[\frac{L(1+\alpha t_1)}{\omega \gamma_0}\right]^2 \left(\frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1\right)^2 = -\frac{(1+\alpha t_1)^2}{2g\gamma_0^2} \frac{L^3}{\omega^2} \left(\frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1\right)^2 (9)$$

wobei ω_2 den verengten Querschnitt und k_2 den Contraktionscoeffizienten bezeichnet.

Die Reibung der Luft an den Wänden verursacht einen Effektverlust, der der Reibungsfläche, der Dichte der Luft und dem Kubus ihrer Geschwindigkeit proportional ist; derselbe beträgt demnach:

$$-k_3\, C\, H \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}\left[\frac{L\,(1+\alpha\, T)}{\gamma_0\, \Omega_1}\right]^3 = -\frac{k_3\,(1+\alpha T)^2}{\gamma_0^{\,2}}\,\frac{C\,H}{\Omega_1^{\,3}}\,L^3 \quad . \quad (10)$$

Bei der Berechnung dieses Ausdrucks ist die Spannung in den Luftzügen gleich $\mathfrak{A}$ gesetzt worden, wodurch eine kleine Ungenauigkeit entsteht.

Die der Erhebung entsprechende Wirkungsgrösse ist:

$$-\,L\,H \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (11)$$

Beim Eintritt in den Rost hat die Luft eine Temperatur t und eine Spannkraft $\mathfrak{A}$; beim Austritt aus dem Kamin hat sie eine Temperatur T und eine Spannkraft $\mathfrak{A}_1$. Um die Wirkungen zu berechnen, welche die Luft durch diese Zustandsänderung entwickelt, werden wir uns der Wahrheit ziemlich nähern, wenn wir annehmen, dass die Luft zuerst von t bis T ohne Aenderung ihrer Spannkraft erwärmt wird und sich ausdehnt und dann ohne Aenderung der Temperatur T, aber mit Aenderung der Spannkraft sich ausdehnt und aus der Spannung $\mathfrak{A}$ in die Spannung $\mathfrak{A}_1$ übergeht.

Vermöge (4) ist das ursprüngliche Luftvolumen (wegen $y = \mathfrak{A}$) $\frac{L\,(1+\alpha\, t)}{\gamma_0}$, dehnt sich die Luft aus, ohne Aenderung der Spannung, so wird ihr Volumen $\frac{L\,(1+\alpha\, T)}{\gamma_0}$.

Die Volumsänderung ist daher $\frac{L}{\gamma_0}(1+\alpha\, T) - \frac{L}{\gamma_0}(1+\alpha\, t)$ $= \frac{L\,\alpha\,(T-t)}{\gamma_0}$ und die Wirkung, welche durch diese Ausdehnung entwickelt wird, indem dabei stets der äussere Druck $\mathfrak{A}$ überwunden wird, ist:

$$+\frac{L\,\alpha\,(T-t)}{\gamma_0}\,\mathfrak{A} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

Indem das Luftvolumen $\frac{L}{\gamma_0}(1+\alpha\, T)$ ohne Aenderung der Temperatur aus der Spannung $\mathfrak{A}$ in die Spannung $\mathfrak{A}_1$ übergeht, entwickelt es eine Wirkung (Prinzipien der Mechanik, Seite 69)

$$+\frac{L}{\gamma_0}(1+\alpha\, T)\,\mathfrak{A}\,\mathrm{lognat}\,\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (13)$$

Allein der Druck $\mathfrak{A}_1$ der Luft an der Mündung des Kamins wird durch folgende Gleichung bestimmt:

$$\log \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = \frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1+\alpha\, t)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (14)$$

Diese Gleichung erhält man leicht, wenn man auf das Gesetz der Abnahme der Dichte der äussern Luft Rücksicht nimmt. Durch Einführung dieses Werthes von $\log \frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1}$ in den Ausdruck (13), wird derselbe:

$$L\,H \cdot \frac{1 + \alpha\, T}{1 + \alpha\, t} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (15)$$

Nun haben wir noch die Wirkung zu bestimmen, welche der Ueberwindung des an der Mündung bei D wirkenden äusseren Druckes entspricht.

Die Geschwindigkeit der Luft an der Mündung ist wegen (3) $\frac{L\,\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, T)}{\mathfrak{A}_1\, \gamma_0\, \Omega}$, die Grösse des Druckes gegen den Kolben D ist $\Omega\,\mathfrak{A}_1$, die zu berechnende Wirkung ist demnach:

$$-\frac{L\,\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, T)}{\mathfrak{A}_1\, \gamma_0\, \Omega}\,\Omega\,\mathfrak{A}_1 = -\frac{L\,\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, T)}{\gamma_0} \quad \ldots \quad (16)$$

Endlich ist die lebendige Kraft der aus der Mündung strömenden Luft:

$$\frac{L}{2\,g}\left[\frac{L\,\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, T)}{\mathfrak{A}_1\, \gamma_0\, \Omega}\right]^2 = \frac{(1 + \alpha\, T)^2}{2\,g\,\gamma_0^2}\,\frac{L^3}{\Omega^2}\left(\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1}\right)^2 \quad \ldots \quad (17)$$

Aber es ist vermöge (14):

$$\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = e^{\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t)}}$$

wobei e die Basis der natürlichen Logarithmen bereichnet. Weil aber in allen Fällen der Anwendung $\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t)}$ eine sehr kleine Grösse ist, so hat man annähernd:

$$e^{\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t)}} = \left[1 + \frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t)}\right]$$

oder es ist annähernd: $\frac{\mathfrak{A}}{\mathfrak{A}_1} = \left[\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t)} + 1\right]$, demnach wird der Ausdruck (17) für die lebendige Kraft der ausströmenden Luft

$$\frac{(1 + \alpha\, T)^2}{2\,g\,\gamma_0^2}\left[1 + \frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t)}\right]^2 \frac{L^3}{\Omega^2}$$

oder wenn man $\frac{\gamma_0\, H}{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\, t)}$ gegen die Einheit vernachlässigt:

$$\frac{(1 + \alpha\, T)^2}{2\,g\,\gamma_0^2}\,\frac{L^3}{\Omega^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (18)$$

Nunmehr sind alle Bestandtheile der Gleichung $W - w = L - l$ (Prinzipien, Seite 159) berechnet und wir erhalten daher folgenden Ausdruck:

$$\frac{(1+\alpha T)^2}{2 g \gamma_0^2} \frac{L^3}{\Omega^2} = \left\{ \begin{array}{l} + \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha t)}{\gamma_0} \\ - \frac{k (1 + \alpha t)^3}{\gamma_0^3} \frac{L^3 \Delta}{R^2} \\ - \frac{k_1 (1 + \alpha t_1)^2}{\gamma_0^2} \frac{\lambda c}{\omega^3} L^3 \\ - \frac{(1+\alpha t_1)^2}{2 g \gamma_0^2} \left(\frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1 \right)^2 \frac{L^3}{\omega^2} \\ - \frac{k_3 (1 + \alpha T)^2}{\gamma_0^2} \frac{C H}{\Omega_1^3} L^3 \\ - L H \\ + \frac{L \alpha (T - t)}{\gamma_0} \mathfrak{A} \\ + L H \frac{1 + \alpha T}{1 + \alpha t} \\ - \frac{L \mathfrak{A} (1 + \alpha T)}{\gamma_0} \end{array} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$m = \left\{ \begin{array}{l} \frac{2 g k}{\gamma_0} \frac{(1 + \alpha t)^3}{(1 + \alpha T)^2} \frac{\Omega^2 \Delta}{R^2} + 2 g k_1 \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T} \right)^2 \frac{\lambda c \Omega^2}{\omega^3} \\ + \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T} \right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1 \right)^2 \frac{\Omega^2}{\omega^2} + 2 g k_3 \frac{C H}{\Omega_1} \left(\frac{\Omega}{\Omega_1} \right)^2 \end{array} \right\} . \quad (20)$$

so folgt aus der Gleichung (19):

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2 g H \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Hiermit ist die Luftmenge berechnet, welche durch die Wirkung des Kamins in den Feuerherd einströmt und durch die Mündung des Kamins entweicht.

Die Grösse m enthält den Gesammteinfluss aller Bewegungshindernisse. Um den Werth von m für einen vorliegenden Fall numerisch berechnen zu können, muss man die Werthe der Coefficienten k k_1 k_2 k_3 kennen, was leider nicht genau der Fall ist. Doch werden wir diese Coeffizienten zu bestimmen suchen.

Der Werth von m fällt klein aus unter folgenden Umständen, die also für den Erfolg günstig genannt werden müssen.

1) Wenn Δ und $\frac{\Omega}{R}$ klein sind, d. h. bei einer Feuerung mit einem grossen Rost und einer dünnen Brennstoffschicht.

2) Wenn $\lambda \frac{c}{\omega} \frac{\Omega}{\omega}$ klein sind, d. h. wenn die Züge kurz sind, der Umfang der Züge im Verhältniss zu ihrem Querschnitt klein ist und wenn der Querschnitt der Züge im Verhältniss zum Quer-

schnitt der Kaminmündung gross ist. Das Verhältniss $\frac{c}{\omega}$ fällt am kleinsten aus bei Zügen, die aus einem Kanal bestehen, wird jedoch gross, wenn die Züge durch eine grössere Anzahl von engen Röhren gebildet werden, wie dies bei den Lokomotivkesseln und Dampfschiffkesseln der Fall ist.

3) Wenn $\frac{\omega}{\omega_2}$ klein ist, d. h. wenn der Zugschieber ganz aufgezogen wird.

4) Wenn $\frac{C\,H}{\Omega_1}\left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2$ klein ist, d. h. für ein verhältnissmässig niedriges, aber weites Kamin. Auch ist es gut, wenn das Kamin weiter ist als seine Mündung.

5) Wenn die Luft mit hoher Temperatur durch das Kamin aufsteigt; doch ist der Einfluss von T auf m von keiner Bedeutung, indem t_1 und T gleichzeitig wachsen oder abnehmen und es nur allein auf das Verhältniss $\frac{1+\alpha\,t_1}{1+\alpha\,T}$ ankommt. Nachtheilig ist aber jederzeit die Abkühlung der Luft an den Wänden des Kamins, indem dadurch die mittlere Temperatur T der Kaminluft herabgesetzt wird, während die mittlere Temperatur t_1 in den Luftzügen nicht alterirt wird.

Für alle normal angeordneten und in regelmässigem Betrieb befindlichen Kesselfeuerungen fällt der Werth von m beinahe gleich gross aus, denn für solche Anlagen sind die Verhältnisse $\frac{1+\alpha t_1}{1+\alpha T}$, $\frac{\Omega^2 \Delta}{R^2}$, $\frac{\lambda c \Omega^2}{\omega^3}$, $\left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2$, $\frac{\omega}{\omega_2 k}$, $\frac{C\,H}{\Omega_1}$, $\left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2$ nahe zu constant. Für die Aufstellung von Regeln zur Bestimmung der Abmessungen der Kamine für Dampfkesselheizungen dürfen wir also m als eine constante Grösse ansehen. Auszunehmen sind jedoch diejenigen Fälle, wenn etwa die Luftzüge ausserordentlich lang sind, was zuweilen der Fall ist, wenn das Kamin nicht neben der Feuerungsanlage, sondern in einer beträchtlichen Entfernung von derselben aufgestellt werden muss.

Aus der Gleichung (21) sieht man, dass die Luftmenge L, die das Kamin dem Feuerherd zuführt:

1) dem Querschnitt der Mündung des Kamins proportional ist;

2) der Quadratwurzel aus der Höhe proportional ist;

3) gross ausfällt, wenn $T-t$, d. h. wenn die Temperaturdifferenz im Kamin und der freien Luft gross ist, d. h. wenn bei kalter äusserer Luft die Verbrennungsgase stark erhitzt durch das Kamin aufsteigen. Allein die in der aufsteigenden Luft enthaltene Wärme ist rein verloren, man muss also die Kamine so einrichten, dass sie

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

selbst dann hinreichend Luft zuführen, wenn dieselbe ziemlich abgekühlt ist. In den meisten Fällen beträgt jedoch die Temperatur der Luft in den Kaminen 150 bis 200 Grade.

Bestimmung der Werthe der Coeffizienten $k\ k_1\ k_2\ k_3$. Nennt man $\mathfrak{P}$ die unmittelbar über dem Rost herrschende Pressung, $\mathfrak{V}$ das Luftvolumen bei t Grad Temperatur, so ist vermöge (6):

$$(\mathfrak{A} - \mathfrak{P})\,\mathfrak{V} = \frac{k\,(1 + \alpha\,t)^3}{\gamma_0{}^3}\,\frac{L^3 \varDelta}{R^2}$$

Wegen $L = \mathfrak{V}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t}$ findet man

$$\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = k\,\varDelta \left(\frac{L}{R}\,\frac{1 + \alpha\,t}{\gamma_0}\right)^2$$

Nun ist $\frac{L}{R} = \frac{L}{B} \times \frac{B}{R}$. Aber vermöge der Seite 309 entwickelten Rosttheorie dürfen wir nehmen:

$$\frac{B}{R} = \frac{1895\,\varDelta\,m}{3600} = \frac{1895 \times 0.1 \times 0.25}{3600} = 0.013, \quad \frac{L}{B} = 1.5 \times 12 = 18$$

daher wird $\frac{L}{R} = 0.235$.

Nehmen wir $t = 10^\circ$, so erhalten wir:

$$\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = k\,0.1 \left(0.235\,\frac{1 + 0.00367 \times 10}{1.29}\right)^2 = 0.00356\ k$$

Angenommen, die Differenz $\mathfrak{A} - \mathfrak{P}$ entspreche einer Wassersäule von 2^{cm} Höhe, so ist $\mathfrak{A} - \mathfrak{P} = 0.02 \times 1000 = 20^{Klg}$, und dann wird:

$$k = \frac{\mathfrak{A} - \mathfrak{P}}{0.00356} = \frac{20}{0.00356} = 5618$$

hiermit ist k annähernd bestimmt.

d'Hurcourt gibt Seite 204 seines Werkes (de l'eclairage au gaz) an, es sei nach *Peclet*: $\beta = g\,k_3 = g\,k_1$

für Kamine aus gebrannnter Erde $\beta = g\,k_3 = 0.031115$

„ gusseiserne rauchgeschwärzte Kamine . $= 0.01225$

„ Blechkamine . . . . $= 0.006175$

Für den mittleren dieser Coeffizienten wird:

$$k_1 = k_3 = \frac{\beta}{9.81} = \frac{0.01225}{9.81} = 0.00125$$

Für k_2 kann man mindestens nehmen: $k_2 = 0.66$. Die Werthe der Coeffizienten sind daher:

$$k = 5618, \quad k_1 = k_3 = 0.00125, \quad k_2 = 0.66$$

Nimmt man für Steinkohlenfeuerung:

$$t = 10^0 \qquad \frac{\Omega}{R} = \frac{1}{6}, \quad \frac{\Omega}{\omega} = 2$$

$$T = 200^0$$

$$t_1 = \frac{1000 + 200}{2} = 600 \quad \frac{\omega}{\omega_2 k_2} = 2, \quad \frac{C H}{\Omega_1} = 100$$

$$\varDelta = 0{\cdot}1$$

$$\frac{\lambda c}{\omega} = 142, \quad \gamma_0 = 1{\cdot}029$$

so wird $1 + \alpha t = 1{\cdot}0367, \ 1 + \alpha T = 1{\cdot}734, \ 1 + \alpha t_1 = 3{\cdot}202$

$$\frac{2 g k}{\gamma_0} \frac{(1 + \alpha t)^3}{(1 + \alpha T)^3} \frac{\Omega^2 \varDelta}{R^2} = 87{\cdot}2$$

$$2 g k_1 \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T}\right)^2 \frac{\lambda C \Omega^3}{\omega^3} = 47$$

$$\left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha T}\right)^2 \left(\frac{\omega}{\omega_2 k_2} - 1\right)^2 \left(\frac{\Omega}{\omega}\right)^2 = 14$$

$$2 g k_3 \frac{C H}{\Omega_1} \left(\frac{\Omega}{\Omega_1}\right)^2 = 2{\cdot}45$$

und man findet $m = 151$. Mit diesem Werth von m und den obigen Werthen von t und T gibt die Formel (21):

$$\frac{L}{\Omega \sqrt{H}} = \frac{1{\cdot}29}{1{\cdot}734} \sqrt{2 \times 9{\cdot}81 \times \frac{0{\cdot}00367\ (200 - 10)}{1{\cdot}0367 \times 151}} = \frac{1}{4{\cdot}4}$$

Praktische Regeln zur Berechnung der Kamine. Vermittelst der Gleichung (21) können wir nun Regeln zur Bestimmung der Hauptdimensionen der Kamine aufstellen.

Setsen wir zur Abkürzung:

$$\frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \sqrt{2 g \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)}} = \mu \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

so erhalten wir

$$L = \mu \Omega \sqrt{H} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Ist die Höhe des Kamins gegeben, so folgt aus dieser Gleichung

$$\Omega = \frac{L}{\mu \sqrt{H}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Für freistehende Kamine wird gewöhnlich ein Verhältniss zwischen dem Durchmesser und der Höhe festgesetzt.

Nehmen wir an, der innere Querschnitt des Kamins sei ein Quadrat, dessen Seite gleich d, so hat man $\Omega = d^2$ und die Gleichung (23) kann dann geschrieben werden:

$$L = \mu \sqrt{\left(\frac{H}{d}\right) d^5}$$

woraus folgt:

$$d = \left(\frac{1}{\mu}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{d}{H}\right)^{\frac{1}{5}} \left(L\right)^{\frac{2}{5}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (25)$$

$$H = \left(\frac{1}{\mu}\right)^{\frac{2}{5}} \left(\frac{H}{d}\right)^{\frac{4}{5}} \left(L\right)^{\frac{2}{5}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (26)$$

Für normal angelegte Dampfkesselheizungen, die in normaler Weise gefeuert werden, darf man annehmen, dass μ eine Constante ist, die am verlässlichsten nach der Dimension von wirklich bestehenden Kaminen bestimmt werden kann.

Ich habe gefunden, dass man nehmen darf $\mu = 924$, und für freistehende Kamine $\frac{d}{H} = \frac{1}{25}$. Für diese Werthe geben die Formeln (23) und (24):

$$\Omega = \frac{1}{924} \frac{L}{\sqrt{H}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (27)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} H = 0{\cdot}95 \left(L\right)^{\frac{2}{5}} \\ d = \frac{H}{25} \end{array} \right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (28)$$

Nennt man N die Pferdekraft der Maschine, für welche der Kessel bestimmt ist, $\mathfrak{S}$ die Steinkohlenmenge, $\mathfrak{H}$ die Holzmenge, L die Luftmenge, welche per Stunde für eine Maschine von N Pferdekräften erforderlich, so ist der Erfahrung zufolge zu setzen:

$$\left. \begin{array}{l} N = \frac{\mathfrak{S}}{3} = \frac{\mathfrak{H}}{6} = \frac{L}{66} \\ \text{oder es ist} \\ L = 66\,N = 22\,\mathfrak{S} = 11\,\mathfrak{H} \end{array} \right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (29)$$

und wenn man diesen Werth von L in die Gleichungen (27) und (28) einführt, so findet man:

$$\left. \begin{array}{l} {}^{*)}\; \Omega = \frac{N}{14\sqrt{H}} = \frac{\mathfrak{S}}{42\sqrt{H}} = \frac{\mathfrak{H}}{84\sqrt{H}} = \frac{L}{924\sqrt{H}} \\ \text{und für } d = \frac{H}{25} \text{ (d die untere Weite des Kamins)} \\ H = 503\, N^{\frac{2}{5}} = 3{\cdot}14 \left(\mathfrak{S}\right)^{\frac{2}{5}} = 2{\cdot}45\, \mathfrak{H}^{\frac{2}{5}} = 0{\cdot}95\, L^{\frac{2}{5}} \end{array} \right\} \quad . \quad (30)$$

Bei freistehenden gemauerten Kaminen nimmt die innere Weite von unten nach oben zu ab. Nennt man d_1 die obere Weite an der

---

*) Die von d'Hurcourt, de l'eclairage au gaz, Pag. 225 aufgestellte Formel gibt auf unsere Maasseinheit reduzirt $\Omega = \frac{\mathfrak{S}}{66\sqrt{H}}$.

Mündung, so hat man zur Bestimmung dieser Abmessung folgende empirische Formel:

$$d_1 = d - 0{\cdot}013\ H \quad \ldots\ldots\ldots \quad (31)$$

Damit das Kamin eine hinreichende Stabilität erhält, muss die Mauerdicke von oben nach unten zunehmen. Nennt man e_1 die obere, e die untere Mauerdicke, so darf man nehmen:

$$\left.\begin{array}{l} e_1 = 0{\cdot}18 \text{ Meter} \\ e = 0{\cdot}18 + 0{\cdot}015\ H \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (32)$$

Die Resultate, welche die Formeln (30), (31), (32) geben, findet man Seite 201 der Resultate für den Maschinenbau. Auch ist dort eine empirische Regel zur Bestimmung der Dimensionen des Kaminfundaments aufgestellt.

Die Querschnittsform der gemauerten Kamine ist gewöhnlich quadratisch, mit oder ohne Abkantung, Tafel XIV., Fig. 9 bis 12, zuweilen kreisrund, ausnahmsweise regelmässig achteckig.

Der kreisrunde Querschnitt ist zwar hinsichtlich des Reibungswiderstandes, so wie wegen Abkühlung am besten, allein dieser Vortheil ist so klein, dass er in praktischer Hinsicht gar keine Beachtung verdient.

Die Fundamentirung und Aufmauerung muss mit grosser Sorgfalt geschehen, so dass der Bau selbst durch heftige Windstösse nicht wackelig oder rissig wird. Entstehen Risse, so tritt durch dieselben kalte Luft ein, es entsteht im Innern eine Abkühlung, wodurch die Zugkraft des Kamins sehr geschwächt wird.

Viereckige Kamine können mit gewöhnlich geformten Backsteinen aufgeführt werden, runde Kamine erfordern bogenförmig geformte Backsteine, die daher etwas kostspieliger sind.

Zuweilen findet man, dass die Kamine mit einem Säulenkapitäl geschmückt werden, allein dies ist nicht nur zwecklos, sondern ist auch gegen den gesunden Geschmacksinn. Die einfache Obelisken-Pyramide, die aus dem Zweck selbst hervorgeht, ist auch am gefälligsten.

Zug des Kamins bei einer Gall'schen Kesselfeuerung. Wir haben früher die Einrichtung der Gall'schen Kesselfeuerung erklärt und beurtheilt, und haben darauf hingedeutet, dass bei dieser Feuerungsart die Kaminhöhe kleiner sein kann, als bei einer gewöhnlichen Feuerung. Dies wollen wir nun nachweisen.

Für eine gewöhnliche Kesselfeuerung haben wir Seite 327 den Ausdruck (21) gefunden, nämlich:

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T}\, \Omega \sqrt{2\, g\, H \frac{\alpha\,(T - t)}{(1 + \alpha\, t)\,(1 + m)}} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

In diesem Ausdruck bedeutet H die Höhe des Kamins, d. h. den Vertikalabstand der Mündung des Kamins über der Ebene des Rostes, T die mittlere Temperatur der Luft im Kamin. Um den analogen Ausdruck für eine Gall'sche Feuerung zu finden, müssen wir in diesem Ausdruck (1) für das vor dem Wurzelzeichen erscheinende T die Temperatur setzen, mit welcher die Luft das Kamin verlässt, wofür wir aber auch die mittlere Temperatur der Luft im eigentlichen Kamin nehmen dürfen, vorausgesetzt, dass der Wärmeverlust, welchen die Kaminwände verursachen, vernachlässigt werden darf. Allein für das unter dem Wurzelzeichen vorkommende T muss der mittlere Werth der Temperatur gesetzt werden, die im Schlot $\mathfrak{b}$, Tafel XIV., Fig. 5, 6, und im Kamin herrscht. Diese mittlere Temperatur ist annähernd:

$$\frac{(H-h)\,T+h\,\mathfrak{T}}{H}$$

wobei h die Höhe des Schlotes $\mathfrak{b}$ und $\mathfrak{T}$ die Temperatur der Verbrennungsgase im Schlot $\mathfrak{b}$, T aber die Temperatur im eigentlichen Kamin bezeichnet, endlich H die Höhe der Mündung des Kamins über der Ebene des Rostes bedeutet.

Für das Kamin einer Gall'schen Feuerung können wir daher annähernd setzen:

$$L=\frac{\gamma_0}{1+\alpha T}\,\Omega\sqrt{2gH\,\frac{\alpha}{(1+\alpha t)(1+m)}\left[\frac{(H-h)T+h\,\mathfrak{T}}{H}-t\right]}$$

oder:

$$L=\frac{\gamma_0}{1+\alpha T}\,\Omega\sqrt{2gH\,\frac{\alpha\,(T-t)}{(1+\alpha t)(1+m)}\left(1+\frac{h}{H}\,\frac{\mathfrak{T}-T}{T-t}\right)}\quad\cdot\quad(2)$$

Hieraus sieht man, wenn bei einer Gall'schen Feuerung die Kaminhöhe, gemessen von der Rostebene bis zur Mündung, eben so gross ist als bei einer gewöhnlichen Feuerung und wenn in beiden Anlagen die Lufttemperatur T im eigentlichen Kamin den gleichen Werth hat, so ist die Luftmenge L bei der Gall'schen Einrichtung grösser. Ist z. B. $h=2^m$, $H=40^m$, $\mathfrak{T}=1200^\circ$, $T=200^\circ$, $t=20^\circ$, so wird:

$$\sqrt{1+\frac{h}{H}\,\frac{\mathfrak{T}-T}{T-t}}=\sqrt{1{\cdot}3}=1{\cdot}14$$

Alles Uebrige gleich gesetzt, wird also in diesem Falle die Luftmenge bei der Anlage nach Gall im Verhältniss 1·14 zu 1 grösser als bei einer gewöhnlichen Einrichtung. Dieser Vortheil ist aber nicht erheblich.

Wollte man das eigentliche Kamin ganz weglassen und den Zug nur allein durch den untern Schlot $\mathfrak{b}$ hervorbringen, so wäre zu setzen $h=H$, und dann hätte man vermöge (2):

$$L = \frac{\gamma_0}{1 + \alpha T} \Omega \sqrt{2gh \frac{\alpha (T - t)}{(1 + \alpha t)(1 + m)} - \left(1 + \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}\right)} \quad . \quad . \quad (3)$$

wobei nun T die Temperatur bedeutet, mit welcher die Luft den Kessel verlässt und unmittelbar in die Atmosphäre tritt. Bei einer solchen Einrichtung wäre die Luftmenge L eben so gross, als bei einer ganz gewöhnlichen Feuerungsanlage mit einem Kamin von der Höhe H, wenn

$$\sqrt{h \left(1 + \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}\right)} = \sqrt{H}$$

oder wenn

$$h = \frac{H}{1 + \frac{\mathfrak{T} - T}{T - t}}$$

Für $\mathfrak{T} = 1200^0$, $T = 200^0$, $t = 20^0$ wird $\frac{h}{H} = \frac{1}{6 \cdot 5}$.

Diese Schlothöhe braucht also nur den sechsten Theil einer Kaminhöhe zu haben, um die gleiche Wirkung hervorzubringen, wie ein Kamin. Allein die Lokalverhältnisse werden schwerlich jemals von der Art sein, dass die Anwendung eines so zu sagen negativen oder nach abwärts gekehrten Kamins einen praktischen Vortheil zu gewähren im Stande wären, und bei einer mässigen Schlothöhe h von circa 2^m ist die Wirkung desselben von keiner Erheblichkeit.

Durchgang der Wärme durch Gefäßwände.

Voraussetzungen. Wir wollen uns die Aufgabe vorlegen, die Wärmemenge zu bestimmen, die durch ebene, cylindrische und sphärische Gefässwände geht, wenn diese Wände mit Medien in Berührung stehen, die eine constante Temperatur haben.

Die Fortpflanzung der Wärme im Innern von starren Körpern wurde zuerst (1812) von *Fourier* *), später (1815) von *Poisson* **) untersucht. Ueber das Wesen der Wärme haben diese Geometer ihre Ansichten nicht ausgesprochen, sondern sie bauen ihre Theorien auf gewisse Voraussetzungen, und gelangen auf abweichenden analytischen Wegen zu übereinstimmenden Endresultaten, die innerhalb gewisser Grenzen durch die Erfahrung bestätiget worden sind.

Ich werde zur Lösung der oben gestellten speziellen Aufgaben

*) Théorie de la chaleur, par *Fourier*.

**) Mémoire sur la distribution de la chaleur dans les corps solides, par *Poisson*. Journal de l'école polytechnique, cahier XIX.

den von *Fourier* und *Poisson* eingeschlagenen Wegen nicht folgen, sondern ziehe es vor, von zwei naturgemäss scheinenden Voraussetzungen auszugehen, durch welche man auf sehr einfache Weise ganz zu dem gleichen Resultate gelangt. Ich nehme an:

a. dass die Wärmemenge, welche durch die Oberfläche eines mit einem flüssigen Medium in Berührung stehenden festen Körpers in einer bestimmten Zeit eindringt, wenn die Temperatur des Mediums höher ist als die Temperatur des Körpers, oder aus dem Körper in das Medium entweicht, wenn seine Temperatur niedriger ist als die des Körpers, proportional sei 1) der Grösse der mit dem Medium in Berührung stehenden Oberfläche; 2) der Differenz der Temperaturen des Mediums und des Körpers an seiner Oberfläche; 3) der Zeit, während welcher die Wärmemittheilung stattfindet, vorausgesetzt, dass während derselben Aenderungen in den Temperaturen nicht eintreten; 4) einem gewissen Coeffizienten, dessen Werth von der Körpersubstanz, von der Beschaffenheit der Oberfläche des Körpers und von der Natur des Mediums abhängig ist.

Nennt man:

Δ die Temperatur des Mediums;

t die Temperatur der Substanz des Körpers in der Nähe seiner Oberfläche;

F die Fläche, durch welche die Wärme geht;

W_1 die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch die Fläche F geht;

γ den Ein- oder Ausstrahlungscoeffizienten, so ist unter den ausgesprochenen Voraussetzungen:

$$\left.\begin{array}{l} \text{wenn } t > \Delta \text{ ist, } W_1 = \gamma F\,(t - \Delta) \\ \text{wenn } \Delta < t \text{ ist, } W_1 = \gamma F\,(\Delta - t) \end{array}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Für $F = 1$, $t - \Delta = 1$ wird $W_1 = \gamma$. Der Coeffizient γ drückt also die Wärmemenge aus, die in einer Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit bei einer Temperaturdifferenz von 1^0 eindringt.

b. Die Wärmefortpflanzung im Innern des Körpers gründe ich auf folgende Betrachtung:

Es sei Ω ein kleines Flächenstückchen im Innern des Körpers, u die Temperatur in allen Punkten von Ω. Errichtet man in einem beliebigen Punkt A der Fläche Ω einen Perpentikel und schneidet auf demselben eine kleine Länge ε ab, so kömmt man nach einem Punkt A_1, in welchem eine von u nur wenig verschiedene Temperatur u_1 stattfindet. Errichtet man in allen Punkten von Ω Perpentikel und sucht in denselben die Punkte auf, die eine Temperatur u_1 haben, so werden diese Punkte in einer kleinen Fläche Ω_1 liegen, die, wenn e und $u_1 - u$ sehr klein sind, als eine zu Ω parallele Fläche angesehen werden kann. Ich nehme nun an, dass wenn $u > u_1$ ist, von der Fläche Ω nach Ω_1 in einer Zeiteinheit eine Wärmemenge W_2 ströme, die der Fläche Ω und der Temperaturdifferenz $u - u_1$ direkt, der Entfernung e, den Flächen Ω und Ω_1 aber verkehrt proportional ist, und setze deshalb:

$$W_2 = \lambda \frac{u - u_1}{e} \Omega \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Den Coeffizienten λ nenne ich den Wärmeleitungscoeffizienten. Für $u - u_1 = 1$, $\Omega = 1$, $e = 1$ gibt diese Formel $W_2 = \lambda$. Der Coeffizient λ ist also die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit durch einen Stab geht, dessen Querschnitt gleich Eins und dessen Länge gleich Eins ist, wenn die Differenz der an den Enden des Stabes herrschenden Temperaturen Einen Grad beträgt. Ist e unendlich klein und bezeichnet man seinen Werth in diesem Fall mit $d\zeta$, so ist, wenn $u > u_1$ ist, $u - u_1 = -\frac{du}{d\zeta} d\zeta$; daher $\frac{u - u_1}{e} = \frac{du}{d\zeta}$, und dann wird:

$$W_2 = -\lambda \Omega \frac{du}{d\zeta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Vermittelst dieser durch die Gleichungen (1) und (3) analytisch ausgedrückten Voraussetzungen lassen sich die von *Fourier* und *Poisson* durch ziemlich umständliche Betrachtungen aufgefundenen allgemeinen Differenzialgleichungen, welche die Wärmebewegung im Innern der Körper bestimmen, herleiten. Ich will jedoch diese Herleitung unterlassen, weil es mir nur darum zu thun ist, die oben gestellten speziellen Fragen zu beantworten, was vermittelst der Gleichungen (1) und (3) direkt geschehen kann.

Wärmemenge, die durch eine ebene Gefäßwand von gleicher Dicke geht. Es sei Tafel XIV., Fig. 13, A B C D eine ebene Gefässwand, die von zwei Medien berührt wird, deren Temperaturen unveränderlich Δ_1 und Δ_0 sind. Es sei $\Delta_1 < \Delta_0$, so dass die Wärme von A B nach C D geht. Wir setzen den Beharrungszustand der Wärmebewegung voraus, nehmen also an, dass sich die Temperatur irgend eines Punktes m mit der Zeit nicht ändert. Es sei t_1 die Temperatur der Wand längs A B, t_0 die Temperatur der Wand längs C D, u die Temperatur in der von A B um ζ abstehenden Ebene E F, e die Wanddicke oder die Entfernung der Ebenen A B und C D, γ_1 der Einstrahlungscoeffizient für den Eintritt der Wärme in A B, γ_0 der Ausstrahlungscoeffizient für den Austritt der Wärme aus C D, λ der Wärmeleitungscoeffizient zur Bestimmung der

Wärmefortpflanzung im Innern, F die Fläche, durch welche die Wärme einströmt, W die Wärmemenge, welche im Beharrungszustand der Bewegung in jeder Zeiteinheit durch das Wandstück von der Grösse F geht.

Vermöge des durch (1) ausgedrückten Satzes ist die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch A B einströmt $F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1)$, ist ferner die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch C D ausströmt $F \gamma_0 (t_0 - \Delta_0)$. Vermöge des durch die Gleichung (3) ausgedrückten Gesetzes, ist die durch die Fläche E F in einer Zeiteinheit gehende Wärmemenge $-\lambda F \frac{du}{d\zeta}$. Da im Beharrungszustand diese drei Wärmemengen gleich gross und gleich W sein müssen, so hat man:

$$W = F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1) = F \gamma_0 (t_0 - \Delta_0) = -\lambda F \frac{du}{d\zeta} \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Aus der Gleichheit $F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1) = -\lambda F \frac{du}{d\zeta}$ folgt durch Integration:

$$u = -\frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\gamma} \zeta + \text{const}$$

Es ist aber für $\zeta = o$ $u = t_1$, und für $\zeta = e$ $u = t_0$; demnach $t_1 = \text{const}$ und $t_0 = -\frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\lambda} e + \text{const}$, folglich:

$$t_0 = t_1 - \frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\gamma} e \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Auch ist:

$$u = t_1 - \frac{\gamma_1 (\Delta_1 - t_1)}{\lambda} \zeta \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Aus dieser letzten Gleichung ersicht man, dass die Temperatur innerhalb der Wand von A B an bis C D hin gleichförmig abnimmt. Vermöge der Gleichheiten (4) hat man auch:

$$\gamma_1 (\Delta_1 - t_1) = \gamma_0 (t_0 - \Delta_0)$$

Aus dieser Gleichung in Verbindung mit (5) findet man:

$$\left. \begin{aligned} t_0 &= \frac{\frac{\Delta_1}{\gamma_0} + \frac{\Delta_0}{\gamma_0} + \frac{e}{\lambda} \Delta_0}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \\ t_1 &= \frac{\frac{\Delta_1}{\gamma_0} + \frac{\Delta_0}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda} \Delta_1}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \end{aligned} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Setzt man diesen Werth von t_1 in den Ausdruck $W = F \gamma_1 (\Delta_1 - t_1)$, so findet man:

$$W = F \frac{\Delta_1 - \Delta_0}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{e}{\lambda}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

Hieraus sieht man, dass die in einer Zeiteinheit durch eine ebene Gefässwand gehende Wärmemenge der Fläche und der Temperaturdifferenz der Medien direkt, der Wanddicke, aber nicht verkehrt proportional ist. Nur in dem Fall, wenn die Aus- und Einstrahlungscoeffizienten γ_1 und γ_0 ausserordentlich gross wären, so dass man $\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1}$ gegen $\frac{e}{\lambda}$ vernachlässigen dürfte, würde die Wärmemenge W der Wanddicke verkehrt proportional werden. Der Werth von W wird gross, wenn γ_0 γ_1 und λ grosse Werthe haben, d. h. wenn sowohl die Ein- und Ausstrahlung, als auch die Leitung leicht von Statten geht.

Zusammengesetzte Wand. Es sei Tafel XIV. Fig. 14:

$A_0 B_0 A_3 B_3$ eine aus drei Schichten gebildete Wand;

Δ_1 Δ_0 die Temperaturen der Medien, mit welchen die Wand in Berührung steht;

T_1 t_1 T_2 t_2 T_3 t_3 die Temperaturen an den Begrenzungsflächen der Schichten;

γ_0 γ_1 γ_2 γ_3 die Wärmeübergangscoeffizienten an den Trennungsflächen A_0 B_0, A_1 B_1, A_2 B_2, A_3 B_3 der Medien;

λ_1 λ_2 λ_3 die Wärmeleitungscoeffizienten für den Durchgang der Wärme durch die Schichten;

e_1 e_2 e_3 die Dicken der Schichten;

W die Wärmemenge, die in einer Zeiteinheit durch eine Fläche von der Ausdehnung F geht.

Dies vorausgesetzt, findet man nach den Grundsätzen, welche zu den Gleichungen (4) und (5) geführt haben, folgende Systeme von Gleichungen:

$$W = F\gamma_0 (\Delta_1 - t_1) = F\gamma_1 (t_1 - T_2) = F\gamma_2 (t_2 - T_3) = F\gamma_3 (t_3 - \Delta_0) \quad . \quad (9)$$

$$\left.\begin{aligned} t_1 &= T_1 - \frac{\gamma_0 (\Delta_1 - T_1)\, e_1}{\lambda_1} \\ t_2 &= T_2 - \frac{\gamma_1 (t_1 - T_2)\, e_2}{\lambda_2} \\ t_3 &= T_3 - \frac{\gamma_2 (t_2 - T_3)\, e_3}{\lambda_3} \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (10)$$

Aus den Gleichungen (9) folgt:

$$t_1 = T_2 + \frac{\gamma_0}{\gamma_1} (\Delta_1 - T_1)$$

$$t_2 = T_3 + \frac{\gamma_0}{\gamma_2}(\varDelta_1 - T_1)$$

$$t_3 = \varDelta_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma_3}(\varDelta_1 - T_1)$$

Führt man diese Werthe von $t_1\ t_2\ t_3$ in die Gleichungen (10) ein, so findet man:

$$T_2 + \frac{\gamma_0}{\gamma_1}(\varDelta_1 - T_1) = T_1 - \frac{\gamma_0(\varDelta_1 - T_1)e_1}{\lambda_1}$$

$$T_3 + \frac{\gamma_0}{\gamma_2}(\varDelta_1 - T_1) = T_2 - \frac{\gamma_0(\varDelta_1 - T_1)e_2}{\lambda_2}$$

$$\varDelta_0 + \frac{\gamma_0}{\gamma_3}(\varDelta_1 - T_1) = T_3 - \frac{\gamma_0(\varDelta_1 - T_1)e_3}{\lambda_3}$$

Durch Addition dieser drei Gleichungen findet man:

$$\varDelta_0 + \gamma_0(\varDelta_1 - T_1)\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3}\right) = T_1 - \gamma_0(\varDelta_1 - T_1)\left(\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}\right)$$

und hieraus folgt:

$$T_1 = \frac{\varDelta_0 + \gamma_0 \varDelta_1\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3}\right) + \gamma_0 \varDelta_1\left(\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}\right)}{1 + \gamma_0\left(\frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}\right) + \gamma_0\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3}\right)} \quad (11)$$

Vermöge der Gleichungen (9) ist aber $W = F\gamma_0(\varDelta_1 - T_1)$. Führt man in diesen Ausdruck für W den Werth von T_1, den die Gleichung (11) darbietet, ein, so findet man:

$$W = \frac{F(\varDelta_1 - \varDelta_0)}{\frac{1}{\gamma_0} + \frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} + \frac{e_1}{\lambda_1} + \frac{e_2}{\lambda_2} + \frac{e_3}{\lambda_3}} \quad \ldots \quad (12)$$

Mit diesem Ausdruck kann die Wärmemenge beurtheilt werden, welche durch eine Kesselwand eindringt, wenn dieselbe auf der den Verbrennungsgasen zugewendeten Seite mit einer Oxydschichte und mit einer Russschichte, auf der dem Kesselwasser zugekehrten Seite dagegen mit einer Oxydschichte und mit einer Kesselsteinschichte belegt ist.

Cylindrische Wandung. Tafel XIV., Fig. 15. Wir nehmen an, die Temperatur sei im Innern constant $\varDelta_1$, ausserhalb constant $\varDelta_2$ und $\varDelta_1 > \varDelta_2$ so dass die Wärme von innen nach aussen geht.

Nennen wir ferner:

r_1 den inneren, r_2 den äusseren Halbmesser des Cylinders;

t_1 und t_2 die Temperaturen des Cylinders an der inneren und an der äusseren Fläche;

γ_1 und γ_2 die Ein- und Ausstrahlungscoeffizienten;

λ den Leitungscoeffizienten;

l die Länge des Cylinders;

W die in einer Zeiteinheit durch den Cylinder gehende Wärme;

u die Temperatur des Wandmaterials in einer Entfernung ζ von der Axe des Cylinders.

Im Beharrungszustand der Erwärmung sind die durch die Cylinderflächen $2 r_1 \pi l$, $2 \zeta \pi l$, $2 r_2 \pi l$ in jeder Zeiteinheit gehenden Wärmequantitäten $2 r_1 \pi l \gamma_1 (\varDelta_1 - t_1)$, $2 r_2 \pi l \gamma_2 (t_2 - \varDelta_2)$, $-\lambda 2 \zeta \pi l \frac{du}{d\zeta}$ gleich gross und gleich W. Man hat daher die Gleichheiten:

$$W = 2 \pi l \gamma_1 r_1 (\varDelta_1 - t_1) = 2 \pi l \gamma_2 r_2 (t_2 - \varDelta_2) = - \lambda 2 \pi l \zeta \frac{du}{d\zeta} \quad (12)$$

aus welchen die drei unbekannten Grössen t_1 t_2 und W bestimmt werden können.

Das Integrale der Gleichung:

$$W = - \lambda 2 \pi l \frac{\zeta du}{d\zeta}$$

ist:

$$u = - \frac{W}{2 \pi l \lambda} \operatorname{lognat} \zeta + \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Nun ist für $\zeta = r_1$ $u = t_1$ und für $\zeta = r_2$ $u = t_2$; daher hat man:

$$t_1 = - \frac{W}{2 \pi l \lambda} \operatorname{lognat} r_1 + \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

$$t_2 = - \frac{W}{2 \pi l \lambda} \operatorname{lognat} r_2 + \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Die Differenz dieser Ausdrücke gibt:

$$t_1 - t_2 = \frac{W}{2 \pi l \lambda} \operatorname{lognat} \frac{r_2}{r_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Aus den Gleichungen (12) folgt:

$$\left. \begin{array}{l} t_1 = \varDelta_1 - \dfrac{W}{2 \pi l \gamma_1 r_1} \\ t_2 = \varDelta_2 + \dfrac{W}{2 \pi l \gamma_2 r_2} \end{array} \right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

$$t_1 - t_2 = \varDelta_1 - \varDelta_2 - \frac{W}{2 \pi l} \left(\frac{1}{\gamma_1 r_1} + \frac{1}{\gamma_2 r_2} \right) \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Setzt man die Werthe von $t_1 - t_2$, welche die Gleichungen (16) und (18) darbieten, einander gleich und sucht hierauf W so findet man:

$$W = \frac{2 \pi l (\varDelta_1 - \varDelta_2)}{\dfrac{1}{\gamma_1 r_1} + \dfrac{1}{\gamma_2 r_2} + \dfrac{1}{\lambda} \operatorname{lognat} \dfrac{r_2}{r_1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK

Baden-Württemberg

Kugelförmige Wandung. Tafel XIV., Fig. 15. Betrachten wir nun die Wärmebewegung durch ein sphärisches Gefäss, das innen und aussen mit Flüssigkeiten in Berührung steht, die ihre Temperatur mit der Zeit nicht ändern.

Nennt man:

r_1 r_2 die Halbmesser der inneren und der äusseren Kugelflächen;

Δ_1 Δ_2 die Temperaturen der Medien in der Kugel und ausserhalb derselben;

t_1 t_2 die Temperaturen an der inneren und äusseren Fläche der Gefässwand;

γ_1 und γ_2 die Ein- und Ausstrahlungscoeffizienten;

λ den Wärmeleitungscoeffizienten;

u die Temperatur in einer Entfernung ζ vom Mittelpunkt der Kugel;

W die Wärmemenge, welche in einer Zeiteinheit durch die kugelförmige Wand entweicht.

Die Wärmemengen, welche in einer Zeiteinheit durch die Kugelflächen gehen, deren Halbmesser r_1 ζ r_2 sind, haben in diesem Falle die Werthe $4 r_1^2 \pi \gamma_1 (\Delta_1 - t_1)$, $4 r_2^2 \pi \gamma_2 (t_2 - \Delta_2)$, $-4 \zeta^2 \pi \lambda \frac{du}{d\zeta}$, und jede derselben ist gleich der Wärmemenge W, die in jeder Sekunde aus der Kugel entweicht. Wir haben daher:

$$W = 4 r_1^2 \pi \gamma_1 (\Delta_1 - t_1) = 4 r_2^2 \pi \gamma_2 (t_2 - \Delta_2) = -4 \zeta^2 \pi \lambda \frac{du}{d\zeta} \quad . \quad (20)$$

Das Integrale der Gleichheit

$$W = -4 \zeta^2 \pi \lambda \frac{du}{d\zeta}$$

ist:

$$u = \frac{W}{4 \pi \lambda} \cdot \frac{1}{\zeta} + \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

Nun ist für $\zeta = r_1$, $u = t_1$ und für $\zeta = r_2$, $u = t_2$; daher hat man:

$$t_1 = \frac{W}{4 \pi \lambda} \frac{1}{r_1} + \text{const}$$

$$t_2 = \frac{W}{4 \pi \lambda} \frac{1}{r_2} + \text{const}$$

Demnach auch:

$$t_1 - t_2 = \frac{W}{4 \pi \lambda} \left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2} \right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

Die Gleichheiten (20) geben:

$$t_1 = \Delta_1 - \frac{W}{4 \pi \gamma_1 r_1^2}$$

$$t_2 = \Delta_2 + \frac{W}{4 \pi \gamma_2 r_2^2}$$

$$t_1 - t_2 = \Delta_1 - \Delta_2 - \frac{W}{4\pi}\left(\frac{1}{\gamma_1 r_1^2} + \frac{1}{\gamma_2 r_2^2}\right) \quad . \; . \; . \; . \quad (23)$$

Die Werthe von $t_1 - t_2$, welche (22) und (23) darbieten, einander gleich gesetzt und dann W gesucht, so findet man:

$$W = \frac{4\pi(\Delta_1 - \Delta_2)}{\frac{1}{\gamma_1 r_1^2} + \frac{1}{\gamma_2 r_2^2} + \frac{1}{\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \quad . \; . \; . \; . \quad (24)$$

Vergleichung zwischen verschiedenen Wandflächen. Nennen wir:

W_1 die Wärmemenge, die in der Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit einer ebenen Wand geht;
W_2 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche einer cylindrischen Wand geht;
W_3 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche einer cylindrischen Wand geht;
W_4 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche einer sphärischen Gefässwand geht;
W_5 die Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche einer sphärischen Gefässwand geht.

Vorausgesetzt, dass in allen diesen Fällen die Temperaturdifferenz der Medien und die Coeffizienten $\lambda_1\ \gamma_1\ \gamma_2$ die gleichen Werthe haben, erhält man aus den früher aufgefundenen Ausdrücken für $W_1\ W_2\ W_3\ W_4\ W_5$ folgende Formeln:

$$W_1 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (25)$$

$$W_2 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1}\,\frac{r_2}{r_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{r_2}{\lambda}\ \text{lognat}\ \frac{r_2}{r_1}} \quad . \; . \; . \quad (26)$$

$$W_3 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\,\frac{r_1}{r_2} + \frac{r_1}{\lambda}\ \text{lognat}\ \frac{r_2}{r_1}} \quad . \; . \; . \quad (27)$$

$$W_4 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1}\left(\frac{r_2}{r_1}\right) + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{r_2^2}{\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \quad . \; . \; . \quad (28)$$

$$W_5 = \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2}\left(\frac{r_1}{r_2}\right)^2 + \frac{r_1^2}{\lambda}\left(\frac{1}{r_1} - \frac{1}{r_2}\right)} \quad . \; . \; . \quad (29)$$

Nennt man sowohl für ebene, als auch für cylindrische und sphärische Gefässe e die Wanddicke und setzt voraus, dass dieselbe gegen die Halbmesser r_1 und r_2 klein sind, so darf man sich erlauben zu setzen:

$$\log \frac{r_2}{r_1} = \text{lognat}\, \frac{r_1 + e}{r_1} = \text{lognat} \left(1 + \frac{e}{r_1}\right) = \frac{e}{r_1}$$

$$\frac{r_2}{r_1} = 1 + \frac{e}{r_1}$$

und dann wird:

$$W_2 = \frac{\varDelta_1 - \varDelta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} + \frac{e}{\gamma_1} \frac{e}{r_1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

$$W_3 = \frac{\varDelta_1 - \varDelta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} - \frac{e}{\gamma_2} \frac{e}{r_1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

$$W_4 = \frac{\varDelta_1 - \varDelta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} + \frac{2}{\gamma_1} \frac{e}{r_1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

$$W_5 = \frac{\varDelta_1 - \varDelta_2}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda} - \frac{2}{\gamma_2} \frac{e}{r_1}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

Vergleicht man diese Werthe von W_2 W_3 W_4 W_5 mit dem Werth von W_1 (25), so sieht man leicht, dass:

$$W_5 > W_3 > W_1 > W_2 > W_4$$

Die grösste Wärmemenge geht demnach durch eine Flächeneinheit der inneren Fläche eines spärischen Gefässes, die kleinste durch eine Flächeneinheit der äusseren Fläche eines sphärischen Gefässes. Die durch eine Flächeneinheit einer ebenen Wand gehende Wärme liegt zwischen derjenigen Wärmemenge, die durch eine Flächeneinheit der inneren und äusseren Fläche einer cylindrischen Gefässwand geht.

Ist der Wärmeleitungscoeffizient λ in Vergleich zu den Aus- und Einstrahlungscoeffizienten γ_1 γ_2 sehr gross, so kann man in allen für die Wärmemengen aufgefundenen Formeln das von den Leitungscoeffizienten abhängige Glied gegen die Glieder, welche den Einfluss der Strahlung ausdrücken, vernachlässigen. Dadurch werden aber die in der Zeiteinheit durch eine Flächeneinheit gehenden Wärmemengen von dem Leitungscoeffizienten, mithin von der Natur des Materials, aus welchem die Wand besteht, so wie auch von der Wanddicke beinahe unabhängig. Es ist also in dem Falle, wenn die Leitung im Verhältniss zur Strahlung sehr gross ist, die durch eine Wand gehende Wärmemenge sowohl von der

Natur des Materials, als auch von der Wanddicke beinahe unabhängig.

Ist hingegen die Leitungsfähigkeit des Materials eine schwache, und sind dagegen die Ein- und Ausstrahlungscoeffizienten sehr stark, so kann man umgekehrt die von γ_1 und γ_2 abhängigen Glieder gegen das von λ abhängige vernachlässigen und dann findet man aus (25), (30), (31), (32), (33), dass annähernd

$$W_1 = W_2 = W_3 = W_4 = W_5 = \lambda \frac{\Delta_1 - \Delta_2}{e}$$

ist. In diesem Fall hat also die Form der Wand beinahe keinen Einfluss und ist für alle Gefässe die Wärmemenge, dem Leitungscoeffizienten und der Temperaturdifferenz der Medien direkt, der Wanddicke dagegen verkehrt proportional.

Zu diesen Folgerungen ist auch *Peclet* auf rein experimentalem Wege gekommen.

Werthe der Coeffizienten. Die absoluten Werthe von $\gamma_1\ \gamma_2 \ldots$ $\lambda_1\ \lambda_2 \ldots$ sind leider nur für wenige Fälle bekannt; wir werden in der Folge einige angeben. Für den Wärmedurchgangs-Coeffizienten:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}}$$

Durch einfach gebildete Wandungen habe ich für mehrere Fälle folgende Werthe gefunden:

Uebergang	Coeffizient k
a) aus Luft durch eine Wand aus gebrannter Erde von 1^{cm} Dicke in Luft (Ofenheizung)	k = 5
b) aus Luft durch eine Wand von Gusseisen von 1 bis 1·5^{cm} Dicke in Luft	k = 14
c) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Luft	k = 7
d) aus Luft durch eine Wand von Eisenblech in Wasser oder aus Wasser in Luft (Dampfkesselheizung)	k = 23
e) aus Dampf durch eine Wand von Gusseisen in Luft (Dampfheizung)	k = 12

Dabei ist die Stunde als Einheit genommen, d. h. diese Werthe von k bestimmen die Wärmemengen, welche stündlich durch einen Quadratmeter Wandfläche gehen bei einer Temperaturdifferenz von Einem Grad.

Erwärmung einer Flüssigkeit durch einen warmen Strom.

Einleitendes. Die Erwärmung einer kalten Flüssigkeit durch eine heisse Flüssigkeit geschieht gewöhnlich, indem man die heisse Flüssigkeit durch einen Kanal strömen lässt, dessen Wände aus einem die Wärme gut leitenden Material bestehen und die zu erwärmende Flüssigkeit mit diesen Wänden in Berührung bringt. Wir nennen einen solchen Erwärmungsapparat:

1) Kesselapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit an allen Punkten der Wand die gleiche Temperatur hat, wie dies z. B. der Fall ist bei einem gewöhnlichen Dampfkessel.
2) Parallelstromapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit längs der Wandung hin nach einer Richtung fortgeleitet wird, die mit jener des heissen Stroms übereinstimmt.
3) Gegenstromapparat, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit längs der Wandung nach einer Richtung fortgeleitet wird, die jener des heissen Stroms entgegengesetzt ist.

Die Bestimmung der Wärmemenge, welche bei jedem dieser Apparate stündlich durch die Trennungswand der Flüssigkeiten geht, ist für die technische Benützung der Wärme von sehr grosser praktischer Wichtigkeit; es beruhen darauf die wesentlichsten Bedingungen, welche bei Anlagen von Heizapparaten aller Art erfüllt werden müssen.

Der Berechnung legen wir folgende Bezeichnungen zu Grunde.

Wir bezeichnen für einen Kesselapparat durch F_k, für einen Parallelstromapparat durch F_p, für einen Gegenstromapparat durch F_g die Heizfläche des Apparates, d. h. den Flächeninhalt der Wand, welche einerseits von dem heissen Strom, andererseits von der zu erwärmenden Flüssigkeit berührt wird.

Nennen ferner:

s die Wärmekapazität der zu erwärmenden Flüssigkeit,

S die Wärmekapazität der Flüssigkeit des heissen Stromes,

k den Wärmedurchgangs-Coeffizienten, d. h. die Wärmemenge, welche stündlich durch einen Quadratmeter der Wand geht, wenn die Temperaturdifferenz der beiden Flüssigkeiten einen Grad beträgt,

q die Flüssigkeitsmenge in Kilogrammen, welche stündlich erwärmt werden soll,

Q die Flüssigkeitsmenge in Kilogrammen, welche stündlich durch jeden Querschnitt des heissen Stromes geht,

T_0 die Temperatur des heissen Stromes, da wo derselbe in den Erwärmungskanal eintritt,

T_1 die Temperatur des heissen Stromes, da wo derselbe den Erwärmungskanal verlässt,

t_0 die Temperatur der zu erwärmenden Flüssigkeit vor ihrer Erwärmung durch den heissen Strom,

t_1 die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit durch den heissen Strom erwärmt werden soll,

$e = 2{\cdot}718$ die Basis der natürlichen Logarithmen,

W die Wärmemenge in Wärmeeinheiten ausgedrückt, welche stündlich durch die Heizfläche des Apparates geht und von der zu erwärmenden Flüssigkeit aufgenommen wird.

Theorie der Kesselapparate. Es sei Tafel XV., Fig. 1 ein Kesselapparat. $O\,H\,P\,J$ der Kanal, durch welchen der heisse Strom von links nach rechts zieht. $E\,O\,G\,P$ der Raum, in welchem sich die zu erwärmende Flüssigkeit befindet. In diesem Raum werden stündlich q Kilogramm Flüssigkeit zu- und abgeleitet. $m\,n$ und $m_1\,n_1$ sind zwei unendlich nahe Querschnitte des heissen Stromes. U die Temperatur im Querschnitt $m\,n$, $U - dU$ die Temperatur im Querschnitt $m_1\,n_1$, $d\,f$ das Element $m\,m_1$ der Heizfläche zwischen $m\,n$ und $m_1\,n_1$. Wir setzen einen Beharrungszustand voraus, nehmen also an, dass die Temperatur in einem bestimmten Querschnitt von der Zeit nicht abhängt.

Wenn die Temperatur innerhalb $m\,m_1\,n\,n_1$ gleich U wäre, würde durch das Flächenelement $d\,f$ in jeder Sekunde eine Wärmemenge $k\,d\,f\,(U - t_1)$ in den Kessel eindringen. Wäre dagegen die Temperatur in dem Raum $m\,m_1\,n\,n_1$ überall gleich $U - dU$, so würde die in den Kessel in jeder Sekunde eindringende Wärmemenge $k\,d\,f\,(U - d\,U - t_1)$ betragen. Da aber die Temperatur von $m\,n$ bis $m_1\,n_1$ abnimmt, so ist die in der That in den Kessel eindringende Wärme kleiner als $k\,d\,f\,(U - t_1)$ und grösser als $k\,d\,f\,(U - d\,U - t_1)$. Allein da diese Wärmemengen nur um ein unendlich Kleines von der zweiten Ordnung verschieden sind, so darf man, ohne einen Fehler zu begehen, die wirklich eindringende Wärmemenge gleich $k\,d\,f\,(U - t_1)$ setzen. Diese Wärmemenge muss aber dem Wärmeverlust $Q\,S\,(U - d\,U) - Q\,S\,U = - Q\,S\,d\,U$ gleich gesetzt werden, welchen die in jeder Sekunde durch den Raum $m\,n\,m_1\,n_1$ gehende Luftmenge Q erleidet; man hat daher:

$$k\,d\,f\,(U - t_1) = - Q\,S\,d\,U$$

oder

$$\frac{d\,U}{U - t_1} = - \frac{k}{Q\,S}\,d\,f$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$\log(U - t_1) = -\frac{k}{Q S} f + \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Da die Heizfläche bei O E beginnt, so ist für $U = T_0$, $f = 0$, demnach

$$\log(T_0 - t_1) = \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Da ferner G P das Ende des Kessels ist, so muss für $U = T_1$ $f = F$ gesetzt werden. Man hat daher auch:

$$\operatorname{lognat}(T_1 - t_1) = -\frac{k}{Q S} F + \text{const} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Durch Subtraktion der Gleichung (3) von (2) ergibt sich:

$$\frac{k}{Q S} F = \operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Die Wärmemenge, welche die Verbrennungsgase verlieren, indem deren Temperatur von T_0 auf T_1 herabsinkt, ist $Q S (T_0 - T_1)$. Diese Wärmemenge dringt in den Kessel ein und bewirkt, dass in jeder Sekunde eine Flüssigkeitsmenge von q Kilogrammen von t_0 auf t_1 erhitzt wird. Man hat daher die Gleichung:

$$Q S (T_0 - T_1) = q s (t_1 - t_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Aus diesen zwei Gleichungen lassen sich zwei Grössen bestimmen, wenn die übrigen bekannt sind. Wenn z. B. t_1 t_0 T_1 T_0 q S und s angenommen werden, so findet man für Q und F folgende Werthe:

$$\left.\begin{aligned} Q &= q \frac{s}{S} \frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1} \\ F &= \frac{1}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - T_1}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q S}} \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Nun ist auch $W = Q S (T_0 - T_1)$, denn dies ist die Wärmemenge, welche der heisse Strom verliert, die also durch die Heizfläche in den Kessel eindringt. Führt man in den Ausdruck für F_k den aus letzterer Gleichung folgenden Werth $Q S = \frac{W}{T_0 - T_1}$ ein, so ergibt sich auch:

$$F_k = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{T_0 - T_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Dieser Ausdruck bestimmt die Heizfläche, welche der Apparat erhalten muss, wenn in demselben stündlich eine Wärmemenge W eindringen soll und wenn die Temperatur des heissen Stromes von T_0 bis T_1 abnehmen soll.

Theorie des Parallelstromapparates. Denken wir uns einen Kanal, der aus einem die Wärme nicht leitenden Material besteht, durch eine Wand, welche die Wärme zu durchdringen vermag, in zwei Kanäle getheilt, und durch einen dieser Kanäle die zu erwärmende Flüssigkeit getrieben, durch den andern dagegen die glühenden Verbrennungsgase nach paralleler Richtung geleitet, so haben wir eine Anordnung, die im Wesentlichen einen Röhrenapparat mit Parallelströmen darstellt.

Es sei Tafel XV., Fig. 2 u. 3 E G H I der Längenschnitt, A B C D irgend ein Querschnitt des Apparates, $m\,n\,p$, $m_1\,n_1\,p_1$ zwei unendlich nahe Querschnitte desselben, U und $U-dU$ die Temperaturen der Verbrennungsgase bei $n\,p$ und $n_1\,p_1$; u und $u+du$ die Temperaturen der Luft bei $m\,n$ und $m_1\,n_1$. Damit aber, wie wir hier voraussetzen, in allen Punkten eines bestimmten Querschnittes einerlei Temperatur vorhanden sein kann, dürfen die normalen Weiten $m\,n$ und $n\,p$ nicht gross sein. Denn wenn diese Weiten gross wären, würde die in der Nähe von E G ziehende Flüssigkeit wenig Wärme empfangen, und würden die in der Nähe von H I hinströmenden Gase nur wenig Wärme verlieren, und dann müssten die Temperaturen von n nach m hin abnehmen und von n nach p hin zunehmen, was eine sehr ungünstige Wirkung des Apparates zur Folge hätte. Die Bedingung, dass in einem und demselben Querschnitt eines Kanals einerlei Temperatur herrsche, dient also nicht blos zur Vereinfachung der Rechnung, sondern derselben muss überhaupt jede zweckmässige Anordnung eines Heizapparates entsprechen, was eben nur bei geringer Weite der Kanäle annähernd möglich ist. Um dieser Bedingung bei einem eigentlichen Röhrenapparat zu entsprechen, dürfen die Durchmesser und die Entfernungen der Röhren nicht gross sein.

Wir wollen die in der Theorie des Kesselapparates gewählten Bezeichnungen auch hier beibehalten, und beginnen nun mit der Entwicklung der Theorie.

Die Wärmemenge, welche in einer Sekunde durch das bei $n\,n_1$ befindliche Flächenelement $d\,f$ aus dem Gaskanal in den Flüssigkeitskanal übergeht, ist $k\,(U-u)\,d\,f$.

Diese Wärmemenge wird der in jeder Sekunde durch den Raum $n\,p\,n_1\,p_1$ gehenden Gasmenge Q entzogen, und wird von der in jeder Sekunde durch den Raum $m\,n\,m_1\,n_1$ gehenden Flüssigkeitsmenge q aufgenommen, man hat daher die Gleichheiten:

$$\left.\begin{aligned} k\,(U-u)\,df &= -QS\,dU \\ -QS\,dU &= +qs\,du \end{aligned}\right\} \quad \dots\dots \quad (1)$$

welche von den Geschwindigkeiten der beiden Ströme ganz unabhängig sind.

Die zweite dieser Gleichungen kann, da der Voraussetzung gemäss S, s, Q und q constant sind, unmittelbar integrirt werden. Das Resultat dieser Integration ist:

$$QSU + qsu = \text{const} \quad \dots\dots \quad (2)$$

Nun ist für $U = T_0$, $u = t_0$ und für $U = T_1$, $u = t_1$, man hat daher auch:

$$QST_0 + qst_0 = \text{const} \quad \dots\dots \quad (3)$$

$$QST_1 + qst_1 = \text{const} \quad \dots\dots \quad (4)$$

Durch Subtraktion der Gleichungen (3) und (4) ergibt sich

$$QS\,(T_0 - T_1) = qs\,(t_1 - t_0) \quad \dots\dots \quad (5)$$

Durch Subtraktion der Gleichungen (2) und (3) folgt aber

$$QS\,(T_0 - U) = qs\,(u - t_0) \quad \dots\dots \quad (6)$$

Setzt man den aus dieser Gleichung für u sich ergebenden Werth:

$$u = t_0 + \frac{QS}{qs}(T_0 - U)$$

in die erste der Gleichungen (1) so wird dieselbe

$$k\left[U - t_0 - \frac{QS}{qs}(T_0 - U)\right] df = -QS\,dU$$

Aus dieser Gleichung folgt:

$$df = -\frac{QS}{k}\,\frac{dU}{U\left(1 + \frac{QS}{qs}\right) - \left(t_0 + \frac{QS}{qs}T_0\right)}$$

Das allgemeine Integrale dieser Gleichung ist:

$$f = -\frac{1}{k}\,\frac{QS}{1 + \frac{QS}{qs}}\ \text{lognat}\left\{\begin{array}{l} +U\left(1 + \frac{QS}{qs}\right) \\ -\left(t_0 + \frac{QS}{qs}T_0\right) \end{array}\right\} + \text{const}$$

Nun ist aber für $U = t_0$, $f = 0$ und für $U = T_1$, $f = F$, daher hat man:

$$0 = -\frac{1}{k}\,\frac{QS}{1 + \frac{QS}{qs}}\ \text{lognat}\left\{\begin{array}{l} +T_0\left(1 + \frac{QS}{qs}\right) \\ -\left(t_0 + \frac{QS}{qs}T_0\right) \end{array}\right\} + \text{const}$$

$$F = -\frac{1}{k}\,\frac{Q\,S}{1+\frac{Q\,S}{q\,s}}\ \text{lognat}\left\{\begin{array}{l} +T_1\left(1+\frac{Q\,S}{q\,s}\right) \\ -\left(t_0+\frac{Q\,S}{q\,s}T_0\right)\end{array}\right\} + \text{const}$$

Duch Subtraktion dieser Gleichungen findet man:

$$F = \frac{1}{k}\,\frac{1}{\frac{1}{Q\,S}+\frac{1}{q\,s}}\ \text{lognat}\ \frac{T_0\left(1+\frac{Q\,S}{q\,s}\right)-\left(t_0+\frac{Q\,S}{q\,s}T_0\right)}{T_1\left(1+\frac{Q\,S}{q\,s}\right)-\left(t_0+\frac{Q\,S}{q\,s}T_0\right)}$$

Mit Berücksichtigung der Gleichung (5) verwandelt sich diese Gleichung in folgenden einfachen Ausdruck:

$$F = \frac{1}{k}\,\frac{\text{lognat}\ \frac{T_0-t_0}{T_1-t_1}}{\frac{1}{Q\,S}+\frac{1}{q\,s}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Nun ist auch hier $W = Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0)$, demnach $Q\,S = \frac{W}{T_0 - T_1}$, $q\,s = \frac{W}{t_1 - t_0}$. Führt man diese Werthe von $Q\,S$ und von $q\,s$ in (7) ein, so findet man:

$$F_p = \frac{W}{k}\,\frac{\text{lognat}\ \frac{T_0-t_0}{T_1-t_1}}{T_0 - T_1 + (t_1 - t_0)} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Theorie des Gegenstromapparates. Es sei Tafel XV., Fig. 4 ein Längen- und Querschnitt des Apparates, $m\,n\,p$, $m_1\,n_1\,p_1$ zwei unendlich nahe Querschnitte desselben, U, u, $U - d\,U$, $u - d\,u$ die Temperaturen in den Querschnitten $n\,p$, $m\,n$, $n_1\,p_1$, $n_1\,m_1$, f der zwischen dem Querschnitte $E\,H$ und $m\,p$ befindliche Theil der Heizfläche, $d\,f$ das zwischen $m\,p$ und $m_1\,p_1$ befindliche Element der Heizfläche. Da mit dem Wachsen von f die Temperaturen U und u abnehmen, so bestehen hier folgende Beziehungen:

$$\left.\begin{array}{r} k\,(U-u)\,d\,f = -\,Q\,S\,d\,U \\ -\,Q\,S\,d\,U = -\,q\,s\,d\,u \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Durch Integration der letzteren dieser Gleichungen folgt:

$$Q\,S\,U = q\,s\,u + \text{const} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Nun ist für $U = T_0$, $u = t_1$ und für $U = T_1$, $u = t_0$, daher hat man auch

$$\left.\begin{array}{l} Q\,S\,T_0 = q\,s\,t_1 + \text{const} \\ Q\,S\,T_1 = q\,s\,t_0 + \text{const} \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Durch Subtraktion dieser Gleichungen folgt:

$$Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Durch Subtraktion der ersten der Gleichungen (3) und (2) ergibt sich aber:

$$Q\,S\,(U - T_0) = q\,s\,(u - t_1)$$

Substituirt man den aus dieser Gleichung für u folgenden Werth in die erste der Gleichungen (1), so verwandelt sich dieselbe in folgende:

$$k\left[U - t_1 - \frac{Q\,S}{q\,s}(U - T_0)\right] d\,f = - Q\,S\,d\,U$$

Hieraus folgt:

$$d\,f = - \frac{Q\,S}{k} \frac{d\,U}{\left(1 - \frac{Q\,S}{q\,s}\right) U + \frac{Q\,S}{q\,s} T_0 - t_1}$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$f = - \frac{1}{k} \frac{Q\,S}{1 - \frac{Q\,S}{q\,s}} \operatorname{lognat} \left\{ \begin{array}{l} + \left(1 - \frac{Q\,S}{q\,s}\right) U \\ + \frac{Q\,S}{q\,s} T_0 - t_1 \end{array} \right\} + \text{const}$$

Nun ist für $f = o$, $U = T_0$ und für $f = F$, $U = T_1$, man hat daher auch:

$$o = - \frac{1}{k} \frac{Q\,S}{1 - \frac{Q\,S}{q\,s}} \operatorname{lognat} \left\{ \begin{array}{l} + \left(1 - \frac{Q\,S}{q\,s}\right) T_0 \\ + \frac{Q\,S}{q\,s} T_0 - t_1 \end{array} \right\} + \text{const}$$

$$F = - \frac{1}{k} \frac{Q\,S}{1 - \frac{Q\,S}{q\,s}} \operatorname{lognat} \left\{ \begin{array}{l} + \left(1 - \frac{Q\,S}{q\,s}\right) T_1 \\ + \frac{Q\,S}{q\,s} T_0 - t_1 \end{array} \right\} + \text{const}$$

Durch Subtraktion dieser Gleichungen ergibt sich:

$$F = \frac{1}{k} \frac{1}{\frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s}} \operatorname{lognat} \frac{\left(1 - \frac{Q\,S}{q\,s}\right) T_0 + \frac{Q\,S}{q\,s} T_0 - t_1}{\left(1 - \frac{Q\,S}{q\,s}\right) T_1 + \frac{Q\,S}{q\,s} T_0 - t_1}$$

Mit Berücksichtigung der Gleichung (4) wird nun dieser Ausdruck für F

$$F = \frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{1}{QS} - \frac{1}{qs}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Es ist auch für diesen Apparat $W = QS(T_0 - T_1) = qs(t_1 - t_0)$, demnach $QS = \frac{W}{T_0 - T_1}$, $qs = \frac{W}{t_1 - t_0}$. Führt man diese Werthe von QS und von qs in den Ausdruck für F_g ein, so findet man auch:

$$F_g = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Vorzüge des Gegenstromapparates. Es ist klar, dass diejenige Heizeinrichtung die vortheilhafteste ist, durch welche die Verbrennungsgase am vollständigsten abgekühlt werden können. Die Temperatur, bis zu welcher die Gase möglicher Weise abgekühlt werden können, ist gleich derjenigen, die in der zu erwärmenden Flüssigkeit an der Stelle der Heizfläche herrscht, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen und nach dem Kamin ziehen.

In den Kesselapparaten herrscht im Innern überall beinahe einerlei Temperatur, und diese ist so hoch, als überhaupt die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll. Die Verbrennungsgase können daher bei einem Kesselapparat nur bis zur Temperatur der zu erwärmenden Flüssigkeit abgekühlt werden. Ist diese Temperatur niedrig, so kann mit einem Kesselapparat die Wärme der Verbrennungsgase sehr vortheilhaft ausgenützt werden. Ist dagegen die Temperatur, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll, sehr hoch, so wird ein Kesselapparat sehr ungünstige Resultate liefern. Aus einem Parallelstromapparat tritt die erwärmte Flüssigkeit da aus, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen. Die Verbrennungsgase können daher bei einem solchen Apparat auch nur bis zu der Temperatur abgekühlt werden, bis zu welcher die Flüssigkeit erwärmt werden soll. Die höchsten Leistungen eines Parallelstromapparates werden daher günstig oder ungünstig ausfallen können, je nachdem die zu erwärmende Flüssigkeit eine niedrige oder eine hohe Temperatur erreichen soll. Bei einem Gegenstromapparat tritt die zu erwärmende Flüssigkeit an der Stelle ein, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen, erfolgt dagegen der Austritt da, wo die Verbrennungsgase zuerst mit der Heizfläche in Berührung treten. Bei einem solchen Apparat können also die Verbrennungsgase bis zu der jederzeit sehr niedrigen Temperatur abgekühlt werden, mit welcher die zu erwärmende Flüssigkeit in den Apparat eintritt. Es unterliegt also nicht dem geringsten Zweifel, dass den Verbrennungsgasen die Wärme durch einen Gegenstromapparat am vollständigsten entzogen werden kann, dass mithin die möglicher Weise erreichbaren Leistungen bei einem Gegenstromapparat den höchsten Grad erreichen. Allein man ersieht auch aus dem bisher Gesagten, dass die Vortheile des Gegenstromapparates nur dann von Belang werden können, wenn eine Flüssigkeit sehr stark erwärmt werden soll, dass es dagegen ziemlich gleichgiltig ist, was für ein Apparat angewendet wird, wenn eine Flüssigkeit nur wenig zu erwärmen ist.

In diesem letzteren Falle (wenn eine nur mässige Erwärmung gefordert wird) reduzirt sich der Vortheil des Gegenstromapparates lediglich darauf, dass derselbe mit einer kleinern Heizfläche das Gleiche zu leisten vermag, was einer von den beiden anderen Apparaten mit einer grösseren Heizfläche leistet.

Dampfkessel werden in der Regel mit ziemlich stark erwärmtem Wasser gespeist und die Temperatur des Wassers im Innern des Kessels erreicht selbst bei Hochdruckmaschinen nicht mehr als 150°, woraus zu ersehen ist, dass das Gegenstromprinzip bei Dampfkesseln von keiner grossen Bedeutung ist. Indessen gerade bei Dampfkesselheizungen für grössere Maschinenanlagen sucht man eine möglichst sparsame Benutzung der Brennstoffe zu erzielen, daher sind auch die geringen Vortheile, welche das Gegenstromprinzip bei Dampfkesseln gewähren kann, nicht zu verschmähen. Die Anordnung des Gegenstromprinzips bei Dampfkesseln ist um so mehr zu empfehlen, als es für die Anlage- und Betriebskosten ganz gleichgiltig ist, an welcher Stelle der Kesselwand die Nachfüllung geschieht, und jeder beliebige Dampfkesselapparat wird zu einem Gegenstromapparat, wenn das Speisewasser an der Stelle in den Kessel gebracht wird, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche des Kessels verlassen.

Von sehr bedeutender Wichtigkeit wird das Gegenstromprinzip bei Hochdruckwasserheizungen und Calorifers, denn bei diesen Apparaten tritt die zu erwärmende Flüssigkeit mit einer sehr mässigen Temperatur ein, verlässt aber den Apparat mit einer sehr hohen Temperatur von 200°, 300°, 500°, in solchen Fällen ist es geradewegs ein unverzeihlicher Fehler zu nennen, wenn das Gegenstromprinzip nicht in Anwendung gebracht wird, um so viel mehr, da man vermittelst desselben jederzeit mit einer kleineren Heizfläche ausreichen kann.

Wegen der praktischen Wichtigkeit des Gegenstandes lasse ich noch eine analytische Nachweisung der Vortheile des Gegenstromapparates folgen.

Nachweisung, daß der Gegenstromapparat die vortheilhafteste Leistung gibt. Wir wollen nun untersuchen, welcher von den drei Apparaten den Vorzug verdient. Der vortheilhafteste Apparat ist offenbar derjenige, welcher die kleinste Heizfläche erfordert, um in einer gewissen Luftmenge q mit einem bestimmten Brennstoffaufwand B eine bestimmte Temperaturerhöhung hervorzubringen.

Wenn wir aber annehmen, dass für alle drei Apparate t_0, t_1, Δ, λ, S, B einerlei Werth haben, so geben zunächst die aufgefundenen Gleichungen für T_0, T_1, Q die gleichen Werthe. Der vortheilhafteste Apparat ist also derjenige, bei welchem für die gleichen Werthe von T_1, T_0, t_1, t_0, Q, q, S, s, k der Werth von F am kleinsten ausfällt.

Vergleichen wir zunächst den Kesselapparat mit dem Parallelstromapparat.

Für den Parallelstromapparat ist die Heizfläche:

$$\frac{1}{k}\frac{\text{lognat}\,\dfrac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\dfrac{1}{Q\,S} - \dfrac{1}{q\,s}}$$

Für den Kesselapparat ist dagegen:

$$\frac{1}{k}\frac{\text{lognat}\,\dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{\dfrac{1}{Q\,S}}$$

Nun ist aber, da $t_1 > t_0$, $\dfrac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1} < \dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}$

$$\text{und } \frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s} < \frac{1}{Q\,S}.$$

Der Parallelstromapparat erfordert demnach eine kleinere Heizfläche, als der Kesselapparat.

Um zu zeigen, dass der Gegenstrom eine kleinere Heizfläche erfordert, als der Parallelstrom, ist es nothwendig, für die in den Formeln für F erscheinenden Logarithmen die Reihen zu substituiren.

Es ist allgemein

$$\text{lognat}\, x = 2\left[\frac{x-1}{x+1} + \frac{1}{3}\left(\frac{x-1}{x+1}\right)^3 + \frac{1}{5}\left(\frac{x-1}{x+1}\right)^5 + \cdots\right] \cdot \cdot \quad (1)$$

Bezeichnen wir die Heizfläche des Parallelstromapparates mit F_p, so ist vermöge (8), Seite 350

$$F_p = \frac{q\,s}{k} \frac{\text{lognat}\,\dfrac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\dfrac{T_0 - T_1}{t_1 - t_0} + 1}$$

und wenn man den Logarithmus vermittelst obiger Reihe ausdrückt, so wird:

$$F_p = \frac{q\,s}{k} 2\,(t_1 - t_0) \times$$

$$\frac{\dfrac{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0} + \dfrac{1}{3}\left(\dfrac{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0}\right)^3 + \ldots}{T_0 - T_1 + t_1 - t_0}$$

oder

$$F_p = \frac{q\,s}{k} 2\,(t_1 - t_0) \times$$

$$\left[\frac{1}{T_0 + T_1 - t_1 - t_0} + \frac{1}{3}\frac{(T_0 - T_1 + t_1 - t_0)^2}{(T_0 + T_1 - t_1 - t_0)^3} + \right] \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Bezeichnet man die Heizfläche für den Gegenstromapparat mit F_g, so ist vermöge der Gleichungen (6), Seite 352

$$F_g = \frac{q\,s}{k} \frac{\text{lognat}\,\dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\dfrac{T_0 - T_1}{t_1 - t_0} - 1}$$

Drückt man auch hier den Logarithmus vermittelst der Reihe (1) aus, so wird

$$F_g = \frac{q\,s}{k} 2\,(t_1 - t_0) \times$$

$$\frac{\dfrac{T_0 - T_1 + t_0 - t_1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1} + \dfrac{1}{3}\left(\dfrac{T_0 - T_1 + t_0 - t_1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1}\right)^3 + \ldots}{T_0 - T_1 + t_0 - t_0}$$

oder

$$F_g = \frac{q\,s}{k} 2\,(t_1 - t_0) \times$$

$$\left[\frac{1}{T_0 + T_1 - t_0 - t_1} + \frac{1}{3}\frac{(T_0 - T_1 + t_0 - t_1)^2}{(T_0 + T_1 - t_0 - t_1)^3} + \right] \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Vergleicht man nun die Ausdrücke (2) und (3), so sieht man leicht, dass F_g kleiner ist als F_p, denn diese Ausdrücke unterscheiden sich nur allein durch die Zähler der Reihenglieder, und es ist $T_0 - T_1 + t_0 - t_1$ kleiner als $T_0 - T_1 + t_1 - t_0$.

Es ist somit nachgewiesen, dass der Kesselapparat der ungünstigste, der Apparat mit Parallelströmen der günstigere und der Gegenstromapparat der günstigste ist. Allein man kann sich auch leicht überzeugen, dass die Unterschiede in den Leistungen dieser Apparate nur dann von Belang sein werden, wenn die Temperaturdifferenz $t_1 - t_0$ bedeutend ist, denn wenn diese Differenz klein ist, kann man $t_1 - t_0$ gegen $T_0 - T_1$ vernachlässigen, und dann wird annähernd

$$F_k = F_p = F_g$$

Die Vortheile des Gegenstromes können also nur dann hervortreten, wenn die Luft stark erhitzt werden soll.

SECHSTER ABSCHNITT.

Die Dampfkessel.

Güteverhältniß der Dampfkessel für Kesselapparate, Parallelstromapparate, Gegenstromapparate. Die Ergebnisse der vorhergehenden Untersuchungen über die Erwärmung einer Flüssigkeit durch einen heissen flüssigen Strom können auf die Dampfkessel angewendet werden und geben uns sehr wichtige Aufschlüsse über die Bedingungen einer vortheilhaften Dampferzeugung.

Ein Dampfkessel besteht gewöhnlich aus einem oder aus mehreren, ziemlich geräumigen, theilweise oder ganz mit Wasser gefüllten cylindrischen Gefässen, die dem glühend heissen Strom der Verbrennungsgase ausgesetzt sind, welche von einem Feuerherd nach einem Kamin strömen. Die Verbrennungsgase ziehen längs den innen mit Wasser in Berührung stehenden Theilen der Kesselwand hin, geben ihre Wärme an die Kesselwand ab, werden allmählig abgekühlt und erreichen, wenn sie ungefähr $\frac{3}{4}$ bis $\frac{4}{5}$ ihres Wärmegehaltes abgegeben haben, das Kamin. Die in den Kessel eindringende Wärme bewirkt die Erwärmung und Verdampfung des Wassers. Der in jeder Sekunde gebildete Dampf wird im Beharrungszustand des ganzen Apparats aus dem Kessel weggeleitet, und das verdampfte Wasser wird vermittelst einer Pumpe wiederum ersetzt. Allein diese in jeder Sekunde zu ersetzende Wasserquantität ist im Vergleich zum gesammten Wasserinhalt des Kessels sehr klein (beträgt z. B. bei einer 100pferdigen Maschine nicht mehr als circa 1^{Klg}), daher herrscht in einem solchen Dampfkessel in allen Punkten des Innern beinahe einerlei Temperatur. Diese gewöhnlichen Dampfkesseleinrichtungen sind also sehr annähernd als solche Apparate anzusehen, die wir im Vorhergehenden Kesselapparate genannt haben. Zuweilen haben jedoch die Kessel eine etwas andere Einrichtung, als wir so eben beschrieben haben; sie bestehen zuweilen aus zwei oder mehreren, oftmals sogar aus sehr vielen Röhren und das in den Kessel eingepumpte Wasser wird langsam von dem Punkt an, wo es eingetreten ist, nach dem von diesem Punkt entferntesten Theil des Kesselraums fortgeschoben. In diesem Falle kann ein Dampfkessel als ein schwacher Stromapparat angesehen werden, und zwar als ein Parallelstromapparat oder als ein Gegenstromapparat, je nachdem die Bewegungsrichtung des Wassers mit jener der Verbrennungsgase übereinstimmt oder entgegengesetzt ist.

Die wichtigste, die Einrichtung eines Kessels betreffende Frage wird durch die Kenntniss des Güteverhältnisses des Kessels beantwortet. Unter Güteverhältniss verstehen wir das Verhältniss zwischen der Wärmemenge, welche durch die Wände des Kessels in denselben eindringt, und der Wärmemenge, welche durch die Verbrennung des Brennstoffes auf dem Feuerherd entwickelt wird. Wir wollen nun dieses Güteverhältniss für die drei Arten von Dampfkesseleinrichtungen bestimmen, und zwar zuerst für

Kesselapparate. Für einen solchen Apparat haben wir Seite 347 gefunden:

$$F_k = \frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q S}} \quad \dots\dots\dots \quad (1)$$

Die Bedeutung der in diesem Ausdruck erscheinenden Grössen ist:

F_k die Heizfläche des Kessels in Quadratmetern,

k der Wärmeübergangscoeffizient pro Quadratmeter und pro Stunde,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost oder da, wo diese Gase zuerst mit der Kesselwand in Berührung treten,

T_1 die Temperatur der Verbrennungsgase, da wo sie den Kessel verlassen und nach dem Kamin streichen,

t_1 die Temperatur des Wassers im Kessel,

Q die Menge der Verbrennungsgase in Kilogrammen, welche stündlich von dem Rost weg nach dem Kamin ziehen,

S die spezifische Wärme der Verbrennungsgase welche von der spezifischen Wärme der atmosphärischen Luft beinahe nicht verschieden ist.

Nennen wir noch:

W die Wärmemenge, welche stündlich in den Kessel eindringt,

B die Brennstoffmenge, welche stündlich auf dem Rost verbrannt wird,

$\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche durch die Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff entwickelt wird,

$\mathfrak{p}$ das Güteverhältniss des Kessels,

u_0 die Temperatur der in den Feuerherd eintretenden atmosphärischen Luft,

so erhalten wir nebst der Gleichung (1) noch folgende Gleichung.

Offenbar ist $Q\,S\,(T_0 - T_1)$ die Wärmemenge, welche die Verbrennungsgase auf ihrem Wege nach dem Kamin verlieren, welche Wärmemenge gleich ist derjenigen, die in jeder Sekunde in den Kessel eindringt. Es ist demnach:

$$W = Q\,S\,(T_0 - T_1) \quad \ldots \ldots \quad (2)$$

Durch die Wärmemenge $B\,\mathfrak{H}$, welche stündlich durch die Verbrennung von B Kilogrammen Brennstoff entwickelt wird, wird die Luftmenge Q von u_0 bis T_0 erwärmt. Es ist daher:

$$B\,\mathfrak{H} = Q\,S\,(T_0 - u_0) \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Endlich ist auch: $\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}}$ oder wegen (2) und (3)

$$\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - u_0} \quad \ldots \ldots \quad (4)$$

Aus (1) folgt:

$$T_1 = t_1 + (T_0 - t_1)\, e^{-\frac{k\,F_k}{Q\,S}}$$

Führt man diesen Werth von T_1 in (1) ein und setzt für T_0 den aus (3) folgenden Werth $T_0 = u_0 + \frac{B\,\mathfrak{H}}{Q\,S}$ so findet man leicht:

$$\mathfrak{p} = \left[1 - \frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}(t_1 - u_0)\right]\left(1 - e^{-\frac{k\,F_k}{Q\,S}}\right) \quad \ldots \quad (5)$$

Hierdurch ist nun das Güteverhältniss für einen Kesselapparat bestimmt.

Für einen Paralllelstromapparat haben wir:

$$W = Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad \ldots \quad (6)$$

$$F_p = \frac{1}{k}\,\frac{\text{lognat}\,\frac{T_0 - t_0}{T_1 - t_1}}{\frac{1}{Q\,S} + \frac{1}{q\,s}} \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

$$B\,\mathfrak{H} = Q\,S\,(T_0 - u_0) \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

$$\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}} = \frac{Q\,S\,(T_0 - T_1)}{Q\,S\,(T_0 - u_0)} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - u_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Aus (7) folgt:

$$T_1 = t_1 + (T_0 - t_0)\, e^{-k\,F_p \left(\frac{1}{Q\,S} + \frac{1}{q\,s}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Setzt man in den Ausdruck (9) für T_1 den Werth (10), für T_0 den aus (8) folgenden Werth $T_0 = u_0 + \frac{B\,\mathfrak{H}}{Q\,S}$, so findet man ohne Schwierigkeit:

$$\mathfrak{p} = \left[1 - (t_0 - u_0)\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}\right]\left[1 - e^{-k\,F_p \left(\frac{1}{Q\,S} + \frac{1}{q\,s}\right)}\right] - (t_1 - t_0)\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}} \quad (11)$$

Hiermit ist das Güteverhältniss für einen Parallelstromapparat bestimmt.

Für einen Gegenstromapparat ist:

$$F_g = \frac{1}{k}\,\frac{\text{lognat}\,\frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

$$W = Q\,S\,(T_0 - T_1) = q\,s\,(t_1 - t_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

$$B\,\mathfrak{H} = Q\,S\,(T_0 - u_0) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

$$\mathfrak{p} = \frac{W}{B\,\mathfrak{H}} = \frac{T_0 - T_1}{T_0 - u_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Setzt man in diesen Ausdruck für T_1 den aus (12) folgenden Werth

$$T_1 = t_0 + (T_0 - t_1)\, e^{-k\,F_g \left(\frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s}\right)} \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

und für T_0 den aus (14) folgenden Werth

$$T_0 = u_0 + \frac{B\,\mathfrak{H}}{Q\,S} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

so findet man;

$$\mathfrak{p} = \left[1 - (t_1 - u_0)\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}\right]\left[1 - e^{-k\,F_g \left(\frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s}\right)}\right] + \frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}(t_1 - t_0) \quad (18)$$

In diesen Ausdrücken für Parallel- und Gegenströme bedeutet:

q die Wassermenge in Kilogrammen, welche stündlich in den Kessel getrieben wird,

s die spezifische Wärme des Wassers (also $s = 1$),

t_0 die Temperatur, mit welcher das Wasser in den Kessel eintritt,

t_1 die Temperatur, bis zu welcher das Wasser im Kessel erwärmt wird.

Noch muss hervorgehoben werden, dass bei Herleitung der Ausdrücke für F_k, F_p, F_g vorausgesetzt wurde, dass in jedem Punkte eines und desselben Querschnittes des heissen Stromes einerlei Temperatur herrsche. Diese Voraussetzung ist erfüllt, 1) wenn ein Beharrungszustand vorhanden ist, 2) wenn die normale Weite der Kanäle der Ströme nicht gross ist, 3) wenn die Atome der Ströme nicht geradlinig fortschreiten, sondern durch die Kanäle fortwirbeln, so dass alle Atome mit der Heizfläche in Berührung kommen.

Wir wollen nun den Ausdruck (5) für das Güteverhältniss eines Kesselapparates in's Auge fassen. Dieser Werth von $\mathfrak{p}$ soll sich so viel als möglich der Einheit nähern oder es soll $(t_1 - u_0)\frac{Q\,S}{B\,\mathfrak{H}}$ so klein als möglich und $\frac{k\,F_k}{Q\,S}$ so gross als möglich sein.

Es ist mithin vortheilhaft:

1) Wenn $t_1 - u_0$ klein ist. Es ist also vortheilhaft, wenn die Luft mit hoher Temperatur in den Feuerherd einströmt, und wenn im Kessel Dampf von niedriger Spannung gebildet wird.
2) Wenn $\frac{Q}{B}$ klein ist, d. h. wenn die Verbrennung mit der geringsten Menge von atmosphärischer Luft erfolgt. Für Steinkohlenfeuerung ist diese geringste Menge 12; bei Dampfkesselfeuerungen ist aber der Erfahrung zu Folge die Luftmenge, welche in den Feuerherd einströmt, $1 + \frac{1}{2}$ bis zwei mal so gross, als die geringste Luftmenge, ist demnach: $\frac{Q}{B} = 18$ bis 24.
3) Wenn $\mathfrak{H}$ gross ist, d. h. wenn eine möglichst vollkommene Verbrennung stattfindet, in welchem Falle $\mathfrak{H}$ gleich wird der Heizkraft des Brennstoffes. Für Steinkohlen ist die Heizkraft bei guter Qualität 7000 Calorien, weil aber die Verbrennung niemals ganz vollkommen erfolgt, indem immer etwas Rauch entwickelt wird, ist für $\mathfrak{H}$ nicht mehr als 6000 in Rechnung zu bringen.
4) Wenn S klein ist, d. h. wenn die spezifische Wärme der Verbrennungsgase klein ist. Allein diese spezifische Wärme ist nie merklich von jener der atmosphärischen Luft verschieden, weil die Verbrennungsgase theils aus unzersetzter atmosphärischer Luft, theils aus Bestandtheilen derselben bestehen. Es ist demnach S jederzeit nahe gleich $0{\cdot}237$.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Der Werth des Exponenten $\frac{k\,F_k}{Q\,S}$ wird möglichst gross:

5) Wenn k gross ist, d. h. wenn die Wärme leicht in den Kessel eindringt. Es ist also das Anrosten des Kessels, das Ansetzen von Rauch, Russ und von Kesselstein sehr nachtheilig. Auch ist eine grosse Dicke der Kesselwand nicht gut, obgleich dieses Element auf den Werth von k keinen grossen Einfluss hat. Jedenfalls sind aber Kessel mit engen dünnwandigen Heizröhren besser, als weite dickwandige Kessel. Auch ist Messing und Kupferblech etwas besser als Eisenblech, weil bei jenen Metallen das Wärmeleitungsvermögen grösser ist, als für Eisen. Die Hauptsache bleibt aber jederzeit, dass die Kesselwand rein metallisch erhalten, also sorgfältig von Asche, Russ und Kesselstein gereinigt werde. Unsere Formel verlangt demnach als Bedingung einer vortheilhaften Wärmebenutzung einen gewissenhaften fleissigen Heizer. Der Wärmedurchgang erfolgt aus Luft durch eine Wand in Wasser leichter, als aus Luft durch die gleiche Wand in Dampf. Im ersteren Falle ist $k = 23$, im letzteren $k = 12$. (Siehe Seite 344.) Es ist daher von Wichtigkeit, dass der Dampf, so wie er an der heissen Kesselwand entstanden ist, nicht daselbst sitzen bleibt und so zu sagen einen Dampfpelz bildet, sondern sogleich in den Dampfraum des Kessels aufsteigt. Daher sind alle Kesseleinrichtungen vortheilhaft, welche diese Aufsteigung des Dampfes erleichtern, und die Ansammlung des Dampfes an der Kesselwand nicht begünstigen. Auch ist es gut, wenn sich das Wasser im Kessel in rascher Wirbelung und Strömung befindet, weil dadurch der Dampf von der Kesselwand weggetrieben wird. Ungemein vortheilhaft sind in allen diesen Beziehungen die Röhrenkessel der Lokomotiven. Die Röhren sind eng, von Messing, die Wanddicke ist klein und im Lauf der Lokomotive werden die Röhren erschüttert, so dass sie den an ihrer Oberfläche entstehenden Dampf abschütteln.

6) Jener Exponent fällt ferner gross aus, wenn $\frac{F_k}{Q}$ gross ist. Es ist aber $\frac{F_k}{Q} = \frac{F_k}{B} \cdot \frac{B}{Q} = \frac{\frac{F_k}{B}}{\frac{Q}{B}}$. Es ist daher vortheilhaft, wenn die Heizfläche des Kessels im Verhältniss zur Brennstoffmenge, die stündlich auf dem Rost verbrannt wird, gross ist, oder wenn der Kessel schwach geheizt wird, und wenn ferner $\frac{Q}{B}$ klein ist, also die Verbrennung mit möglichst wenig

Luft geschieht. Die Konstruktion der Lokomotivkessel ist für die Dampferzeugung sehr günstig, allein sie werden beim gewöhnlichen Gebrauch sehr angestrengt, sie werden sehr stark geheizt, daher ist ihre Leistung nicht so günstig, als die der Fabrikkessel, die verhältnissmässig viel schwächer geheizt werden.

Wir müssen nun noch aus der Formel für $\mathfrak{p}$ das herauslesen, was nicht darin enthalten ist, nämlich dasjenige, wovon $\mathfrak{p}$ nicht abhängt.

7) Das Güteverhältniss $\mathfrak{p}$ ist unabhängig von der Form des Kessels. Wir haben zwar bei der Herleitung dieser Formel eine ganz einfache spezielle Form des Kessels angenommen, allein wenn man die Reihenfolge der Schlüsse überdenkt, welche zur Auffindung des Ausdruckes für $\mathfrak{p}$ geführt haben, so wird man leicht erkennen, dass dieser Ausdruck für $\mathfrak{p}$ für jede Kesselform gilt. Abgesehen von dem Werth von $\mathfrak{k}$, geben also alle Kessel, wie auch ihre Form beschaffen sein mag, gleich günstige Resultate, wenn sie gleich grosse Heizflächen haben und gleich stark geheizt werden.

8) Das Güteverhältniss $\mathfrak{p}$ ist unabhängig von dem Querschnitt und von der Länge der Luftzüge und hängt folglich (abgesehen vom Kaminzug) auch nicht von der Geschwindigkeit ab, mit welcher die Verbrennungsgase durch die Luftkanäle strömen. Dieses Ergebniss dürfte im ersten Augenblick befremden und ist auch im Widerspruch mit der Ansicht, welche bei den Kessel-Praktikern vorherrschend angetroffen wird. Allein die Richtigkeit dieses Ergebnisses ist dennoch leicht zu erkennen. Führt man die Luft 2, 3, 4 . . . mal längs des Kessels hin und her, so fallen die Querschnitte der Luftkanäle 2, 3, 4 . . . mal kleiner aus, und wird die Geschwindigkeit 2, 3, 4 . . . mal grösser. Aber dessen ungeachtet bleibt die Zeit, in welcher die Verbrennungsgase von dem Rost nach dem Kamin gelangen, immer die gleiche, wenn bei einer 2, 3, 4 . . . mal so grossen Weglänge die Geschwindigkeit 2, 3, 4 . . . mal grösser ist. Die Luft bleibt also immer gleich lange mit dem Kessel in Berührung, sei es, dass man dieselbe nur einmal längs des Kessels fortleitet oder mehrmals längs des Kessels hin und her führt. Aber auch die neuere Praxis der Kesselkonstruktion liefert den thatsächlichen Beweis, dass es auf die Länge der Züge nicht ankommt. Bei den Lokomotivkesseln, bei den neueren Dampfschiffkesseln und auch bei manchen in neuerer Zeit in Anwendung gekom-

menen Fabrikkesseln ist die Zuglänge sehr klein, und dennoch ist es Thatsache, dass diese Kessel unter sonst gleichen Umständen eben so gute Resultate liefern, als die älteren Kessel mit langen Luftzügen. Wenn es auf die Länge der Luftzüge ankäme, wie die meisten Empiriker behaupten, müssten alle diese neuen Kesselkonstruktionen verworfen und z. B. für Dampfschiffe die ältern langzügigen Labyrinthkessel wieder eingeführt werden.

9) Beachtet man die Voraussetzungen, welche der Bestimmung von $\mathfrak{p}$ zu Grunde gelegt wurden und die Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit das Kamin einen lebhaften Zug hervorbringen kann, so findet man, dass es vortheilhaft ist: a) wenn die Luftzüge kurz sind, b) wenn die Querschnitte der Luftzüge gross, aber c) gleichwohl die Weite der Luftzüge klein ist. Die Weite der Luftzüge soll klein sein, weil nur dann, wenn diese Bedingung erfüllt ist, allen Atomen der Verbrennungsgase Gelegenheit geboten wird, ihre Wärme an die Kesselwand abzugeben. Die Luftzüge sollen kurz sein und einen grossen Querschnitt haben, weil dadurch der Reibungswiderstand der Verbrennungsgase an den Wänden der Kanäle vermindert wird. Die Röhrenkessel der Lokomotiven und Dampfschiffe entsprechen sehr wohl diesen Anforderungen. Die Röhren sind nur 2 bis 3^m lang. Die Summe der Querschnitte sämmtlicher Röhren ist gross, und der Röhrendurchmesser beträgt bei Schiffskesseln 6 bis 8, bei Lokomotivkesseln 3 bis 4^{cm}. Das was wir in unserer Rechnung normale Weite genannt haben, ist also bei diesen Röhrenkesseln der Halbmesser einer Röhre, beträgt demnach bei Schiffskesseln nur 3 bis 4, bei Lokomotivkesseln 1·5 bis 2^{cm}.

10) Wir haben Seite 352 gezeigt, dass ein Gegenstromapparat vortheilhafter ist, als ein Kesselapparat, dass jedoch dieser Vortheil nur dann erheblich ist, wenn die zu erwärmende Flüssigkeit auf eine sehr hohe Temperatur zu bringen ist. Die Temperatur des Wassers ist in den Dampfkesseln gewöhnlich nicht höher als 150°, der Vortheil eines Gegenstroms ist daher für Dampfkessel nie von grossem Belang, aber doch von einigem Werth. Es gilt daher die Regel, dass man auch bei Dampfkesseln eine Gegenströmung herbeiführen soll, was jederzeit wenigstens annähernd dadurch geschehen kann, indem man das Speisewasser an der Stelle in den Kessel eintreten lässt, wo die Verbrennungsgase die Heizfläche verlassen und nach dem Kamin entweichen.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Wenn wir nun die Ergebnisse dieses Studiums über das Güteverhältniss eines Dampfkessels in Kürze resumiren, so lautet das Resume wie folgt:

Es ist für die Dampferzeugung in einem Dampfkessel vortheilhaft:

1) Eine hohe Temperatur der in den Feuerherd einströmenden Luft (Vorwärmung dieser Luft durch die Kamingase).
2) Eine niedrige Temperatur des Wassers im Kessel. Niederdruckdampf, aber hohe Temperatur des Speisewassers.
3) Vollständige Verbrennung des Brennstoffes, jedoch mit dem zum Verbrennen nothwendigen Minimum von atmosphärischer Luft.
4) Geringe spezifische Wärme der atmosphärischen Luft.
5) Reine metallische Kesselwand. Keine Asche, Russ, Kesselstein.
6) Enge dünnwandige Heizröhren aus Kupfer- oder Messingblech.
7) Schüttelnde Bewegung dieser Heizröhren und lebhafte Zirkulation des Wassers.
8) Vermeidung von Dampfansammlungen an der Heizfläche.
9) Grosse Heizfläche des Kessels.
10) Kurze Heizröhren, grosse Gesammtquerschnitte derselben bei geringer Weite der Röhren.
11) Gegenströmung.

Heizfläche eines Dampfkessels. Dampfmenge, welche erzeugt wird. Die wichtigste Bedingung einer vortheilhaften Benutzung der Wärme der Verbrennungsgase ist, wie wir gesehen haben, eine im Verhältniss zur Brennstoffmenge, welche stündlich verbrannt werden soll, grosse Heizfläche. Allein man braucht in dieser Hinsicht gewisse Grenzen nicht zu überschreiten, indem das Güteverhältniss nicht proportional mit der Grösse der Heizfläche wächst, sondern nach einem Exponentialgesetz zunimmt. Stellt man das Güteverhältniss [Gleichung (5) Seite 359] graphisch dar, indem man die Heizflächen als Abscissen, die entsprechenden Werthe der Güteverhältnisse als Ordinaten aufträgt, so erhält man eine Kurve von der Gestalt, wie Tafel XV., Fig. 5 zeigt. Diese Kurve steigt von o an rasch an, geht aber von einem gewissen Punkt m_1 an in eine zur Abscissenaxe parallelen Assymptote über. Das will sagen, dass das Güteverhältniss nicht mehr erheblich wächst, wenn einmal die Heizfläche eine gewisse Grösse hat. Es ist daher für die Praxis nicht nothwendig, die Heizfläche übermässig gross zu machen, denn mit einem Güteverhältniss von 75% bis höchstens 80% kann man zufrieden sein und dieses Verhältniss kann mit einer mässigen Ausdehnung der Heizfläche erzielt werden.

Vermittelst der Ausdrücke für die Güteverhältnisse kann man leicht die Dampfmengen berechnen, welche im Kessel stündlich erzeugt werden.

Es ist $\mathrm{B}\,\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche stündlich durch die Verbrennung von B Kilogrammen Brennstoff entwickelt wird. $\mathfrak{p}\,\mathrm{B}\,\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche stündlich in den Kessel eindringt. Bedienen wir uns zur Berechnung der Dampfmenge $\mathfrak{S}$, welche stündlich gebildet wird, der minder, aber doch für praktische Zwecke hinreichend genauen *Watt*'schen Regel, so wird die Wärmemenge, welche zur Bildung von $\mathfrak{S}$ Kilogrammen Dampf aus Wasser von t_0 Grad Temperatur nothwendig ist, ausgedrückt durch $\mathfrak{S}\,(650 - t_0)$; man hat daher:

$$\mathfrak{p}\,\mathfrak{H}\,\mathrm{B} = \mathfrak{S}\,(650 - t_0) \quad \dots\dots \quad (1)$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{S}}{\mathrm{B}} = \frac{\mathfrak{p}\,\mathfrak{H}}{650 - t_0} \quad \dots\dots \quad (2)$$

Setzen wir für $\mathfrak{p}$ den Werth [Gleichung (5), Seite 359], den wir für einen Kesselapparat gefunden haben, so erhalten wir:

$$\frac{\mathfrak{S}}{\mathrm{B}} = \frac{\mathfrak{H}}{650 - t_0}\left[1 - \frac{\mathrm{Q\,S}}{\mathrm{B}\,\mathfrak{H}}\,(t_1 - u_0)\right]\left(1 - e^{-\frac{k\,F_k}{Q\,S}}\right) \quad \dots \quad (3)$$

Aus Gleichung (5), Seite 359, folgt auch:

$$\frac{F_k}{\mathrm{B}} = \frac{\mathrm{Q\,S}}{k\,\mathrm{B}}\,\text{lognat}\,\frac{1 - (t_1 - u_0)\,\frac{\mathrm{Q\,S}}{\mathrm{B}\,\mathfrak{H}}}{1 - \mathfrak{p} - (t_1 - u_0)\,\frac{\mathrm{Q\,S}}{\mathrm{B}\,\mathfrak{H}}} \quad \dots \quad (4)$$

Endlich folgt aus (1) und (4):

$$\frac{F_k}{\mathfrak{S}} = \frac{\mathrm{Q}}{\mathrm{B}}\,\frac{\mathrm{S}}{k}\,\frac{650 - t_0}{\mathfrak{H}}\,\frac{1}{\mathfrak{p}}\,\text{lognat}\,\frac{1 - (t_1 - u_0)\,\frac{\mathrm{Q\,S}}{\mathrm{B}\,\mathfrak{H}}}{1 - \mathfrak{p} - (t_1 - u_0)\,\frac{\mathrm{Q\,S}}{\mathrm{B}\,\mathfrak{H}}} \quad \dots \quad (5)$$

Die Gleichung (3) bestimmt die Dampfmenge in Kilogrammen, welche mit einem Kilogramm Brennstoff erzeugt wird.

Die Gleichung (4) bestimmt die Grösse der Heizfläche für jedes Kilogramm Brennstoff, der in einer Stunde verbrannt wird, vorausgesetzt, dass dem Kessel ein gewisses Güteverhältniss zukommen soll.

Die Gleichung (5) bestimmt die Heizfläche, welche der Kessel wegen jedem Kilogramm Dampf erhalten soll, bei einem gewissen Güteverhältniss.

Setzen wir:

$$\frac{Q}{B} = 22, \quad \mathfrak{H} = 7000, \quad t_1 - u_0 = 100^\circ, \quad t_0 = 50^\circ, \quad S = 0{\cdot}237, \quad k = 23$$

so finden wir:

$$\mathfrak{p} = 0{\cdot}93 \left(1 - e^{-970 \frac{F_k}{B}}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

$$\frac{\mathfrak{S}}{B} = 11{\cdot}7\,\mathfrak{p} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

$$\frac{F_k}{B} = 0{\cdot}227 \text{ lognat } \frac{0{\cdot}93}{0{\cdot}93 - \mathfrak{p}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$$

$$\frac{F_k}{\mathfrak{S}} = \frac{0{\cdot}02}{\mathfrak{p}} \text{ lognat } \frac{0{\cdot}93}{0{\cdot}93 - \mathfrak{p}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (9)$$

Hieraus findet man:

für $\mathfrak{p}$ =	0·20	0·30	0·40	0·50	0·60	0·70	0·80
$\frac{\mathfrak{S}}{B}$ =	2·34	3·51	4·68	5·85	7·02	8·19	9·36
$\frac{F_k}{B}$ =	0·059	0·092	0·133	0·179	0·233	0·309	0·448
$\frac{F_k}{\mathfrak{S}}$ =	0·025	0·026	0·028	0·031	0·033	0·037	0·047

Gewöhnlich wird die Handwerksregel befolgt, dass der Kessel für jede Pferdekraft der Maschine bei Landmaschinen 1·5^{qm}, bei Schiffsmaschinen 1^{qm} Heizfläche erhalten soll. Allein diese Regel ist nicht gut, weil die Heizfläche des Kessels nach der Dampfmenge, die er erzeugen soll, bestimmt werden muss, die Dampfmenge, welche für eine Pferdekraft der Maschine nothwendig ist, aber von dem Güteverhältniss der Dampfmaschine abhängt.

Berechnung der Heizfläche eines Vorwärmers In dem Vorwärmer eines Dampfkessels sollen keine Dämpfe gebildet werden, sondern soll nur das Wasser bis zu einer gewissen Temperatur gebracht werden.

Es sei Tafel XV., Fig. 6 A B der Hauptkessel. B C der Vorwärmer. Das Ganze sei ein Gegenstromapparat. Das Wasser tritt bei C mit einer Temperatur t_0 ein und erreicht zuletzt eine Temperatur t_1. Nehmen wir an, es soll im Vorwärmer bis zu t_2 erwärmt werden, so ist dies die Temperatur, die es bei B besitzt, wo es in den Hauptkessel übertritt. Die Verbrennungsgase treten bei A mit einer Temperatur T_0 ein und bei C mit einer Temperatur T_1 aus;

bei B besitzen sie noch eine gewisse, vorläufig noch unbekannte Temperatur T_2. Nennen wir F_g die totale Heizfläche des ganzen Kessels und Vorwärmers, f_g die Heizfläche des Vorwärmers B C, W die Wärmemenge, welche stündlich in den ganzen Kessel eindringt, w die Wärmemenge, welche stündlich in den Vorwärmer eindringen soll, $\mathfrak{S}$ die Dampfmenge in Kilogrammen, welche stündlich gebildet werden soll, L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich nach dem Kamin zieht, s ihre spezifische Wärme.

Dies vorausgesetzt, haben wir nun für den ganzen Kessel zu setzen:

$$F_g = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$W = (650 - t_0)\,\mathfrak{S} = L\,s\,(T_0 - T_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Offenbar erhalten wir die Heizfläche f_g des Vorwärmers, wenn wir in den Ausdruck (1) setzen:

w statt W, T_2 statt T_0, t_2 statt t_1

Es ist demnach:

$$f_g = \frac{w}{k} \frac{\text{lognat} \dfrac{T_2 - t_2}{T_1 - t_0}}{T_2 - T_1 - (t_2 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$w = \mathfrak{S}\,(t_2 - t_0) = L\,s\,(T_2 - T_1) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Aus den Gleichungen (2) und (4) folgt durch Division:

$$\frac{650 - t_0}{t_2 - t_0} = \frac{T_0 - T_1}{T_2 - T_1}$$

Hieraus ergibt sich:

$$T_2 = T_1 + (T_0 - T_1)\,\frac{t_2 - t_0}{650 - t_0} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Setzt man in den Ausdrücken (1) und (3) für W und w ihre Werthe und in (3) für T_2 den Werth (5), so findet man:

$$F_g = \frac{\mathfrak{S}\,(650 - t_0)}{k} \frac{\text{lognat} \dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

$$f_g = \frac{\mathfrak{S}\,(t_2 - t_0)}{k} \frac{\text{lognat}\left(\dfrac{T_1 - t_2}{T_1 - t_0} + \dfrac{T_0 - T_1}{T_1 - t_0}\,\dfrac{t_2 - t_0}{650 - t_0}\right)}{(T_0 - T_1)\,\dfrac{t_2 - t_0}{650 - t_0} - (t_2 - t_0)} \quad . \quad (7)$$

Hiermit ist nun die totale Heizfläche des Kessels und die Heizfläche des Vorwärmers bestimmt.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Nehmen wir: $T_0 = 1000^\circ$, $T_1 = 150^\circ$, $t_0 = 10^\circ$, $t_3 = 100^\circ$, $t_1 = 150^\circ$, so findet man:

$$F_g = 1{\cdot}61 \frac{\mathfrak{S}}{k}, \quad f_g = 0{\cdot}141 \frac{\mathfrak{S}}{k} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

und

$$\frac{F_g}{f_g} = 11 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Festigkeitsverhältnisse der Dampfkessel. Eine Kesselberstung kann eintreten, wenn das Widerstandsvermögen der ganzen Kesselwand oder eine lokale Stelle derselben zu schwach ist gegen die aktiven Kräfte, welche unter Umständen eintreten. Die aktiven Kräfte sind: 1) die normale Pressung des Dampfes gegen die Kesselwände, 2) Ueberhöhung der normalen Dampfspannungen durch allmählige Ansammlung des Dampfes, 3) plötzlich eintretende hohe Dampfspannungen durch rasche Dampfentwicklungen oder vielleicht auch durch explodirende Substanzen. Das Widerstandsvermögen richtet sich 1) nach der Festigkeit und Beschaffenheit des Materials aus welchem der Kessel besteht, 2) nach dem Zustand seiner Heizfläche, 3) nach der Form des ganzen Kessels oder einzelner Theile desselben, 4) nach der Wanddicke des ganzen Kessels oder einzelner Theile, 5) nach der Verbindung aller Theile des Kessels durch Vernietungen oder durch andere Befestigungsweisen.

Um zu erfahren, welche Bedingungen einer Kesselanordnung entsprechen, um der Gefahr einer Berstung möglichst zu entgehen, müssen wir diese bezeichneten Punkte näher betrachten.

Die normale Spannung des Dampfes beträgt in den Kesseln 2 bis 6 Atmosphären. Gegen diese normale Spannung kann man sich jederzeit und selbst bei ungünstiger Form durch eine hinreichende Dicke der Kesselwände vollkommen schützen. Eine Ueberhöhung der Dampfspannung durch allmählige Ansammlung des Dampfes kann eintreten, wenn durch längere Zeit der Dampfabfluss gehindert ist, während die Feuerung fortgeht. Durch Anwendung von Sicherheitsventilen und gehörige Instandhaltung derselben kann man aber jederzeit das Eintreten einer zu hohen Dampfspannung durch allmählige Ansammung des Dampfes verhindern.

Anders verhält es sich, wenn plötzlich grosse Dampfmassen entwickelt werden, weil dadurch ganz lokalisirte hohe Dampfspannungen und daselbst heftige Erschütterungen der Kesselwand eintreten können, ohne dass das Sicherheitsventil merklich stärker gepresst wird. Sehr bedenklich ist in dieser Hinsicht ein beträchtliches Sinken des Wasserstandes im Kessel, was zur Folge haben kann, dass ein Theil der Heizfläche einerseits von den Verbrennungsgasen, andererseits nur vom Dampf, nicht aber vom Wasser berührt wird. Diese Theile der Kesselwand können glühend werden, und wenn sie dann wiederum mit Wasser in Berührung treten, müssen plötzliche Entwickelungen von Dampfmassen eintreten und in Folge derselben lokale intensive Pressungen und Erschütterungen. Solchen Einwirkungen vermag eine glühende Kesselwand nicht zu widerstehen, sie wird reissen, der Kessel wird bersten.

Die Ursachen, welche ein beträchtliches Sinken des Wasserstandes veranlassen können, sind sehr mannigfaltig: 1) schlechter Zustand der Speisepumpe; 2) Verstopfung des Zuleitungsrohres; 3) längerer Stillstand der Maschine bei fortdauernder Feuerung; 4) bei Dampfschiffen eine länger andauernde Neigung des Schiffes nach einer Seite hin, was zur Folge hat, dass die Kesseltheile der andern Seite gehoben werden und aus dem Wasser treten.

Dass sich in einem Kessel explodirende Substanzen ansammeln können, scheint zwar nicht wahrscheinlich zu sein, denn im Speisewasser sind sie doch nicht anzutreffen. Allerdings möchte es sein, dass Wasserzersetzungen und mithin Knallgasentwicklungen eintreten könnten. Auch ist zu bedenken, dass nach unserer Wärmetheorie bei Dampfbildungen grosse Aetherquantitäten frei werden und mit dem Dampf entweichen. Ob hierdurch unter Umständen elektrische Ladungen herbeigeführt werden könnten, kann wohl auch nicht unbedingt verneint werden. Unsere physikalischen und chemischen Kenntnisse von der Natur der Dinge sind noch nicht von der Art, dass man mit absoluter Gewissheit alle Möglichkeiten, die in einem Kessel eintreten können, voraussehen kann. Die Vorsicht räth daher zu dem Bekenntniss, dass unser Wissen noch unvollständig ist.

Hinsichtlich der Widerstandsfähigkeit der Kessel ist Folgendes zu sagen.

Dass zu Kesseln gute dichte Bleche genommen werden sollen, bedarf kaum einer Erwähnung. Sehr nachtheilig ist die mit der Zeit fortschreitende Verrostung der Kessel an der Heizfläche, insbesondere an den Stellen, wo die Temperatur der Verbrennungsgase noch eine hohe ist. Erlaubt es die Form des Kessels, so ist es gut, wenn diese dem Rosten am meisten ausgesetzten Theile der Kesselwand aus dickeren Blechen hergestellt werden. Bei den Lokomotiven wird die Feuerbüchse sogar aus ganz dicken Kupferblechen hergestellt, weil dieses Material dem Verrosten weniger unterworfen ist, als das Eisen. Bedenklich ist ferner für die Widerstandsfähigkeit der Kessel das Ansetzen von Kesselstein. Die Speisewasser enthalten immer mehr oder weniger erdige Bestandtheile

(Kalkerde, Kieselerde, Thonerde). Diese fallen durch die Verdampfung zu Boden und bilden einen Niederschlag, der allmählig erhärtet. Bildet sich eine solche Kruste von Kesselstein an der Heizfläche, so kann diese durch die Verbrennungsgase glühend werden, wodurch ihre Festigkeit bedeutend geschwächt wird. In dieser Hinsicht sind die Schiffskessel und Lokomotivkessel sehr vortheilhaft, weil sich bei diesen der Kesselstein niemals an der Heizfläche, sondern nur am Boden der äusseren Umhüllung, die nicht Heizfläche ist, ansetzt und daher eher nützen als schaden kann, indem der Kesselstein als ein ziemlich schlechter Wärmeleiter gegen Wärmeverlust schützt. Man hat verschiedene Substanzen vorgeschlagen, um die Bildung von festem Kesselstein zu verhüten: fetter Thon, Seife, Syrop u. s. w. und überhaupt schleimige Substanzen, allein dadurch wird das Wasser des Kessels selbst etwas zähflüssig, was zur Folge hat, dass der Dampf viel Wasser mit sich fortreisst und in den Dampfcylinder bringt, wodurch abermals Nachtheile entstehen können. Das beste Mittel dürfte wohl bleiben, die Kessel oftmals zu reinigen, was allerdings in solchen Verhältnissen, wo eine continuirliche Thätigkeit der Kessel gefordert wird, störend ist.

Die Form der Kessel hat einen erheblichen Einfluss auf das Widerstandsvermögen. Die besten Formen sind der Kreiscylinder und die Kugelform, insbesondere, wenn der Dampfdruck von innen nach aussen wirkt, denn diese Formen werden durch einen von innen nach aussen wirkenden Druck nur ausgedehnt, nicht aber umgestaltet. Ungünstig ist es aber selbst bei einem Cylinder oder bei einer Kugel, wenn die Pressung von aussen nach innen statt findet. Bei einiger Ungleichheit in der Wanddicke oder Material-Beschaffenheit kann in diesem Falle eine beträchtliche oder sogar totale Formänderung oder Einrollung entstehen. Doch ist dies nur bei Cylindern von grossem Durchmesser, nicht aber bei engen Röhren von 5 bis 10^{cm} Durchmesser zu befürchten. Die Kugelform kann nur ausnahmsweise angewendet werden, weil ihre Herstellung zu viele Schwierigkeiten oder doch unverhältnissmässige Kosten verursacht. Ebene Wandungen sind jederzeit ungünstig, insbesondere bei höheren Dampfspannungen. Durch die Blechdicke allein kann man ebenen Wandungen nicht die erforderliche Festigkeit geben, sondern man wird gezwungen, Verstärkungen mit Winkeleisen oder Zusammenhängungen vermittelst Bolzen oder Stangen anzubringen.

Diese Grundsätze werden gegenwärtig in der Praxis sehr wohl beachtet. Für Fabrikkessel werden gegenwärtig nur noch einfach cylindrische Kessel mit halbkugelförmigen Endflächen oder Zusammensetzungen von cylindrischen Röhren angewendet, und bei den Schiffskesseln und Lokomotiven werden die ebenen Wandflächen so viel als nur möglich vermieden. Ganz umgehen kann man sie leider nicht, und muss sich deshalb mancherlei schwierige Verstärkungen gefallen lassen.

Metalldicke der Kesselwände. Die Dicke der Kesselwände kann für cylindrische und kugelförmige Kessel die von innen nach aussen gepresst werden, mit ziemlicher Sicherheit bestimmt werden.

In der Lehre von der Festigkeit der Gefässe haben wir für die Wanddicke eines von innen nach aussen gepressten cylindrischen Gefässes folgende Formel hergeleitet:

$$\delta = \frac{D}{2} \frac{n - n_1}{\mathfrak{A} + 2 n_1 - n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

in welcher bedeutet: δ die Metalldicke der Wand, D der innere Durchmesser des Cylinders, n die innere, n_1 die äussere Pressung in Atmosphären ausgedrückt, $\mathfrak{A}$ die auf einen Quadratcentimeter bezogene Spannung an der innern Fläche der Wand.

Diese Formel gibt für kleine Differenzen von $n - n_1$ so geringe Wanddicken, dass solche Kessel bei Zufälligkeiten und Einrostungen nicht bestehen könnten. Um also auch diesen Verhältnissen zu genügen, setzen wir:

$$\delta = \frac{D}{2}\left(\frac{n - n_1}{\mathfrak{A}_1 + 2 n_1 - n} + \mathfrak{B}_1\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

und bestimmen $\mathfrak{A}_1$ und $\mathfrak{B}_1$ durch folgende empirische Thatsachen. Wir dürfen annehmen, dass ein Kessel von 100^{cm} Durchmesser doch eine Metalldicke von $0{\cdot}5^{cm}$ erhalten soll, wenn der innere Druck dem äusseren gleich ist. Die Lokomotivkessel von 100^{cm} Durchmesser erhalten bei einer Dampfspannung von 6 Atmosphären eine Metalldicke von $1{\cdot}2^{cm}$. Vermittelst dieser Annahmen findet man aus (2) $\mathfrak{B}_1 = 0{\cdot}01$ und $\mathfrak{A}_1 = 361$ und weil für alle Kessel $n_1 = 1$ gesetzt werden muss (n_1 annähernd der Druck der Atmosphäre auf 1^{qcm}), so folgt aus (2)

$$\delta = D \frac{1{\cdot}315 + 0{\cdot}495\, n}{363 - n} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Diese Formel gibt:

für n =	1	2	3	4	5	6	7	8 Atm.
$\frac{\delta}{D}$ =	0·0050	0·0064	0·0077	0·0092	0·0106	0·0120	0·0139	0·0149

und es ist zu bemerken, dass diese Dimensionen im Allgemeinen etwas stärker sind, als diejenigen, welche in Frankreich und Preussen vorgeschrieben werden.

In Frankreich ist die Regel vorgeschrieben:

$$\frac{\delta}{D} = 0{\cdot}0018\ (n - 1) + \frac{0{\cdot}3}{D} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

(n in Atmosphären δ, D in Centimetern), und diese gibt für $D = 100$ und für

$$n = \quad 1 \quad 2 \quad 3 \quad 4 \quad 5 \quad 6$$

$$\frac{\delta}{D} = \quad 0{\cdot}0030 \quad 0{\cdot}0048 \quad 0{\cdot}0066 \quad 0{\cdot}0084 \quad 0{\cdot}0102 \quad 0{\cdot}0120$$

Kugelförmige Kessel sind etwas fester als cylindrische, es genügt deshalb, die für cylindrische Formen aufgestellten Regeln auch für Kugelformen anzuwenden. Regeln aufzustellen für ebene Wandungen und die dabei nothwendigen Verstärkungen würde uns hier zu weit führen, wer sich hierüber unterrichten will, möge den Lokomotivbau Seite 245 bis 272 nachsehen, ferner *Scheffler's* Werkchen „die Elastizitätsverhältnisse der Röhren“ berücksichtigen.

Was die Vernietungen betrifft, so sind bereits in der Theorie der Maschinenbestandtheile, Seite 148, Regeln aufgestellt worden. Nach diesen Regeln sind die Verhältnisse für einfache Vernietungen folgende:

Dicke des Bleches	δ
Durchmesser des Nietbolzens	$2\ \delta$
Entfernung der Nieten von Mittel auf Mittel .	$5\ \delta$
Entfernung der Nietmittel vom Blechrand . .	$3\ \delta$
Durchmesser des halbkugelförmigen Kopfes . .	$3\ \delta$
Durchmesser des konischen Kopfes	$4\ \delta$
Höhe eines jeden dieser Köpfe	$1{\cdot}5\ \delta$

Dass diese Regeln für die Blechdicke und für die Vernietung eine hinreichende Festigkeit gewähren, ergibt sich aus Folgendem.

Aus der Formel (1) folgt für die am innern Umfang des Kessels herrschende Spannung:

$$\mathfrak{A} = \frac{D}{2\,\delta}\,(n - n_1) + n - 2\,n_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Die aus der Formel (3) berechnete Tabelle gibt für $n = 6$, $n_1 = 1$, $\frac{\delta}{D} = 0{\cdot}012$ und vermittelst dieser Werthe folgt aus (5): $\mathfrak{A} = 212^{\text{Klg}}$.

Die absolute Festigkeit von gutem Eisenblech ist aber wenigstens 4000, daher ist das Kesselblech auf $\frac{212}{4000}$ oder nahe auf $\frac{1}{20}$ in Anspruch genommen. Bei den für die Vernietung aufgestellten Regeln ist aber die Festigkeit der Vernietung $\frac{1}{1{\cdot}32}$ von der Festigkeit des Bleches. Dieser Kessel ist demnach auf $\frac{1{\cdot}32}{20} = \frac{1}{15}$ der Kraft in Anspruch genommen, d. h. es würde die Vernietung reissen bei einer Kraft, die 15 mal so gross ist als diejenige, welche im Normalzustand des Kessels auf denselben einwirkt.

Sicherheitsapparate.

Automatisch wirkende Apparate oder Einrichtungen, welche eine absolute Sicherheit zu gewähren im Stande wären, kann es nicht geben. Eine gute Kesseleinrichtung vorausgesetzt, erreicht man den höchsten Grad von Sicherheit durch einen wohlinstruirten umsichtigen und gewissenhaften Heizer. Dieser muss aber in die Lage versetzt werden, erkennen zu können, ob sich der Kessel im geordneten Normalzustand befindet, und dazu dienen die sogenannten Sicherheitsapparate. Diese sind: 1) Wasserstandsanzeiger, 2) Manometer (Spannungsanzeiger), 3) Sicherheitsventile, welche sich öffnen und den Dampf entweichen lassen, wenn derselbe durch allmählige Ansammlung eine gewisse Spannkraft erreicht hat. Diese Apparate sollen nun beschrieben werden.

A. *Wasserstandsanzeiger.*

1) **Probehahnen.** Tafel XV., Fig. 7. a b c sind drei mit Hahnen verschliessbare Röhrchen. a mündet in den Dampfraum des Kessels, etwas über dem normalen Wasserstand im Kessel. b mündet in der Höhe dieses Normalwasserstandes. c etwas unter dem Normalwasserstand. Durch das Oeffnen der Hahnen kann man erkennen, ob der Normalwasserstand vorhanden ist. Ist dies der Fall, so strömt durch a Dampf, durch b Wasser und Dampf, durch c nur Wasser aus. Der Wasserstand ist zu niedrig, wenn durch a, b und c oder durch a und b Dampf ausströmt. Der Wasserstand ist zu hoch, wenn durch a, b und c oder durch b und c Wasser ausströmt. Verlässlich ist jedoch diese Probe nicht, weil das Wasser im Kessel nicht ruhig ist, sondern durch das Sieden und Aufwallen stets tumultuarisch bewegt ist.

2) **Das Niveau.** Tafel XV., Fig. 8. a ist eine mit messingener Fassung b b_1 versehene Glasröhre. c c_1 sind mit Hahnen d d_1 versehene Röhren. c mündet in den Dampfraum, c_1 in den Wasserraum

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

des Kessels. Werden die Hahnen geöffnet, so tritt in a ein Wasserstand ein, der mit jenem im Kessel übereinstimmt. Die Gebrechlichkeit der Glasröhre und das Erblinden des Glases durch Ansetzen von Unreinigkeiten des Wassers sind Misslichkeiten, die jedoch ein vorsichtiger und fleissiger Heizer zu umgehen weiss.

3) **Der Schwimmer.** Tafel XV., Fig. 9. a ist ein geschlossenes Blechgefäss, dass so tarirt ist, dass es im halbeingetauchten Zustand im Wasser schwimmt. b ein Draht, der bei c durch eine Art Stopfbüchse geht. An derselben ist ein feines Kettchen befestigt, das oben um ein Röllchen d gelegt ist und auf der andern Seite durch ein Gewicht e gespannt wird. Das mit einer Eintheilung versehene Röllchen d dreht sich möglichst frei um eine Axe, die durch eine Stütze getragen wird, und an der Stütze befindet sich ein unbeweglicher auf die Eintheilung weisender Zeiger. Wenn des Wasser im Kessel steigt oder fällt, folgt der Schwimmer nach, wird das Röllchen gedreht und weiset der Zeiger den Wasserstand. Der Heizer hat dafür zu sorgen, dass der Apparat leicht spielt.

4) **Der Magnet.** Tafel XV. Fig. 10. a ist ein Schwimmer, der halbeingetaucht im Wasser schwimmt. Er ist mit einem Stiel versehen, an dessen oberes Ende ein kleiner Magnet b befestigt ist. c d e *f* ist ein Messinggehäuse. Der Magnet tastet gegen die Fläche b des Gehäuses. Ausserhalb der Wände c e ist ein leichtes Eisenstäbchen, das von dem Magnet angezogen wird. Wenn der Wasserspiegel steigt und fällt, gleitet der Magnet b in der Fläche c e auf und ab und führt das ausserhalb befindliche Eisenstäbchen mit sich fort, wodurch der Wasserstand angedeutet wird. g h ist ein Glasverschluss. Der Gedanke, auf welchem dieser Apparat beruht, ist ganz nett, aber von praktischem Werth kann die Sache nicht sein, weil durch den tumultuarischen Zustand des Wassers im Kessel nicht nur vertikale, sondern auch horizontale Bewegungen des Schwimmers hervorgerufen werden, welche letztere veranlassen werden, dass der Magnet nicht immer an der Fläche c e anliegen wird, demnach das als Zeiger dienende Eisenstäbchen herabfallen wird.

B. *Manometer.*

1) **Quecksilbermanometer für schwache Dampfspannungen.** Tafel XV., Fig. 11. a b ist eine oben offene eiserne Röhre von $2{\cdot}5^{cm}$ Weite, die mit dem Dampfraum des Kessels kommunizirt. Sie enthält Quecksilber, in welchem ein mit einer Skala versehenes Eisenstäbchen

schwimmt. Der Vertikalabstand der Quecksilbersäule misst den Unterschied zwischen der Dampfspannung und dem äussern atmosphärischen Druck, und diese Differenz wird durch die Stellung der Skala von c gegen den obern Rand des Schenkels b angegeben. Ist brauchbar, wenn die Dampfspannung im Kessel jene des atmosphärischen Druckes nur wenig übertrifft.

2) **Quecksilbermanometer für hohe Dampfspannungen.** Tafel XV., Fig. 12. a ist eine eiserne Röhre von circa 2·5^{cm} Weite mit einem kurzen und einem langen Schenkel. Sie enthält Quecksilber, in welchem ein Eisenstäbchen schwimmt. Es hängt an einem feinen Kettchen, das oben über ein leichtes Röllchen b gelegt und mit einem Metallblättchen versehen ist, das als Zeiger dient, der auf eine Skala d c weiset. So wie das Quecksilber im langen Schenkel steigt und fällt, folgt das schwimmende Stäbchen nach und wird durch den Zeiger des Plättchens c die Differenz zwischen der Kesselspannung und dem Druck der Atmosphäre angegeben. Muss sorgfältig beaufsichtiget werden, braucht viel Quecksilber, namentlich bei Spannungen von 5 bis 6 Atmosphären.

3) **Das Luftmanometer.** Tafel XV., Fig 13. Dieses Manometer ist wie ein Reisebarometer eingerichtet. Das Glasrohr a ist geschlossen und enthält bei b Luft. Das Quecksilbergefäss steht durch ein Röhrchen b in Kommunikation mit dem Dampfraum des Kessels. Neben der Glasröhre ist eine Skala aufgestellt. Der bei b eintretende Dampf treibt das Quecksilber aus dem Gefäss in die Glasröhre, wodurch die Luft comprimirt wird, bis ein Gleichgewichtszustand eintritt, in welchem der Luftdruck und der Druck der Quecksilbersäule gleich ist dem Dampfdruck. Die Intervalle der Skala fallen nicht gleich gross aus, sondern nehmen mehr und mehr ab, so wie die Spannung wächst. Schon dadurch ist dieses Instrument nicht gut, indem es schwache Spannungen verlässlicher angibt als starke. Ueberdies kann eine bestimmte Skala nur für eine ganz bestimmte Temperatur der eingeschlossenen Luft richtig sein, was abermals Ungenauigkeiten veranlassen muss, indem die Temperatur der Luft nicht konstant erhalten werden kann. Diese Manometer sind wenig mehr im Gebrauch.

4) **Das abgekürzte Quecksilbermanometer.** Tafel XV., Fig. 14 ist eine theoretische Darstellung dieses Instrumentes. Es besteht aus einem mehrfach gekrümmten Rohr aus Eisen. a kommunizirt mit dem Dampfkessel, b mit der freien Luft. Die Röhrenstücke sind

theils mit Quecksilber, theils mit Wasser so gefüllt, dass alle Quecksilberflächen auf gleichem Niveau stehen, wenn bei a und b gleich grosse Pressungen einwirken. Ist aber die Pressung bei a grösser als jene von b, so wird diese Differenz angegeben durch die Summe der Quecksilberniveau-Differenzen in sämmtlichen Krümmungen, und weil die Niveaudifferenzen in allen gleich gross sind, so findet man ihre Summe, wenn man die letzte Niveaudifferenz beobachtet und mit der Anzahl der Krümmungen multiplizirt. Um das Instrument möglichst compendiös zu machen, werden die Röhren so zusammengewunden, dass die Windungen nebeneinander liegen.

Federmanometer. Tafel XV., Fig. 15. Diese beruhen auf dem Gedanken, durch den Dampfdruck ein Gefäss deformiren zu lassen und nach der Grösse der Deformirung die Intensität des Dampfdruckes zu messen. Dass dieser Gedanke in sehr verschiedener Weise verwirklicht werden kann, ist selbstverständlich. Ein Beispiel wird zum Verständniss genügen. a ist eine an den Enden b und c geschlossene bogenförmige Röhre aus dünnem Kupferblech. Ihr Querschnitt ist nicht kreisrund, sondern länglich rund. Sie geht durch eine Messingfassung d und kommunizirt durch eine Wandlücke mit dem Röhrchen e, das mit einem Hahn f versehen ist und an den Kessel geschraubt wird. An den Enden der Röhre sind zwei Stängelchen eingehängt, die auf einen mit einem verzahnten Sektor versehenen Hebel g wirken. Der Sektor treibt ein kleines Getriebe h, an dessen Axe ein Zeiger angebracht ist, der auf ein Zifferblatt weiset, das sich an der Rückseite des Gehäuses befindet. Lässt man bei e Dampf eintreten, so wird das Röhrchen a deformirt, seine Enden gehen auseinander, wirken vermittelst der Zugstängelchen auf den Sektorhebel und dieser wirkt vermittelst des Getriebes h auf den Zeiger. Um die Zifferblatteintheilung zu machen, lässt man die Dämpfe von verschiedener Spannkraft auf das Federmanometer und auf ein Quecksilbermanometer einwirken, bemerkt die jedesmalige Stellung des Zeigers, bemerkt die durch das Quecksilbermanometer bestimmte Spannkraft und sucht zuletzt die Zwischenpunkte der Eintheilung durch Interpolation. Diese Federmanometer werden wahrscheinlich mit der Zeit alle andern Arten von Manometer verdrängen. Sie gewähren zwar nicht die Genauigkeit der Quecksilbermanometer, allein als Spannungsanzeiger sind sie doch hinreichend genau und können nicht nur bei stehenden Maschinen, sondern auch bei Dampfschiffen und Lokomotiven gebraucht werden. Von Zeit zu Zeit soll das Instrument geprüft werden, weil sich möglicher Weise die Elastizität der Röhre ändern kann, in welchem

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Falle die Skala unrichtig wird. Die Ingenieure *Schinz* im Zürich, *Schäffer* in Magdeburg, *Bourdon* in Paris fertigen derlei Manometer.

C. *Das Sicherheitsventil.*

Tafel XV., Fig. 16 zeigt die gebräuchlichste Einrichtung eines Sicherheitsventiles für Landmaschinen. a ist eine mit dem Dampfraum des Kessels kommunizirende Röhre. An die Mündung derselben ist der Ventilsitz b aus Messing geschraubt. Bei Lokomotiven ist der Ventilsitz konisch, bei Landmaschinen in der Regel eben ringförmig. Das Ventil c wird durch Rippen geführt, welche an der cylindrischen Aushöhlung des Sitzkörpers b anliegen. d ist ein Hebel, der bei *f* seinen Drehungspunkt hat, bei g durch eine Schleife geführt wird und durch ein Gewicht h belastet ist. Er drückt vermittelst eines Tasters gegen das Ventil c.

Es ist schon früher gesagt worden, dass man sich durch ein solches Ventil nur sichern kann, wenn die Spannung des Dampfes bei allmähliger Ansammlung desselben im Kessel nicht über eine gewisse Grenze gehen kann. Gegen die Wirkung von plötzlichen Entwicklungen grösserer Dampfmassen kann diese Einrichtung nicht Schutz gewähren. Damit das Ventil das leistet, was man von demselben verlangen kann, muss es gewisse Dimensionen und eine gewisse Belastung erhalten.

Nennen wir:

F die Heizfläche des Kessels in Quadratmetern,

N die Pferdekraft des Kessels,

S die Dampfmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in dem Kessel produzirt wird (bei normaler Heizung),

Ω den Querschnitt der Ventilöffnung,

P die Belastung des Ventils, d. h. die Pressung des Ventils gegen den Ventilsitz weniger den Druck der äussern Atmosphäre gegen den Ventilkörper,

p den Druck des Dampfes (pro 1^{qm}), bei welchem die Hebung des Ventils beginnen soll,

p_1 die grösste Pressung, die in dem Kessel eintreten darf,

$\alpha + \beta p$, $\alpha + \beta p_1$ die Gewichte von 1^{Kbm} Dampf, deren Spannungen p und p_1 sind,

$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf 1^{qm}.

Vernachlässigt man die Breite des Ventilsitzes, so ist im Moment, wenn die Erhebung beginnt:

$$P + \mathfrak{A}\,\Omega = q\,\Omega \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Wenn im Kessel durch allmählige Dampfansammlung die Spannung nie höher als p_1 werden soll, so muss bei dieser Spannung durch das Ventil aller Dampf entweichen, der im Kessel gebildet wird, denn dann wird die Spannung des Dampfes im Kessel selbst dann nicht höher als p_1 werden können, wenn die Maschine abgestellt ist, während die Feuerung in normaler Weise fortgeht. In dem Zustand, wenn im Kessel eine Spannung p_1 eingetreten ist und am Rande des Ventils in jeder Sekunde eine Dampfmenge S ausströmt, schwebt das Ventil in einer gewissen Höhe s über dem Ventilsitz, und muss unmittelbar unter dem Ventil eine Spannung p vorhanden sein, denn es findet ein Gleichgewichtszustand statt und die Kräfte, welche das Ventil abwärts treiben, sind, wenn das Ventil schwebt, eben so gross, als wenn das Ventil den Sitz berührt. Die Spannungsdifferenz $p_1 - p$ muss also so gross sein, dass durch dieselbe in jeder Sekunde die Dampfmenge S durch die Oeffnung Ω getrieben wird, dagegen muss die Spannungsdifferenz $p - \mathfrak{A}$ so gross sein, dass durch dieselbe die Dampfmenge S durch die Oeffnung $C\,s$ getrieben wird, wobei C den Umfang des Ventils bezeichnet. Man hat daher:

$$S = (\alpha + \beta\, p)\, \Omega \sqrt{\frac{2g}{\beta} \operatorname{lognat} \frac{\alpha + \beta\, p_1}{\alpha + \beta\, p}} \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$S = (\alpha + \beta\, \mathfrak{A})\, C\, s \sqrt{\frac{2g}{\beta} \operatorname{lognat} \frac{\alpha + \beta\, p}{\alpha + \beta\, \mathfrak{A}}} \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Nun ist klar, dass die Ventile so angeordnet werden sollen, dass $\frac{p_1}{p}$ oder $\frac{\alpha + \beta\, p_1}{\alpha + \beta\, p}$ ein bestimmtes constantes Verhältniss ist, d. h. wenn die höchste Spannung um ein gewisses Verhältniss grösser ist als diejenige Spannung, bei welcher das Oeffnen des Ventils beginnt. Wir dürfen daher die Wurzelgrösse

$$\sqrt{\frac{2g}{\beta} \operatorname{lognat} \frac{\alpha + \beta\, p_1}{\alpha + \beta\, p}} = \lambda \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

als eine constante Grösse nehmen, und dann erhalten wir aus (2):

$$\Omega = \frac{1}{\lambda} \frac{S}{\alpha + \beta\, p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Diesen Coeffizienten λ bestimmt man am sichersten nach Thatsachen. Nach der von *Watt* aufgestellten Regel ist für eine Niederdruckmaschine von 100 Pferdekräften $S = 1$, $\alpha + \beta\, p = 1$, $\Omega = 0{\cdot}040$. Diese Daten geben $\frac{1}{\lambda} = \frac{\Omega(\alpha + \beta\, p)}{S} = \frac{0{\cdot}04 \times 1}{1} = 0{\cdot}04$ und $\lambda = 25$. Vermittelst dieses Werthes findet man aus (4), wenn $\beta = 0{\cdot}0000473$,

$g = 9{\cdot}808$ gesetzt wird, $\frac{\alpha + \beta p_1}{\alpha + \beta p} = 1{\cdot}0769$, d. h. die Watt'sche Regel gibt Ventile, bei welchen die Maximalspannung kaum um $\frac{1}{10}$ grösser ist als die Spannung, bei welcher die Oeffnung des Ventils beginnt.

In Frankreich ist vorgeschrieben folgende Formel:

$$d = 2{\cdot}6 \sqrt{\frac{F}{n - 0{\cdot}412}}$$

F Heizfläche in Quadratmetern, d Durchmesser in Centimetern, n Dampfspannung in Atmosphären. Diese Formel gilt für $F = 100$, $n = 5$, $d = 12{\cdot}19^{qcm}$, demnach $\Omega = \frac{116}{10000}$ Quadratmeter. Diese Daten geben uns, wenn wir $S = \frac{F}{150}$ setzen:

$$\lambda = \frac{S}{(\alpha + \beta p)\Omega} = \frac{\frac{100}{150} \times 10000}{2{\cdot}586 \times 116} = 22{\cdot}2$$

also nahe den gleichen Werth, den die *Watt*'sche Regel gegeben hat. Ich setze demnach:

$$\Omega = 0{\cdot}04 \frac{S}{\alpha + \alpha p} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

Nun ist aber $S = \frac{F}{150} = \frac{N}{100}$, daher wird auch:

$$\Omega = \frac{0{\cdot}04}{150} \frac{F}{\alpha + \beta p} = \frac{0{\cdot}04}{100} \frac{N}{\alpha + \beta p} \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

und vermöge (1):

$$\left. \begin{aligned} P = \Omega (p - \mathfrak{A}) = 0{\cdot}04\, S \frac{p - \mathfrak{A}}{\alpha + \beta p} &= \frac{0{\cdot}04}{150} F \frac{p - \mathfrak{A}}{\alpha + \beta p} \\ &= \frac{0{\cdot}04}{100} N \frac{p - \mathfrak{A}}{\alpha + \beta p} \end{aligned} \right| \quad \ldots \quad (8)$$

Vermittelst dieser Formeln ist nachstehende Tabelle berechnet:

Spannung des Dampfes im Kessel in Atmosph.	$\frac{\Omega}{S}$	$\frac{\Omega}{F}$	$\frac{\Omega}{N}$	$\frac{P}{S}$	$\frac{P}{F}$	$\frac{P}{N}$
2	0·03580	0·000238	0·000358	370	2·46	3·70
3	0·02468	0·000164	0·000247	510	3·40	5·10
4	0·01896	0·000127	0·000189	587	3·91	5·87
5	0·01544	0·000103	0·000154	638	4·25	6·38
6	0·01312	0·000087	0·000131	677	4·51	6·77

Die Gleichung (3) kann man benutzen, um die Erhebung s des Ventils zu berechnen.

Beurtheilung verschiedener Kessel hinsichtlich ihres Dampferzeugungsvermögens und ihrer Festigkeit.

Watt'scher Sargkessel mit ebener Endfläche. Tafel XVI., Fig. 1. Die Gase ziehen zuerst durch 1 bis an das hintere Ende des Kessels, dann durch 2 bis an das vordere Ende, endlich durch 3 zurück nach dem Kamin. Für die Dampferzeugung an und für sich lässt dieser Kessel nichts zu wünschen übrig, auch ist er sehr bequem zu reinigen, allein seine Festigkeit ist sehr gering und wird deshalb nicht mehr angewendet.

Sargkessel mit innerer Heizung. Tafel XVI., Fig. 2. Die Luft zieht durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Bei gleichem Volumen ist die Heizfläche grösser, als bei dem einfachen Sargkessel. Das Rohr mit äusserem Druck ist gefährlich, der Kessel ist schwer zu reinigen. Der Dampf, der sich zwischen dem Boden des Rohres 2 und dem Boden des Kessels bildet, kann nicht leicht nach dem Dampfraum gelangen. Auch dieser Kessel wird nicht mehr angewendet.

Cylindrischer Kessel mit Feuerrohr. Tafel XVI., Fig. 3. Der Rost befindet sich im innern Rohr 1. Die Luft geht durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Das Rohr ist gefährlich. Der Kessel ist schwer zu reinigen. Der Dampf, welcher sich am Boden des Kessels bildet, kann schwer nach dem Dampfraum aufsteigen. Diese Kessel sind für schwächere Spannungen auch jetzt noch zuweilen im Gebrauch.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Cylindrischer Kessel mit Feuerrohr und Sideröhren. Tafel XVI., Fig. 4. Dieser Kessel unterscheidet sich von dem vorhergehenden durch eine Sideröhre, welche im Feuerrohr angebracht ist. Zu dem Nachtheil des vorhergehenden Kessels kommt noch der dazu, dass der im Siederohr sich bildende Dampf schwer entweichen kann.

Cylindrischer Kessel mit Feuerrohr und Vordach. Tafel XVI., Fig. 5. Dieser Kessel unterscheidet sich von Fig. 3 dadurch, dass der vordere über dem Rost befindliche Theil des Kessels halbmondförmig ist. Ist schwer zu reinigen und gewährt eine geringe Festigkeit. Wird nicht mehr gebraucht.

Einfach cylindrischer Kessel mit halbkugelförmiger Endfläche. Tafel XVI., Fig. 6. Die Luft zieht durch 1 längs des Kessels hin in das Kamin. Der Kessel ist so fest, als überhaupt ein Kessel sein kann. Der Dampf kann überall leicht aufsteigen. Die Reinigung geht sehr leicht von Statten. Nachtheilig ist nur allein das grosse Volumen dieses Kessels.

Kessel mit Sideröhren. Tafel XVI., Fig. 7. Die Luft zieht durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Die Sideröhren sind der heftigsten Hitze ausgesetzt und verbrennen leicht, weil der Dampf aus denselben schwer entweicht und weil sich oben auf den Röhren Asche anlegt. Nach den von *Cavé* angestellten Versuchen ist die Dampfmenge, welche die Sideröhren entwickeln, ganz unbedeutend, obgleich sie der heftigsten Hitze ausgesetzt sind. Diese Kessel waren lange Zeit hindurch sehr verbreitet, werden aber nun verlassen.

Kessel mit Vorwärmer. Tafel XVI., Fig. 8. Die Verbrennungsgase ziehen durch 1, 2, 3 nach dem Kamin. Das Speisewasser tritt in den Vorwärmer an der Stelle ein, wo die Verbrennungsgase den Kessel verlassen, es ist demnach ein Gegenstromapparat, demnach für die Benutzung des Brennstoffs vortheilhaft. Die Festigkeit ist gross, die Reinigung geht leicht von statten. Es ist also eine sehr gute Anordnung und wird deshalb sehr häufig angewendet.

Röhrenkessel. Tafel XVI., Fig. 9. Dieser Kessel hat ein halbmondförmiges Vordach. Im cylindrischen Theil des Kessels sind enge Heizröhren angebracht. Die Verbrennungsgase ziehen zuerst durch diese Heizröhren und dann durch 2 und 3 nach dem Kamin. Der Kessel gewährt den Vortheil, dass er bei gleicher Heizfläche ein viel kleineres Volumen einnimmt, als die im Vorhergehenden beschriebenen Kessel. In jeder andern Hinsicht ist aber der einfach cylindrische und der cylindrische Kessel mit Vorwärmer vorzuziehen.

Die Schiffskessel und Lokomotivkessel werden wir in dem Abschnitte „Dampfschiffe und Lokomotive" beschreiben.

Vollständige Kessel. Einmauerung. Garnitur.

Einfach cylindrische Kessel. Tafel XVI., Fig. 10, 11, 12, 13 sind Durchschnitte und Ansichten eines Systems von drei einfach cylindrischen Kesseln mit gewöhnlicher Rostfeuerung. Fig. 12 zeigt die Armirung des Kessels mit Gussplatten und Schlaudern, welche das Mauerwerk zusammenhalten. a a a die Putzthüren, b b b die Feuerthürplatten, c c c... Verstärkungsbarren, durch welche die Schlaudern gezogen sind. Die innere Mauerung muss aus feuerfesten Backsteinen sein, die äussere Ummauerung wird aus gewöhnlichen Backsteinen gemacht. Es ist gut, wenn diese Mauerungen durch eine Luftschicht getrennt werden, theils wegen des Wärmeverlustes, theils, damit sich die innere der heftigen Hitze ausgesetzte Mauerung frei ausdehnen kann, ohne die äussere Mauerung zu gefährden.

In Fig. 13 sieht man, dass jeder Kessel durch einen Schieber abgeschlossen werden kann, während die andern beiden in Thätigkeit bleiben.

Kessel mit zwei Vorwärmern und gewöhnlichem Rost. Tafel XVII., Fig. 1, 2, 3 zeigt die Armirung mit Mauerplatten und Schlaudern, die nie durch die Zugräume gehen dürfen, damit sie nicht glühend werden. Um den Hauptkessel in dem oberen Zugkanal schwebend zu erhalten, sind an denselben zu beiden Seiten Tatzen angenietet, die eingemauert werden. Die Probehahnen, das Niveau, und Federmanometer sind an der Stirnfläche des Kessels angebracht, der Schwimmer und das Sicherheitsventil dagegen am Kesselaufsatz. Fig. 8, 9 zeigt diesen Kesselaufsatz mit dem Sicherheitsapparat. Dieser Aufsatz muss so weit sein, dass ein Mann durch denselben einsteigen kann, um die innere Reinigung des Kessels zu besorgen. Der Deckel ist oval geformt, um ihn durch die Oeffnung hineinbringen zu können. Er berührt die inneren Flantschen des Aufsatzes und wird durch zwei Bügel und Schrauben gehalten.

Kessel mit zwei Siederöhren. Tafel XVII., Fig. 4, 5, 6, 7. Auf den ersten Blick scheinen diese Kessel gerade so eingerichtet zu sein, wie die Vorwärmerkessel; bei genauerer Einsicht erkennt man wesentliche Unterschiede. Die Sideröhren a a, Fig. 5 und 6, sind direckt dem Feuer ausgesetzt, die Verbrennungsgase ziehen an denselben hin und gelangen durch eine Oeffnung b, Fig. 7, in den obern Raum $c\,c_1$, der einen grossen Kessel e enthält. Zwischen a und $e\,e_1$ ist ein Gewölbe gespannt und auf demselben ist eine Mauerzunge d angebracht, wodurch ein Kanal $c\ c_2\ c_1$ gebildet wird, durch welchen die Verbrennungsgase um den Kessel e herum nach dem Kamin ziehen. In der Nähe des vorderen Endes kommuniziren die Siederöhren $a\ a_1$ durch zwei vertikale Röhren $f\,f_1$ mit dem Hauptkessel e. Diese Art Kessel wurden einstens, insbesondere in Frankreich, sehr allgemein angewendet, sie sind jedoch fehlerhaft angelegt. Der Dampf, welcher sich in den Siederöhren bildet, gelangt nur mit vielen Schwierigkeiten in den Hauptkessel, an den Boden der Siederöhren setzt sich viel Pfannenstein und die obern Wölbungen derselben werden mit einer Aschenkruste belegt, so dass die Wärme sehr schwer durch die Wände der Siederöhren eindringen kann und ein Verbrennen derselben leicht eintritt. Vielfach von *Cavé* in Paris angestellte Versuche haben gelehrt, dass diese Siederöhren beinahe gar keinen Dampf entwickeln, dagegen sehr schnell verbrennen.

Kessel mit zwei Vorwärmern und mit Langen'schem Etagenrost. Tafel XVII., Fig. 10, 11, 12. Dieser Kessel unterscheidet sich von dem früher beschriebenen Vorwärmerkessel nur durch die Rosteinrichtung.

Der Gall'sche Kessel mit innerem Feuerrohr. Tafel XVII., Fig. 13, 14, 15. Die Rosteinrichtung von *Gall* haben wir bereits früher Seite 319 erklärt. Der Kessel ist mit einem inneren Feuerrohr versehen, durch welches die Verbrennungsgase zuerst ziehen, dann aber um den äusseren grossen Kessel herum nach dem Kamin gelangen.

Kessel mit gemauerter Feuer- und Rauchkammer. Tafel XVIII., Fig. 1, 2, 3. Dieser Kessel ist eine glückliche Nachbildung des Lokomotivkessels. Die Feuerkammer a und die Rauchkammer sind aus feuerfesten Backsteinen gemauert. Der Kessel ist einfach cylindrisch und enthält, wie der Lokomotivkessel, eine grosse Anzahl von Röhren von 4 bis 6^{cm} Durchmesser. Die Rauchkammer ist mit einer eisernen Thüre d versehen. Oeffnet man dieselbe so gelangt man leicht in die Rauchkammer zur Reinigung wie zur Auswechslung der Röhren, wenn dieselben schadhaft geworden sind. Diese Anordnung ist bereits mehrfach von der Maschinenfabrik in Esslingen ausgeführt worden und verspricht sehr gute Resultate. Zunächst ist zu erwarten, dass der Verbrennungsakt sehr vollständig von statten geht, indem die glühenden Wände der Feuerbüchse eine Abkühlung der Verbrennungsgase nicht aufkommen lassen. Auch kann man selbstverständlich den *Langen*'schen Etagenrost anwenden, um eine bestmögliche Rauchverzehrung herbeizuführen. Der Kessel selbst ist für die Dampferzeugung sehr günstig eingerichtet; er gewährt sehr grosse Festigkeit, kann daher für sehr hoch gespannten Dampf gebraucht werden. Das Volumen desselben fällt bei einer gewissen Heizfläche sehr klein aus. Der Dampf kann sehr leicht von seinem Entstehungsort nach dem Dampfraum gelangen. Die Röhren können von Messing und dünnwandig gemacht werden, lassen sich auch sehr leicht von der Rauchkammer aus reinigen und auswechseln. Es dürfte schwer halten, an dieser Kesselanordnung irgend etwas Nachtheiliges ausfindig zu machen, und es steht zu erwarten, dass er eine sehr allgemeine Verbreitung finden wird.

SIEBENTER ABSCHNITT.

Heizung und Ventilation der Gebäude.

Theoretische Vorbereitungen.

Einleitendes. Einen Raum heizen heisst: veranlassen, dass die Temperatur der in dem Raum enthaltenen Luft eine gewisse Höhe erreicht und dauernd auf derselben erhalten wird. Einen Raum ventiliren heisst: aus diesem Raum in einer gewissen Zeit eine gewisse Quantität Luft entfernen und durch andere Luft ersetzen. Einen Raum gleichzeitig heizen und ventiliren heisst folglich: bewirken, dass in dem Raum dauernd eine gewisse Temperatur eintritt und dass gleichzeitig eine gewisse Lufterneuerung statt findet. Die Anforderung, dass ein Raum nur geheizt werden soll, kommt in der Praxis beinahe niemals vor, weil die warm zu erhaltenden Räume niemals hermetisch geschlossen, sondern jederzeit mit Thüren und Fenstern versehen sind, durch deren Fugen und Ritzen Luft eindringt und entweicht. Auch verursachen die Körper, welche die Räume enthalten und wegen welchen geheizt wird, eine Veränderung in der Beschaffenheit der Luft, wodurch dieselbe für das dauernde Verbleiben der Körper in dem Raum schädlich oder nachtheilig wirkt, daher entfernt und durch andere ersetzt werden muss. Die sich selbst machende Lufterneuerung durch Fenster, Thüren und Ofenheizung wollen wir natürliche Ventilation nennen; künstliche dagegen eine solche Einrichtung oder Veranstaltung, durch welche eine vorgeschriebene Lufterneuerung erzwungen wird. Die natürliche Ventilation genügt für Räume, in welchen sich nur wenige Menschen aufhalten oder in welchen überhaupt keine Vorgänge statt finden, durch welche beträchtliche Luftmengen in ihrer Beschaffenheit verändert werden; diese Ventilation genügt daher für Wohngebäude, Pflanzenhäuser und für manche Fabriken. Die künstliche Ventilation wird nothwendig, wenn grosse Luftmengen erneut werden müssen, ist also in Anwendung zu bringen in Krankenhäusern, Strafanstalten, Kasernen, in Theatern, Versammlungssälen, insbesondere auch in Bergwerken und in Fabriken, welche viel Luft verderben. Ventilation ohne Heizung wird im Sommer für alle Lokalitäten nothwendig, in welchen sich viele Menschen aufhalten und in jeder Jahreszeit in den Bergwerken. Die künstliche Ventilation geschieht entweder durch Luftströmungen, die durch Wärme veranlasst werden oder durch mechanische Gewalt vermittelst Luftsaug- oder Luftdruckpumpen oder durch Windflügel oder Ventilatoren.

Durch Luftströmung erfolgt die Ventilation, indem man den Raum, aus welchem die Luft entfernt werden soll, mit einer Feuerung in Verbindung bringt, die mit einem hinreichend hohen Kamin versehen ist. Die Luft zieht dann nach dem Feuerherd, wird erwärmt, steigt in dem Kamin in die Höhe und es entsteht so ein Aussaugen der Luft aus dem zu ventilirenden Raum.

Wenn mechanische Gewalt angewendet wird, kann man die Luft entweder aussaugen lassen oder im erwärmten Zustand in den Raum eintreiben. Die Ventilation durch Luftströmungen, die durch Heizungen veranlasst werden, ist nach den in neuester Zeit in Paris angestellten vielfachen Versuchen in grossen Spitälern jener mit Ventilatoren vorzuziehen; es hat sich gezeigt, dass diese Ventilatoren bei weitem nicht so stark wirken, wie man sich vorgestellt hat, und dass wahrscheinlich sehr beträchtliche, ungemein mächtige und viel Kraft erschöpfende Maschinen nothwendig wären, um Wirkungen hervorzubringen, wie sie durch blosse Lufterwärmungen erzielt werden können.

Die Hauptpunkte, welche bei jeder Heizung in's Auge gefasst werden müssen, sind 1) die erste Wärmeentwicklung aus dem Brennstoff durch Verbrennung desselben, 2) die Uebertragung der Wärme nach dem zu erwärmenden Raum, d. h. die Art und Weise wie die in den Verbrennungsgasen enthaltene Wärme nach dem zu erwärmenden Raum gebracht werden soll, 3) die Vertheilung der Wärme in diesem Raum, 4) die Zuleitung von reiner und Ableitung von verdorbener Luft.

Die verschiedenen Heizungen können in vier Klassen eingetheilt werden: 1) die Ofenheizung, 2) die Dampfheizung, 3) die Wassercirkulationsheizung oder Wasserheizung, 4) die Luftcirkulationsheizung oder Luftheizung. Nur die Ofenheizung hat die Eigenschaft, dass der Raum unmittelbar durch die Wärme der Verbrennungsgase erwärmt wird, indem der Verbrennungsapparat, der Ofen, in dem zu erwärmenden Raum aufgestellt wird und die Wärme der Verbrennungsgase direkt durch die Oberfläche des Ofens an die in dem Raum enthaltene Luft abgegeben wird. Bei den übrigen Heizungen wird der Verbrennungsapparat ausserhalb des zu erwärmenden Raumes aufgestellt und wird die Wärme der Verbrennungsgase zuerst an eine vermittelnde Flüssigkeit (Luft, Wasser, Dampf) abgegeben, welche die Wärme nach dem zu erwärmenden Raum überträgt und dort an die Luft abgibt. Die drei zuerst genannten Heizungen, nämlich die Ofen-, Dampf- und Wasserheizung, versehen den zu erwärmenden Raum nur mit Wärme und bringen direkt keine Lufterneuerung hervor. Bei Anwendung dieser Heizungen muss daher eine besondere künstliche Ventilation eingerichtet werden, wenn die natürliche nicht genügt. Die Luftheizung bringt in den zu erwärmenden Raum erwärmte Luft und veranlasst ein Entweichen der verdorbenen.

Bevor wir in die Behandlung der speziellen Einrichtungen eintreten, haben wir mehrere, die Heizung und Ventilation betreffende Elementaraufgaben zu lösen, was nunmehr geschehen soll.

Bestimmung der Luftmengen, welche verdorben werden. Der Ursachen, durch welche die Luft verdorben wird, gibt es mannigfaltige. Die wesentlichsten sind:

1) Die Respiration und Transpiration der Menschen und Thiere.
2) Die Beleuchtung mit Kerzen, Oellampen und Gaslampen.
3) Operationen, welche Rauch entwickeln.
4) Operationen, welche Staub verursachen und aufregen.
5) Mechanische Vorgänge oder chemische Prozesse, durch welche Dampf oder Gase entwickelt werden.

Die Luftquantitäten, welche durch die beiden ersteren dieser Ursachen verdorben werden, können durch Erfahrungen ermittelt werden.

Der Erfahrung zufolge bedarf ein Mensch stündlich zur Respiration und Transpiration 6^{Kbm} oder $6 \times 1 \cdot 3 = 7 \cdot 8$, also nahe 8^{Klg} atmosphärische Luft. Die Wärmemenge, welche ein Mensch stündlich entwickelt, beträgt ungefähr 73 Wärweeinheiten. Von dieser Wärme werden aber 25 Einheiten zur Bildung von $0 \cdot 038^{Klg}$ Wasserdampf verwendet, es bleiben also $73 - 25 = 48$ Einheiten übrig, welche erwärmend wirken.

Der Luftverbrauch und die Wärmeentwicklung einer Gasbeleuchtung kann mit genügender Genauigkeit angeschlagen werden, wie folgt. Das spezifische Gewicht des Leuchtgases kann durchschnittlich zu 0·5 der atmosphärischen Luft angenommen werden. Das Gewicht eines Kubikmeters Gas darf daher mit $0{\cdot}5 \times 1{\cdot}3 = 0{\cdot}65^{\mathrm{Klg}}$ in Rechnung gebracht werden. Zum vollständigen Verbrennen von einem Kilogramm Leuchtgas sind 17^{Klg} atmosphärische Luft erforderlich; ein Kubikmeter Gas verbraucht daher $0{\cdot}65 \times 17 = 11^{\mathrm{Klg}}$ atmosphärische Luft oder nahe 8^{Kbm} Luft. Gewöhnlich konsumirt ein Gasbrenner stündlich $0{\cdot}1^{\mathrm{Kbm}}$ oder 4 Kubikfuss Gas. Ein solcher Brenner braucht daher stündlich $11 \times 0{\cdot}1 = 1{\cdot}1^{\mathrm{Klg}}$ oder $8 \times 0{\cdot}1 = 0{\cdot}8^{\mathrm{Kbm}}$ Luft.

Die Heizkraft von einem Kilogramm Gas ist 12400 Wärmeeinheiten. Die Heizkraft von einem Kubikmeter Gas $0{\cdot}65 \times 12400 = 8060$ Wärmeeinheiten. Die Wärmemenge, welche ein Brenner stündlich entwickelt, welcher stündlich $0{\cdot}1^{\mathrm{Kbm}}$ Gas verbraucht, ist $0{\cdot}1 \times 8060 = 806$ Wärmeeinheiten. Diese Daten kurz zusammengestellt, erhält man folgende Tabelle.

1) Stündlicher Luftverbrauch eines Menschen	6^{Kbm} / 8^{Klg}
2) Stündliche Wärmeentwicklung eines Menschen	48 Wärmeeinheiten
3) Luftverbrauch durch Verbrennung von 1^{Klg} Gas	13^{Kbm} / 17^{Klg}
4) Luftverbrauch durch Verbrennung von 1^{Kbm} Gas	8^{Kbm} / 11^{Klg}
5) Luftverbrauch (stündlicher) wegen eines Brenners, der stündlich $0{\cdot}1^{\mathrm{Kbm}}$ Luft konsumirt	$0{\cdot}8^{\mathrm{Kbm}}$ / $1{\cdot}1^{\mathrm{Klg}}$
6) Wärmeentwicklung durch Verbrennung von 1^{Klg} Gas	12400 Wärmeeinheiten
7) Wärmeentwicklung durch Verbrennung von 1^{Kbm} Gas	8060 »
8) Stündliche Wärmeentwicklung eines Brenners, welcher stündlich $0{\cdot}1^{\mathrm{Kbm}}$ Gas verbraucht	806 »

Luftmenge, welche die Ventilation liefern soll. Vermittelst dieser Zusammenstellung kann man nun leicht die Luftmenge berechnen, welche stündlich durch Menschen und durch Beleuchtung verdorben wird. Nun ist aber die Frage, wie viel reine Luft einem Raum durch die Ventilation zugeführt werden muss, damit dieser Raum im Beharrungszustand der Ventilation Luft enthält, die nur bis zu einem gewissen Grad verunreiniget oder verdorben ist? Zur Beantwortung dieser Frage dient die Lösung folgender Aufgabe.

Ein Raum, dessen Inhalt glei $\mathfrak{V}$ ist, enthält Luft, die entweder rein oder theilweise schon verdorben ist. Diesem Raum werden stündlich W Kubikmeter reine atmosphärische Luft zugeführt, und in jeder Stunde ein eben so grosses Luftvolumen von der im Raum enthaltenen Luft entzogen. Durch Menschen, Beleuchtung und andere Ursachen werden stündlich W_1 Kubikmeter Luft verdorben. Es soll nun die Beschaffenheit der nach Verlauf einer gewissen Zeit in dem Raum enthaltenen Luft ermittelt werden.

Nachdem die angegebenen Verhältnisse eine gewisse Zeit t eingewirkt haben, wird in dem Raum ein gewisses Quantum V reiner und ein gewisses Quantum v verdorbener Luft enthalten sein, und es ist

$$\mathfrak{V} = V + v \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

In dem darauf folgenden Zeitelement dt geschieht Folgendes: 1) Durch die Zuführung der reinen Luft wird die Luftmenge der reinen Luft um $W\,dt$ vermehrt. 2) Durch die Ableitung der Luft wird aus dem Raum eine Menge $\frac{V}{V+v}\,dt = \frac{V}{\mathfrak{V}}\,dt$ reiner und eine Menge $\frac{v}{V+v}\,dt = \frac{v}{\mathfrak{V}}\,dt$ unreiner Luft entfernt. 3) Die Luftmenge $W_1\,dt$, welche im Zeitelement dt aus dem Zustand, der zur Zeit t vorhanden ist, in den ganz verdorbenen Zustand gebracht wird, enthält $\frac{V}{\mathfrak{V}}\,W_1\,dt$ reine und $\frac{v}{\mathfrak{V}}\,W_1\,dt$ verdorbene Luft. Nennen wir dV die Zunahme an reiner und dv die Zunahme an verdorbener Luft während dieses Zeitelementes dt, so hat man:

$$\left.\begin{aligned} dV &= W\,dt - \frac{V}{\mathfrak{V}}\,W_1\,dt - \frac{V}{\mathfrak{V}}\,W\,dt \\ dv &= \frac{V}{\mathfrak{V}}\,W_1\,dt - \frac{v}{\mathfrak{V}}\,W\,dt \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Da der Voraussetzung gemäss W und W_1 constante Grössen sind, so kann die erste der Gleichungen (2) unmittelbar integrirt werden. Es folgt aus dieser Gleichung:

$$\frac{dV}{W - \frac{V}{\mathfrak{V}}\,(W + W_1)} = dt$$

demnach erhält man:

$$-\frac{\mathfrak{V}}{W+W_1}\ \text{lognat}\left[W - \frac{V}{\mathfrak{V}}\,(W+W_1)\right] = t + \text{const} \quad . \quad . \quad (3)$$

Es seien am Anfang der Zeit (also $t = 0$) in dem Raum $\mathfrak{B}$: V_0 Kubikmeter reine, v_0 Kubikmeter unreine Luft enthalten, also

$$V_0 + v_0 = \mathfrak{B} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Dann folgt aus (3), wenn man $t = 0$ und $V = V_0$ setzt:

$$-\frac{\mathfrak{B}}{W+W_1} \text{ lognat } \left[W - \frac{V_0}{\mathfrak{B}}(W+W_1) \right] = \text{const}$$

Diese Gleichung von (3) abgezogen, erhält man:

$$\frac{\mathfrak{B}}{W+W_1} \text{ lognat } \frac{W - \frac{V}{\mathfrak{B}}(W+W_1)}{W - \frac{V_0}{\mathfrak{B}}(W+W_1)} = -t \quad . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Hieraus ergibt sich auf gewöhnlichem Wege

$$V = \mathfrak{B}\frac{W}{W+W_1} - \left(\mathfrak{B}\frac{W}{W+W_1} - V_0\right) e^{-\frac{W+W_1}{\mathfrak{B}} t} \quad . \; . \quad (6)$$

und weil $v = \mathfrak{B} - V$ ist:

$$v = \mathfrak{B}\frac{W_1}{W+W_1} + \left(\mathfrak{B}\frac{W}{W+W_1} - V_0\right) e^{-\frac{W+W_1}{\mathfrak{B}} t} \quad . \; . \; . \quad (7)$$

Wenn die Ventilation längere Zeit fortgedauert hat, wird die Exponentialgrösse $e^{-\frac{W+W_1}{\mathfrak{B}} t}$ eine verschwindend kleine Grösse. Die Werthe von V und v nähern sich demnach mit der Zeit gewissen Werthen V_1 und v_1, und diese sind:

$$\left.\begin{aligned} V_1 &= \mathfrak{B}\frac{W}{W+W_1} \\ v_1 &= \mathfrak{B}\frac{W_1}{W+W_1} \end{aligned}\right\} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

Für den Fall, dass dem Raum nur so viel Luft zugeführt wird als verdirbt, ist $W = W_1$, und dann wird

$$V_1 = \frac{1}{2}\mathfrak{B}, \quad v_1 = \frac{1}{2}\mathfrak{B} \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (9)$$

d. h. in diesem Fall tritt ein Endzustand ein, in welchem der Raum zur Hälfte mit reiner, zur Hälfte mit verdorbener Luft gefüllt ist. Man sieht hieraus, dass es für die dauernde Erhaltung eines guten Zustandes durchaus nicht genügt, wenn nur so viel Luft zugeführt wird, als verdorben wird, sondern es darf ein Raum nicht mehr als z. B. 5 oder 10 Prozent unreine Luft enthalten, wenn der Aufenthalt in demselben nicht unangenehm oder schädlich sein soll. Nennen wir diesen zulässigen Prozentgehalt an verdorbener Luft $\mathfrak{p}$, setzen also $\frac{v_1}{\mathfrak{V}} = \mathfrak{p}$, so erhalten wir wegen (8):

$$\frac{V_1}{\mathfrak{V}} = \frac{W_1}{W + W_1} = \mathfrak{p} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

demnach:

$$\frac{W}{W_1} = \frac{1 - \mathfrak{p}}{\mathfrak{p}} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

für $\mathfrak{p}$ =	0·05	0·06	0·07	0·08	0·09	0·10
wird $\frac{W}{W_1}$ =	19	16	13	12	10	9

Wenn also ein Endzustand eintreten soll, in welchem in dem Raum nur noch 10 bis 5 Prozent unreine Luft enthalten, so muss man nahe 10 bis 20 mal mehr Luft zuführen, als verdorben wird.

Diese Rechnungsresultate stimmen mit den in neuester Zeit in Paris gemachten Erfahrungen. Eine Kommission, bestehend aus *Regnault, Pelouze* und *Morin*, erhielt von der französischen Regierung den Auftrag, über die Heizung und Ventilation der grossen Krankenhäuser von Paris Gutachten zu erstatten. Es wurden zu diesem Behufe umfassende Versuche angestellt, deren Ergebniss die Kommission veranlasste, den Antrag zu stellen, dass für jeden einzelnen Kranken stündlich wenigstens 60^{Kbm} reine atmosphärische Luft zugeführt werden sollen, ja dass dieses Quantum selbst unter Umständen zu verdoppeln sei, also 120^{Kbm} betragen solle. Da wir Seite 388 angegeben haben, dass durch einen Menschen stündlich nur 6^{Kbm} Luft verbraucht werden, so beträgt nach dem Vorschlag der Kommission die zuzuleitende und abzuleitende Luftmenge 10 bis 20 mal mehr, als die Luftmenge, welche verdorben wird, und es tritt dann nach unserer Rechnung in den Krankenhäusern ein Luftzustand ein, bei welchem die Luft nahe 5 bis 10 Prozent verdorbene Luft enthält. Wenn man bedenkt, dass ein Kranker, insbesondere bei eiternden Wunden, wahre Giftgase aussendet, so wird man begreiflich finden, dass die Luft der Krankensäle nicht mehr als 5 bis 10 Prozent solcher Gase enthalten darf, wenn der Aufenthalt in den Sälen nicht geradezu gefährlich werden soll. Bisher hat man angenommen, dass für jeden Kranken eine stündliche Luftmenge von 20^{Kbm} hinreichend seien; in diesem Falle ist sehr nahe $\frac{W}{W_1} = 3$ und wird folglich vermöge (10) $\mathfrak{p} = \frac{1}{4} = 0{\cdot}25$, d. h. es tritt bei dieser Ventilation ein Zustand ein, wobei die Luft 25 Prozent Gift gase enthält; hieraus erklären sich die furchtbaren Spitalepidemien, die bis auf den heutigen Tag so oftmals in den Krankenhäusern eintreten. Wie gross die Luftmengen sind, welche in Strafhäusern, Versammlungssälen und Theatern nothwendig sind, damit ein leidlicher Zustand eintritt, ist leider noch nicht ermittelt. Nach den in den französischen Spitälern gemachten Erfahrungen wird man aber wohl nicht fehlen, wenn man feststellt, dass für die genannten Lokalitäten 5 bis 10 mal mehr Luft zu- und abgeführt werden muss. Wir glauben daher folgende Regeln aufstellen zu dürfen.

Lokalitäten.	Luftmenge in Kubikmetern pro 1 Stunde.
Für jeden Kranken in den Krankensälen . .	60 bis 120^Kbm
Für jeden Kranken in den Verbindungsgängen des Krankenhauses	20 „ 30^Kbm
Für jeden Gefangenen eines Zellengefängnisses pro Zelle	30 „ 40^Kbm
Für jeden Menschen eines Versammlungslokals, Theaters, Hörsals	30 „ 60^Kbm
Wegen eines Gasbrenners, welcher stündlich 0·1^Kbm oder 4 Kubikfuss Gas konsumirt	4 „ 8^Kbm
Wegen jedem Kubikmeter Luft, die durch irgend eine ander Ursache verdorben wird	5 „ 10^Kbm

Wärmeverluste durch Wände, Decken und Fenster bei continuirlicher Heizung. Wenn die einen Raum einschliessenden Wände den Durchgang der Wärme absolut hinderten, brauchte man die in dem Raum enthaltene Luft nur einmal bis zu einer gewissen Temperatur zu erwärmen, und dann würde diese Temperatur fort und fort unverändert bleiben. Dass ein Raum continuirlich geheizt werden muss, wenn sich in demselben die Temperatur nicht ändern soll, ist nur deshalb nothwendig, weil durch die Wände und Fenster Wärme entweicht, die ersetzt werden muss, wenn eine Abnahme der Temperatur nicht eintreten soll. Diese Wärmeverluste durch Wände und Fenster wollen wir nun bestimmen, vorerst aber eine ununterbrochene Heizung und einen Beharrungszustand der Erwärmung voraussetzen, wobei weder die Temperatur der Luft im Raum und ausserhalb desselben, noch die Temperatur irgend eines Punktes der Wand mit der Zeit veränderlich ist.

Nennen wir:

F den Flächeninhalt einer Seite einer einfachen Wand, welche zwei Medien von einander trennt,

Δ Δ_0 die constanten Temperaturen der Medien, $\Delta > \Delta_0$, e die Wanddicke, $\gamma\ \gamma_1$ die Wärmeübergangscoeffizienten, λ den Wärmeleitungscoeffizienten, k den Wärmedurchgangscoeffizienten, W die in Wärmeeinheiten ausgedrückte Wärmemenge, welche stündlich durch die Wand entweicht, so hat man nach der Seite 336 entwickelten Theorie des Wärmedurchgangs durch einfach gebildete Wände:

$$W = \frac{F\,(\varDelta - \varDelta_0)}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}} = k\,F\,(\varDelta - \varDelta_0) \quad \dots \quad (1)$$

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}} \quad \dots \dots \quad (2)$$

Diesen Ausdruck wollen wir nun zur Bestimmung der Wärmeverluste durch Mauern, Holzwände, Decken Fussböden und Fensterflächen benützen. Es kommt nun darauf an, für die Coeffizienten $\gamma_1\ \gamma_2\ \lambda$ richtige Erfahrungswerthe aufzustellen. Leider sind zu diesem Behufe noch nicht hinreichende Versuche angestellt worden, wir müssen uns mit denjenigen begnügen, welche *Peclet* in seinem Werke, Seite 355 und 393, Tome II., angibt. Nach diesen Versuchen ist:

Material	$\gamma_1 = \gamma_2$	λ	k
Bruchsteinmauern . .	18	0·80	—
Backsteinmauern . .	18	0·68	—
Tannenholz	16	0·17	—
Eichenholz	16	0·32	—
Glas	6	0·8	—
Luft	—	0·1	—
Einfache Fenster . .	—	—	3·66
Doppelfenster . . .	—	—	2·00

Vermittelst der Werthe von $\gamma\ \gamma_1\ \lambda$ für Bruchstein und Backstein ist folgende Tabelle über die Werthe von $k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}}$ berechnet worden:

Mauerdicke e in Metern	Werthe von k für	
	Bruchsteine	Backsteine
0·3	2·00	1·80
0·4	1·63	1·37
0·5	1·36	1·17
0·6	1·16	1·00
0·7	1·01	0·87
0·8	0·90	0·77
0·9	0·81	0·70
1·0	0·73	0·63

Für Holzdecken und Fussböden erhält man folgende Resultate.

Für einen einfachen Holzboden oder eine einfache Decke ist:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{e}{\lambda}}$$

und dürfen wir nehmen $\gamma_1 = \gamma_2 = 16$, $\lambda = 0{\cdot}17$ (Tannenholz) $e = 0{\cdot}1$. Dann wird:

$$k = 1{\cdot}37 \quad \dots\dots\dots \quad (3)$$

Für einen Doppelboden ist dagegen:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{1}{\gamma_3} + \frac{1}{\gamma_4} + \frac{\varepsilon}{\lambda} + \frac{\varepsilon}{\lambda_1} + \frac{e}{\lambda_2}}$$

wobei $\gamma_1\ \gamma_2\ \gamma_3\ \gamma_4$ die Uebergangscoeffizienten, ε die Dicke der Dielen, e die Dicke der Luftschicht zwischen den Dielen, $\lambda_1\ \lambda_2$ die Leitungscoeffizienten für Holz und Luft bezeichnen. Wir dürfen setzen: $\gamma_1 = \gamma_2 = \gamma_3 = \gamma_4 = 16$, $\lambda_1 = 0{\cdot}17$ (Tannenholz) $\lambda_2 = 0{\cdot}1$ (Luft) $\varepsilon = 0{\cdot}1$, $e = 0{\cdot}3$, dann wird:

$$k = 0{\cdot}225 \quad \dots\dots\dots \quad (4)$$

Zur Berechnung der Wärmemenge W müssen wir noch die unter verschiedenen Umständen in Rechnung zu bringenden Werthe von $\varDelta - \varDelta_0$ angeben und ferner noch erklären, welche von den den Raum umschliessenden Flächen Wärmeverluste verursachen.

Für die Temperatur der äusseren Luft an kalten Wintertagen können wir -15^0 in Rechnung bringen. Es ist daher zu setzen

$$\varDelta_0 = -15^0 \quad \dots\dots\dots \quad (5)$$

Für die innere Temperatur der zu erwärmenden Räume dürfen wir in Rechnung bringen: 1) für Wohnungen $\Delta = 15$ bis 18°, 2) für Hörsäle, Versammlungssäle, Theater $\Delta = 15^\circ$, 3) für Pflanzenhäuser, gemässigtes Klima, $\Delta = 10^\circ$, tropische Pflanzen $\Delta = 15$ bis 20°, 4) für Strafanstalten $\Delta = 12^\circ$, 5) für Krankenhäuser $\Delta = 15$ bis 20°.

Was die Umschliessungsflächen betrifft, so sind folgende in Rechnung zu bringen: 1) diejenigen Hauptmauern des Gebäudes, welche einerseits mit der äusseren kalten Luft, anderseits mit der Luft der zu heizenden Räume in Berührung stehen, 2) Scheidewände, welche Räume trennen, von welchen der eine geheizt, der andere aber nicht geheizt wird, 3) die Bodenflächen des unteren Geschosses, 4) die Deckflächen des obersten Stockwerkes, wenn die Räume in demselben geheizt werden sollen, 5) die Flächen der Zwischendecken, wenn dieselben Räume trennen, von welchen der eine geheizt, der andere aber nicht geheizt werden soll. Wegzulassen aus der Rechnung sind solche Flächen, die Räume trennen, in welchen nahezu gleiche Temperaturen herrschen, also Scheidewände und Zwischendecken, wenn sie Räume trennen, die beide nicht oder beide gleich stark geheizt werden sollen.

Bei diesen Berechnungen des Wärmeverlustes durch Wände und Fenster wird vorausgesetzt, dass die eingeschlossene Luft an allen Punkten der Umschliessungsflächen einerlei Temperatur hat. Diese Voraussetzung ist ziemlich richtig für Dampf- und Wassercirkulationsheizungen, dagegen bedeutend unrichtig, wenn grosse Räume durch Oefen oder durch Luftheizungen erwärmt werden. Bei diesen letzteren Heizungen sind oft die Temperaturen an verschiedenen Orten des Raumes sehr verschieden, man muss in solchen Fällen für Δ den mittleren Werth in Rechnung bringen.

Heizung mit Unterbrechung. Ununterbrochene, bei Tag und bei Nacht fortgehende Heizungen kommen nur selten vor. (In Krankenhäusern und Pflanzenhäusern). In den meisten Fällen wird nur unter Tags continuirlich geheizt (Wohnzimmer). Oftmals sind Räume nur an einzelnen Tagen oder Tagesstunden zu erwärmen (Hörsäle, Theater, Versammlungssäle). Bei diesen Heizungen mit Unterbrechung treten keine Beharrungszustände ein, nicht nur die Temperatur in den Räumen, sondern auch die Mauertemperatur sind dann mit der Zeit variabel, in der Zwischenzeit, wenn nicht geheizt wird, erkalten die Mauern und nimmt die Temperatur in dem Raum nach einem gewissen Gesetze ab. Während die Heizung im Gang ist, wächst nicht nur die Temperatur im Raum, sondern werden auch die Wände erwärmt, nimmt also die Temperatur jedes Wand-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

punktes mit der Zeit zu. Wollte man auf alle diese Verhältnisse sehr genau Rücksicht nehmen und ganz rationelle Regeln aufstellen, durch welche unter allen Umständen die von einem Heizapparat zu liefernde Wärmemenge berechnet werden könnte, so würde man sich in höchst weitläufige, höchst verwickelte analytische Rechnungen einlassen müssen. Für die praktischen Zwecke genügt es, wenn man zuerst die Wärmeverluste berechnet, welche bei einer continuirlichen Heizung (der ein Beharrungszustand entspricht) eintreten, und dann diese Wärmemenge mit einem angemessenen Coefficienten f multiplizirt, der wohl nicht anders als nach dem Gefühl geschätzt werden kann. Wir wollen annehmen:

1) für continuirliche Heizung bei Tag und bei Nacht $f = 1$,
2) für continuirliche Heizung bei Tag und Nichtheizung bei Nacht $f = 1{\cdot}2$,
3) wenn nur in einzelnen Stunden geheizt werden soll, nach Umständen $f = 1{\cdot}5$ bis $2{\cdot}0$.

Das Anheizen. Wenn die Heizung eines Raumes beginnt, herrscht in demselben eine gewisse Temperatur, und befinden sich die Umschliessungswände in einem gewissen Erwärmungszustand. So wie die Heizung fortdauert, ändert sich allmählig sowohl die Temperatur der Luft im Raume, wie auch der Erwärmungszustand der Umschliessungswände, und erst nachdem die Heizung lange fortgesetzt worden ist, tritt (eine gleichförmige Heizung vorausgesetzt) ein gewisser Beharrungszustand ein, in welchem die Lufttemperatur des Raumes constant bleibt und der Erwärmungszustand der Einschliessungswände ebenfalls. Wir wollen diese Vorgänge, welche bei diesem Anheizen vorkommen, durch Rechnung zu bestimmen suchen.

Es sei Tafel XVIII., Fig. 4 A B C D ein Stück der Einschliessungswände. Wenn die Heizung beginnt, sei: T_0 die Temperatur der Luft, welche der Raum enthält, $u = f(x)$ das Erwärmungsgesetz der Wand, wobei $x = \overline{DF}$, welches Gesetz wir als gegeben betrachten. Nachdem das Anheizen eine Zeit t gedauert hat (wobei durch den Heizapparat in jeder Zeiteinheit eine constante Wärmemenge W abgegeben wird), sei: T die Temperatur der Luft im Raum, ferner Δ, U, Θ die Temperaturen der Wand in den Punkten, welche von C D um o, x, ε abstehen (ε die Wanddicke).

Nachdem die Heizung sehr lange oder wenn man will, unendlich lange fortgedauert hat, sind die Temperaturen für $x = o$, $x = x$, $x = \varepsilon$, beziehungsweise Δ_1 U_1 Θ_1, ferner die Temperatur der Luft im Raum, T_1. Die äussere Temperatur sei constant gleich $\mathfrak{T}$.

Nennen wir ferner: ϱ das Gewicht von einer Kubikeinheit des Wandmaterials, c_1 die Wärmekapazität dieses Materials, λ den Wärmeleitungscoeffizienten, γ_1 γ_2 die Wärmeübergangscoeffizienten durch die Ebenen CD und AB, L die constante im Raum enthaltene Luftmenge in Kilogrammen, c die Wärmekapazität der Luft, welche der Raum enthält, $\mathfrak{F}$ die totale innere Fläche der Einschliessungswände.

Die Gleichungen, welche die Lösung unseres Problems geben, sind nun folgende:

$$\frac{du}{dt} = a \frac{d^2u}{dx^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} + \frac{\gamma_2}{\lambda}(\Theta - \mathfrak{T}) = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} + \frac{\gamma_1}{\lambda}(T - \Delta) = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

$$W\,dt - L\,c\,dT = (T - \Delta)\,\gamma_1\,\mathfrak{F}\,dt \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Für $t = o$ soll $T = T_0$, $u = \varphi(x)$ werden . . . . (6)

Für $t = \infty$ soll ein Beharrungszustand . . . . (7)

eintreten, in welchem $u_1 = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x$ wird.

Die erste dieser Gleichungen drückt die Temperaturänderung aus, die dem Zeitelement dt an irgend einem Ort im Innern der Mauer entspricht.

Die Gleichung (3) bezieht sich auf das Entweichen der Wärme durch die Ebene CD.

Die Gleichung (4) bezieht sich auf den Eintritt der Wärme durch AB. Die Gleichung (5) drückt aus, dass die Differenz zwischen der Wärme $W\,dt$, die im Zeitelement produzirt wird und der Wärme $L\,c\,dt$, welche die Luft aufnimmt, durch die Ebene AB in die Mauer geht.

Da für $t = \infty$ ein Beharrungszustand eintritt, so hat man für denselben:

$$W = (T_1 - \Delta_1)\,\gamma_1\,\mathfrak{F} = (\Theta_1 - \mathfrak{T})\,\gamma_2\,\mathfrak{F} = (\Delta_1 - \Theta_1)\frac{\lambda}{\varepsilon}\,\mathfrak{F} \quad . \quad (8)$$

Hieraus findet man ohne Schwierigkeit:

$$T_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

$$\Delta_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

$$\Theta_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

demnach:

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{T} - \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

$$\mathfrak{B} = -\frac{W}{\mathfrak{F}\,\lambda} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

$$u_1 = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) - \frac{W}{\mathfrak{F}\,\lambda}x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Den Bedingungen (1) und (7) wird entsprochen, wenn man setzt:

$$u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C} \cos \mu x + \mathfrak{D} \sin \mu x) \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

wobei:

$$\beta = a\,\mu^2 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

μ, $\mathfrak{C}$, $\mathfrak{D}$ sind vorläufig noch ganz unbestimmte Grössen, Σ drückt aus, dass die Bedingungen (1) und (7) durch eine Summe von Ausdrücken von der Form $e^{-\beta t} (\mathfrak{C} \cos \mu x + \mathfrak{D} \sin \mu x)$ entsprochen werden kann.

Aus dem Ausdruck (15) folgt:

$$\Delta = \mathfrak{A} + \Sigma\, e^{-\beta t}\, \mathfrak{C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

$$\Theta = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (18)$$

Durch Differenziation von (15) folgt:

$$\frac{du}{dx} = \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t} \mu (\mathfrak{C} \sin \mu x - \mathfrak{D} \cos \mu x) \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

Setzt man $x = o$ und $x = \varepsilon$, so erhält man:

$$\left.\begin{aligned} \left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} &= \mathfrak{B} + \Sigma\, e^{-\beta t} \mu\, \mathfrak{D} \\ \left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} &= \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t} \mu (\mathfrak{C} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) \end{aligned}\right\} \quad . \quad . \quad (20)$$

Setzt man in die Gleichung (3) die so eben berechneten Werthe von Θ und $\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon}$, so erhält man:

$$\left.\begin{array}{l} \mathfrak{B} - \Sigma e^{-\beta t} \mu (\mathfrak{E} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) \\ + \frac{\gamma_2}{\lambda} \left[\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon + \Sigma e^{-\beta t} (\mathfrak{E} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) - \mathfrak{T} \right] \end{array} \right\} = o \quad (21)$$

Da diese Gleichung für jeden Werth von t gelten soll, so muss sein:

$$\mathfrak{B} + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} \varepsilon - \mathfrak{T}) = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

$$- \mu (\mathfrak{E} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mathfrak{E} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) = o \quad . \quad (23)$$

Der Ausdruck (22) wird durch die Werthe von $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$, welche wir früher gefunden haben, identisch erfüllt. Aus (23) folgt dagegen:

$$\frac{\mathfrak{E}}{\mathfrak{D}} = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \cos \mu \varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Setzt man in (4) für $\left(\frac{d u}{d x}\right)_{x = o}$, und für Δ die Werthe, welche (20) und (17) darbieten, so erhält man:

$$\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t} \mu \mathfrak{D} + \frac{\gamma_1}{\lambda} \left(T - \mathfrak{A} - \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{E} \right) = o$$

Hieraus folgt:

$$T = \mathfrak{A} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{E} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \left(\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t} \mu \mathfrak{D} \right) \quad . \quad . \quad (25)$$

Differenzirt man diesen Ausdruck nach t, so folgt:

$$\frac{d T}{d t} = - \Sigma e^{-\beta t} \beta \mathfrak{E} + \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \beta \mu \mathfrak{D} \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Setzt man (25) und (26) in (5), so erhält man:

$$W - L c \left(- \Sigma e^{-\beta t} \beta \mathfrak{E} + \frac{\lambda}{\gamma_1} \Sigma e^{-\beta t} \beta \mu \mathfrak{D} \right) =$$

$$\left[\mathfrak{A} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{E} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \left(\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t} \mu \mathfrak{D} \right) - \mathfrak{A} - \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{E} \right] \gamma_1 \mathfrak{F}$$

Da auch diese Gleichung eine identische sein mus, so folgt aus derselben:

$$W = - \lambda \mathfrak{B} \mathfrak{F}$$

was mit (13) übereinstimmt, und:

$$L c \left(- \beta \mathfrak{E} + \frac{\lambda}{\gamma_1} \beta \mu \mathfrak{D} \right) = \lambda \mu \mathfrak{F} \mathfrak{D}$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \lambda\,\mu\left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{\mathrm{L\,c}\,\beta}\right)$$

oder wenn man für β seinen Werth $a\,\mu^2$ setzt;

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{\mathrm{L\,c\,a}}\,\frac{1}{\mu}\right) \quad \ldots\ldots \quad (27)$$

Setzt man die Werthe von $\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}}$, welche (24) und (27) darbieten, einander gleich, so erhält man für μ folgende transcendente Gleichung:

$$\lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{\mathrm{L\,c\,a}}\,\frac{1}{\mu}\right) = \frac{\cos\mu\,\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}\sin\mu\,\varepsilon}{\sin\mu\,\varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}\cos\mu\,\varepsilon} \quad \ldots \quad (28)$$

Setzt man den Werth $\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}}$ in (25), so findet man:

$$\mathrm{T} = \mathfrak{A} - \frac{\lambda\,\mathfrak{B}}{\gamma_1} - \Sigma\, e^{-\beta t}\,\mathfrak{D}\,\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{\mathrm{L\,c\,a}}\,\frac{1}{\mu}$$

$$\mathrm{T} = \mathfrak{T} + \frac{\mathrm{W}}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) - \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{\mathrm{L\,c\,a}}\;\Sigma\, e^{-\beta t}\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu}$$

oder wegen (9):

$$\mathrm{T} = \mathrm{T}_1 - \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{\mathrm{L\,c\,a}}\;\Sigma\, e^{-\beta t}\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu} \quad \ldots\ldots \quad (29)$$

Für $t = o$ wird $\mathrm{T} = \mathrm{T}_0$, demnach:

$$\mathrm{T}_0 = \mathrm{T}_1 - \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{\mathrm{L\,c\,a}}\,\Sigma\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu} \quad \ldots\ldots \quad (30)$$

Durch den Unterschied von (29) und (30) folgt auch:

$$\mathrm{T} = \mathrm{T}_0 + \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{\mathrm{L\,a\,c}}\,\Sigma\,\frac{\mathfrak{D}}{\mu}\left(1 - e^{-\beta t}\right) \quad \ldots \quad (31)$$

Es erübrigt uns nun noch, der Bedingung wegen des Initialzustandes zu genügen, wobei wir ein von *Poisson* angebahntes Verfahren befolgen.

Setzen wir:

$$u - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x) = \xi \quad \ldots\ldots \quad (32)$$

$$\mathfrak{D}\,(m\cos\mu\,x + \sin\mu\,x) = X \quad \ldots\ldots \quad (33)$$

so wird $\left(\text{weil } \frac{du}{dt} = \frac{d\xi}{dt},\ \frac{d^2u}{dx^2} = \frac{d^2\xi}{dx^2} \text{ ist}\right)$ die Gleichung (1):

$$\frac{d\xi}{dt} = a\,\frac{d^2\xi}{dx^2} \quad \ldots\ldots \quad (34)$$

und der Ausdruck (15):

$$\xi = \Sigma e^{-\beta t} X \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

In dem Ausdruck (33) bedeutet das Zeichen m:

$$m = \frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L\,a\,c}\,\frac{1}{\mu}\right) = \frac{\cos \mu\,\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu\,\lambda}\,\sin \mu\,\varepsilon}{\sin \mu\,\varepsilon - \frac{\gamma_2}{\mu\,\lambda}\,\cos \mu\,\varepsilon} \quad . \quad (36)$$

Bezeichnen wir durch μ_1 irgend eine individuelle Wurzel der transcendenten Gleichung (28) oder (36) und durch β_1 $\mathfrak{D}_1$ m_1 X_1 die dieser individuellen Wurzel entsprechenden Werthe von β $\mathfrak{D}$ m X.

Multipliziren wir die Gleichung (34) mit $X_1\,d\,x$ und integriren dieselbe von $x = o$ bis $x = \varepsilon$, so erhalten wir:

$$\int_o^\varepsilon X_1 \frac{d\,\xi}{d\,t}\,d\,x = a \int_o^\varepsilon X_1 \frac{d^2\,\xi}{d\,x^2}\,d\,x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

Nun findet man durch zweimalige Anwendung der Formel $\int u\,d\,v = u\,v - \int v\,d\,u$:

$$\int X_1 \frac{d^2\,\xi}{d\,x^2}\,d\,x = X_1 \frac{d\,\xi}{d\,x} - \xi\,\frac{d\,X_1}{d\,x} + \int \xi\,\frac{d^2\,X_1}{d\,x^2}\,d\,x$$

Setzt man in den Gliedern ausserhalb der Integrale

$$X_1 = \mathfrak{D}_1(m_1 \cos \mu_1\,x + \sin \mu_1\,x),\quad \xi = \Sigma X e^{-\beta t} = \Sigma \mathfrak{D}\,(m \cos \mu\,x + \sin \mu\,x)\,e^{-\beta t}$$

$$\frac{d\,X_1}{d\,x} = -\,\mu_1 \mathfrak{D}_1 (m_1 \sin \mu_1 x - \cos \mu_1 x),\quad \frac{d\,\xi}{d\,x} = -\,\Sigma\,\mathfrak{D}\,e^{-\beta t}\mu(m \sin \mu x - \sin \mu x)$$

so wird:

$$\int X_1 \frac{d^2\,\xi}{d\,x^2}\,d\,x = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1 e^{-\beta t}\begin{bmatrix} -\,\mu(m_1 \cos \mu_1\,x + \sin \mu_1\,x)\,(m \sin \mu\,x - \cos \mu\,x) \\ +\,\mu_1(m \cos \mu\,x + \sin \mu\,x)\,(m_1 \sin \mu_1\,x - \cos \mu_1\,x \end{bmatrix}$$

$$+ \int \xi\,\frac{d^2\,X_1}{d\,x^2}\,d\,x$$

oder wenn man die Integration von $x = o$ bis $x = \varepsilon$ ausdehnt

$$\int_o^\varepsilon X_1 \frac{d^2 \xi}{d x^2}\,d\,x = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,e^{-\beta t}\begin{bmatrix} -\,\mu\,(m_1 \cos \mu_1\,\varepsilon + \sin \mu_1\,\varepsilon)\;(m \sin \mu\,\varepsilon - \cos \mu\,\varepsilon) \\ +\,\mu_1(m \cos \mu\,\varepsilon + \sin \mu\,\varepsilon)\,(m_1 \sin \mu_1\,\varepsilon - \cos \mu_1\,\varepsilon) \\ -\,\mu\,m_1 + \mu_1\,m \end{bmatrix}$$

$$+ \int_o^\varepsilon \xi\,\frac{d^2\,X_1}{d\,x^2}\,d\,x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (38)$$

Setzt man in die beiden in der Klammer enthaltenen trigonometrischen Ausdrücke für m und m_1 die Werthe

$$m = \frac{\cos\mu\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu\lambda}\sin\mu\varepsilon}{\sin\mu\varepsilon - \frac{\gamma_2}{\mu\lambda}\cos\mu\varepsilon}$$

$$m_1 = \frac{\cos\mu_1\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu_1\lambda}\sin\mu_1\varepsilon}{\sin\mu_1\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\mu_1\lambda}\cos\mu_1\varepsilon}$$

dagegen in die Glieder $-\mu m_1 + \mu_1 m$ für m und m_1 die Werthe

$$m = \lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L a c}\,\frac{1}{\mu}\right)$$

$$m_1 = \lambda\left(\frac{\mu_1}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{L a c}\,\frac{1}{\mu_1}\right)$$

so findet man, dass jene trigonometrischen Ausdrücke sich auf Null reduziren, und dass

$$-\mu m_1 + \mu_1 m = \frac{\mathfrak{F}\lambda}{L c a}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right)$$

wird.

Die Gleichung (38) wird demnach:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \frac{d^2\xi}{dx^2}\,dx = \Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{F}\lambda}{L c a}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right) + \int_0^\varepsilon \xi\,\frac{d^2 X_1}{dx^2}\,dx$$

Führt man diesen Integralwerth in (37) ein, so erhält man:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \frac{d\xi}{dt}\,dx = \Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{F}\lambda}{L c}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right) + a\int_0^\varepsilon \xi\,\frac{d^2 X_1}{dx^2}\,dx \quad (39)$$

Allein es ist:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \frac{d\xi}{dt}\,dx = \frac{d}{dt}\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,dx$$

$$\int_0^\varepsilon \xi\,\frac{d^2 X_1}{dx^2}\,dx = -\mu_1^2\int_0^\varepsilon \xi\,\mathfrak{D}_1\,(m_1\cos\mu_1 x + \sin\mu_1 x)\,dx = -\mu_1^2\int_0^\varepsilon \xi\,X_1\,dx \quad (40)$$

Demnach wird (39):

$$\frac{d}{dt}\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,dx = \Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,e^{-\beta t}\frac{\mathfrak{F}\lambda}{L c}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right) - a\,\mu_1^2\int_0^\varepsilon \xi\,X_1\,dx \quad (41)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\int_0^\varepsilon \xi\,X_1\,dx_1 = y \;.\;.\;.\;.\;.\;.\;.\;. \quad (42)$$

so wird die Gleichung (41) wegen $a\,\mu_1^2 = \beta_1$

$$\frac{d\,y}{d\,t} = \Sigma \mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right) e^{-\beta t} - \beta_1\,y \quad . \quad . \quad . \quad (43)$$

Das Integrale dieser Gleichung ist:

$$y = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c}\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right)\frac{e^{-\beta t}}{\beta_1 - \beta} + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1 t} \quad . \quad . \quad (44)$$

wobei $\mathfrak{H}$ eine hinsichtlich x und t Constante der Integration bedeutet. Wegen $\beta = a\,\mu^2$, $\beta_1 = a\,\mu_1^2$ wird:

$$\left(\frac{\mu}{\mu_1} - \frac{\mu_1}{\mu}\right)\frac{1}{\beta_1 - \beta} = \frac{\mu^2 - \mu_1^2}{\mu\,\mu_1}\,\frac{1}{a\,(\mu_1^2 - \mu^2)} = -\,\frac{1}{a\,(\mu\,\mu_1)}$$

demnach auch:

$$y = -\,\Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\,\frac{e^{-\beta t}}{\mu\,\mu_1} + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1 t}$$

demnach:

$$\int_0^{\varepsilon} \xi\,X_1\,d\,x = -\,\Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\,\frac{e^{-\beta t}}{\mu\,\mu_1} + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1 t} \quad . \quad . \quad (45)$$

Für $t = o$ soll $\mu = \varphi(x)$, mithin $\xi = \varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)$ werden, demnach folgt aus (45):

$$\int_0^{\varepsilon} [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,d\,x = -\,\Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\,\frac{1}{\mu\,\mu_1} + \mathfrak{H} \quad . \quad (46)$$

Durch Elimination von $\mathfrak{H}$ aus (45) und (46) folgt:

$$\int_0^{\varepsilon} \xi\,X_1 d\,x = \left\{ \begin{array}{l} -\,\Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\dfrac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\,\dfrac{e^{-\beta t}}{\mu\,\mu_1} \\ +\,e^{-\beta_1 t}\left[\displaystyle\int_0^{\varepsilon} \varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)\right] X_1 d\,x + \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\dfrac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a} \end{array} \right\}$$

$$\int_0^{\varepsilon} \xi\,X_1 d\,x = \left\{ \begin{array}{l} \Sigma\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\dfrac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,c\,a}\,\dfrac{1}{\mu\,\mu_1}\left(e^{-\beta_1 t} - e^{-\beta t}\right) \\ +\,e^{-\beta_1 t}\displaystyle\int_0^{\varepsilon} [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,d\,x \end{array} \right\} \quad . \quad . \quad (47)$$

Linker Hand des Gleichheitszeichens steht (wegen ξ) eine Reihe, rechter Hand ebenfalls und noch das Integralglied. Denkt man sich, dass man diese Reihen ausschreibe, indem man für β und μ alle individuellen Wurzelwerthe setzt, so müssen die Glieder, welche bestimmten individuellen Werthen entsprechen, gleich sein. Für $\beta = \beta_1$

und $\mu = \mu_1$ gibt aber das Glied linker Hand $\int_0^\varepsilon \xi_1 X_1 \, dx$ und der Ausdruck rechter Hand $e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] X_1 \, dx$. Man hat daher:

$$\int_0^\varepsilon \xi_1 X_1 \, dx = e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] X_1 \, dx \quad . \quad . \quad (48)$$

Setzt man für ξ_1 und X_1 die Werthe $e^{-\beta_1 t} X_1 = e^{-\beta_1 t} \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)$ und $X_1 = \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)$ so wird (48):

$$\int_0^\varepsilon e^{-\beta_1 t} \mathfrak{D}_1^2 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)^2 \, dx$$

$$= e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] \, \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \, dx$$

und hieraus folgt endlich:

$$\mathfrak{D}_1 = \frac{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \, dx}{\int_0^\varepsilon (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)^2 \, dx} \quad . \quad . \quad (49)$$

Weil aber für β_1 und μ_1 jeder beliebige individuelle Wurzelwerth genommen werden konnte, so gibt dieser Ausdruck überhaupt jeden individuellen Werth von $\mathfrak{D}$. Man kann daher allgemein schreiben:

$$\mathfrak{D} = \frac{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] (m \cos \mu x + \sin \mu x) \, dx}{\int_0^\varepsilon (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, dx} \quad . \quad . \quad (50)$$

Das Integrale des Nenners kann ausgerechnet werden. Es ist:

$$(m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 = m^2 \cos^2 \mu x + \sin^2 \mu x + 2 m \cos \mu x \sin \mu x$$

oder wegen $\cos^2 \mu x = \frac{1}{2} (1 + \cos 2 \mu x)$, $\sin^2 \mu x = \frac{1}{2} (1 - \cos 2 \mu x)$
$2 \sin \mu x \cos \mu x = \sin 2 \mu x$

$$(m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 = m^2 \frac{1}{2}(1 + \cos 2 \mu x) + \frac{1}{2}(1 - \cos 2 \mu x) + m \sin 2 \mu x$$

$$= \frac{1}{2}(m^2 + 1) + \frac{1}{2} \cos 2 \mu x (m^2 - 1) + m \sin 2 \mu x$$

daher:

$$\int_0^\varepsilon (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, dx$$

$$= \frac{1}{2}(m^2 + 1)\varepsilon + \frac{1}{2} \frac{m^2 - 1}{2\mu} \sin 2 \mu \varepsilon + \frac{m}{2\mu}(1 - \cos 2 \mu \varepsilon)$$

$$\int_0^\varepsilon (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, dx$$

$$= \frac{1}{2}\left[(m^2 + 1)\varepsilon + \frac{m}{\mu}\right] + \frac{1}{2} \frac{m^2 - 1}{2\mu} \sin 2 \mu \varepsilon - \frac{m}{2\mu} \cos 2 \mu \varepsilon$$

demnach erhält man endlich:

$$\mathfrak{D} = \frac{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] (m \cos \mu x + \sin \mu x) \, dx}{\frac{1}{2}\left[(m^2 + 1)\varepsilon + \frac{m}{\mu}\right] + \frac{1}{4} \frac{m^2 - 1}{\mu} \sin 2 \mu \varepsilon - \frac{m}{2\mu} \cos 2 \mu \varepsilon} \qquad (51)$$

Es ist $\mathfrak{W} = \int_0^\varepsilon \mathfrak{F} \, dx \, \varrho \, c_1 \, u = \mathfrak{F} \varrho c_1 \int_0^\varepsilon u \, dx$ die zur Zeit t in der Mauer enthaltene Wärmemenge; demnach:

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{F} \varrho c_1 \int_0^\varepsilon \left[\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D} (m \cos \mu x + \sin \mu x)\right] dx$$

oder

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{F} \varrho c_1 \left[\mathfrak{A} \varepsilon + \mathfrak{B} \frac{\varepsilon^2}{2} + \Sigma e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{D}}{\mu} (m \sin \mu \varepsilon - \cos \mu \varepsilon + 1)\right]$$

Es ist aber wegen (36)

$$m \sin \mu \varepsilon - \cos \mu \varepsilon = \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} (m \cos \mu \varepsilon + \sin \mu \varepsilon)$$

demnach wird $\mathfrak{W}$:

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{F} \varrho c_1 \left[\mathfrak{A} \varepsilon + \mathfrak{B} \frac{\varepsilon^2}{2} + \Sigma e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{D}}{\mu} \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} (m \cos \mu \varepsilon + \sin \mu \varepsilon) + \Sigma e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{D}}{\mu}\right]$$

$$\mathfrak{W} = \mathfrak{F} \varrho c_1 \left[\mathfrak{A} \varepsilon + \mathfrak{B} \frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\gamma_2}{\lambda} \Sigma e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{D}}{\mu^2} (m \cos \mu \varepsilon + \sin \mu \varepsilon) + \Sigma e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{D}}{\mu}\right]$$

Für $t = o$ ist demnach die in der Mauer enthaltene Wärmemenge $\mathfrak{W}$:

$$\mathfrak{W}_{t=0} = \mathfrak{F}\varrho c_1 \left[\mathfrak{A}\varepsilon + \mathfrak{B}\frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\gamma_1}{\lambda}\Sigma\frac{\mathfrak{D}}{\mu^2}(\mathrm{m}\cos\mu\varepsilon + \sin\mu\varepsilon) + \Sigma\frac{\mathfrak{D}}{\mu}\right]$$

Diese Wärmemenge ist aber auch gleich

$$\int_0^\varepsilon \mathfrak{F}\,dx\,\varrho\,c_1\,\varphi(x) = \mathfrak{F}\,\varrho\,c_1 \int_0^\varepsilon \varphi(x)\,dx$$

demnach erhalten wir:

$$\int_0^\varepsilon \varphi(x)\,dx = \mathfrak{A}\varepsilon + \mathfrak{B}\frac{\varepsilon^2}{2} + \frac{\gamma_1}{\lambda}\Sigma\frac{\mathfrak{D}}{\mu^2}(\mathrm{m}\cos\mu\varepsilon + \sin\mu\varepsilon) + \Sigma\frac{\mathfrak{D}}{\mu} \quad (52)$$

Vereinfachung der Resultate. Durch die aufgefundenen Resultate ist zwar das vorgelegte Problem analytisch gelöst, allein diese Lösung ist für praktische Zwecke so viel wie keine Lösung, denn durch diesen Wust von Rechnungen ist man doch kaum im Stande, den Erwärmungszustand der Mauern und der eingeschlossenen Luft zu bestimmen. Wir wollen daher sehen, ob es nicht möglich ist, durch Annäherungen vorwärts zu dringen.

Wir betrachten zu diesem Behufe zunächst die transcendente Gleichung (36).

Setzt man zur Abkürzung $\mu\varepsilon = x$, $\mu\varepsilon \tan\mu\varepsilon = y$, so findet man aus jener Gleichung (36):

$$y = x\,\mathrm{tang}\,x = \frac{x^2\left(1+\frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \frac{\mathfrak{F}\lambda\varepsilon}{\mathrm{Lac}}\,\frac{\gamma_2\varepsilon}{\lambda}}{x^2\frac{\lambda}{\gamma_1\varepsilon} - \left(\frac{\mathfrak{F}\lambda\varepsilon}{\mathrm{Lac}} + \frac{\gamma_2\varepsilon}{\lambda}\right)} \quad \ldots \quad (53)$$

Konstruirt man die beiden Kurven, die durch diesen Ausdruck bestimmt werden, so bestimmen die Abscissen ihrer Durchschnittspunkte die Wurzeln der transcendenten Gleichung (36):

Die Kurve k, deren Gleichung $y = x\,\mathrm{tang}\,x$ ist, besteht aus unendlich vielen congruenten Parthien $k_0\ k_1\ k_2 \ldots$, Tafel XVIII., Fig. 5, die nach oben und nach unten assymptotisch verlaufen. Die Kurve H, deren Gleichung die Form hat:

$$y = \frac{x^2\alpha - \beta}{x^2\alpha_1 - \beta_1}$$

besteht aus zwei Parthien H_1 und H_2. Der Zweig H_1 schneidet die Abscissenaxe in einem Punkt, dessen Abscisse gleich $0\mathrm{m} = \sqrt{\frac{\beta}{\alpha}}$ ist, und fällt bei $x = 0\mathrm{n} = \sqrt{\frac{\beta_1}{\alpha_1}}$ assymptotisch herab. Der Zweig H_2

beginnt bei $x = 0 n = \sqrt{\frac{\beta_1}{\alpha_1}}$ mit einer vertikalen Assymptote und verläuft für $x = \infty$ horizontal aus.

Man kann an der Figur erkennen, dass die Abscissen der Durchnittspunkte $a_0\ a_1\ a_2 \ldots.$ ausgedrückt werden können durch:

$$\varepsilon \mu = (2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (54)$$

wobei i jede beliebige positive ganze Zahl, 0 mit eingeschlossen und ξ eine im Verhältniss zu $(2i+1)\frac{\pi}{2}$ sehr kleine Grösse bezeichnet, die auf folgende Weise bestimmt wird. Es ist ganz genau $\operatorname{tang} \varepsilon \mu = -\operatorname{Cotg} \xi$, die Gleichung (53) kann daher geschrieben werden

$$-\left[(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi\right] \operatorname{Cotg} \xi = \frac{\left[(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi\right]^2 \left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}}{\left[(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi\right]^2 \frac{\lambda}{\gamma_1 \varepsilon} - \left(\frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} + \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}\right)} \quad (55)$$

Vernachlässigt man ξ gegen $(2i+1)\frac{\pi}{2}$, so wird dieser Ausdruck:

$$-\operatorname{Cotg} \xi = \frac{1}{2 i \pi} \frac{(2i+1)^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} \frac{\gamma_2 \varepsilon}{\lambda}}{(2i+1)^2 \left(\frac{\pi}{2}\right)^2 \frac{\lambda}{\gamma_1 \varepsilon} - \left(\frac{\mathfrak{F} \lambda \varepsilon}{L a c} + \frac{\gamma_1 \varepsilon}{\lambda}\right)} \quad . \quad (56)$$

Wir wollen diese Formel auf einen speziellen Fall anwenden, um zu zeigen, dass die Annahme (54) zulässig ist.

Ein Raum von 1000^{Kbm} sei umschlossen von Mauern von 1^{m} Dicke und 600^{qm} Oberfläche. In diesem Fall ist zu setzen, wenn die Stunde als Zeiteinheit angenommen wird:

$$\mathfrak{F} = 600, \qquad L = 1000 \times 1{\cdot}3 = 1300^{\text{Klg}}, \quad c = 0{\cdot}237, \qquad c_1 = 0{\cdot}2$$

$$\gamma_1 = \gamma_2 = 18, \quad \lambda = 0{\cdot}8, \qquad \varrho = 2000, \qquad a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} = \frac{1}{500}, \ \varepsilon = 1^{\text{m}}$$

$$\frac{\lambda}{\gamma_1} = 0{\cdot}04, \quad \frac{\gamma_2}{\lambda} = 22{\cdot}5, \qquad \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} = 800$$

und man findet:

$$-\operatorname{Cotg} \xi = \frac{31{\cdot}8}{2i+1} \frac{(2i+1)^2 - 3648}{(2i+1)^2 - 8335} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

Für i =	0	1	2	3	4	5	.... ∞
wird Cotg ξ =	− 14	− 4·6	− 3	− 2	− 1·5	− 1·2	 0
ξ =	− 4°	− 12°	− 18°	− 26°	− 33°	− 40°	... 90°
$\dfrac{(2i+1)\frac{\pi}{2} + \xi}{(2i+1)\frac{\pi}{2}}$ =	0·96	0·96	0·96	0·96	0 96	0·96	1·00

Hieraus sieht man, dass die Annahme (54) zulässig ist und dass man sogar setzen kann:

$$\mu\,\varepsilon = (2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} + \xi = 0{\cdot}96\,(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (57)$$

Für diesen Werth von $\mu\,\varepsilon$ wird

$$m = \frac{\lambda\,\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,a\,c}\,\frac{1}{\mu} = 0{\cdot}06\,(2\,i + 1)\,\frac{1}{\varepsilon} - \frac{533\,\varepsilon}{2\,i + 1} \quad . \quad (58)$$

und nun findet man

für $i =$	1	2	4	10	46	100	144	200	500
$\mu\,\varepsilon =$	4·5	7·5	13·5	31·5	141	302	433	601	1500
$m =$	− 176	− 106	− 58	− 25	0	+ 9·4	+ 15·5	+ 22·7	+ 60

Die Grösse m hat also sowohl für kleine als auch für grosse Werthe von i einen grossen numerischen Werth. Für $i = 46$ wird jedoch $m = 0$ und ind der Nähe von $i = 46$ wird m sehr klein.

Berechnen wir noch den Werth der Exponentialgrösse $e^{-\beta t}$ welche in unseren Formeln erscheint. Es ist:

$$\beta = a\,\mu^2 = \frac{\lambda}{c_1\,\varrho}\left[\frac{0{\cdot}96\,(2\,i + 1)}{\varepsilon}\,\frac{\pi}{2}\right]^2$$

$$\beta = \frac{(2\,i + 1)^2}{222} \text{ demnach } e^{-\beta t} = e^{-\frac{(2\,i + 1)^2\,t}{222}} \quad . \quad (59)$$

Man findet:

für $i =$	0	7	46	100
$\mu\,\varepsilon =$	1·5	22·5	141	302
$m =$	− 533	− 34	0	+ 9·4
$\beta =$	122	1	39	182

Aus diesen Werthen von β ersieht man, dass in der Summe alle Glieder vernachlässiget werden dürfen, für welche i gleich oder grösser als 7 ist. Hierdurch werden aber unsere allgemeinen Ausdrücke ungemein vereinfacht, denn nun wird vermöge des Ausdruckes (51), wenn m numerisch gross ist,

$$m\,\mathfrak{D} = \frac{2}{\varepsilon}\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,\cos\mu\,x\,d\,x \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (60)$$

$$\frac{\mathfrak{D}}{\mu} = \frac{2}{\varepsilon}\,\frac{\int_0^{\varepsilon}[\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,\cos\mu\,x\,d\,x}{\frac{0{\cdot}09\,(2\,i + 1)^2}{\varepsilon^2} - 800}$$

oder auch, weil $2i+1$ nicht grösser als 15 genommen zu werden braucht

$$\frac{\mathfrak{D}}{\mu} = -\frac{1}{400\,\varepsilon}\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos\mu x \, dx \quad . \quad . \quad . \quad (61)$$

oder auch, weil $m\,\mu$ gleich $-\frac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,a\,c}$ wird, wenn i nicht grösser als 7 ist

$$\frac{\mathfrak{D}}{\mu} = -\frac{L\,a\,c}{\mathfrak{F}\,\lambda}\,\frac{2}{\varepsilon}\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos\mu x \, dx \quad . \quad . \quad (62)$$

Wir erhalten nunmehr folgende Resultate:

$$\mu\,\varepsilon = 0{\cdot}96\,(2i+1)\,\frac{\pi}{2}$$

$$\left\{\begin{array}{l} u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x \\ + \frac{2}{\varepsilon}\,\Sigma\, e^{-\frac{\overline{0\,96}^{2}\,\pi^2\,\lambda}{4\,c_1\,\varrho\,\varepsilon^2}(2i+1)^2 t}\left\{\cos\mu x \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos\mu x \, dx\right\} \end{array}\right\} \quad (63)$$

$$\left\{\begin{array}{l} T = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \\ + \frac{2}{\varepsilon}\,\Sigma\, e^{-\frac{\overline{0\,96}^{2}\,\pi^2\,\lambda}{4\,c_1\,\varrho\,\varepsilon^2}(2i+1)^2 t}\left\{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos\mu x \, dx\right\} \end{array}\right\} \quad (64)$$

Diese zwei Gleichungen sind nicht im Widerspruch; sie harmoniren, denn setzt man in (63) $x = 0$, so wird $u = \varDelta$, demnach

$$\varDelta = \mathfrak{A} + \frac{2}{\varepsilon}\,\Sigma\, e^{-\beta t}\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos\mu x \, dx$$

Zieht man diesen Ausdruck von T ab, so findet man:

$$T - \varDelta = \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) - \mathfrak{A}$$

oder wegen (12)

$$T - \varDelta = \frac{W}{\mathfrak{F}}\,\frac{1}{\gamma_1}, \quad W = \mathfrak{F}\,\gamma_1\,(T - \varDelta)$$

was richtig ist.

Für die früher angegebenen numerischen Daten wird:

$$u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x + \frac{2}{\varepsilon}\,\Sigma\, e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}}\left\{\cos\mu x \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos\mu x \, dx\right\} \quad (65)$$

$$\left\{\begin{aligned} T &= \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \\ &+ \frac{2}{\varepsilon}\,\Sigma\; e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}} \int_0^{\varepsilon} [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos \mu x\, dx \end{aligned}\right\} \quad . \; . \quad (66)$$

$$\mu\,\varepsilon = 0{\cdot}96\,(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (67)$$

Wir wollen diese Ergebnisse noch mehr spezialisiren, indem wir annehmen, dass die Temperatur in allen Punkten der Mauer, so wie auch die Temperatur der eingeschlossenen Luft beim Beginn der Anheizung constant und gleich der äusseren Lufttemperatur ist. Wir setzen also:

$$\varphi(x) = \mathfrak{T}, \quad T_0 = \mathfrak{T} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (68)$$

und dann wird:

$$\int_0^{\varepsilon} [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)] \cos \mu\, x\, dx = \int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{T} - \mathfrak{A} - \mathfrak{B}\,x) \cos \mu x\, dx$$

$$= (\mathfrak{T} - \mathfrak{A}) \int_0^{\varepsilon} \cos \mu\, x\, dx - \mathfrak{B} \int_0^{\varepsilon} x \cos \mu\, x\, dx$$

$$= (\mathfrak{T} - \mathfrak{A})\; \frac{\sin \mu\,\varepsilon}{\mu} - \mathfrak{B}\left(\frac{\varepsilon \sin \mu\,\varepsilon}{\mu} + \frac{\cos \mu\,\varepsilon - 1}{\mu^2}\right)$$

$$= (\mathfrak{T} - \mathfrak{A} - \mathfrak{B}\,\varepsilon)\, \frac{\sin \mu\,\varepsilon}{\mu} - \mathfrak{B}\, \frac{\cos \mu\,\varepsilon - 1}{\mu^2}$$

und wegen (12) und (13):

$$= -\; \frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2}\; \frac{\sin \mu\,\varepsilon}{\mu} + \frac{W}{\mathfrak{F}\,\lambda}\; \frac{\cos \mu\,\varepsilon - 1}{\mu^2}$$

Hierdurch wird (65) und (66):

$$\left\{\begin{aligned} u &= \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x \\ &+ \frac{2}{\varepsilon}\,\frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2}\;\Sigma\; e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}}\, \frac{\cos \mu\,x}{\mu} \left[\frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}(\cos \mu\,\varepsilon - 1) - \sin \mu\,\varepsilon\right] \end{aligned}\right\} \quad (69)$$

$$\left\{\begin{aligned} T &= \mathfrak{T} + \frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) \\ &+ \frac{2}{\varepsilon}\,\frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2}\;\Sigma\; e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}}\, \frac{1}{\mu} \left[\frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}(\cos \mu\,\varepsilon - 1) - \sin \mu\,\varepsilon\right] \end{aligned}\right\} \quad (70)$$

oder besser geschrieben

$$\left.\begin{array}{l} u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\, x \\ -\,2\,\dfrac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2}\;\Sigma\; e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}} \dfrac{\cos \mu x}{\mu \varepsilon}\left[\sin \mu\varepsilon + \dfrac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}(1-\cos\mu\varepsilon)\right] \end{array}\right\} \quad (69)$$

$$\left.\begin{array}{l} T = \mathfrak{T} + \dfrac{W}{\mathfrak{F}}\left(\dfrac{1}{\gamma_1}+\dfrac{1}{\gamma_2}+\dfrac{\varepsilon}{\lambda}\right) \\ -\,2\,\dfrac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2}\;\Sigma\; e^{-\left(\frac{2i+1}{\varepsilon}\right)^2 \frac{t}{222}} \dfrac{1}{\mu \varepsilon}\left[\sin \mu\varepsilon + \dfrac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}(1-\cos\mu\varepsilon)\right] \end{array}\right\} \quad (70)$$

Wir wollen diese Ausdrücke einer Prüfung durch eine numerische Rechnung unterwerfen.

Für die früher angegebenen Daten, nämlich für:

$$\mathfrak{F} = 600,\quad L = 1300,\quad c = 0{\cdot}237,\quad c_1 = 0{\cdot}2,\quad \gamma_1 = \gamma_2 = 18,\quad \lambda = 0{\cdot}8$$

$$\varrho = 2000,\quad a = \frac{\lambda}{c_1\,\varrho} = \frac{1}{500},\quad \varepsilon = 1,\quad \frac{\lambda}{\gamma_1} = 0{\cdot}04,\quad \frac{\gamma_2}{\lambda} = 22{\cdot}5$$

$\dfrac{\mathfrak{F}\,\lambda}{L\,a\,c} = 800$ und wenn man annimmt: $\mathfrak{T} = -\,16^0$, $T_1 = +\,16^0$, findet man:

$$\frac{W}{\mathfrak{F}} = \frac{T_1 - \mathfrak{T}}{\dfrac{1}{\gamma_1}+\dfrac{1}{\gamma_2}+\dfrac{\varepsilon}{\lambda}} = 23{\cdot}5,\qquad \frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2} = 1{\cdot}3,\ \frac{2}{\varepsilon}\,\frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2} = 2{\cdot}6$$

$i =$	0	1	2	3	4	5
$\overline{\mu\,\varepsilon}^0 =$	90 − 3·6	3×90 − 11	5×90 − 18	7×90 − 25	9×90 − 32	11×90 − 40
$\overline{\mu\,\varepsilon} =$	1·5	4·5	7·5	10·5	13·5	16·5
$\dfrac{\gamma_2}{\lambda\,\mu} =$	15	5	3	2·14	1·66	1·36
$\beta =$	$\frac{1}{222}$	$\frac{1}{24{\cdot}6}$	$\frac{1}{8{\cdot}8}$	$\frac{1}{4{\cdot}53}$	$\frac{1}{2{\cdot}74}$	$\frac{1}{1{\cdot}83}$
$\sin\mu\varepsilon =$	+ 0·99	− 0·98	+ 0·95	− 0·90	+ 0·84	− 0·77
$1-\cos\mu\varepsilon =$	0·939	1·19	0·69	1·42	0·47	1·64
$\dfrac{\sin\mu\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}(1+\cos\mu\varepsilon)}{\mu\,\varepsilon}$	10	1·1	0·4	0·20	0·12	0·09

Setzen wir in (70) $t = o$, so wird $T = \mathfrak{T}$, demnach muss werden

$$\frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}\right) = 2\,\frac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2}\,\Sigma\,\frac{\sin\mu\varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda\,\mu}(1-\cos\mu\varepsilon)}{\mu\,\varepsilon}$$

Es ist aber

$$\frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}\right)=32$$

dagegen

$$2\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\Sigma\frac{\sin\mu\varepsilon+\frac{\lambda_2}{\mu\varepsilon}(1-\cos\mu\varepsilon)}{\mu\varepsilon}=2{\cdot}6\,(10+1{\cdot}1+0{\cdot}4+0{\cdot}12+0{\cdot}09+)$$
$$=33^0$$

was gewiss sehr gut stimmt, wenn man berücksichtiget, dass die transcendente Gleichung nur annähernd gelöst worden ist.

Berechnen wir noch vermittelst (70) die Temperaturen für verschiedene Werthe von t

t =	o	1	2	3	4	5 Stunden
T =	− 16°	. .	. .	. .	. . .	+ 5°

Man kann in der Vereinfachung der Ausdrücke für u und T noch weiter gehen. Wie diese numerische Rechnung zeigt, ist nur das dem Werth $i = o$ entsprechende Glied der Summe Σ von Belang, man begeht daher keinen merklichen Fehler, wenn wir von der Summe nur das erste Glied (für $i = o$) nehmen.

Unter dieser Voraussetzung erhalten wir:

$$u=\mathfrak{A}+\mathfrak{B}\,x-24{\cdot}6\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\cos\left(86{\cdot}4\;\frac{x}{\varepsilon}\right)\,e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}$$

$$T=\mathfrak{T}+\frac{W}{\mathfrak{F}}\left(\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}\right)-24\,6\,\frac{W}{\mathfrak{F}\gamma_2}\;e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}$$

Hieraus folgt auch

$$W=\frac{(T-\mathfrak{T})\,\mathfrak{F}}{\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}-\frac{24{\cdot}6}{\gamma_2}\;e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}}$$

Diese Gleichung bestimmt die Wärmemenge, welche während des Anheizens in jeder Stunde entwickelt werden muss, damit nach Verlauf der Zeit von t Stunden eine Temperatur T eintritt. Nennt man W_1 die Wärmemenge, welche im Beharrungszustand (beim Nachheizen) in jeder Stunde entwickelt werden muss, damit die Temperatur T, nachdem sie einmal eingetreten ist, dauernd verbleibt, so ist:

$$W_1=\frac{\mathfrak{F}\,(T-\mathfrak{T})}{\frac{1}{\gamma_1}+\frac{1}{\gamma_2}+\frac{\varepsilon}{\lambda}}$$

demnach wird:

$$\frac{W}{W_1} = \frac{1}{1 - \frac{24 \cdot 6}{\gamma_2 \left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right)} e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}} = \frac{1}{1 - e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}}$$

oder annähernd, weil $e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}} = 1 - \frac{t}{222\,\varepsilon^2}$ gesetzt werden kann, so lange t nicht gross ist,

$$\frac{W}{W_1} = \frac{222\,\varepsilon^2}{t}$$

und

$$W = \frac{\mathfrak{F}\,(T - \mathfrak{T})}{\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right)\left(1 - e^{-\frac{t}{222\,\varepsilon^2}}\right)}$$

$$W = \frac{\mathfrak{F}\,(T - \mathfrak{T})\,222\,\varepsilon^2}{\left(\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}\right) t}.$$

Gleichzeitiges Anheizen und Ventiliren. Wir wollen noch den Fall behandeln, wenn während der Anheizung auch gleichzeitig ventilirt wird. Auch wollen wir annehmen, dass die Umschliessungsflächen theils aus Mauern, theils aus Glasfenstern bestehen.

Es sei $\mathfrak{F}$ die Mauerflächen, $\mathfrak{F}_1$ die Fensterflächen, k der Wärmedurchgangscoeffizient für die Mauer, k_1 der Coeffizient für den Durchgang der Wärme durch die Glasfenster, l die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Stunde durch die Ventilationseinrichtung dem Raum im erwärmten Zustand zugeführt, und in jeder Stunde abgeleitet wird, η die Temperatur der zugeleiteten Luft, T zur Zeit t die Temperatur der entweichenden Luft. Wir wollen auch noch annehmen, dass der Raum auch noch durch eine Ofenheizung stündlich W Wärmeeinheiten erhalte.

Unter diesen Umständen wird die Aufgabe durch folgende Gleichungen charakterisirt:

$$\frac{d\,u}{d\,t} = a\,\frac{d^2\,u}{d\,x^2} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

$$a = \frac{\lambda}{c_1\,\varrho} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

$$\left(\frac{d\,u}{d\,x}\right)_{x=\varepsilon} + \frac{\gamma_2}{\lambda}\,(\Theta - \mathfrak{T}) = 0 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} + \frac{\gamma_1}{\lambda}(T - \varDelta) = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

$$W\,dt + l\,c\,(\eta - T)\,dt - L\,c\,d\,T = (T - \varDelta)\,\gamma_1\,\mathfrak{F}\,dt + \mathfrak{F}_1\,k_1\,(T - \mathfrak{T})\,dt \quad (5)$$

Für $t = o$ soll sein $T = T_o$, $u = \varphi(x)$ . . . . . (6)

Der Gleichung (1) wird entsprochen, wenn man setzt:

$$u = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}x + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C} \cos \mu x + \mathfrak{D} \sin \mu x) \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Hieraus folgt, weil für $x = o$, $u = \varDelta$ und für $x = \varepsilon$, $u = \Theta$ werden soll:

$$\varDelta = \mathfrak{A} + \Sigma\, e^{-\beta t}\, \mathfrak{C} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

$$\Theta = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) \quad . \quad . \quad (9)$$

Durch Differenziation von (7) erhält man:

$$\frac{du}{dx} = \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t} \mu\, (\mathfrak{C} \sin \mu x - \mathfrak{D} \cos \mu x) \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

demnach:

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} = \mathfrak{B} + \Sigma\, e^{-\beta t} \mu\, \mathfrak{D} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} = \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t} \mu\, (\mathfrak{C} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Vermittelst dieser Ausdrücke (9) und (12) wird die Gleichung (3):

$$\left\{ \begin{aligned} & \mathfrak{B} - \Sigma\, e^{-\beta t} \mu\, (\mathfrak{C} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) \\ & + \frac{\gamma_2}{\lambda} \left[\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) - \mathfrak{T} \right] \end{aligned} \right\} = o$$

Da diese Gleichung für jeden Werth von t bestehen muss, hat man:

$$\mathfrak{B} + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,\varepsilon - \mathfrak{T}) = o \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

$$- \mu\, (\mathfrak{C} \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D} \cos \mu \varepsilon) + \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mathfrak{C} \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D} \sin \mu \varepsilon) = o$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \frac{\cos \mu \varepsilon + \dfrac{\gamma_2}{\lambda \mu} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \dfrac{\gamma_2}{\lambda \mu} \cos \mu \varepsilon} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Vermittelst (8) und (11) wird die Gleichung (4):

$$\mathrm{T} = \mathfrak{A} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t}\left(\mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) \quad \ldots \quad (15)$$

Das Differentiale dieses Ausdruckes nach t gibt:

$$\frac{d\,T}{d\,t} = -\Sigma\, e^{-\beta t}\beta\left(\mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) \quad \ldots \quad (16)$$

(15) und (16) in (5) eingeführt, findet man:

$$(\mathrm{W} + l\,c\,\eta + \mathfrak{F}_1 k_1 \mathfrak{T}) - (l\,c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)\left[\mathfrak{A} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mathfrak{B} + \Sigma e^{-\beta t}\left(\mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right)\right]$$
$$+ \mathrm{L}\,c\,\Sigma e^{-\beta t}\beta\left(\mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) + \gamma_1 \mathfrak{F}\left(\mathfrak{A} + \Sigma e^{-\beta t}\,\mathfrak{C}\right) = o$$

Da auch diese Gleichung für jeden Werth von t bestehen soll, so hat man:

$$\mathrm{W} + l\,c\,\eta + \mathfrak{F}_1 k_1 \mathfrak{T} - (l\,c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)\left(\mathfrak{A} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mathfrak{B}\right) + \gamma_1 \mathfrak{F}\mathfrak{A} = o \quad (17)$$

$$-(l\,c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)\left(\mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) + \mathrm{L}\,c\,\beta\left(\mathfrak{C} - \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\mathfrak{D}\right) + \gamma_1 \mathfrak{F}\mathfrak{C} = o$$

Hieraus folgt:

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\frac{\mathrm{L}\,c\,\beta - l\,c - \gamma_1 \mathfrak{F} - k_1 \mathfrak{F}_1}{\mathrm{L}\,c\,\beta - l\,c - k_1 \mathfrak{F}_1}$$

oder weil $\beta = a\,\mu^2$ ist:

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = \frac{\lambda}{\gamma_1}\mu\,\frac{\mathrm{L}\,c\,a\,\mu^2 - (l\,c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)}{\mathrm{L}\,c\,a\,\mu^2 - (l\,c + k_1 \mathfrak{F}_1)} \quad \ldots \quad (18)$$

Setzt man (14) gleich (18), so ergibt sich für μ die transcendente Gleichung:

$$\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = m = \mu\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\,\frac{\mu^2 - \dfrac{l\,c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1}{\mathrm{L}\,a\,c}}{\mu^2 - \dfrac{l\,c + k_1 \mathfrak{F}_1}{\mathrm{L}\,a\,c}} = \frac{\cos\mu\varepsilon + \dfrac{\gamma_2}{\lambda\mu}\sin\mu\varepsilon}{\sin\mu\varepsilon - \dfrac{\gamma_2}{\lambda\mu}\cos\mu\varepsilon} \quad (19)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\left.\begin{aligned} \frac{l\,c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1}{\mathrm{L}\,a\,c} &= b \\ \frac{l\,c + k_1 \mathfrak{F}_1}{\mathrm{L}\,a\,c} &= b_1 \end{aligned}\right\} \quad \ldots \ldots \quad (20)$$

so wird (19):

$$\mu\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\,\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} = \frac{1 + \dfrac{\gamma_2}{\lambda\mu}\,\mathrm{tang}\,\mu\varepsilon}{\mathrm{tang}\,\mu\varepsilon - \dfrac{\gamma_2}{\lambda\mu}} \quad \ldots \quad (21)$$

Hieraus folgt:

$$\mu\,\varepsilon \operatorname{tang} \mu\,\varepsilon = \frac{1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1}}{\mu\frac{\lambda}{\gamma_1}\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\gamma_2}{\mu\,\lambda}}\,\mu\,\varepsilon \quad \ldots \quad (22)$$

$$\mu\,\varepsilon \operatorname{tang} \mu\,\varepsilon = \frac{\mu^2\left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \left(b_1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\,b\right)}{\mu^2\frac{\lambda}{\gamma_1}(\mu^2 - b) - \frac{\gamma_2}{\lambda}(\mu^2 - b_1)}\,\mu^2\,\varepsilon \quad . \quad (23)$$

Nun handelt es sich abermals um die Einführung des Initial-Zustandes.

Behandelt man auch in diesem Falle die Differenzialgleichung nach dem von *Poisson* gelehrten und Seite 401 angewendeten Verfahren, so gelangt man auch hier zur Gleichung (38), Seite 402, und man findet, dass auch hier die in der grossen Klammer der Gleichung (38) enthaltenen trigonometrischen Ausdrücke verschwinden, dass dagegen

$$-\mu\,m_1 + \mu_1\,m = \mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1{}^2 - b}{\mu_1{}^2 - b_1}\right)$$

und man findet statt der Gleichung (41), Seite 403:

$$\frac{d}{d\,t}\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,d\,x = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,e^{-\beta\,t}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1{}^2 - b}{\mu_1{}^2 - b_1}\right) - a\,\mu_1{}^2\int_0^\varepsilon \xi\,X_1\,d\,x$$

Hieraus folgt:

$$\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,d\,x = +\,\Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{e^{-\beta\,t}}{\beta_1 - \beta}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1{}^2 - b}{\mu_1{}^2 - b_1}\right) + \mathfrak{H}\,e^{-\beta_1\,t}$$

Für $t = o$ soll $\mu = \varphi(x)$, mithin $\xi = \varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)$ werden, daher erhält man:

$$\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,d\,x = \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{1}{\beta_1 - \beta}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1{}^2 - b}{\mu_1{}^2 - b_1}\right) + \mathfrak{H}$$

Durch Elimination von $\mathfrak{H}$ folgt aus diesen zwei Gleichungen:

$$\int_0^\varepsilon X_1\,\xi\,d\,x = \left\{\begin{array}{l} \Sigma\,\mathfrak{D}\,\mathfrak{D}_1\,\frac{e^{-\beta\,t} - e^{-\beta_1 t}}{\beta_1 - \beta}\,\mu\,\mu_1\,\frac{\lambda}{\gamma_1}\left(\frac{\mu^2 - b}{\mu^2 - b_1} - \frac{\mu_1{}^2 - b}{\mu_1{}^2 - b_1}\right) \\ \qquad + e^{-\beta_1 t}\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B}\,x)]\,X_1\,d\,x \end{array}\right\}$$

Setzt man für das allgemeine β und μ die individuellen Werthe

β_1 und μ_1, so verschwindet das Summenglied welchem $\beta = \beta_1$ entspricht; wir erhalten daher:

$$\int_0^\varepsilon X_1 \xi_1 \, dx = e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] X_1 \, dx$$

und wenn man

$$X_1 = \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)$$

$$\xi_1 = e^{-\beta t} (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \mathfrak{D}_1$$

setzt,

$$\int_0^\varepsilon e^{-\beta_1 t} \mathfrak{D}_1^2 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x)^2 \, dx$$

$$= e^{-\beta_1 t} \int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] \mathfrak{D}_1 (m_1 \cos \mu_1 x + \sin \mu_1 x) \, dx$$

und hieraus folgt endlich:

$$\mathfrak{D} = \frac{\int_0^\varepsilon [\varphi(x) - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)] (m \cos \mu x + \sin \mu x)}{\int_0^\varepsilon (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, dx} \quad . \quad . \quad (24)$$

Aus den Gleichungen (13) und (17) findet man für $\mathfrak{A}$ und $\mathfrak{B}$ folgende Werthe:

$$\mathfrak{A} = \mathfrak{T} + \frac{\left(1 + \frac{\gamma_2}{\lambda} \varepsilon\right) (W + l c \eta - \mathfrak{T} l c)}{\left(1 + \frac{\gamma_2}{\lambda} \varepsilon\right) (l c + k_1 \mathfrak{F}_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)} \quad . \quad . \quad (25)$$

$$\mathfrak{B} = - \frac{\frac{\gamma_2}{\lambda} (W + l c \eta - \mathfrak{T} l c)}{\left(1 + \frac{\gamma_2}{\lambda} \varepsilon\right) (l c + k_1 \mathfrak{F}_1) + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} (l c + \gamma_1 \mathfrak{F} + k_1 \mathfrak{F}_1)} \quad . \quad . \quad (26)$$

Hiermit ist unsere Aufgabe in analytischer Hinsicht gelöst und es kommt nun weiter darauf an, die Lösung für praktische Rechnungen zu vereinfachen, was durch eine angenäherte Auflösung der transcendenten Gleichung geschehen kann.

Auflösung der transcendenten Gleichung. Diese Gleichung (23) ist:

$$\mu \varepsilon \operatorname{tang} \mu \varepsilon = \frac{\mu^2 \left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \left(b_1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1} b\right)}{\mu^2 \frac{\lambda}{\gamma_1} (\mu^2 - b) - \frac{\gamma_2}{\lambda} (\mu^2 - b_1)} \mu^2 \varepsilon \quad . \quad . \quad (23)$$

Alles was im vorhergehenden Problem über die Auflösung der transcendenten Gleichung (53), Seite 407, gesagt wurde, findet auf die vorliegende Gleichung seine Anwendung.

Wir dürfen annehmen, dass der Gleichung (23) ein Genüge geleistet wird, wenn man setzt:

$$\mu\,\varepsilon = (2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} + \zeta \quad \ldots\ldots \quad (27)$$

wobei ζ eine im Verhältniss zu $(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}$ kleine Grösse bezeichnet, und i jede ganze positive Zahl (Null mit eingeschlossen) bedeutet.

Nun ist:

$$\text{tang}\,\mu\,\varepsilon = \text{tang}\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} + \zeta\right] = -\,\text{Cotg}\,\zeta$$

Führt man diesen Werth von $\text{tang}\,\mu\,\varepsilon$ in die Gleichung (23) ein und setzt für μ, $(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}$, vernachlässiget demnach ζ, so findet man:

$$\left\{\begin{array}{c} -\,\text{Cotg}\,\zeta = (2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2} \times \\ \dfrac{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2\left(1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\right) - \left(b_1 + \frac{\gamma_2}{\gamma_1}\,b\right)}{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2 \frac{\lambda}{\gamma_1}\left\{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2 - b\right\} - \frac{\gamma_2}{\lambda}\left\{\left[(2\,i + 1)\,\frac{\pi}{2}\right]^2 - b_1\right\}} \end{array}\right\} \quad (28)$$

Diese Gleichung gibt annähernd den Werth der Korrektur ζ.

Das Erkalten. Betrachten wir nun den Vorgang der Abkühlung eines Raumes und der denselben einschliessenden Wände.

Die Abkühlung beginnt von dem Augenblick an, in welchem die Heizung aufhört, also von dem Augenblick an, in welchem die Luft des Raumes keine Wärme empfängt. Hat die Heizung, welche der Abkühlung vorherging, lange genug gedauert, so ist am Anfang der Abkühlung ein Beharrungszustand vorhanden, für welchen man hat, Tafel XVIII, Fig. 6,

$$W = (T_1 - \Delta_1)\,\gamma_1\,\mathfrak{F} = (\Theta_1 - \mathfrak{T})\,\gamma_2\,\mathfrak{F} = (\Delta_1 - \Theta_1)\,\frac{\lambda}{e}\,\mathfrak{F} \quad .\;. \quad (1)$$

woraus folgt:

$$\left.\begin{array}{l} T_1 = \mathfrak{T} + \dfrac{W}{\mathfrak{F}}\left(\dfrac{1}{\gamma_1} + \dfrac{1}{\gamma_2} + \dfrac{e}{\lambda}\right) \\ \Delta_1 = \mathfrak{T} + \dfrac{W}{\mathfrak{F}}\left(\dfrac{1}{\gamma_2} + \dfrac{e}{\lambda}\right) \\ \Theta_1 = \mathfrak{T} + \dfrac{W}{\mathfrak{F}\,\gamma_2} \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Während des Aktes der Abkühlung, d. h. nachdem derselbe durch die Zeit t gedauert hat, ist:

$$\frac{du}{dt} = a \frac{d^2 u}{dx^2} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (3)$$

$$a = \frac{\lambda}{c_1 \varrho} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} + \frac{\gamma_2}{\lambda}(\Theta - \mathfrak{T}) = o \quad \ldots \ldots \quad (5)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} + \frac{\gamma_1}{\lambda}(T - \varDelta) = o \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

$$- L\, c\, d\, T = (T - \varDelta)\, \gamma_1\, \mathfrak{F}\, dt \quad \ldots \ldots \ldots \quad (7)$$

Für $t = o$ ist $u_1 = \mathfrak{A} + \mathfrak{B}\, x \quad \ldots \ldots \ldots \quad (8)$

Der Gleichung (3) wird entsprochen, wenn man nimmt:

$$u = \mathfrak{M} + \mathfrak{N}\, x + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu x + \mathfrak{D}_1 \sin \mu x) \quad \ldots \quad (9)$$

$$\beta = a\, \mu^2 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

Für $t = \infty$ muss offenbar $u = \mathfrak{T}$ werden, demnach

$$\mathfrak{M} = \mathfrak{T}, \quad \mathfrak{N} = o$$

daher:

$$u = \mathfrak{T} + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu x + \mathfrak{D}_1 \sin \mu x) \quad \ldots \quad (11)$$

Hieraus folgt:

$$\varDelta = \mathfrak{T} + \Sigma\, e^{-\beta t}\, \mathfrak{C}_1 \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

$$\Theta = \mathfrak{T} + \Sigma\, e^{-\beta t} (\mathfrak{C}_1 \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D}_1 \sin \mu \varepsilon) \quad \ldots \quad (13)$$

$$\frac{du}{dx} = - \Sigma\, e^{-\beta t} \mu\, (\mathfrak{C}_1 \sin \mu x - \mathfrak{D}_1 \cos \mu x) \quad \ldots \quad (14)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=o} = + \Sigma\, e^{-\beta t}\, \mathfrak{D}_1\, \mu \quad \ldots \ldots \ldots \quad (15)$$

$$\left(\frac{du}{dx}\right)_{x=\varepsilon} = - \Sigma\, e^{-\beta t} \mu\, (\mathfrak{C}_1 \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D}_1 \cos \mu \varepsilon) \quad . \quad (16)$$

Die Gleichung (5) wird:

$$-\Sigma e^{-\beta t}\mu(\mathfrak{C}_1 \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D}_1 \cos \mu e) + \frac{\gamma_2}{\lambda}\left[\Sigma e^{-\beta t}(\mathfrak{C}_1 \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D}_1 \sin \mu \varepsilon)\right] = 0$$

$$-\mu(\mathfrak{C}_1 \sin \mu \varepsilon - \mathfrak{D}_1 \cos \mu \varepsilon) + \frac{\gamma_2}{\lambda}(\mathfrak{C}_1 \cos \mu \varepsilon + \mathfrak{D}_1 \sin \mu \varepsilon) = 0$$

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \cos \mu \varepsilon} \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (17)$$

Die Gleichung (6) wird:

$$\Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{D}_1 \mu + \frac{\gamma_1}{\lambda}\left(T - \mathfrak{T} - \Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{C}_1\right) = 0$$

$$T = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{C}_1 - \frac{\lambda}{\gamma_1}\,\Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{D}_1 \mu \quad . \; . \; . \quad (18)$$

Hieraus folgt durch Differenziation

$$\frac{dT}{dt} = -\Sigma e^{-\beta t}\beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\gamma_1}\,\Sigma e^{-\beta t}\beta \mu \mathfrak{D}_1 \quad . \; . \; . \quad (19)$$

(18) und (19) in (7) eingeführt, folgt:

$$-Lc\left(-\Sigma e^{-\beta t}\beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\gamma_1}\Sigma e^{-\beta t}\beta \mu \mathfrak{D}_1\right)$$

$$= \begin{pmatrix} \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{C}_1 - \frac{\lambda}{\gamma_1}\,\Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{D}_1 \mu \\ -\mathfrak{T} - \Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{C}_1 \end{pmatrix} \gamma_1 \mathfrak{F}$$

oder:

$$-Lc\left(-\Sigma e^{-\beta t}\beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\lambda_1}\Sigma e^{-\beta t}\beta \mu \mathfrak{D}_1\right) = \gamma_1 \mathfrak{F}\left(-\frac{\lambda}{\gamma_1}\Sigma e^{-\beta t}\mathfrak{D}_1 \mu\right)$$

$$-Lc\left(-\beta \mathfrak{C}_1 + \frac{\lambda}{\gamma_1}\beta \mu \mathfrak{D}_1\right) = -\mathfrak{F}\lambda \mathfrak{D} \mu$$

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \lambda \mu\left(\frac{1}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{Lc\beta}\right)$$

oder wegen $\beta = a \mu^2$:

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{Lac}\,\frac{1}{\mu}\right) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (20)$$

wegen (17) und (20) hat man:

$$\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} = \frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}} = m = \lambda\left(\frac{\mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F}}{Lac}\,\frac{1}{\mu}\right) = \frac{\cos \mu \varepsilon + \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \sin \mu \varepsilon}{\sin \mu \varepsilon - \frac{\gamma_2}{\lambda \mu} \cos \mu \varepsilon} \quad (21)$$

Dies ist die transcendente Gleichung für μ.

Die Gleichung (18) wird, wenn man für $\frac{\mathfrak{C}}{\mathfrak{D}}$ den Werth aus (20) einführt:

$$T = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \left(+ \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \mu \right)$$

$$T = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \left(+ \frac{\lambda \mu}{\gamma_1} - \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} \frac{1}{\mu} - \frac{\lambda}{\gamma_1} \mu^2 \right)$$

$$T = \mathfrak{T} - \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} \Sigma e^{-\beta t} \frac{\mathfrak{D}_1}{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (22)$$

Für $\mathfrak{D}_1$ findet man, wie beim Anheizen:

$$\mathfrak{D}_1 = \frac{\int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T})] \, (m \cos \mu x + \sin \mu x) \, d x}{\int_0^{\varepsilon} (m \cos \mu x + \sin \mu x)^2 \, d x} \quad \ldots \quad (23)$$

Dieses $\mathfrak{D}_1$ ist gleich $-\mathfrak{D}$, denn beim Anheizen steht eigentlich $\mathfrak{T} - (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x)$.

Weil hier wie beim Anheizen eine genügende Genauigkeit erreicht wird, wenn man von der Summe nur das erste Glied nimmt, für welches $i = o$, demnach $\mu \varepsilon = (2 i + 1) \frac{\pi}{2} = \frac{\pi}{2}$ ist, m dagegen sehr gross, und zwar $m = - \frac{\mathfrak{F} \lambda}{L a c} \frac{1}{\mu}$, so wird:

$$m \, \mathfrak{D}_1 = \frac{2}{\varepsilon} \int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x$$

$$\frac{\mathfrak{D}_1}{\mu} = - \frac{2}{\varepsilon} \frac{L a c}{\mathfrak{F} \lambda} \int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x$$

und nun wird:

$$u = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 \left(\frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{D}_1} \cos \mu x + \sin \mu x \right) = \mathfrak{T} + \Sigma e^{-\beta t} \mathfrak{D}_1 (m \cos \mu x + \sin \mu x)$$

$$u = \mathfrak{T} + \left[-\frac{2}{\varepsilon} \int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x \right] \cos \mu x \, e^{-\beta t}$$

$$T = \mathfrak{T} + \frac{2}{\varepsilon} \, e^{-\beta t} \int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x$$

$$\int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A} + \mathfrak{B} x - \mathfrak{T}) \cos \mu x \, d x = (\mathfrak{A} - \mathfrak{T}) \int_0^{\varepsilon} \cos \mu x \, d x + \mathfrak{B} \int_0^{\varepsilon} x \cos \mu x \, d x$$

$$= \frac{\mathfrak{A}-\mathfrak{T}}{\mu} \int_0^{\varepsilon} \cos \mu x \, d(\mu x) + \frac{\mathfrak{B}}{\mu^2} \int_0^{\varepsilon} \mu x \cos \mu x \, d(\mu x)$$

$$= \frac{\mathfrak{A}-\mathfrak{T}}{\mu} \sin \mu \varepsilon + \frac{\mathfrak{B}}{\mu^2} (\mu \varepsilon \sin \mu \varepsilon + \cos \mu \varepsilon - 1)$$

$$= \frac{(\mathfrak{A}+\mathfrak{B}\varepsilon-\mathfrak{T}) \sin \mu \varepsilon}{\mu} - \mathfrak{B} \frac{1-\cos \mu \varepsilon}{\mu^2}$$

oder wegen $\mu \varepsilon = \frac{\pi}{2}$, $\sin \mu \varepsilon = 1$, $\cos \mu \varepsilon = 0$:

$$\frac{2}{\varepsilon} \int_0^{\varepsilon} (\mathfrak{A}+\mathfrak{B}x-\mathfrak{T}) \cos \mu x \, dx = \left[\frac{\mathfrak{A}+\mathfrak{B}\varepsilon-\mathfrak{T}}{\frac{\pi}{2\varepsilon}} - \frac{\mathfrak{B}}{\left(\frac{\pi}{2\varepsilon}\right)^2} \right] \frac{2}{\varepsilon}$$

$$= \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A}+\mathfrak{B}\varepsilon-\mathfrak{T}-\frac{2\varepsilon}{\pi}\mathfrak{B} \right)$$

$$u = \mathfrak{T} + \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A}+\mathfrak{B}\varepsilon-\mathfrak{T}-\frac{2\varepsilon}{\pi}\mathfrak{B} \right) \cos \mu x \, e^{-\beta t}$$

$$u = \mathfrak{T} + \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A}+\mathfrak{B}\varepsilon-\mathfrak{T}-\frac{2\varepsilon}{\pi}\mathfrak{B} \right) \cos \frac{\pi}{2} \frac{x}{\varepsilon} \, e^{-a\left(\frac{\pi}{2\varepsilon}\right)^2 t}$$

$$T = \mathfrak{T} + \frac{4}{\pi} \left(\mathfrak{A}+\mathfrak{B}\varepsilon-\mathfrak{T}-\frac{2\varepsilon}{\pi}\mathfrak{B} \right) e^{-a\left(\frac{\pi}{2\varepsilon}\right)^2 t}$$

Die Dampfheizung.

Allgemeine Beschreibung der Einrichtung einer Dampfheizung. Die wesentlichen Bestandtheile einer Dampfheizung sind: 1) eine vollständige Dampfkesseleinrichtung zur Erzeugung des Wasserdampfes; 2) ein vertikales Standrohr, um den Dampf vom Kessel aus in die verschiedenen Stockwerke des zu heizenden Gebäudes zu leiten; 3) die Wärmeröhren, welche die Wärme des Dampfes an die Luft der Räume abgeben, die geheizt werden sollen.

Tafel XVIII., Fig. 7 und 8 zeigen einen Grund- und Aufriss der Einrichtung einer Dampfheizung für ein Fabrikgebäude. A ist der in einem Anbau aufgestellte Dampfapparat, a ist das Standrohr, b_1 b_2 b_3 sind die Wärmeröhren in den einzelnen Stockwerken, die je nach der Breite des Gebäudes in jedem Stockwerk aus zwei oder drei Zweigröhren bestehen. Das Standrohr a wird gewöhnlich mit Hanf oder Stroh umwickelt, weil dasselbe nur zur Fortleitung und Vertheilung, nicht aber zur Wärmeabgabe dient. Die Wärmeröhren b_1 b_2 b_3 .... liegen nicht horizontal, sondern haben vom Standrohr an eine schwache Steigung, so dass das Wasser, das sich durch die Condensation des Dampfes bildet, von selbst in den Dampfkessel zurückfliesst, so dass dem Kessel durch eine Handpumpe oder durch eine von der Transmission aus zu treibende Pumpe nur die geringe Wassermenge zu ersetzen ist, welche durch undichten Verschluss der Röhren verloren geht. Dies Standrohr wird jederzeit aus Gusseisen hergestellt, die Wärmeröhren wurden in früheren Zeiten zuweilen aus Kupfer gefertigt, werden aber gegenwärtig meistens aus Gusseisen oder zuweilen aus Schmiedeeisenblech hergestellt. Die Verbindung der Röhren geschieht nicht mit Muffen, sondern mit Flantschen. Die Wärmeröhren werden entweder in schmiedeeisernen Schleifen, Fig. 9, an die Decke gehängt oder in gusseiserne Träger, Fig. 10, gelegt, die an die Säulen der Arbeitssäle geschraubt werden. Diese Träger verdienen der Aufhängung in Schleifen vorgezogen zu werden. An den Enden der Wärmeröhren werden Hahnen angebracht, um die atmosphärische Luft, welche sich mit der Zeit in den Röhren ansammelt, durch den Dampf austreiben zu können, wenn die Anheizung beginnt. Die Wirkung des ganzen Apparates ist leicht zu verstehen. Die Wärme der Verbrennungsgase dringt durch die Kesselwände in den Dampfkessel ein und bewirkt die Verdampfung des Wassers. Jedes Wasseratom wird dabei mit einer Hülle von schwingendem Aether umgeben, diese Dampfdynamiden stossen sich wechselseitig ab, werden dadurch durch die Wärmeröhren getrieben, verlieren aber an den weniger warmen Wänden der Wärmeröhren ihre schwingende Bewegung, werden dadurch zu Wasser condensirt und fliessen als Wasserdynamiden in den Kessel zurück. Der Dampf trägt also die Wärme (die Aetherschwingung) nach den Wärmeröhren, um sie dort an die Wände abzugeben.

Diese Dampfheizung hat mehrere vortreffliche Eigenschaften: 1) die Uebertragung der Wärme nach dem zu erwärmenden Raum, so wie die Vertheilung derselben in dem Raum geschieht mit grösster Leichtigkeit in sehr vollkommener und gleichförmiger Weise, 2) Feuersgefahr ist durchaus nicht vorhanden, wenn der Kessel in einen besonderen Anbau verlegt und sonst in geeigneter Weise angelegt und behandelt wird, 3) der Brennstoffaufwand ist mässig, wenn der Kessel hinreichende Heizfläche hat, so dass die Verbrennungsgase in einem ziemlich abgekühlten Zustande in das Kamin entweichen. Die Nachtheile der Dampfheizung sind: 1) die Dampfheizung ist nicht wohl anwendbar, wenn die verschiedenen Räume eines Gebäudes ungleich erwärmt werden sollen, 2) die Dampfheizung gibt wenig Nachwärmung, denn wenn die Heizung im

Kessel aufhört, dauert die Erwärmung nur noch so lange fort, bis der im Kessel und in den Wärmeröhren enthaltene Dampf condensirt ist; 3) die Wärmeröhren sind eine Unzierde für solche Lokalitäten, in welchen gefälliges Ansehen gefordert wird; 4) die Einrichtung ist ziemlich kostspielig; 5) die Dampfheizung gibt keine Ventilation.

Regeln für die Anlage einer Dampfheizung. Die für die Anlage einer Dampfheizung zu bestimmenden Hauptdaten sind: 1) die Heizfläche oder Pferdekraft des Dampfkessels, 2) die Oberfläche der Wärmeröhren.

Nennt man:

W die Wärmemenge, welche stündlich zur Heizung der Lokalität erforderlich ist,

F die Heizfläche des Kessels,

f die Oberfläche der Dampfröhren,

t die Temperatur des Dampfes im Kessel und in den Röhren,

Δ die Temperatur, welche in dem zu erwärmenden Raum eintreten und dauernd vorhanden sein soll,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Kessel verlassen und in das Kamin eintreten.

Dies vorausgesetzt hat man, wenn der Dampfapparat ein Kesselapparat ist:

$$F = \frac{W}{23} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t}{T_1 - t}}{T_0 - T_1}$$

$$f = \frac{W}{12\,(t - \Delta)}$$

In der Regel ist für eine Dampfheizung zu setzen:

$$T_0 = 1000^\circ, \quad T_1 = 300^\circ, \quad t = 110^\circ, \quad \Delta = 14^\circ$$

und dann wird:

$$F = \frac{W}{10400}, \quad f = \frac{W}{1152}$$

Beispiel. Es sei ein Fabrikgebäude mit drei Stockwerken zu heizen. Die Flächen der Umfangsmauern, der Decke des obersten Stockwerkes und der Boden des untersten Stockwerkes machen zusammen 7600^{qm} aus. Die Oberfläche aller Fenster 760^{qm}. Die mittlere Mauerdicke sei $0{\cdot}60^m$ (Bruchstein). Die äussere Temperatur der Luft in den kältesten Wintertagen — 14°, die Temperatur in den Arbeitssälen soll + 14° sein, dann ist nach Seite 395:

$$k = \frac{1}{\frac{1}{\gamma_1} + \frac{1}{\gamma_2} + \frac{\varepsilon}{\lambda}} = 1{\cdot}16$$

demnach wird:

$$W = 1{\cdot}2\,[7600 \times 1{\cdot}16\,(14 + 14) + 760 \times 3{\cdot}66 \times (14 + 14)] = 389659$$

daher

$$F = \frac{389659}{11400} = 34{\cdot}2 \quad f = \frac{389659}{1152} = 338^{qm}$$

Beträgt die Länge sämmtlicher Dampfröhren $3\,(100 + 100) = 600^m$, so wird der Durchmesser $d = \frac{338}{600 \times 3{\cdot}14} = 0{\cdot}2^m$.

Wassercirkulationsheizung.

Fundamentalversuch, auf welchem die Wassercirkulationsheizung beruht. Nimmt man eine Glasröhre, welche die Form eines Rechteckes hat, Tafel XVIII., Fig. 11, füllt dieselbe mit Wasser, stellt sie vertikal aufrecht und erwärmt die Ecke a über einer Weingeistflamme, so entsteht in der Röhre eine Cirkulation des Wassers nach der Richtung der Pfeile. Die Cirkulation erfolgt anfangs langsam, dann schneller, nimmt aber zuletzt allmählig ab und hört ganz auf. Nimmt man aber einen in kaltes Wasser getauchten Schwamm und legt denselben an das Röhrenstück, in welchem der Strom niedergeht, so wird die Cirkulation wiederum lebhaft und dauert continuirlich fort, so lange die Flamme einerseits erwärmend, der Schwamm andererseits erkaltend fortwirkt.

Nimmt man eine lange in sich selbst zurückkehrende mit Wasser gefüllte Röhre, Fig. 12, windet einen Theil derselben spiralig zusammen und setzt diesen Theil in einen Ofen, lässt dagegen den übrigen Theil der Röhre durch Räume ziehen, in welchen eine niedrige Temperatur herrscht und die erwärmt werden sollen, so vertritt die Ofenheizung die Flamme des Fundamentalversuches, und kalte Luft der Räume ersetzt den erkaltenden Schwamm. Es entsteht also auch hier eine Cirkulation des Wassers in dem in sich selbst zurückkehrenden Rohr. Das Wasser verlässt nun die Röhre mit hoher Temperatur, cirkulirt durch die ausserhalb des Ofens befindlichen Röhrentheile, wird allmählig an den Wänden abgekühlt und kehrt in die im Ofen befindliche Spirale zurück, um neuerdings erwärmt zu werden und abermals eine zweite Cirkulation zu beginnen. Auf diesen Thatsachen beruhen die Wassercirkulationsheizungen, deren

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

es zwei Arten gibt, die wir Niederdruck- und Hochdruckheizung nennen wollen. Bei der Niederdruckheizung wird das Wasser im Ofen nur mässig bis zu circa 80° erwärmt, wird zur Erwärmung nicht ein Spiralrohr, sondern eine Art Kesselapparat angewendet und haben die Röhren, welche die Wärme des Wassers abgeben, einen Durchmesser von 6 bis 10^{cm}.

Bei der Hochdruckwasserheizung wird das Wasser im Ofen sehr stark erwärmt, herrscht im Innern der Röhre ein äusserst heftiger Druck von über 100 Atmosphären, geschieht die Erwärmung vermittelst einer spiraligen Röhre und besteht die ganze Cirkulationsröhre aus Röhren von nur $1{\cdot}5^{cm}$ innerem, dagegen 3^{cm} äusserem Durchmesser. Diese Hochdruckwasserheizung wurde zuerst von *Perkins* eingeführt.

Ursache der Cirkulation. Um für die Anordnung solcher Cirkulationsheizungen rationelle Regeln aufstellen zu können, muss man zuerst über die Ursache im Klaren sein, welche die Cirkulation hervorbringt und dauernd unterhält. Es muss ein motorischer Grund vorhanden sein, denn das Wasser erleidet insbesondere bei der Hochdruckwasserheizung an den Wänden der engen und ausgedehnten Röhren einen beträchtlichen, von der Geschwindigkeit der Cirkulation abhängigen Reibungswiderstand, der durch eine motorische Kraft überwunden werden muss. An Erklärungen hat es bisher nicht gefehlt, allein die bisher aufgestellten sind unrichtig.

Bereits *Perkins* war der Meinung, dass der Grund der Cirkulation in der Verschiedenheit des spezifischen Gewichtes der aufsteigenden und niedersinkenden Wassersäule zu suchen sei, allein diese Ansicht ist unrichtig, denn die Wassermenge, dem Gewicht nach, welche in einer bestimmten Zeit, z. B. in jeder Sekunde, aufsteigt, ist eben so gross als jene, welche in der gleichen Zeit niedersinkt. Die Wirkung, welche die niedersinkende Säule entwickelt, ist daher eben so gross als jene, welche die aufsteigende Säule konsumirt, bleibt also kein Ueberschuss zur Ueberwindung des grossen Reibungswiderstandes übrig.

Wenn die Differenz der spezifischen Gewichte der Wassersäulen die Ursache der dauernden Cirkulation des Wassers wäre, müsste die Geschwindigkeit der Cirkulation wesentlich vom Vertikalabstand des höchsten Punktes der Cirkulation über den niedrigsten Punkt derselben abhängen, würde daher eine Cirkulationsheizung zur Erwärmung eines thurmartigen Raumes ganz anders anzuordnen sein, als eine Cirkulationsheizung zur Erwärmung eines horizontalen kanalartigen Raumes. Dies ist aber, wie die Erfahrung gezeigt hat, nicht der Fall, es ist im Gegentheil erfahrungsgemäss, dass es auf die Art der Erstreckung des zu erwärmenden Raumes gar nicht ankommt, und dass nur allein wegen der Anheizung ein gewisser Höhenunterschied nothwendig ist.

Nach unserer Ansicht ist die Ursache der Cirkulation und der Ueberwindung des dabei vorkommenden starken Reibungswiderstandes in der Arbeit zu suchen, welche die Wärme des Ofens entwickelt, indem sie das in den Röhren enthaltene Wasser rasch ausdehnt. Denken wir uns eine Röhre a b, Tafel XVIII, Fig. 13, bei c d mit Schiesspulver, von d bis b mit schweren massiven und von a bis c mit leichten Hohlkugeln geladen. Wird das Pulver entzündet, so werden die schweren massiven Kugeln nach rechts, die leichten Hohlkugeln nach links aus der Röhre getrieben, allein der grösste Theil der Wirkungsgrösse, welche das Pulver während seiner Expansion entwickelt, geht in die leichten Kugeln über, und nur ein geringer Theil in die schweren, ja diese Wirkungsgrössen, welche die Kugeln aufnehmen, verhalten sich genau verkehrt wie die Massen derselben, ähnlich wie bei einer Geschützkugel und dem Geschützrohr. Dass dieses Beispiel zur Erklärung der Wassercirkulation deutlich ist, wird man wohl zugeben. An die Stelle des Pulvers tritt die ausdehnende Kraft der Wärme, welche im Ofen das Wasser erwärmt und ausdehnt. Die schweren und leichten Kugeln werden durch die kalte niedersinkende und durch die warme aufsteigende Wassersäule vertreten.

Einrichtung der Niederdruckheizungen. Bei dieser Heizmethode geschieht die Erwärmung des cirkulirenden Wassers nicht in Röhren, sondern in einem ganz mit Wasser gefüllten Gefäss, das wie ein gewöhnlicher Dampfkessel (cylindrisch mit halbkugelförmigen Enden) geformt und entweder in horizontaler Lage oder in vertikaler Stellung in einen Ofen eingesetzt und eingemauert wird Tafel XVIII., Fig. 14. Die Erwärmungsröhren sind aus Gusseisen, erhalten 6 bis 8^{cm} Durchmesser, beginnen an einem der höchsten Punkte des Kessels, durchziehen die zu erwärmenden Räume und treten zuletzt in einem der tiefsten Punkte der Kesselwand in den Kessel ein. Man kann je nach Umständen eine einzige oder mehrere Cirkulationen anbringen; meistens geschieht das letztere. Da die Temperatur des Wassers in den Wärmeröhren von dem Austrittspunkte a an bis an den Rückkehrpunkt b nach einem gewissen Gesetz abnimmt, so ist die Wärmemenge, welche ein Meter Röhrenstück m abgibt, abhängig von der Länge a m und nimmt in dieser Länge allmählig ab. Um aber dennoch wenigstens eine annähernd gleichmässige Erwärmung zu bewirken, wird jederzeit ein Vorlauf a c und ein Rücklauf c b übereinandergelegt, in welchem Falle die Summe der Temperaturen eines Punktes m im Vorlauf und des daneben befindlichen Punktes m_1 des Rücklaufes nahezu constant ist. Diese Summe würde vollkommen constant sein, wenn eine ganz gleichförmige Abnahme der Temperatur in der Röhre stattfände, was nicht der Fall ist, indem die Temperaturabnahme nach einem Exponentialgesetz erfolgt.

Diese Niederdruckheizungen werden vorzugsweise zur Erwärmung der Pflanzenhäuser gebraucht, und sind zu diesem Behufe sehr geeignet. Sie geben eine gleichförmige, mässige Erwärmung, können ohne Schwierigkeit dicht hergestellt und unterhalten werden, gewähren eine günstige Verwendung des Brennstoffes, haben aber insbesondere die für Treibhäuser sehr wesentliche Eigenschaft, dass sie wegen der grossen in den Röhren enthaltenen Wassermenge sehr lange nachwärmen, nachdem die Heizung des Kessels aufgehört hat. Wenn mit der Heizung Morgens um 5 Uhr begonnen und bis Abends 10 Uhr fortgesetzt wird, bleibt es die Nacht hindurch hinreichend warm.

Tafel XIX., Fig. 1 u. 2 zeigt die Einrichtung einer Niederdruckheizung eines Pflanzenhauses.

a ist der Dampfkessel, von demselben gehen vier Cirkulationen b_1 b_2 b_3 b_4 aus. Dieselben sind in gemauerte Kanäle gelegt, welche sich unter den Platten befinden, auf welche die Pflanzentöpfe gestellt werden.

Diese Wassercirkulationsheizung kann auch zuweilen zur Lufterwärmung benutzt werden. Tafel XIX., Fig. 3 zeigt ein Wassercirkulationscalorifer. a ist der Dampfkessel, b eine gemauerte Kammer, in welche bei c reine atmosphärische Luft eintritt, und nachdem sie erwärmt worden ist, durch die Oeffnung d nach einem Kanal entweicht, der sie nach ihrem Bestimmungsort leitet. In der Kammer sind die Cirkulationsröhren aufgestellt. Die Cirkulation erfolgt nach abwärts, die Luftströmung nach aufwärts, der Apparat ist daher ein Gegenstromapparat.

Diese Cirkulationsheizung kann auch zur Erwärmung von Wohngebäuden gebraucht werden. Tafel XIX., Fig. 4 zeigt eine solche Heizung. a ist der Dampfkessel, b_1 b_2 b_3 sind mit Wasser gefüllte Blechgefässe (Oefen), das Wasser geht durch die Röhren c c in die Höhe und durch die Röhren d d in den Kessel zurück.

Man kann auch Dampf- und Wasserheizungen combiniren. Diese Heizmethode ist in mehreren Krankenhäusern in Paris ausgeführt worden, die Einrichtung ist im Wesentlichen folgende. In jedem Stockwerk jedes Flügels des grossen Gebäudes ist ein Wassercirkulationsapparat aufgestellt, der aus einem Kessel a und aus den Cirkulationsröhren b c besteht, Fig. 5. Dieser Kessel wird aber nicht direkt geheizt, sondern es ist zu diesem Behufe im Kellerraum ein Dampfkessel aufgestellt, der mit einer den Kessel durchziehenden Dampfcirkulationsröhre versehen ist. Der Dampf steigt durch e auf, geht durch eine in dem Kessel angebrachte Spirale, erwärmt dadurch das Wasser, setzt es in b und c in Cirkulation, wird aber durch die Wärmeabgabe condensirt, und das Condensationswasser fliesst durch f in den Kessel zurück.

Diese Beispiele werden genügen, um die Anwendbarkeit dieser Niederdruckwasserheizung zu erkennen.

Heizfläche des Kessels und Oberfläche der Wärmeröhren für Niederdruckwasserheizungen.

Nennen wir:

W die Wärmemenge, welche stündlich zur Erwärmung des Raumes nothwendig ist,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost des Dampfkessels,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Kessel verlassen,

t_0 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser in den Kessel eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser den Kessel verlässt,

Δ die Temperatur, welche in dem zu erwärmenden Raum eintreten soll,

F die Heizfläche des Kessels,

f die Oberfläche der Wärmeröhren,

$k = 23$ den Wärmedurchgangscoeffizienten.

Sowohl der Vorgang der Wärmeübertragung an das Wasser, als auch jener der Erwärmung der Luft ist demjenigen analog, der bei einem sogenannten Kesselapparat statt findet; wir erhalten daher:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \dfrac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{T_0 - t_1}$$

$$f = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \dfrac{t_1 - \Delta}{t_0 - \Delta}}{t_1 - t_0}$$

In der Regel darf man für Niederdruckcirculationen setzen:

$$T_0 = 1000, \quad T_1 = 300, \quad t_0 = 40, \quad t_1 = 80, \quad \Delta = 14^\circ$$

und dann findet man:

$$F = \frac{W}{11500}, \quad f = \frac{W}{1000}$$

Es sei für ein Pflanzenhaus eine solche Heizung einzurichten:

Länge des Pflanzenhauses	100^{m}
Breite	10^{m}
Fläche des Bodens, der schiefen Decke, der Rückwand und der Erdfläche, zusammen	2840^{qm}
Glasfläche	800^{qm}
Temperaturdifferenz	+30°
Kontinuirliche Heizung, keine künstliche Ventilation.	
Mauerdicke (Bruchstein)	0·6^{m}

Wir dürfen die Wärmeverluste durch den Boden und die Decke so hoch anschlagen, als durch die Rückwand, dann haben wir Wärmeverluste durch Boden, Decke, Rückwand, Erdfläche:

$$30 \times 2840 \times 1{\cdot}16 \ldots\ldots = 98832$$

Wärmeverlust durch die Glasfläche:

$$30 \times 800 \times 3{\cdot}66 \ldots\ldots = 87840$$

Summe der Verluste . . . $W = 186672$

Wir erhalten daher:

$$F = \frac{186672}{11500} = 16^{qm}, \quad f = \frac{186672}{1000} = 187^{qm}$$

Nehmen wir vier Cirkulationen an, jede zu $2 \times 100 = 200^{m}$ Länge, so wird der Durchmesser der Röhren:

$$4\ d\ \pi\ 200 = 187, \quad d = 0{\cdot}072^{m}$$

Einrichtung der Hochdruckwassercirkulations-Heizungen. Eine solche Heizung besteht aus folgenden Theilen: 1) dem Spiralofen, welcher die Röhrenwindung enthält, die die Wärme der Verbrennungsgase aufzunehmen hat; 2) dem System der Wärme- oder Cirkulationsröhren, die die aufgenommene Wärme an den zu erwärmenden Raum abzugeben haben; 3) einem Sicherheits- und Nachfüllungsapparat, durch welchen die Röhren stets mit Wasser gefüllt werden, der aber auch ein Bersten der Röhren zu verhüten hat. Diese Bestandtheile der ganzen Einrichtung haben wir nun zu erklären.

Der Spiralofen wird aus feuerfesten Backsteinen aufgemauert und enthält zwei Kammern, die erste enthält den Rost und Feuerungsherd, die zweite ist zur Aufnahme der Spirale bestimmt. Die Cirkulation der Verbrennungsgase soll so geleitet werden, dass die

Bewegungsrichtung der Verbrennungsgase längs der Spirale jener des Wassers in der Spirale entgegengesetzt ist, so dass also ein Gegenstromapparat entsteht. Dies ist hier sehr wesentlich, indem das Wasser sehr stark erhitzt werden soll. Tafel XIX., Fig. 6 und 7 zeigt einen Spiralofen mit einer Spirale, Fig. 8 und 9 ist ein Spiralofen mit zwei in einander gewundenen Spiralen. Die Zeichnungen sind so klar, dass sie wohl keiner Erklärung bedürfen.

Das System der Wärmeröhren besteht gewöhnlich aus zwei Theilen. Ein Theil der Wärmeröhren wird gewöhnlich in kleinen im Boden angebrachten Kanälen längs den Umfassungsmauern der zu erwärmenden Räume hingeleitet. Diese Kanäle werden durch eiserne Gitterplatten gedeckt. Tafel XIX., Fig. 10 zeigt einen solchen Kanal mit Röhren. Ein anderer Theil der Röhren wird spiralig zusammengewunden und mit einem Gehäuse aus Eisenblech oder aus dünnen Gussplatten umgeben. Das Ganze bildet einen Wärmeofen, durch welchen in dem zu erwärmenden Raum so zu sagen ein Wärmecentrum entsteht, das reichlich Wärme liefert. Die Wärmeröhren der allgemeinen Cirkulation gehen nach dem Ofen, durchlaufen denselben und setzen dann ihren Weg weiter fort in andere Räume, welche ebenfalls Umlaufröhren und derlei Cirkulationsöfen erhalten können. Gewöhnlich richtet man diese Cirkulationsöfen in der Weise ein, dass man das Wasser durch dieselben cirkuliren oder neben vorbei leiten kann. Diese Oefen sind in den Figuren 11 bis 14 dargestellt. Fig. 11 und 12 ist ein Ofen mit nur einer Cirkulation, bei a tritt die Röhre ein, bei b tritt sie aus, bei c ist ein Zweiweghahn, der so gestellt werden kann, dass das Wasser durch alle Windungen gehen muss und zuletzt bei b austritt oder dass es blos die Krümmmung a c d b durchläuft. Fig. 13 und 14 ist ein Ofen mit zwei Windungen, jede derselben ist mit einem Zweiweghahn versehen. Fig. 15 zeigt die Einrichtung eines solchen Hahnes.

Der Apparat zur Versicherung gegen das Zerspringen der Röhren und zur Nachfüllung ist in Tafel XIX., Fig. 16 dargestellt. Derselbe wird über dem höchsten Punkt der Cirkulation aufgestellt. a ist ein Wassergefäss, b ist ein Rohr, das von dem höchsten Punkt der Cirkulation nach dem Wassergefäss geht, c ist ein Cylinder, in welchen ein unten kegelförmiger Stab gesteckt ist. Dieser Kegel dient als Ventil, er verschliesst die Mündung von b, e ist eine Belastung, die sich nach dem grössten Druck richtet, der in der Cirkulation eintreten darf, bei d, unmittelbar oberhalb des Kegelventils ist in der Wand von c eine Oeffnung, durch welche das Wasser aus b in das Gefäss a tritt, wenn der Druck den gestatteten Maximaldruck überschreitet und in Folge dessen das belastete Ventil gehoben wird, *f* ist ein kleines Ventilgehäuse, es enthält ein nach aufwärts sich öffnendes konisches Ventil. Der Raum oberhalb des Ventils komunizirt vermittelst des Röhrenstückes g mit b, der Raum unterhalb dieses Ventiles kommunizirt durch das krumme Röhrenstück h mit dem Wasserkasten. Wird stark geheizt, so dehnt sich das Wasser in der ganzen Cirkulation gewaltig aus und wenn der zulässige Maximaldruck überschritten ist, wird das Gewicht e gehoben und fliesst das Wasser durch die Oeffnung d in das Gefäss a. Wird der Druck schwach oder hört er ganz auf, so wird das Ventil in c geschlossen und wenn der obere Theil der Röhre b kein Wasser enthält, fliesst das Wasser des Gefässes a durch h *f* g nach b.

Die Cirkulationsröhren sind aus Schmiedeeisen geschweisst. Der innere Durchmesser beträgt nur $1{\cdot}25^{cm}$, der äussere $2{\cdot}5^{cm}$, die Metalldicke $0{\cdot}62^{cm}$. Diese Röhren vermögen im kalten Zustand einem Druck von 200 Atmosphären zu widerstehen. Die im Spiralofen liegenden Röhren werden wenigstens aussen rothglühend, wodurch ihre Festigkeit sehr abnimmt. Die Verbindung der Röhren geschieht durch Verschraubungen und ist bereits in dem ersten Band, Seite 246, erklärt worden. Um die verschiedenen Windungen, Winkel, Ecken etc. der Cirkulation zu bilden, sind verschiedenartig geformte Verbindungsstücke nothwendig. Winkelstücke Tafel XIX., Fig. 17 und 18, Hufeisenstücke Fig. 19, T Stücke Fig. 20, Kreuzstücke Fig. 21. Die Anfertigung dieser Röhren ist ein besonderer Fabrikationszweig, denn es sind sehr verschiedene ganz spezifische Maschinen und Ofeneinrichtungen nothwendig, um alle dabei vorkommenden Prozeduren gut und mit mässigen Kosten durckzuführen. Die Fabrik von Herrn *Haak* in Augsburg befasst sich mit der Herstellung von solchen Wasserheizungen und ist mit allen zur Anfertigung der Röhren nothwendigen Maschinen, Oefen und Einrichtungen wohl ausgerüstet.

Vorausgesetzt, dass eine solche Wasserheizung ganz gut, solide und vollkommen dicht hergestellt wird, gewährt dieselbe mancherlei Vortheile. Insbesondere kann man jede beliebige dem Zweck des Gebäudes entsprechende Wärmevertheilung bewirken, man braucht nur in jedem besonderen Raum des Gebäudes so viel Röhren anzubringen, als erforderlich sind, damit in diesem Raum die vorgeschriebene Temperatur eintritt.

Soll die Temperatur eines bestimmten Raumes des Gebäudes je nach Umständen höher oder tiefer gehalten werden, so bringt man in demselben zunächst eine Umlaufcirkulation an, die das Minimum der Erwärmung gibt, die in dem Raum eintreten darf und stellt noch einen Wärmeofen auf, in dem man so viel Röhren anbringt, dass das verlangte Maximum der Temperatur eintritt, wenn man das Wasser sowohl durch den Umlauf als auch durch den Ofen cirkuliren lässt.

Der allgemeinen Anwendung dieser Wasserheizung stehen vorzugsweise die Kosten der Anschaffung im Wege. Man darf rechnen, dass eine solche Heizung wegen jedes schuhlangen Röhrenstückes einen Gulden kostet, und kann hiernach erkennen, dass es eine sehr kostspielige Einrichtung ist. Hinsichtlich des Brennstoffaufwandes kann diese Heizung unmöglich günstig sein, denn die Röhren der Ofenspirale sind fast ganz glühend, die Verbrennungsgase der Feuerung entweichen daher mit einer sehr hohen Temperatur in das Kamin.

Von besonderer praktischer Wichtigkeit ist die Beantwortung der Frage, wie lang möglicher Weise eine einzelne Cirkulation sein darf. Es scheint, dass diese Länge sehr gross sein kann, weil die Röhren eine ungemein grosse Festigkeit gewähren. Wenn es die Längenausdehnung der Lokalität erfordert, darf man der Cirkulation eine Länge von 500^m geben, allein wenn es die Lokalität gestattet, ist es gewiss immer räthlicher, die Länge der einzelnen Cirkulation nicht so gross zu machen, und die erforderliche Grösse der Erwärmungsfläche durch zwei, drei oder durch noch mehr Cirkulationen hervorzubringen. Für Lokalitäten von ungemein grosser Horizontalausdehnung wird man veranlasst, mehrere vollständige Einrichtungen getrennt von einander aufzustellen.

Bestimmung der Länge der Cirkulationsröhren. Vorausgesetzt, dass der Spiralofen so eingerichtet wird, dass die Bewegungsrichtung der Verbrennungsgase jener des Wassers in der Spirale entgegengesetzt ist, kann man den Spiralofen als einen Gegenstromapparat ansehen. Das System der Wärmeabgaberöhren muss aber als ein Kesselapparat betrachtet werden.

Nennt man:

W die Wärmemenge, welche stündlich zur vollständigen Heizung des ganzen Gebäudes nothwendig ist,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Spiralofen verlassen,

t_0 die Temperatur, mit welcher das cirkulirende Wasser in die Spirale eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher das Wasser die Spiralröhren verlässt und in die Wärmeröhren eintritt,

Δ die Temperatur, welche in dem zu erwärmenden Raum eintreten soll,

F die *innere* Fläche der Spirale, L die Länge,

f die innere Fläche der Wärmeröhren, l die Länge,

$k = 23$ den Wärmedurchgangscoeffizienten, so hat man nach Seite 352:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)}$$

$$f = \frac{W}{k} \frac{\text{lognat} \frac{t_1 - \Delta}{t_0 - \Delta}}{t_1 - t_0}$$

In der Regel darf man für eine Hochdruckwasserheizung setzen:

$$T_0 = 1000, \quad T_1 = 300, \quad t_0 = 50, \quad t_1 = 150, \quad \Delta = 14$$

und dann wird:

$$F = \frac{W}{11300}, \quad f = \frac{W}{1720}, \quad f = 7\,F$$

Der innere Durchmesser der Röhren ist 0·0125, der äussere 0·025^m, es ist demnach $F = 0{\cdot}0125 \times 3{\cdot}142 \times L$, $f = 0.0125 \times 3{\cdot}142 \times l$, und es wird:

$$L = \frac{W}{425}, \quad l = \frac{W}{65} \text{ Meter.}$$

Um die Röhrenlänge zu bestimmen, welche erforderlich ist, um irgend einen speziellen Raum des Gebäudes bis zu einem vorgeschriebenen Grad zu erwärman, genügt es, wenn man die Rechnung in der Voraussetzung macht, dass in der ganzen Ausdehnung des Röhrenstückes, das diesen Raum zu erwärmen hat, die mittlere Temperatur $\frac{1}{2}(t_0 + t_1)$ statt findet.

Nennt man: W_1 die Wärmemenge, welche für die Heizung dieses speziellen Raumes nothwendig ist, f_1 die innere Fläche der zur Erwärmung des Raumes nothwendigen Wärmeröhren, Δ_1 die Temperatur, welche in dem Raum eintreten soll, so hat man:

$$k \left[\frac{1}{2}(t_0 + t_1) - \Delta_1\right] f_1 = W_1$$

$$f_1 = \frac{W_1}{k \left[\frac{1}{2}(t_0 + t_1) - \Delta_1\right]}$$

Für $k = 23$, $t_0 = 50^0$, $t_1 = 150^0$, $\Delta_1 = 14^0$ wird:

$$f_1 = \frac{W_1}{1978}, \quad l_1 = \frac{W_1}{78}$$

was nahe mit obigem Werth von f harmonirt.

Einrichtung einer Wasserheizung für einen Bahnhof. Wir wollen als Beispiel eine Hochdruckwasserheizung für einen kleineren Bahnhof berechnen und anordnen.

Tafel XIX., Fig. 22. A Wartsaal I. und II. Klasse, B Stiegenhaus, C Gepäckbureau, D Billetbureau, E Dienerzimmer, F Wartsaal III. Klasse. Im oberen Stockwerk ist die Wohnung des Bahnhofdirektors und wird durch Oefen geheizt. Man darf aber annehmen, dass in der Regel nur das Wohnzimmer geheizt ist, dass also durch die Decken des unteren Stockwerkes Wärme verloren geht. B wird nicht geheizt. Die Fläche eines Fensters beträgt 3^{qm}, die Höhe der Säle $4{\cdot}5^m$. Man findet:

Lokalität	Abkühlungsflächen			
	Boden	Decke	Wände	Fenster
A	80	80	141	21
C	25	25	29	3
E	25	25	29	3
D	49	49	51	12
F	80	80	141	21

Die Wärmeverluste berechnen wir unter folgenden Voraussetzungen: 1) Temperaturdifferenz innerhalb und ausserhalb des Gebäudes 25^0; 2) Heizung nur bei Tag, demnach Coeffizient wegen unterbrochener Heizung gleich 1·2; 3) Werthe von k für Boden und Decke $k = 0{\cdot}225$, für Wände 1·16, für die Fenster 3·66; 4) Länge der Spirale $\frac{W}{425}$; 5) Länge einer Wärmeröhre $\frac{W}{65}$.

Man findet die in nachstehender Tabelle enthaltenen Resultate:

Lokalität	Wärme-verluste	Länge der Wärmeröhren
A	8043	124
C	1625	25
E	1625	25
D	3663	57
F	8043	124
Summe	22999	355

Für die Disposition der Heizung ergibt sich nun Folgendes: Länge der Spirale $\frac{22999}{425} = 54^m$, Totallänge aller Wärmeröhren 355^m. Zwei Umfänge der Lokalitäten A und F haben eine Länge von 72^m; jede dieser Lokalitäten kann also hinreichend geheizt werden, entweder indem man den Röhrenstrang (Vor- und Rücklauf) zwei mal am Umfang herumleitet oder indem man den Röhrenstrang nur einmal herumleitet und den Rest von $124 - 72 = 52^m$ in einem Wärmeofen anbringt. Die Lokalitäten C und E haben 21^m Umfang, ein einfacher Umlaufstrang ist also zur Heizung derselben mehr als genügend. Die Lokalität D hat 28^m Umfang, ein einfacher Umlaufstrang ist also auch hier genügend.

Der Spiralofen, Fig. 22, befindet sich im Keller unter a. Der Strang tritt bei α in A ein, geht herum, dann durch den Wärmeofen a, hierauf durch den kleinen Wärmeofen bei c, dann um die Lokalität D herum oder auch noch durch die Mitte d_1, wodurch diese Leitung etwas länger ausfällt, als sie nach der Rechnung sein müsste, was aber nicht zu tadeln ist, indem insbesondere das Billetbureau gut geheizt werden soll. Aus D geht der Strang nach dem Ofen e und dann in den Ofen f, endlich um F herum und endigt bei ζ.

Da die ganze Cirkulation, Spirale und Wärmeröhren, nahe 400 Meter lang ist und jeder Meter zu 3 Gulden in Anschlag gebracht werden kann, so betragen die Kosten der Einrichtung circa 1200 Gulden, was gewiss nicht billig ist.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Ofenheizung.

Einleitendes. Der Ofen ist ein Verbrennungsapparat, welcher in dem Raum aufgestellt wird, welcher erwärmt werden soll. Die Wärme der Verbrennungsgase entweicht durch die Oberfläche des Ofens direkt in die zu erwärmende Luft, und zwar theils durch Ausstrahlung, theils durch Leitung. Die Haupttheile eines Ofens sind das aus Eisenblech, aus Gusseisen oder aus gebrannter Erde bestehende Verbrennungsgehäuse und das Ofenrohr aus Eisenblech, das jedoch zuweilen weggelassen wird. Die Heizung des Ofens geschieht zuweilen von aussen, gewöhnlich aber von innen. Bei einer guten Ofeneinrichtung kommen folgende Theile vor: 1) ein Aschenkasten, der so eingerichtet ist, dass durch denselben mehr oder weniger Luft unter den Rost geleitet werden kann; 2) die durch eine Thüre verschliessbare Einfeuerungsöffnung, durch welche der Brennstoff auf den Rost gebracht wird; 3) eine der Beschaffenheit des Brennstoffes angemessene Rosteinrichtung; zuweilen fehlt der Rost, was aber fehlerhaft ist, indem eine vollständige Verbrennung des Brennstoffes nur bewirkt werden kann, wenn die Luft, welche die Verbrennung bewirkt, nicht oberflächlich über den Brennstoff hinstreicht, sondern von unten herauf durch die Brennstoffmasse getrieben wird; 4) ein Ofenrohr, welches vorzugsweise die Bestimmung hat, dass gleich beim Beginn der Einheizung eine spürbare Erwärmung des Raumes veranlasst wird. Die wesentlichen Bedingungen einer guten Ofeneinrichtung bestehen darin, dass alles in Anwendung gebracht wird, was zu einer sehr vollkommenen Verbrennung des Brennstoffes hinwirkt und dass ferner der Ofen mit Einschluss des Ofenrohrs eine hinreichend grosse Wärmeausstrahlungsoberfläche darbietet. Eine ordentliche Rosteinrichtung mit geeigneter Luftzuführung und genügender Oberfläche zur Wärmeabgabe ist daher das Wesentliche; auch ist das Gegenstromprinzip zu beachten. Eiserne Oefen geben eine rasche Hitze, kühlen den Rauch gut ab, erfordern eine geringe Heizfläche, nehmen ein kleines Volumen ein, kühlen aber sehr rasch ab, so wie das Feuer in denselben erloschen ist, müssen daher, wenn eine gleichförmige, fortdauernde Erwärmung gefordert wird, fort und fort mit kleinen Quantitäten Brennstoff gespeist werden. Eiserne Oefen sind daher in den Fällen geeignet, wenn nicht eine gleichförmige Erwärmung gefordert wird, sondern wenn im Gegentheil nur zu bestimmten Stunden des Tages vorübergehend eine reichliche Erwärmung eintreten soll. Indessen, wenn man diese eisernen Oefen innen dick mit Lehm bestreicht oder bei grösseren Dimensionen mit Backsteinen ausmauert, so nähert sich ihre Wirkung jener der Oefen aus gebrannter Erde. Um die unangenehme Wirkung der heftigen Wärmestrahlung der eisernen Oefen zu beseitigen, ist die Anwendung eines Ofenschirmes oder eines Blechmantels angemessen.

Die Oefen aus gebranntem Thon erwärmen sich langsam, geben aber, wenn einmal die Erwärmung eingetreten ist, eine milde, gleichmässige und nachhaltige Erwärmung, ohne belästigende Ausstrahlung und ohne Geruch zu verursachen, der bei eisernen Oefen durch Verbrennen von Staub entsteht, wenn sie rasch geheizt werden. Diese Thonöfen erfordern aber eine grössere Wärmefläche und nehmen einen grösseren Raum ein. Ein Blechrohr ist bei denselben nothwendig, damit gleich während des Anheizens einige Erwärmung entsteht. Hieraus geht hervor, dass diese Thonöfen den eisernen Oefen vorzuziehen sind, wenn eine andauernde gleichförmige Erwärmung gefordert wird, wie dies insbesondere für Wohnzimmer gewünscht wird. Bei beiden Arten von Oefen ist die innere Heizung der äusseren vorzuziehen, weil die erstere eine reichliche Ventilation verursacht und es auch in der Regel wünschenswerth ist, dass die Nachfeuerung durch die Personen, welche sich im Zimmer aufhalten, geschehen kann. Die äussere Heizung ist jedoch in den Fällen vorzuziehen, wenn es gewünscht wird, dass das Zimmer von dem dienenden Personal nicht betreten wird, und wenn Brennstoff angewendet wird, der einen unangenehmen Geruch verursachen kann, also bei Torfheizung. Auch ist diese äussere Heizung am Platze, wenn eine künstliche Ventilation herbeigeführt wird. Die Einrichtung der Oefen richtet sich auch nach dem Brennstoff, mit welchem geheizt wird. Die Wahl desselben wird im Allgemeinen durch die Preise bestimmt. Wenn der Preisunterschied zwischen Steinkohlen und Holz nicht gross ist, ist die Holzfeuerung wegen ihrer grösseren Reinlichkeit und leichteren Bedienung der Oefen vorzuziehen, eben so auch, wenn nur die Annehmlichkeit, die Kosten aber nicht besonders in Anschlag zu bringen sind.

Alle Ofenheizungen haben die nachtheilige Eigenschaft, dass sich die von dem Ofen ausgehende Wärme nicht gleichförmig durch die Räume verbreitet. Die Strahlung, wie auch die Leitung der Wärme bringen Erwärmungen hervor, bei welchen die Temperatur vom Ofen weg ziemlich rasch abnimmt. Eine gleichförmige Vertheilung der Wärmemenge durch den ganzen Raum kann nur bewirkt werden, wenn eine lebhafte Luftcirkulation herbeigeführt werden kann. Grössere Räume, z. B. Versammlungssäle, Hörsäle erfordern deshalb die Anwendung mehrerer Oefen.

BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Heizfläche der Oefen. Die Heizfläche eines Ofens besteht aus denjenigen Theilen der Wandungen, welche einerseits im Innern mit den Verbrennungsgasen, andererseits aussen mit der Luft des zu erwärmenden Raumes in Berührung stehen. Bei einem gewissen Volumen des Ofens erhält man durch Anwendung von engen Röhren die grösste Heizfläche. Die Grösse der Heizfläche richtet sich theils nach der Konstruktion des Ofens, nach dem Brennmaterial, insbesondere aber nach dem Material, aus welchem der Ofen besteht. Die gusseisernen Oefen erfordern die kleinste Heizfläche, Oefen aus Eisenblech eine beträchtlich grössere, Thonöfen die grösste Heizfläche. Nach den Erfahrungen von *Peclet* sind die Wärmemengen, welche *Ein* Quadratmeter Heizfläche stündlich abgibt, 1) für Oefen aus gebrannter Erde 1600 Wärmeeinheiten, 2) für Oefen aus Gusseisen 4000 Wärmeeinheiten, 3) für Oefen aus Eisenblech 1500 Wärmeeinheiten. Nennt man also W die Wärmemenge, welche stündlich zur Erwärmung eines Raumes erforderlich ist, F die Heizfläche des Ofens in Quadratmetern, so hat man:

a) für Oefen aus gebrannter Erde $F = \frac{W}{1600}$

b) für Oefen aus Gusseisen . . $F = \frac{W}{4000}$

c) für Oefen aus Eisenblech. . $F = \frac{W}{1500}$

Die Anwendung dieser Regel mag durch folgende Beispiele erklärt werden.

1) Es soll eine Ofenheizung für ein Studirzimmer angeordnet werden:

Tiefe des Zimmers	7^m
Breite	$3{\cdot}6^m$
Höhe	4^m
Fensterfläche	$4{\cdot}8^{qm}$

Nicht nur die Umfassungsmauern, auch Boden und Decke sollen Wärmeverluste verursachen.

Grösste Temperaturdifferenz an den kältesten Wintertagen .	30°
Fläche der Umfassungswände nach Abzug der Fensterfläche	79^{qm}
Fläche der Decke und des Bodens	50^{qm}

Wärmeverlust durch Decke und Boden:

$1{\cdot}2 \times 30 \times 50 \times 0{\cdot}225$ . . , 403 Wärmeeinheiten

Wärmeverlust durch die Umfangsflächen:

$1{\cdot}2 \times 30 \times 79 \times 1{\cdot}16$ . . . 2232 „

Wärmeverlust durch die Fensterfläche:

$1{\cdot}2 \times 30 \times 4{\cdot}8 \times 3{\cdot}66$ . . . 632 „

Summe der Verluste . . . . 3267 Wärmeeinheiten

Wir wählen einen Ofen aus gebrannter Erde mit einem Ofenrohr von Blech:

Länge des Rohres	3m
Durchmesser	0·16
Fläche des Rohres	1·5qm
Heizfläche des Ofens $\frac{3267}{1600}$	2qm
Höhe des Ofens	1·5m
Durchmesser des Ofens (rund)	0·43m

2) Es soll ein grösserer Hörsaal mit Oefen geheizt werden:

Breite des Saals		16m
Länge		20m
Höhe		5m
Fenster	Anzahl	10
	Breite	1·5
	Höhe	2·5
Temperaturdifferenz		30°

Es wird nur in einzelnen Stunden geheizt.

Coeffizient wegen unterbrochener Heizung . . . 1·5

Die Umfassungswände, der Boden und die Fensterflächen verursachen Wärmeverluste, die Decke nicht.

Boden	$1·5 \times 30 \times 320 \times 0·225 =$	3240
Wände	$1·5 \times 30 \times 313 \times 1·16 =$	16338
Fenster	$1·5 \times 30 \times 37·5 \times 3·66 =$	6176
	Summe der Verluste	25754
Ab Wärmeentwicklung durch 200 Menschen	$200 \times 48 =$	9600
		16154

Wir nehmen zwei gusseiserne Oefen, demnach:

Oberfläche eines Ofens $\dfrac{\frac{1}{2} \times 16154}{4000}$	2qm
Höhe eines Ofens	1·5m
Durchmesser	0·5m

Beschreibung einiger Oefen. Der Oefen gibt es eine Unzahl. In dem Werke von *Peclet* sind viele derselben auf den Tafeln 69 bis 75 abgebildet. Wir wollen nur einige derselben angeben.

Tafel XX., Fig. 1. Gusseiserner Ofen ohne Cirkulation mit Ofenrohr. Diese Oefen werden bekanntlich sehr viel angewendet. Gibt man ihnen die gehörige Heizfläche, so geben sie leidliche Resultate.

Tafel XX., Fig. 2. Ofen von gebrannter Erde mit zwei Röhren und einem Ofenrohr von Eisenblech. Diese Oefen sind für Wohnzimmer ganz geeignet.

Tafel XX., Fig. 3. Schwedischer Ofen mit inneren Scheidewänden. Diese Oefen sind fehlerhaft, die inneren Scheidewände sind nicht Heizflächen und der Zickzackgang der Luft erschwert den Zug.

Tafel XX., Fig. 4. Blechofen mit inneren Röhren und mit einem Blechmantel.

Tafel XX., Fig. 5. Steinkohlenofen mit umgekehrter Heizung. Der Ofen enthält drei concentrische Wandungen; das innere konische Gefäss enthält den Rost und ist oben mit einem Deckel geschlossen, der mit Spaltöffnungen versehen ist, durch welche die zum Verbrennen nothwendige atmosphärische Luft eintritt. Der Raum zwischen der äusseren und mittleren cylindrischen Wandung ist mit vertikalen Scheidewänden versehen, wodurch Kanäle entstehen, die abwechselnd oben und unten miteinander kommuniziren und von den Verbrennungsgasen durchströmt werden, um zuletzt durch b nach dem Kamin zu entweichen. Die zu erwärmende Luft tritt durch die Oeffnungen c c c ein, steigt zwischen der inneren und mittleren Wandung in die Höhe und strömt oben in das Zimmer aus. Diese Wandungen zwischen 1, 2, 3, 4 sind ganz unnütz.

Tafel XX., Fig. 6. Blechofen mit Mantel. Der eigentliche Blechofen, welcher den Rost enthält, ist von einem Mantel umgeben. Die zu erwärmende Luft tritt unten durch die Oeffnungen a a ein, steigt in den Raum zwischen dem Ofen und dem Mantel auf und tritt oben durch die Oeffnungen b in das Zimmer.

Tafel XX., Fig. 7. Ofen mit Ventilation. Die kalte Luft tritt von aussen bei a in den Ofen b ein, die Verbrennungsgase entweichen durch c d nach dem Kamin. Dieses Rohr c d ist von einem zweiten c_1 d_1 umgeben, das bei *f* in das Zimmer mündet. Die unreine Luft entweicht durch *f* und durch den Raum zwischen c d und c_1 d_1 nach dem Kamin.

Luftheizung mit natürlicher Ventilation.

Einleitendes. Bei dieser Heizung wird reine atmosphärische Luft in einem Lufterwärmungsapparat, der ausserhalb des zu erwärmenden Raumes aufgestellt wird, erwärmt und durch Röhren oder Kanäle in den zu erwärmenden Raum geleitet. Die unreine Luft wird durch Oeffnungen in der Decke oder in der Höhe der Wände abgeleitet. Diese Heizung kann für Kirchen, Versammlungssäle gebraucht werden. Die dabei in Anwendung kommenden Lufterwärmungsapparate werden Calorifer genannt; sie werden meistens im Souterrain aufgestellt und die Erwärmung der Luft geschieht entweder direkt durch die Verbrennungsgase (Luftcalorifer) oder durch Wassercirkulation oder auch durch Wasserdampf. Die Calorifer mit Wassercirkulation geben die angenehmste Wärme, weil bei denselben die reine atmosphärische Luft nicht leicht zu stark erhitzt wird, daher keinen üblen Geruch verursacht, gewöhnlich werden jedoch Luftcalorifer angewendet, in welchem Falle man sich vor einer zu starken Erhitzung des Calorifers zu hüten hat; auch ist es gut, wenn man in den Cirkulationskanälen offene mit Wasser gefüllte Schalen aufstellt, damit die zugeleitete Luft nicht zu trocken ist. Wir wollen zunächst die Einrichtung einiger Calorifer erklären.

Beschreibung einiger Calorifer. Tafel XX., Fig. 8 ist ein Luftcalorifer mit kurzen vertikal stehenden gusseisernen Wärmeröhren. a ist die Heizkammer mit Rost, $b_1\ b_2\ b_3$ ist die Röhrenkammer. Sie ist durch zwei gusseiserne Platten in drei Räume $b_1\ b_2\ b_3$ getheilt; in die untere Abtheilung tritt durch die Oeffnungen $\beta\,\beta\,\beta$ die reine kalte zu erwärmende atmosphärische Luft ein, die Abtheilung b_2 enthält die Wärmeröhren, sie werden durch die untere Platte getragen und vermitteln eine Kommunikation zwischen den Räumen b_1 und b_3. Die kalte Luft geht durch diese Röhren, kommt im erwärmten Zustande in b_3 an und strömt dann durch das Rohr c nach dem zu erwärmenden Raum. Die Verbrennungsgase winden sich zwischen den Heizröhren durch und gelangen durch den Kanal d nach dem Kamin e. Diese Disposition ist zwar sehr einfach, hat aber ihre Mängel. Es ist kein Gegenstromapparat, sondern die Ströme von kalter und warmer Luft durchkreuzen sich unter einem rechten Winkel. Da jedoch bei derlei Heizungen die Luft nicht stark erwärmt wird, so ist ein Gegenstrom nicht so nothwendig.

Tafel XX., Fig. 9 u. 10 ist ein Calorifer mit horizontal liegenden Röhren. Die Röhren bilden hier vertikale Wände, in jeder Wand liegen sie dicht aufeinander. Die Verbrennungsgase strömen an den Röhrenwänden auf und ab. Die kalte Luft tritt durch die mit Registern versehenen Oeffnungen a a ein, gelangt in die Kammer b, geht durch die Wärmeröhren, sammelt sich in der Kammer c und entweicht durch das Rohr d nach dem zu erwärmenden Raum. Auch bei dieser Disposition ist kein Gegenstrom vorhanden.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Tafel XX., Fig. 11 ist ein Luftcalorifer mit bogenförmigen Röhren; es ist ein Gegenstromapparat. a c sind zwei weitere horizontale Röhren, sie sind durch eine Reihe von bogenförmigen Röhren b in Verbindung gesetzt. Die zu erwärmende Luft tritt an einem der beiden Enden der Röhre a in diese Röhre ein, durchläuft die Bogenröhren b, sammelt sich in c und strömt durch eines der Enden dieser Röhre nach dem zu erwärmenden Raum. Dieses Röhrensystem ist in der Weise eingemauert, dass die Verbrennungsgase durch mehrere Oeffnungen d in die linke Seite des bogenförmigen Kanals e_1 e_2 e_3 gelangen, welcher die Röhren b enthält, dann durch diesen Kanal strömen und zuletzt durch die Oeffnungen *f* in den Raum g gelangen, aus welchem sie nach dem Kamin entweichen. Man sieht, dass hier ein Gegenstrom vorhanden ist. Dieser Calorifer ist daher sehr geeignet, wenn die Luft auf eine hohe Temperatur gebracht werden soll.

Tafel XX., Fig. 12 ist ein Luftcalorifer, der ähnlich wie ein Lokomotivkessel disponirt ist. a ist die Heizkammer, b die Röhrenkammer, c die Rauchkammer. Die Röhren liegen mit ihren Enden in zwei gusseisernen Platten b_1 b_2, die Verbrennungsgase gehen aus der Heizkammer durch die Röhren nach der Rauchkammer und von da durch den Kanal d nach dem Kamin. Die zu erwärmende Luft tritt durch die Oeffnungen *f* ein, bestreicht die Wärmeröhren und entweicht durch die Oeffnung g nach dem Rohr h, durch welches sie nach dem zu erwärmenden Raum gelangt. Es ist annähernd ein Gegenstromapparat.

In dem Werke von *Peclet* findet man auf den Tafeln 76 bis 86 eine grosse Anzahl von Calorifers abgebildet und im Text beschrieben. Darunter kommen sehr komplizirte Anordnungen vor, die jedoch keine besseren Leistungen hervorbringen können, als die im Vorhergehenden beschriebenen einfachen Röhrenapparate.

Tafel XX., Fig. 13 zeigt einen Calorifer mit Wassercirkulation. a ist ein cylindrischer Kessel, ähnlich einem gewöhnlichen Dampfkessel, b ein Standrohr, c ein Spiralrohr, das oben durch die Röhre d mit dem Standrohr, unten durch die Röhre e mit dem Kessel kommunizirt. Dieses Cirkulationssystem ist ganz mit Wasser gefüllt. Das Spiralrohr c befindet sich in einer gemauerten Kammer *f*, in welche die reine zu erwärmende Luft unten bei g durch die Oeffnungen eintritt, dann in der Kammer längs der Spirale aufsteigt und zuletzt oben durch die Oeffnung h in den Kanal entweicht, der nach dem zu erwärmenden Raum führt.

Tafel XX., Fig. 14 ist ein Calorifer mit Dampfheizung. a ist ein gewöhnlicher Dampfkessel, b ist ein Bündel von vertikalen

Röhren, die oben in die Kappe c, unten in das Becken c_1 einmünden. c und c_1 kommuniziren vermittelst der Röhren d und d_1 mit dem Dampfraum des Kessels.

Heizfläche der Calorifer. Zur Berechnung der Heizfläche der verschiedenen Calorifer hat man folgende Regeln.

A. *Luftcalorifer mit gusseisernen Röhren und mit Gegenströmen.*

Es sei:

W die Wärmemenge, welche stündlich an die zu erwärmende Luft abgegeben werden soll,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase den Heizapparat verlassen,

t_0 die Temperatur der reinen kalten Luft, welche erwärmt werden soll,

t_1 die Temperatur, bis zu welcher die Luft erwärmt werden soll,

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich erwärmt wird,

$k = 14$ der Wärmedurchgangscoeffizient für den Durchgang aus Luft durch eine Wand von Gusseisen in Luft,

F die Oberfläche sämmtlicher Röhren des Apparates,

so hat man:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{T_0 - T_1 - (t_1 - t_0)}$$

$$L = \frac{W}{0{\cdot}237\ (t_1 - t_0)}$$

Nehmen wir: $T_0 = 1000$, $T_1 = 300$, $t_0 = -10^\circ$, $t_1 = +20^\circ$, so wird:

$$F = \frac{W}{8530}$$

$$L = \frac{W}{7{\cdot}11}$$

B. *Calorifer mit Wassercirkulation.*

(Gegenstromeinrichtung.)

Nennt man:

W die Wärmemenge, welche stündlich geliefert werden soll,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase in das Kamin entweichen,

t_0 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser in den Kessel eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher das Cirkulationswasser aus dem Kessel tritt,

$\varDelta_0$ die Temperatur der äusseren atmosphärischen Luft,

$\varDelta_1$ die Temperatur, bis zu welcher die Luft erwärmt werden soll,

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich erwärmt werden soll,

$k = 23$ den Wärmedurchgangscoeffizienten aus Luft in Wasser oder aus Wasser in Luft,

F die Heizfläche des Kessels,

F_1 die Oberfläche der Spiralröhren,

so hat man:

$$F = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_1}}{T_0 - T_1}$$

$$F_1 = \frac{W}{k} \frac{\operatorname{lognat} \frac{t_1 - \varDelta_1}{t_0 - \varDelta_0}}{t_1 - t_0 - (\varDelta_1 - \varDelta_0)}$$

$$L = \frac{W}{0{\cdot}237\,(\varDelta_1 - \varDelta_0)}$$

Setzen wir: $T_0 = 1000$, $T_1 = 300$, $t_0 = 40^\circ$, $t_1 = 80^\circ$, $\varDelta_0 = -10^\circ$, $\varDelta_1 = +20^\circ$, so finden wir:

$$F = \frac{W}{11500},\quad F_1 = \frac{W}{1264},\quad L = \frac{W}{7{\cdot}11}$$

Beispiele über Luftheizungen. Tafel XXI., Fig. 1 u. 2 zeigt die Einrichtung einer Luftheizung eines Hörsaals oder Amphitheaters. a ist der Calorifer in einer Heizkammer unter dem Boden, b ist ein Kanal, durch welchen die erwärmte Luft nach einem halbkreisförmigen Kanal c strömt. Von diesem gehen mehrere Röhren d d . . . . aus, die in schräger Lage unter dem Treppenbau des Amphitheaters liegen. Diese Röhren sind mit kleinen Transversalröhren versehen, durch deren Mündungen die warme Luft ausströmt. Die Bretter des Treppenbaues sind stellenweise durchbohrt, so dass die warme Luft leicht über den Boden gelangen kann. Sie steigt dann auf und entweicht oben durch Oeffnungen, die in der Laterne e angebracht sind.

Tafel XXI., Fig. 3 u. 4 zeigt eine Luftheizung für einen Versammlungssaal. a ist der Calorifer. Die erwärmte Luft wird in ein Kanalsystem b b b geleitet, das unter dem Boden des Saales liegt, gelangt durch Oeffnungen in den Saal selbst, steigt in demselben auf und entweicht durch Oeffnungen, die in der Decke angebracht sind.

Selbstständige Ventilation.

Einleitendes. Wir betrachten nun die Ventilation für sich ohne Rücksicht auf Erwärmung, d. h. wir wollen die Mittel kennen lernen, durch welche man bewirken kann, dass einem Raum in jeder Stunde eine gewisse Quantität Luft zugeführt und in derselben Zeit eine eben so grosse Quantität entzogen werden kann. Soll diese Lufterneuerung mit kalter Luft geschehen, wie dies immer der Fall ist bei einer Ventilation während der warmen Jahreszeit, so bedarf es gar keiner Wärmezuführung nach dem zu ventilirenden Raum; soll der Raum auch warm erhalten werden, so nehmen wir an, dass nebst der Einrichtung zur Ventilation auch eine Heizeinrichtung hergestellt ist, die in den Raum nur Wärme abgibt (Dampfheizung, Wassercirkulationsheizung), so dass also dann zwei von einander ganz unabhängige Einrichtungen bestehen. Es gibt vorzugsweise zwei Mittel, durch welche derlei Ventilationen bewirkt werden können. Das eine Mittel besteht darin, indem man in den den Raum umschliessenden Flächen an geeigneten Orten Oeffnungen anbringt, durch welche reine kalte Luft eintreten, und andere Oeffnungen, durch welche sie in ein Kanalsystem austreten kann, das nach einem zum Behufe der Ventilation errichteten Zugkamin entweichen kann, wo sie durch eine Feuerungseinrichtung erwärmt und dadurch zum Aufsteigen gezwungen wird. Diese Erwärmung der Luft kann auf zweifache Weise geschehen: 1) indem man die Luft durch das Feuer ziehen lässt, so dass sie die Verbrennung unterhält, 2) indem man die Feuerung so einrichtet, dass sie mit reiner atmosphärischer Luft genährt wird, und dass nur die Wärme der Verbrennungsgase an die ausgesaugte Luft abgegeben wird. Das zweite Mittel zur Ventilation ist die mechanische Gewalt vermittelst sogenannter Ventilatoren, die durch irgend einen Motor getrieben werden. Diese mechanistische Ventilation kann aber auf zweierlei Weise geschehen: 1) indem man vermittelst eines Druckventilators reine atmosphärische Luft in den zu ventilirenden Raum eintreibt und zum Entweichen der Luft an geeigneten Stellen Oeffnungen anbringt, die in's Freie führen; 2) indem man die Luft durch Anwendung eines Saugventilators aus dem Raum aussaugt und zum Eintreten von frischer kalter Luft an geeigneten Orten Oeffnungen anbringt. Diese Ventilationseinrichtungen haben wir nun genauer zu studiren.

Die Zugkamine. Die Tafel XXI., Fig. 5, 6, 7, 8 dienen zur Erklärung der Einrichtung der Zugkamine. Fig. 5 ist die einfachste Einrichtung eines Zugkamins. Es unterscheidet sich von jedem gewöhnlichen Kamin nur dadurch, dass hier bei b eine Rostfeuerung angebracht ist. Der Kanal a steht in Kommunikation mit dem zu ventilirenden Raum. Die Luft tritt bei a in das Kamin ein, geht durch den Rost, unterhält die Verbrennung und das Gemisch von Verbrennungsgasen und von unverbrannter Luft, steigt dann im erwärmten Zustand im Kamin auf, um oben zu entweichen. Diese Einrichtung ist nicht gut, weil viel mehr Luft zutritt, als zum Verbrennen nothwendig ist.

Fig. 6 ist eine bessere Einrichtung. Der Feuerungsrost b nimmt nur einen Theil vom Querschnitt des Kamins ein. Ein Theil der Luft geht direkt aus dem Kanal in das Kamin, der Rest geht durch den Rost und bewirkt die Verbrennung. Oberhalb des Rostes einigen sich die beiden Ströme und steigen im Kamin auf.

Fig. 7 ist ein Zugkamin, bei welchem die Verbrennung nicht durch die unreine Luft, sondern durch reine atmosphärische Luft geschieht. Die Feuerung ist hier nicht im Kamin, sondern neben demselben. Die Verbrennungsgase treten in das Kamin, mengen sich mit der durch den Kanal a herkommenden unreinen Luft und das ganze Gemenge steigt durch das Kamin auf.

Fig. 8 ist ein Zugkamin, bei welchem die Verbrennung durch reine atmosphärische Luft geschieht und die Verbrennungsgase in eine Röhre durch das Kamin geleitet werden. Die innere Luft wird an den Wänden des Rohres erwärmt und steigt in dem Raum zwischen dem Rohr und den Wänden des Kamins auf. Diese Einrichtung ist nothwendig, wenn die unreine abgeleitete Luft explodirbare Mischungen enthalten sollte oder wenn sie durch ihre Vermischung mit den Verbrennungsgasen unangenehmen oder schädlichen Geruch verursachen könnte. Die Gruben der Bergwerke müssen oftmals auf diese Weise ventilirt werden.

Das Zugkamin soll, wenn möglich, so aufgestellt werden, dass die Zuströmung der unreinen Luft aus dem zu ventilirenden Raum nach dem Kamin möglichst wenig Widerstand verursacht. Es ist jedoch nicht immer möglich, dieser Bedingung zu entsprechen, insbesondere wenn es sich um die Ventilation von Gebäuden handelt,

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

die eine grosse Horizontalausdehnung haben. In diesem Falle können die Kommunikationen sämmtlicher Räume des Gebäudes mit dem Zugkamin nur durch ein weitläufiges Kanalsystem bewerkstelliget werden.

Theorie der Zugkamine für Ventilationen. Die früher entwickelte Theorie der Kamine für Kesselfeuerungen kann auf die Zugkamine für Ventilationen nicht unmittelbar angewendet werden, wir müssen zu diesem Zweck eine besondere Theorie aufstellen. Dabei wollen wir uns jedoch mit Annäherungen begnügen. Wir vernachlässigen einstweilen die Widerstände, welche den Luftcirkulationen entgegen wirken (Reibungen, plötzliche Aenderungen in der Bewegungsrichtung und Geschwindigkeit), behandeln die Luft wie Wasser, d. h. so, wie wenn sie nicht zusammendrückbar wäre, und vernachlässigen die Wärmeverluste durch die Wände des Kamins und des Zuleitungskanals.

Es sei Tafel XXI., Fig. 9 a der zu ventilirende Raum, der durch eine Oeffnung bei b mit der äusseren Atmosphäre kommunizirt, c das mit einer Feuerung versehene Zugkamin, d das Kanalsystem, durch welches a mit c kommunizirt, t die Temperatur der äusseren atmosphärischen Luft, t_1 die Temperatur der Luft im Raum a und in dem Kanale d, T die Temperatur im Kamin c. Die Bewegung der Luft durch das Kamin erfolgt, weil die Luft im Kamin h g leichter ist als in der Luftsäule f b d. Denken wir uns ein zweites Röhrensystem, Fig. 10, das in allen Theilen mit Luft erfüllt ist, deren Temperatur gleich ist jener, die in Fig. 9 im Kamin herrscht, also gleich T, nehmen den Schenkel g_1 h_1, Fig. 10, so hoch als g h, Fig. 9, geben aber dem Schenkel f_1 d_1 eine solche Höhe, dass das Gewicht der Luftsäule f_1 d_1 so gross ist als jenes der Luftsäule f d, so wird die Luft in h_1 g_1 gerade so schnell aufsteigen, wie in h g. Wenn wir also die Strömungsgeschwindigkeit für die Anordnung Fig. 10 berechnen, haben wir zugleich die Strömungsgeschwindigkeit für h g.

Nennen wir h, h_1, H_1 Z, H die Höhen der Luftsäulen, d b, b f, h g, $d_1 f_1$, h_1 g_1, γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei 0° Temperatur und unter dem äusseren Druck der Atmosphäre, $\alpha = 0{\cdot}00367$ den Wärmeausdehnungscoeffizienten der atmosphärischen Luft, so sind

$$\frac{\gamma_0}{1+\alpha t}, \quad \frac{\gamma_0}{1+\alpha t_1}, \quad \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}$$

die Gewichte von einem Kubikmeter Luft in

$$\overline{f\,b}, \quad d\,b \text{ und } h\,g, \quad d_1 f_1, \quad h_1\, g_1$$

Die Gewichte der Luftsäulen

$$d b \quad b f \quad h g \quad h_1 g_1 \quad d_1 f_1$$

bezogen auf einen Quadratmeter Querschnitt sind demnach:

$$h \frac{\gamma_0}{1+\alpha t_1}, \quad h_1 \frac{\gamma_0}{1+\alpha t}, \quad H \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}, \quad H \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}, \quad Z \frac{\gamma_0}{1+\alpha T}$$

Weil nun das Gewicht der Säule $d_1 f_1$ so gross sein soll, als jenes der Säulen $d b + b f$, so hat man:

$$h \frac{\gamma_0}{1+\alpha t_1} + h_1 \frac{\gamma_0}{1+\alpha t} = Z \frac{\gamma_0}{1+\alpha T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Hieraus folgt:

$$Z = h \frac{1+\alpha T}{1+\alpha t_1} + h_1 \frac{1+\alpha T}{1+\alpha t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Da die Luft in der ganzen Ausdehnung der Röhren $f_1\, d_1\, h_1\, g_1$ einerlei Dichte hat, so ist die Geschwindigkeit U, mit welcher die Luft durch die Mündung bei g_1 ausströmt, gleich $\sqrt{2 g (Z - H)}$, man hat also:

$$U = \sqrt{2 g (Z - H)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Führt man für Z den Werth aus (2) ein und berücksichtiget, dass $h_1 = H - h$ ist, so erhält man:

$$U = \sqrt{2 g \left\{ H \frac{\alpha (T-t)}{1+\alpha t} - h \left[\frac{\alpha (T-t)}{1+\alpha t} - \frac{\alpha (T-t_1)}{1+\alpha t_1} \right] \right\}} \quad . \quad . \quad (4)$$

Berücksichtiget man aber auch die mannigfaltigen Widerstände, welche der Bewegung der Luft entgegen wirken, so erhält man statt des Ausdruckes (4) folgenden Ausdruck:

$$U = \sqrt{\frac{2 g}{1+m} \left\{ H \frac{\alpha (T-t)}{1+\alpha t} - h \left[\frac{\alpha (T-t)}{1+\alpha t} - \frac{\alpha (T-t_1)}{1+\alpha t_1} \right] \right\}} \quad . \quad . \quad (5)$$

wobei m einen analogen Werth hat, wie jener, welchen wir in der Theorie der Dampfkesselkamine, Seite 327, gefunden haben.

Nennen wir L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich durch das Kamin aufsteigt, so ist:

$$L = 3600\, \Omega\, U \frac{\gamma_0}{1+\alpha T} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

oder wegen (5):

$$L = 3600\, \Omega \frac{\gamma_0}{1+\alpha T} \sqrt{\frac{2 g}{1+m} \left\{ H \frac{\alpha (T-t)}{1+\alpha t} - h \left[\frac{\alpha (T-t)}{1+\alpha t} - \frac{\alpha (T-t_1)}{1+\alpha t_1} \right] \right\}} \quad (7)$$

Wir nehmen an, dass $t_1 > t$ ist, dann ist $\frac{\alpha(T-t)}{1+\alpha t} - \frac{\alpha(T-t_1)}{1+\alpha t_1}$ eine positive Grösse; die Geschwindigkeit U der Ausströmung und die Luftmenge selbst nimmt daher mit der Höhe des Punktes b über d oder h ab. Dieser nachtheilige Einfluss von h auf die Ventilation ist jedoch nur von Belang, wenn die Temperatur t_1 in dem Raum a beträchtlich höher ist, als die Temperatur der äusseren Luft, denn wenn $t = t_1$ wäre, würde $\frac{\alpha(T-t)}{1+\alpha t} - \frac{\alpha(T-t_1)}{1+\alpha t_1}$ gleich Null, d. h. im Sommer, wenn nicht geheizt wird, lassen sich die hochgelegenen Räume eben so leicht ventiliren wie die tief gelegenen. Um sicher zu gehen, dass das Zugkamin für die verschiedenen Räume eines höheren Gebäudes genügen kann, ist es angemessen, seine Dimensionen so zu berechnen, wie wenn sich alle zu ventilirenden Räume im obersten Stockwerk des Gebäudes befänden; für h ist demnach die Höhe der Decke des obersten Stockwerkes über dem Fuss des Kamins in Rechnung zu bringen.

Befände sich der zu ventilirende Raum a unterhalb des Kaminfusses, so wäre h negativ in Rechnung zu bringen, woraus man sieht, dass die Ventilation leichter von statten geht, wenn der zu ventilirende Raum tiefer liegt, als der Fusspunkt des Kamins. Dies ist in Gebäuden der Fall, wenn man das Zugkamin vom Speicher aus aufsteigen lässt; aber auch bei der Ventilation der Bergwerke befindet sich der zu ventilirende Raum in der Regel unter dem Fusspunkt des Kamins.

Die zur Ventilation erforderliche Brennstoffmenge und Luftmenge bestimmt sich auf folgende Weise.

Nennen wir: $\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, die durch Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff entwickelt wird, B die Brennstoffmenge, welche stündlich zur Unterhaltung der Feuerung im Kamin nothwendig ist, und nehmen wir an, dass die Verbrennung durch die in das Kamin einströmende unreine Luft unterhalten wird, so hat man:

$$0{\cdot}237\ L\ (T - t_1) = \mathfrak{H}\ B \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

demnach:

$$B = \frac{0{\cdot}237\ L\ (T - t_1)}{\mathfrak{H}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Für die numerischen Berechnungen ist es nothwendig, dass wir uns über die Werthe von H, T, m aussprechen. Die Kaminhöhe H richtet sich in der Regel nach Lokalverhältnissen, nach der Höhe des Gebäudes und nach der Ausdehnung der Lokalitäten. Zuweilen wird man die Regel befolgen dürfen, welche wir für freistehende

Kesselkamine aufgestellt haben, nach welcher Regel die Kaminhöhe 25 mal so gross genommen werden kann als die Weite.

Was die Temperatur T anbelangt, so ist zu berücksichtigen, dass ein kleiner Werth von T für die Brennstoffökonomie vortheilhaft ist, aber ein sehr hohes voluminöses Kamin erfordert; dass dagegen bei einem hohen Werth von T ein kleines Kamin ausreichen wird.

Wir wollen als Regel aufstellen, dass man je nach Umständen T gleich 40^0 bis 80^0 nehmen kann.

Der Werth von m ist bei Dampfkesselfeuerungen in der Regel ungefähr gleich 100, und so gross wird man denselben auch für Ventilationseinrichtungen nehmen können. Wir nehmen also $m = 100$. Will man ganz rationell verfahren, so muss man, mit Berücksichtigung der Anordnung und Ausdehnung des Kanalsystems den Werth von m durch eine Formel ausdrücken, und vermittelst derselben den numerischen Werth bestimmen; allein die Genauigkeit einer solchen umständlichen und weitläufigen Berechnungsweise von m ist doch nicht zu verbürgen, so dass man mit einer schätzungsweisen Annahme nicht mehr fehlen wird.

Wir wollen ein Beispiel berechnen.

Es sei eine Ventilation für ein Zellengefängniss einzurichten:

Anzahl der Zellen	1200
Stündliche Luftmenge für jede Zelle	30^{Klg}
Temperatur in den Zellen	$t_1 = 15^0$
Aeussere Lufttemperatur	$t = 0$
Temperatur im Kamin	$T = 60^0$
Höhe des Gebäudes	$h = 12^m$
Höhe des Kamins	$H = 50^m$
Widerstandscoeffizient	$m = 100$
Gewicht von einem Kubikmeter Luft	$\gamma_0 = 1{\cdot}3$
Aus Gleichung (5) findet man . . .	$U = 1{\cdot}41^m$
Aus Gleichung (6) oder (7) folgt dann	$\Omega = 6{\cdot}6^{qm}$
Aus Gleichung (9) folgt für $\mathfrak{H} = 6000$	$B = 85^{Klg}$

Ventilation vermittelst Windflügel (Ventilatoren). In neuester Zeit sind in Paris äusserst sorgfältige und umfassende experimentale Studien über die Heizung und Ventilation der öffentlichen Gebäude und insbesondere der Strafanstalten, Kasernen und Krankenhäuser angestellt worden, um mit Zuverlässigkeit die praktisch wirksamsten Methoden ausfindig zu machen. Die zu diesem Behufe von der Regierung ernannte Kommission hat sich insbesondere auch mit der

Beantwortung der Frage beschäftiget, welche Ventilationsweise (ob die mit Zugkaminen oder jene mit Windflügeln) unter gegebenen Umständen den Vorzug verdiene. Die zur Beantwortung dieser Frage angestellten umfassenden experimentalen Studien haben in einer unwiderlegbaren Weise dargethan, dass durch die Lufterwärmung in Zugkaminen unter allen Umständen eine hinreichend energische und gleichförmige Ventilation erzielt werden kann, dass dagegen die ventilirende Wirkung der Windflügel in den meisten Fällen weder hinreichend energisch noch hinreichend gleichförmig sei.

Nach diesen Erfahrungen wird man gezwungen, die Windflügelventilation ganz zu verwerfen, dagegen die Ventilation durch Lufterwärmung in Zugkaminen unter allen Umständen zu empfehlen. Wir unterlassen daher hier, eine Theorie der Windflügelventilationen aufzustellen, um so viel mehr, da in der Folge, wenn überhaupt die Gebläse zu behandeln sind, eine Theorie der Ventilatoren entwickelt werden muss.

Luftheizung und künstliche Ventilation.

Allgemeine Einrichtung. Eine Luftheizung mit gleichzeitiger künstlicher Ventilation ist eine Einrichtung, bei welcher zuerst reine kalte atmosphärische Luft in einem ausserhalb der zu erwärmenden Räume aufgestellten Calorifer erwärmt, hierauf im warmen Zustand durch Kanäle in die zu erwärmenden Räume geleitet wird. Daselbst verliert sie an den Wänden und Fensterflächen einen Theil ihrer Wärme und wird durch verschiedene Vorgänge verunreinigt, zuletzt aber durch den künstlichen Ventilationsapparat aus den erwärmten Räumen weggeleitet. Die Luftmenge, welche in dem Calorifer erwärmt werden muss, ist gleich derjenigen, welche stündlich in die Räume zu- und abgeleitet werden muss, damit im Beharrungszustand die in den Räumen enthaltene Luft nur bis zu einem gewissen Grade verunreinigt ist. Die Wärmemenge, welche der Calorifer stündlich der kalten reinen Luft mitzutheilen hat, ist gleich derjenigen, welche durch Abkühlen an den Wänden und Fensterflächen stündlich verloren geht, mehr noch derjenigen Wärmemenge, die in der unreinen Luft enthalten ist, welche stündlich aus den Räumen wegzuleiten ist. Eine gute Einrichtung muss aber von der Art sein, dass die Luftzuführung von der Wärmezuführung ganz unabhängig ist, so dass also die cirkulirende Luftmenge innerhalb gewisser Grenzen beliebig geändert werden kann, ohne dass eine Temperaturänderung in der cirkulirenden Luft eintritt, und dass auch die Temperatur der Luft geändert werden kann, ohne Aenderung des durchströmenden Luftquantums. Diese Unabhängigkeit der Heizung von der Ventilation ist aus verschiedenen Gründen, insbesondere aber schon deshalb nothwendig, weil die den Räumen zuzuleitende Wärmemenge mit der Jahreszeit veränderlich ist, während zur Erhaltung eines leidlichen Luftzustandes in den Räumen im Winter und Sommer gleich viel Luftzuführung nothwendig ist. Die Einrichtung muss also insbesondere so sein, dass im Sommer gar keine Wärme, sondern nur reine kalte Luft durch die Räume geleitet wird.

Eine solche Heizung und Ventilationseinrichtung besteht aus folgenden Theilen: 1) einem Zugkamin, das die Verbrennungsgase und die unreine Luft ableitet, aber auch die Cirkulation der Luft bewirkt; 2) einem Calorifer, in welchem die stündlich für die Ventilation erforderliche Luftmenge so stark erhitzt wird, dass sie eine Wärmemenge enthält, welche gleich ist derjenigen, die durch Abkühlung an den Wänden und Fensterflächen verloren geht, mehr noch derjenigen, die in der unreinen Luft enthalten ist, welche stündlich aus den Räumen weggeleitet wird; 3) einem Kanalsystem, durch welches die im Calorifer erwärmte reine Luft nach den Räumen des Gebäudes geleitet wird; 4) einem zweiten Kanalsystem, durch welches die in den Räumen unrein gewordene Luft direkt oder indirekt in das Zugkamin geleitet wird; 5) einem gewöhnlichen Feuerherd, der nur Verbrennungsgase zu liefern hat, die in das Zugkamin geleitet werden, um in Verbindung mit den Verbrennungsgasen des Calorifers die hinreichende Erwärmung der Luft im Kamin zu bewirken. Die Feuerungen des Calorifers und des Feuerherdes können je nach Umständen durch reine Luft genährt werden oder durch die aus den Räumen abgeleitete unreine Luft. Zur Versinnlichung dieser Einrichtung mögen folgende ideale Figuren dienen. Tafel XXI., Fig. 11 bezieht sich auf den Fall, wenn die Feuerungen des Calorifers und des Feuerherdes durch reine Luft unterhalten werden. Fig. 12 stellt die Einrichtung dar, wenn die Feuerungen des Calorifers und des Feuerherdes durch die aus den Räumen abgeleitete unreine Luft genährt werden. Fig. 11. C der Calorifer, H der Feuerherd, R das Kanalsystem für die reine erwärmte Luft, U das Kanalsystem für die abgekühlte unreine Luft, G die zu erwärmenden und zu ventilirenden Räume, K das Kamin. Die reine kalte Luft tritt bei a in den Calorifer C ein, entweicht im erwärmten Zustande bei b, gelangt durch das Kanalsystem R in die Räume G des Gebäudes, entweicht aus denselben und gelangt durch das Kanalsystem U bei c direkt in das Kamin. Die reine

Luft, welche die Verbrennung in C unterhält, tritt bei d in denselben ein, die Verbrennungsgase gelangen durch den Kanal e in das Kamin. Die reine Luft, welche die Verbrennung im Feuerherd H unterhält, tritt bei *f* in den Feuerherd ein; die Verbrennungsgase entweichen durch den Kanal g nach dem Kamin. Soll die Cirkulation verstärkt werden ohne Temperaturerhöhung in G, so muss in C und H stärker geheizt werden. Soll die Temperatur in G erhöht werden ohne Aenderung der Cirkulation, so wird in C stärker geheizt. Soll nur ventilirt aber nicht geheizt werden (im Sommer), so wird C nicht geheizt, werden die Kanäle e und b geschlossen und lässt man bei m reine kalte Luft in das Röhrensystem R eintreten.

Tafel XXI., Fig. 12. C, R, G, U, H haben die Bedeutung wie in Fig. 11. Die Cirkulation der reinen Luft ist wie im vorhergehenden Falle. Der aus G durch U entweichende Strom von unreiner Luft theilt sich bei h in drei Ströme e_1 e_2 e_3. Ein Theil dieser unreinen Luft geht direkt durch e_1 in das Kamin; ein anderer Theil geht durch e_2 in den Feuerherd, unterhält daselbst die Verbrennung und die Verbrennungsgase entweichen durch g in das Kamin K. Ein dritter Theil geht durch e_3 nach dem Feuerherd des Calorifers, bewirkt die Verbrennung und die Verbrennungsgase entweichen durch e in das Kamin K. Auch hier hat man die Erwärmung und die Ventilation von G ganz in seiner Gewalt, wenn man die eine oder die andere oder beide Heizungen verstärkt oder schwächt. Wenn G nicht gewärmt, sondern nur ventilirt werden soll, wird die Heizung in C aufgehoben, werden die Kanäle e_3 e b geschlossen und lässt man bei m kalte reine Luft direkt in R eintreten.

Es muss hervorgehoben werden, dass die Kanäle R und U in solchen Mauern angebracht werden sollen, welche Räume von einander trennen, die beide erwärmt werden sollen, indem dann keine Wärme verloren geht.

Das Kanalsystem R wird am zweckmässigsten in der Weise angelegt, wie durch Tafel XXI., Fig. 13 angedeutet ist. N ist ein bei b beginnender, in einer Scheidemauer angebrachter vertikaler Kanal, durch welchen die reine warme Luft aufsteigt, n_1 n_2 n_3 .... sind horizontale Kanäle, die in N einmünden und in der Höhe der Böden der einzelnen Stockwerke in Scheidemauern hinziehen, o_1 o_1 ..., o_2 o_2 ..., o_3 o_3 .... sind kleine Kanäle, welche aus den Kanälen n_1 n_2 .... in die zu erwärmenden Räume führen, und zwar in geringer Höhe über dem Fussboden. Die Einmündungen dieser Kanäle sind mit Schieberegister versehen, so dass man mehr oder weniger Luft in die Räume eintreten lassen und auch den Luftzutritt ganz aufheben kann.

Aehnlich wird auch das Kanalsystem U für die Ableitung der unreinen kalten Luft eingerichtet. Die Ausströmungsöffnungen bringt man am besten den Einströmungsöffnungen gegenüber an, und zwar in der Höhe der Zimmerdecken. Auf diese Weise kann eine sehr gleichförmige Vertheilung der erwärmten Luft selbst in einem sehr ausgedehnten Raum bewirkt werden.

Bestimmung der Dimensionen. Es müssen nun die Dimensionen der einzelnen Apparate und die Brennstoffmengen bestimmt werden, die in C und H zu verbrennen sind, damit ein Beharrungszustand eintritt, der die vorgeschriebenen Eigenschaften besitzt.

Um die Bedeutung verschiedener bei der Rechnung vorkommender Grössen leicht zu erkennen, sind in der Tafel XXI., Fig. 14 die Temperaturen, Luftmengen etc. angedeutet. Es sei für die Anordnung Fig. 12, bei welcher die Verbrennungen in C und H mit unreiner Luft unterhalten werden:

W die totale Wärmemenge, welche stündlich zur Heizung und Ventilation des Gebäudes nothwendig ist. Diese ist also gleich der Wärmemenge, die durch die Mauern, Decken, Böden und Fensterflächen des Gebäudes verloren geht, mehr die Wärmemenge, welche in der unreinen Luft enthalten ist, die aus dem Gebäude abgeleitet wird;

W_1 die Wärmemenge, welche stündlich durch die Mauern, Decken, Böden und Fenster verloren geht;

L die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich im erwärmten Zustand durch das Kanalsystem R nach dem Raum G strömt und im abgekühlten und verunreinigten Zustand aus G durch U entweicht;

t die äussere Temperatur der atmosphärischen Luft;

t_2 die Temperatur der Luft in R, d. h. die Temperatur, bis zu welcher die Luft L im Calorifer erhitzt werden muss;

B_3 die Brennstoffmenge, welche stündlich auf dem Herd des Calorifers C verbrannt werden muss;

l_3 die Luftmenge, welche im Calorifer die Verbrennung des Brennstoffs B_3 bewirkt;

t_3 die Temperatur, mit welcher die Luftmenge l_3 aus dem Calorifer nach dem Kamin entweicht;

$\mathfrak{H}$ die Heizkraft von einem Kilogramm Brennstoff;

F die Heizfläche des Calorifers, den wir als einen Gegenstromapparat annehmen wollen;

B_4 die Brennstoffmenge, welche stündlich in dem Heizapparat H verbrannt wird;

l_4 die Luftmenge in Kilogrammen, welche stündlich auf dem Rost von H die Verbrennung von B_4 bewirkt,

t_4 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase aus H nach dem Kamin entweichen;

t_1 die Temperatur, welche im Beharrungszustand in den Räumen des Gebäudes eintreten soll oder die Temperatur, mit welcher die unreine Luft aus G durch U entweicht;

T die Temperatur der Luft im Kamin;

λ das Verhältniss zwischen der Luftmenge in Kilogrammen, welche die Verbrennungen in C und H bewirkt und der Brennstoffmengen, welche stündlich in C und H verbrannt werden;

$c = 0{\cdot}237$ die Wärmekapazität der Luft.

Von diesen Grössen sind folgende als bekannt anzunehmen:

$$c,\ L,\ W,\ t,\ t_3,\ t_1,\ \mathfrak{H},\ \lambda,\ W_1,\ T$$

zu suchen sind dagegen:

$$B_3,\ t_2,\ t_1,\ B_4,\ F$$

Diese fünf Grössen werden auf folgende Weise bestimmt.

Die Wärmemenge W_1 ist die Differenz zwischen der in G eintretenden und aus G austretenden Wärmemenge; man hat daher:

$$W_1 = c\,L\,(t_2 - t_1)$$

Hieraus folgt:

$$t_2 = t_1 + \frac{W_1}{c\,L} \quad \dots\dots\dots\dots \quad (1)$$

Die Wärmemenge $B_3\,\mathfrak{H}$, welche stündlich in C erzeugt wird, erhitzt die Luft l_3 von t_1 bis t_3 und die Luft L von t bis t_2; man hat daher:

$$B_3\,\mathfrak{H} = c\,l_3\,(t_3 - t_1) + L\,c\,(t_2 - t)$$

Es ist aber $l_3 = \lambda\,B_3$; führt man diesen Werth ein und sucht sodann B_3, so findet man:

$$B_3 = \frac{L\,c\,(t_2 - t)}{\mathfrak{H} - \lambda\,c\,(t_3 - t_1)} \quad \dots\dots \quad (2)$$

Die Wärme, welche stündlich in H durch Verbrennung von B_4 Kilogramm Brennstoff erzielt wird, erwärmt die Luftmenge $l_4 = \lambda\,B_4$ von t_1 bis t_4; man hat demnach:

$$\mathfrak{H}\,B_4 = l_4\,c\,(t_4 - t_1) = \lambda\,B_4\,c\,(t_4 - t_1)$$

Hieraus folgt:

$$t_4 = t_1 + \frac{\mathfrak{H}}{\lambda\,c} \quad \dots\dots\dots\dots \quad (3)$$

Die Wärmemenge $B_3 \mathfrak{H} + B_4 \mathfrak{H}$, welche stündlich in den beiden Feuerungen von C und H entwickelt wird, entweicht durch die Mauern, Decken, Böden, Fenster und durch das Kamin; man hat daher:

$$B_3 \mathfrak{H} + B_4 \mathfrak{H} = W_1 + L\,c\,(T - t) = W$$

Hieraus folgt:

$$B_4 = \frac{W_1 + L\,c\,(T - t)}{\mathfrak{H}} - B_3 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Da wir annehmen, dass der Calorifer ein Gegenstromapparat ist, so hat man Folgendes:

Die Wärmemenge, welche stündlich an die in C zu erwärmende Luft abgegeben wird, ist $L\,c\,(t_2 - t)$ oder wenn man für t_2 seinen Werth aus (1) einführt,

$$L\,c\,(t_2 - t) = L\,c\left(t_1 + \frac{W_1}{L\,c} - t\right) = W_1 + L\,c\,(t_1 - t)$$

Nennt man T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost von C, so erhält man die Heizfläche des Calorifers, wenn wir für den Ausdruck von F_g, Seite 215 der Resultate für den Maschinenbau, setzen

statt:	W	. . . . .	$W_1 + L\,c\,(t_1 - t)$
„	T_0	. . . . .	T_0
„	T_1	. . . . .	t_3
„	t_0	. . . . .	t
„	t_1	. . . . .	t_2

Es ist demnach:

$$F = \frac{W_1 + L\,c\,(t_1 - t)}{k} \, \frac{\operatorname{lognat} \dfrac{T_0 - t_2}{t_3 - t}}{T_0 - t_3 - (t_2 - t)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

und dabei ist $k = 14$ zu setzen.

Hiermit sind nun alle unbekannten Grössen bestimmt.

Heizung und Ventilation eines Krankenhauses. Wir wollen die gewonnenen Resultate auf die Einrichtung eines Krankenhauses anwenden.

Tafel XXII., Fig. 1. Das Gebäude habe drei Stockwerke. Das untere Stockwerk enthalte Bureaus, Zimmer für die Krankenwärter, Küche etc., aber keine Krankensäle. Die beiden oberen Stockwerke jedes 10 Krankensäle, jeder mit 12 Betten, ferner Zimmer für die Aerzte und das dienende Personal.

Alle Räume und selbst auch die Koridors sollen geheizt werden, damit beim Oeffnen der Thüren der Säle keine kalte Luft eintritt.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Die Wärmeverluste finden also statt durch die Umfangswände des Gebäudes und die Fenster, ferner durch den untersten Boden und durch die oberste Decke.

Länge des Gebäudes	89^m	
Tiefe „ „	15^m	
Höhe bis an das Dachgesimse . . .	14^m	
Doppel-Fenster: Höhe eines Fensters . . .	2^m	
Doppel-Fenster: Breite	1^m	
Doppel-Fenster: Anzahl	180	
Anzahl der Kranken	240	
Dienstpersonal	50	
Temperatur, welche im Innern überall herrschen soll, im Winter	$+ 20^0$	
Temperatur, äussere, an kalten Tagen	$- 10^0$	
Luftmenge, welche durch die Ventilation für jede einzelne Person geliefert werden soll, 120^{Kbm} oder stündlich .	90^{Klg}	
Fläche eines Fensters	2^{qm}	
Fläche aller Fenster	360^{qm}	
Wärmeverlust $1{\cdot}2 \times 2 \times 360 \times 30$ . . .		= 25920 Wärmeeinheiten
Fläche einer Decke 89×15	1335^{qm}	
Wärmeverlust durch die oberste Decke und durch den untersten Boden: $1{\cdot}2 \times 2 \times 1335 \times 30 \times 0{\cdot}225$.		= 21627 „
Umfassungswände ohne Fenster gerechnet $2912 - 360$	2552^{qm}	
Wärmeverlust durch die Mauern: $1{\cdot}2 \times 2552 \times 30 \times 1{\cdot}36$ . . .		= 125048 „
Wärmeverluste durch Mauern, Decken, Böden, Fenster	W_1	= 172595 Wärmeeinheiten
Luftmenge für $240 + 50 = 290$ Menschen 290×90, stündlich . . . . $L =$	26100^{Klg}	
Temperatur der Luft im Kamin $T =$	60^0	
Wärmemenge um 26100^{Klg} Luft von -10^0 auf $+60^0$ zu erwärmen: $c\,L\,(T - t) = 0{\cdot}237 \times 26100 \times 70$		433260 „

Vernachlässigen wir die Wärmeproduktion durch die Menschen, so ist nun:

die totale Wärmemenge, welche in beiden Heizungen zusammen stündlich produzirt werden muss:

$$W = W_1 + c\,L\,(T - t) \qquad = 605593 \text{ „}$$

Es ist:

$$t_1 = 20^0,\ W_1 = 172595,\ L = 26100,\ c = 0{\cdot}237$$

demnach findet man: Gleichung (1)

$$t_2 = t_1 + \frac{W_1}{c\,L} = \quad \ldots\ldots \quad 48^0$$

Setzen wir: $L = 26100$, $c = 0{\cdot}237$, $t_2 = 48^0$, $t = -10^0$, $\mathfrak{H} = 6000$, $t_3 = 150^0$, $t_1 = 20^0$, $\lambda = 18$,

so findet man: Gleichung (2)

$$B_3 = \frac{L\ c\ (t_2 - t)}{\mathfrak{H} - \lambda\ c\ (t_3 - t_1)} \quad \ldots\ldots \quad 61^{Klg}$$

Wegen $t_1 = 20^0$, $\mathfrak{H} = 6000$, $\lambda = 18$, $c = 0{\cdot}237$ wird: Gleichung (3)

$$t_4 = t_1 + \frac{\mathfrak{H}}{\lambda\,c} \quad \ldots\ldots \quad = 1420$$

Nun findet man ferner wegen $W_1 + L\,c\,(T - t) = 358106$, $\mathfrak{H} = 6000$, $B_3 = 61$:

$$B_4 = \frac{W_1 + L\ c\ (T - t)}{\mathfrak{H}} - B_3 \quad \ldots\ldots \quad = 40^{Klg}$$

Zur Berechnung von F, Gleichung (5) setzen wir:

$W_1 = 172595$, $L = 26100$, $c = 0{\cdot}237$, $k = 14$, $T_0 = 1420$, $t_2 = 48$, $t_3 = 150^0$, $t = -10^0$, $t_1 = 20^0$

und finden:

$$F = \frac{W_1 + L\ c\ (t_1 - t)}{k} \cdot \frac{\text{lognat}\,\dfrac{T_0 - t_2}{t_3 - t}}{T_0 - t_3 - (t_2 - t)} \quad \ldots \quad = 42^{qm}$$

Zur Berechnung des Kamins hat man in den Formeln (5) und (6), Seite 450, zu setzen:

$m = 100$, $g = 9{\cdot}81$, $H = 40$, $h = 14$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $T = 60^0$, $t = -10^0$, $t_1 = 20^0$, $L = 26100$, $\gamma_0 = 1{\cdot}3$

und dann findet man:

$$U = \sqrt{\frac{2\,g}{1 + m}\left\{H\,\frac{\alpha\,(T - t)}{1 + \alpha\,t} - h\left[\frac{\alpha\,(T - t)}{1 + \alpha\,t} - \frac{\alpha\,(T - t_1)}{1 + \alpha\,t_1}\right]\right\}} = 1{\cdot}33^{m}$$

$$\Omega = \frac{L\ (1 + \alpha\ T)}{3600\ U\ \gamma_0} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad = 5^{qm}$$

ACHTER ABSCHNITT.

Beleuchtung mit Steinkohlengas.

Einleitendes.

Die Brennstoffe bestehen grösstentheils aus Kohlenstoff, enthalten aber noch Wasserstoff, Sauerstoff, geringe Quantitäten Stickstoff, Schwefel, Phosphor, Salze und Erden. Die Salze und Erden sind die Bestandtheile der Asche. Stickstoff, Schwefel und Phosphor ist nur in den Steinkohlen in geringer Menge vorhanden, im Holz kommen diese Stoffe nur selten und dann nur als Spuren vor. Werden Brennstoffe, z. B. Steinkohlen in ein luftleer gemachtes Gefäss eingeschlossen und dieses dann einer intensiven Glühhitze ausgesetzt (trockene Destillation), so tritt eine Zersetzung des Brennstoffes ein, es entwickeln sich verschiedene Gase und Dämpfe, die dann zu neuen Verbindungen zusammentreten, und wenn die Destillation eine gewisse Zeit, z. B. durch 5 Stunden fortgesetzt wurde, enthält das Destillationsgefäss eine gewisse Quantität verkohlter Steinkohlen (Koks), welche nur aus Kohlenstoff bestehen, ein Gemenge von Gasarten und Dämpfen und Asche. Das Gasgemenge besteht 1) aus Kohlenwasserstoffgas mit dem Minimum von Kohle, 2) Kohlenwasserstoffgas mit dem Maximum von Kohle, 3) Kohlenoxydgas, 4) Kohlensäuregas, 5) Ammoniakgas, 6) Schwefelwasserstoffgas, Theerdampf. Während des Destillationsaktes nimmt die Gasentwicklung allmählig ab. In der ersten Zeit des Aktes ist die Entwicklung sehr reichlich und besteht vorzugsweise aus den beiden Kohlenwasserstoffgasen, gegen das Ende des Destillationsaktes wird die Gasentwicklung schwach und es bildet sich vorzugsweise Kohlenoxydgas. Nach 4- bis 5stündiger Destillation ist der

Prozess beendigt, denn die nur aus Kohlenstoff bestehenden Koks glühen nur und sind einer Zersetzung nicht fähig. Die beiden Kohlenwasserstoffgase und das Kohlenoxydgas verbrennen in atmosphärischer Luft mit Lichtentwicklung. Die Verbrennung des Kohlenoxydgases zu Kohlensäure erfolgt mit einer schwachen bläulichen Lichtentwicklung. Die Verbrennung der Kohlenwasserstoffgase geschieht mit reicher Entwicklung von gelblich weissem Licht. Das Schwefelwasserstoffgas gibt ein bläuliches Licht und verbreitet, wie auch das Phosphorwasserstoffgas, einen höchst unangenehmen Geruch. Diese beiden Gase, so wie auch der Theerdampf sind demnach für die Benutzung der Destillationsgase zur Gasbeleuchtung nachtheilig und das Kohlenoxydgas ist gleichfalls zur Gasbeleuchtung nicht geeignet. Die Einrichtung eines Gaswerkes zur Erzeugung von Leuchtgas besteht nun aus folgenden Theilen: 1) aus einem Ofen zur trockenen Destillation des Brennstoffs; 2) aus mehreren Reinigungsapparaten zur Beseitigung aller zur Gasbeleuchtung untauglichen Gase, namentlich des Schwefelwasserstoffgases, des Ammoniakgases, des Phosphorwasserstoffgases, des Kohlenoxydgases, der Theerdämpfe; 3) aus einem grossen Gassbehälter zur Aufsammlung des gereinigten, vorzugsweise nur aus den beiden Kohlenwasserstoffgasen bestehenden Leuchtgases; 4) aus mehreren Apparaten zur Prüfung der Qualität des Gases und Messung seiner Quantität; 5) aus einer Gasleitung, in welche das gereinigte, geprüfte und gemessene Leuchtgas nach seinen Bestimmungsorten geleitet wird; 6) aus den Gasbrennern.

Nicht alle Kohlen sind zur Erzeugung von Leuchtgas gleich günstig. Es ist bisher noch nicht gelungen, ein zuverlässiges Verfahren ausfindig zu machen, nach welchem aus der chemischen Zusammensetzung der Steinkohlen auf die Qualität des daraus entstehenden Leuchtgases mit Sicherheit geschlossen werden konnte, aber als praktische Regel hat die Erfahrung gelehrt, dass diejenigen Kohlen, welche reichlich Gas und wenig Koks liefern sehr gutes Gas, aber Koks von geringer Qualität erzeugen. Dies ist vorzugsweise der Fall bei den sogenannten Boghead-cannel-Kohlen. Diese Kohlen sind noch einmal so theuer als die gewöhnlichen Gaskohlen, sie liefern aber um die Hälfte mehr Gas von einer weit grösseren Leuchtkraft.

Die ideale Fig. 2, Tafel XXII., gibt uns eine anschauliche Vorstellung von dem Gesammtprozess, der in einer Gasfabrik vorgeht. Die Apparate sind in dieser Zeichnung längs einer geraden Linie hingestellt, obgleich in der Wirklichkeit die Disposition anders ist.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

a der Retortenofen, in welchem die Destillation der Kohlen geschieht. Solcher Oefen sind bei jeder grösseren Gasproduktion mehrere vorhanden und jeder einzelne Ofen enthält 3, 5 bis 7 Retorten. Die spezielle Einrichtung der Oefen und der übrigen Apparate wird später erklärt werden. b die Vorlage, welche das in den Retorten entstehende Gemenge von Gasen und Dämpfen aufsammelt. Diese Vorlage ist theilweise mit Wasser gefüllt und die Einrichtung derselben ist von der Art, dass die Retorten nicht mitsammen kommuniziren. c die Theercisterne, in welcher aller Theer, der in den verschiedenen Apparaten durch Condensation der Theerdämpfe gebildet wird, aufgesammelt wird. d der Condensator. Derselbe besteht aus einem Theerbehälter d_1 und aus einem vertikal aufgestellten Röhrensystem d_2, er wird an einem schattigen Ort aufgestellt, so dass die Röhren aussen von kühler Luft umgeben sind. Das Gasgemenge wird durch diese Röhren geleitet, wobei die Theerdämpfe condensirt werden. Der Theer schlägt sich an die innern Wände der Röhren nieder, fliesst an denselben zähflüssig herab, sammelt sich in dem Behälter d_1 und wird aus diesem in einem Rohr in die Theergrube geleitet. e der Waschapparat, er enthält Wasser, in welchem zuweilen irgend eine gasabsorbirende chemische Substanz aufgelöst wird. Das Gas wird durch das Wasser geleitet und gibt dabei vorzugsweise das Ammoniakgas an das Wasser ab. f_1 f_2 sind zwei Epurateurs oder Kalkreiniger; in denselben sind in horizontaler Lage Horden von Weidengeflechten eingelegt, auf welchen angefeuchtetes Kalkhydrat ausgebreitet ist. Das Gas wird in diese Apparate geleitet, durchzieht die Kalkschichten, gibt an dieselben vorzugsweise das Schwefel- und Phosphorwasserstoffgas ab und verlässt zuletzt den zweiten Apparat in ziemlich gereinigtem Zustande. Die Röhrenleitung wird so eingerichtet, dass man das Gas an den Apparaten vorüberleiten kann, ohne es eintreten zu lassen oder dass man es durch einen der Apparate oder durch den anderen oder endlich durch beide leiten kann. In grösseren Gaswerken werden mehr als zwei solcher Epurateurs angewendet. g der Scrobber. Dies ist ein mit angefeuchteten Koksstückchen gefüllter Cylinder von circa 2^m Höhe und 1^m Durchmesser. Das Gas durchzieht diese Füllungsmasse, gibt den noch in den Gasen enthaltenen Rest von Schwefel-, Phosphor- und Ammoniakgasen ab. Die Füllungen dieser Reinigungsapparate müssen von Zeit zu Zeit, wenn sie wirkungslos geworden sind, erneut werden. h der Exhaustor. Dies ist eine Art Saugapparat, welcher das Gas aus den bisher beschriebenen Apparaten aussaugt, damit in diesen Apparaten keine hohe Spannung eintreten kann. i der Compteur oder die

Gasuhr, zur Messung der Quantität des entstandenen Gases. k der Gasbehälter, welcher das gereinigte Gas aufnimmt. Es ist eine pneumatische Wanne im grossen Maassstabe. l der Druckregulator; es ist ebenfalls eine Art pneumatischer Wanne in kleinerem Maassstabe und ist in der Art eingerichtet, dass durch Belastungsgewichte die Spannung des Gases in der Leitung und im Gasbehälter k innerhalb gewisser Grenzen gemässigt oder gesteigert werden kann, so dass das Gas mit kleinerer oder grösserer Kraft in die Leitung getrieben wird. m der Anfang der Leitung. n ein Gasbrenner der Leitung.

Wir müssen nun die Einrichtung, Wirkung und die Leistung jedes einzelnen dieser Apparate betrachten.

Die Retorten.

Die Retorten wurden vormals von Gusseisen angefertigt, gegenwärtig werden sie aus feuerfestem Thon (Chamotte) hergestellt. Es gibt Werkstätten, welche sich mit der Anfertigung solcher Retorten befassen.

Die eisernen Retorten sind aufgegeben worden, weil sie durch den Schwefel der Steinkohlen ungemein rasch zu Grunde gehen und dann zu jeder Verwendung untauglich sind. Die Thonretorten, wenn sie gut gemacht sind und nicht zerspringen, widerstehen sehr gut allen chemischen Einwirkungen. Die eisernen Retorten bestehen aus einem Gussstück Tafel XXII., Fig. 3. Die Thonretorten sind mit einem gusseisernen Kopf b, Fig. 4, versehen, der mit Schrauben mit der Thonretorte a verbunden wird. Der Deckel, Fig. 5, wird vermittelst eines Querriegels mit Druckschrauben an den Retortenkopf geschraubt und nach jedesmaligem Laden der Retorte an dem der Retorte zugewendeten Saum mit einer Kalkkittmasse bestrichen. An den Retortenkopf ist ein Röhrenbecher zur Aufnahme der Steigröhren angegossen.

Die üblichen Dimensionen einer solchen Retorte sind: Länge $2{\cdot}5^{m}$, innere Weite 0.4^{m}, innere Höhe $0{\cdot}3^{m}$, innere Fläche $3{\cdot}25^{qm}$, Wanddicke für eine gusseiserne Retorte $0{\cdot}03^{m}$, Wanddicke für eine Retorte aus feuerfester gebrannter Erde $0{\cdot}08^{m}$. Die Ladung einer Retorte richtet sich nach der Grösse ihrer inneren Fläche, weil die eindringende Wärme dieser Fläche proportional ist. Diese Ladung beträgt für jeden Quadratmeter 23^{Klg}, demnach bei einer inneren Fläche von $3{\cdot}25^{qm}$ 65^{Klg} Steinkohlen. Gewöhnlich werden die Kohlen durch 4 bis 5 Stunden destillirt, und in diesem Falle beträgt die

Gasproduktion für jeden Quadratmeter der inneren Retortenfläche in 24 Stunden 30^{Kbm}, also für die ganze Retorte $30 \times 3 \cdot 25 = 100^{Kbm}$ Gas. Die für die Gasproduktion angemessene Hitze der Retorten wird durch die dunkel orange Farbe angedeutet. Die Produktenquantitäten, welche aus einem Kilogramm Steinkohlen gewonnen werden, richten sich nach der Beschaffenheit der Kohlen. Die besten englischen Boghead-cannel-Kohlen erfordern zur Destillation von 1^{Klg} Steinkohlen $0 \cdot 25^{Klg}$ Koks oder Steinkohlen und liefern bei fünfstündiger Destillation 400 Litre Gas, $0 \cdot 400^{Klg}$ Koks, $0 \cdot 064^{Klg}$ Theer, $0 \cdot 100^{Klg}$ ammoniakalisches Wasser. Das spezifische Gewicht dieses Gases aus Bogheadkohlen ist sehr gross und beträgt 0·752. Die gewöhnlichen Gaskohlen liefern weniger Gas und mehr Koks; die durchschnittlichen Quantitäten für diese Kohlen sind für 1^{Klg} destillirter Kohlen 256 Litre Gas, $0 \cdot 66^{Klg}$ Koks, $0 \cdot 064^{Klg}$ Theer, $0 \cdot 1^{Klg}$ ammoniakalisches Wasser. Das spezifische Gewicht dieses Gases ist gewöhnlich nur 0·500.

Die Anzahl der Retorten eines Gaswerkes wird durch die Grösse der einzelnen Retorten und durch den im Winter vorkommenden grössten täglichen Gasverbrauch bestimmt. Dieser Gasverbrauch ist das Hauptdatum für die Anordnung eines Gaswerkes, muss mit grösster Sorgfalt bestimmt werden und ist nicht leicht zu ermitteln. Es muss zu diesem Behufe ausfindig gemacht werden: 1) die Anzahl der für die Strassenbeleuchtung nöthigen Brenner; 2) die Anzahl der Brenner für öffentliche Gebäude und Versammlungssäle, Theater, Conzertsäle; 3) die Anzahl der Brenner für Privathäuser; 4) die Brennzeit dieser Brenner an denjenigen Wintertagen, an welchen die ausgedehnteste und reichste Beleuchtung statt finden soll. Es muss ferner berücksichtiget werden, die stets wahrscheinliche Zunahme des Gasverbrauches nach längerem Bestand der Gasbeleuchtung. Zu diesen Dingen muss namentlich bei Städtebeleuchtung unter Mitwirkung der Gemeindebehörde eine verlässliche Disposition der ganzen Kanalisation ausgearbeitet werden.

Für die Ausmittelung der Anzahl der Strassenbrenner darf man annehmen, dass die schräg über die Strasse gemessene Entfernung zweier Brenner in den belebtesten Theilen grösserer Städte 30^m, in den weniger belebten Stadtheilen 40^m bis 60^m betragen soll. Für kleinere Ortschaften genügt in der Regel eine Entfernung von 60^m. Die Brennzeit an den kürzesten Tagen ist je nach der Grösse und der Lebhaftigkeit des Verkehrs sehr verschieden. In kleineren Städten ist es in der Regel genügend, wenn die Strassenbeleuchtung an den kürzesten Tagen um 5 Uhr Abends beginnt und bis Mitternacht fortgesetzt wird. In grösseren Städten muss die Strassenbeleuchtung wenigstens theilweise die ganze Nacht hindurch fortgesetzt werden. Die Beleuchtungszeit für kleinere Städte kann also zu 8, für grössere Städte zu 12 Stunden in Rechnung gebracht werden. Um die Anzahl der Brenner für öffentliche Gebäude und Versammlungssäle zu ermitteln, sind insbesondere die Tage zu berücksichtigen, an welchen allgemeine Festlichkeiten statt finden.

Am schwierigsten ist die Anzahl der Privatbrenner zu ermitteln. Diese steht nicht in einem constanten Verhältniss zur Anzahl der Strassenbrenner, sondern dieses Verhältniss ist in grösseren Städten viel grösser als in kleinen. Auch ist die Brennzeit der Privatbrenner in kleineren Städten viel kleiner als in grossen. Kaufläden z. B. werden in kleinen Städten frühzeitig geschlossen, bleiben in grösseren Städten gewöhnlich bis Mitternacht offen.

Nennt man: $B_1\, B_2\, B_3$ die Anzahl der Strassenbrenner, der Brenner für öffentliche Gebäude und der Privatbrenner, $T_1\, T_2\, T_3$ die Beleuchtungszeiten für diese Brenner an den kürzesten und insbesondere an solchen Tagen, an welchen die reichlichste Beleuchtung stattfinden soll, $q_1\; q_2\; q_3$ den stündlichen Gasverbrauch dieser Brenner in Kubikmetern, Q den totalen Gasverbrauch in Kubikmetern an diesen Tagen, so ist:

$$Q = B_1\, T_1\, q_1 + B_2\, T_2\, q_2 + B_3\, T_3\, q_3 \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Gewöhnlich ist der stündliche Gasverbrauch der Strassenbrenner 4 Kubikfuss englisch oder $0{\cdot}1^{\mathrm{Kbm}}$. Da nun die Gasproduktion von einem Quadratmeter Retortenfläche in 24 Stunden 30^{Kbm} beträgt, so ist die gesammte Heizfläche F aller zur Gasproduktion nothwendigen Retorten

$$F = \frac{Q}{30} = \frac{B_1\, T_1\, q_1 + B_2\, T_2\, q_2 + B_3\, T_3\, q_3}{30} \quad \ldots\ldots \quad (2)$$

Werden Retorten von $3{\cdot}25^{\mathrm{qm}}$ Heizfläche angewendet, so ist die Anzahl J der Retorten

$$J = \frac{F}{3{\cdot}25} = \frac{Q}{100} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

Für die oft vorkommenden Fälle, dass einige Retortenöfen wegen Reparaturen nicht gebraucht werden können oder dass aus irgend welchen nicht vorauszusehenden Ursachen ein ungewöhnlich grosser Gasverbrauch eintritt, muss man sich dadurch helfen, dass man sehr ergiebige Kohlen destillirt und die Dauer einer Destillation von 5 auf 3 bis 2 Stunden herabsetzt. Ein erheblicher ökonomischer Nachtheil kann daraus nicht entstehen, denn man gewinnt in diesem Fall eine grössere Menge Koks.

Die Retortenöfen.

Die für ausgedehnte Beleuchtungen erforderliche Anzahl J der Retorten ist stets so gross, dass zur Unterbringung derselben eine grössere Anzahl von Oefen nothwendig wird. Gewöhnlich werden Oefen mit 5 Retorten angewendet und dazu noch mehrere Oefen zu 3 Retorten hinzugefügt. Bei der Einrichtung der Oefen muss gesorgt werden: 1) für eine möglichst vollständige Verbrennung des Brennstoffs, 2) für eine möglichst gleichförmige Vertheilung der Verbrennungsgase in denjenigen Räumen des Ofens, welche die Retorten enthalten, so dass also an allen Stellen der Heizflächen der Retorten eine für die Destillation geeignete Temperatur eintritt. Um diesen Grundsätzen zu entsprechen, hat man sehr verschiedene Ofeneinrichtungen ausgedacht, die man in dem Werke von *Schilling* abgebildet und beschrieben findet. Wir müssen uns hier einschränken und mit der Erklärung von nur *Einer* Ofeneinrichtung begnügen.

Die Tafel XXII., Fig. 6 bis 11 zeigen die Einrichtung eines *Clegg*'schen Ofens mit fünf Retorten. Fig. 6 ist ein Querschnitt, Fig. 7 ein Längenschnitt, Fig. 8 eine vordere Ansicht, Fig. 9 ein Horizontalschnitt in der Höhe α β (Fig. 7), Fig. 10 und 11 zeigen die Einrichtung der Vorlage. a a a . . . ist der halbcylindrische Hohlraum, welcher die fünf Retorten enthält. Drei derselben liegen ganz nahe am Boden, die beiden andern werden durch Träger b aus gebrannter Erde getragen. Unter diesem Hohlraum a befinden sich drei kleinere ebenfalls halbcylindrische Hohlräume c c und d. Die ersteren sind durch Scheidewände c_1 c_1, Fig. 9, in einzelne kleine Kammern getheilt, die unter einander durch die Oeffnungen c_2 c_2 . . . mit dem Hohlraum d durch die Oeffnungen c_3 c_3 . . . und mit dem Hohlraum a durch die Kanälchen c_4 c_4 c_4 kommuniziren.

Der mittlere Hohlraum d enthält den Feuerrost e. Unter demselben befindet sich ein theilweise mit Wasser gefüllter Trog *f*, welcher die durch den Rost fallenden Abgänge aufnimmt und ablöscht. Alle Wände des ganzen Systems von Hohlräumen, mit welchen die Verbrennungsgase in unmittelbare Berührung kommen, müssen aus feuerbeständigem Thonmaterial (aus Chamotte) herge-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

stellt werden, und nur das nach aussen Gekehrte kann aus sonstigen guten Backsteinen ausgeführt werden. Ueber dem Gewölbe des Hohlraums a ist ein Kanal g, Fig. 6 und 7, angebracht, nach welchem aus a die Oeffnungen g_1 g_1 führen. Am hintern Theil der Ofenreihe befindet sich ein Kanal h, in welchen sämmtliche Kanäle g der Ofenreihe einmünden. Durch diesen Kanal h ziehen die Verbrennungsgase sämmtlicher Oefen nach dem ausserhalb des Retortenhauses errichteten Kamin. Die vordere Wand k des Retortenofens muss, wenn die Retorten auszuwechseln sind, weggebrochen werden, daher so ausgeführt werden, dass ihre Wegnahme den übrigen Theil des Baues nicht alterirt. In dieser Vorderwand ist neben jeder Retorte eine kleine quadratische Schaulucke angebracht, um den Temperaturgrad an der Färbung der Retorten beurtheilen zu können. Jede Lucke wird mit einem Stöpsel aus gebrannter Erde leicht geschlossen, so dass zur nachträglichen Verbrennung etwas Luft in den Ofen eintreten kann. Die Verbrennungsgase vertheilen sich zumeist in dem mittleren Sackkanal d, treten dann durch die Oeffnungen c_3 c_3 in die Kammern c c c, steigen von da durch die vertikalen Kanälchen c_4 c_4 in den grossen Retortenraum a a auf, umwandern die Retorten, entweichen durch die Decklucken g_1 g_1.... nach dem Kanal g und gelangen endlich in den nach dem Kamin führenden allgemeinen Kanal h.

Die Destillationsgase gelangen dagegen durch die Aufsteigröhren k k.... in die theilweise mit Theer gefüllte Vorlage m. Die nach abwärts gerichteten Mündungen der Röhren k tauchen in die in der Vorlage enthaltene absperrende Flüssigkeit (Wassertheer) ungefähr $0 \cdot 1^m$ tief ein, Fig. 10, so dass wenn in einer Retorte der Deckel abgenommen wird, kein Gas aus der Vorlage durch die Steigröhren k nach den Retorten zurücktreten kann. Die Retorten sind auf diese Weise von einander getrennt und beim Oeffnen einer Retorte geht daher nur das in der Retorte enthaltene Gas verloren, ein Verlust der nicht von Belang ist, weil am Ende der Destillation nicht viel Gas in den Retorten vorhanden ist. In den Aufsteigröhren setzt sich stets viel Theer und Russ an, wodurch sie leicht verstopft werden, deshalb sind oben Deckel angebracht, die, wenn sie weggenommen werden, eine Reinigung der Röhren vermittelst stangenartiger Werkzeuge gestatten. An dem einen Ende der Vorlage ist, Fig. 11, ein Theerabflussrohr n und das Gasentweichungsrohr p angebracht. Wenn nach fünfstündiger Destillation die Retorten eines Ofens frisch geladen werden sollen, wird zuerst der Deckel von einer der Retorten des Ofens weggenommen, worauf das in der Retorte enthaltene Gas austritt, durch das Retortenhaus aufsteigt und durch die im Dach des Retortenhauses angebrachten Oeffnungen entweicht. Sodann wird ein aus Eisenblech gefertigter Schiebekarren unter die Oeffnung der Retorte gestellt und werden die Koks vermittelst eiserner Werkzeuge herausgezogen und in den Kasten des Karrens fallen gelassen. Mittlerweile wird die abgewogene Steinkohlenladung einer Füllung in eine halbcylindrische mit einem Stiel und Quergriff versehene muldenförmige Schaufel, Taf. XXII., Fig. 12, gebracht. Diese wird dann in die entleerte Retorte geschoben, rasch umgewendet und herausgezogen, wodurch die Ladung auf den Boden der Retorte ziemlich gleichförmig ausgebreitet zu liegen kommt. Sodann wird der am Rand mit Kitt bestrichene Deckel angelegt und durch die Druckschrauben fest angeschlossen. Auf gleiche Weise werden die übrigen Retorten der Reihe nach geladen. Der Karren mit den glühenden Koks wird in den Hofraum geführt und auf den Boden ausgeleert, worauf die Koks mit kaltem Wasser gelöscht und wenn sie kalt geworden sind, in das Koksmagazin gefördert werden.

Die Länge der Vorlage ist gleich der ganzen Länge der Ofenröhren, der Querschnitt derselben ist der Gasproduktion sämmtlicher Retorten proportional zu nehmen. Nennt man Ω den Querschnitt der Vorlage, F die Summe der inneren Flächen sämmtlicher Retorten, so ist zu nehmen:

$$\Omega = \frac{F}{600} \quad \dots\dots\dots \quad (4)$$

Größe des Rostes.

Nennt man J die Anzahl der Retorten eines Ofens, f die innere Fläche einer Retorte und berücksichtigt, dass die Ladung für jeden Quadratmeter Retortenfläche 23^{Klg} Steinkohlen beträgt, so ist die Ladung sämmtlicher J Retorten eines Ofens $23\,J\,f$. Die Dauer einer Destillation zu 5 Stunden gerechnet, ist die Steinkohlenmenge, welche stündlich im Ofen dastillirt wird, $\frac{23\,J\,f}{5}$. Die Destillation von 1^{Klg} Steinkohlen erfordert $0{\cdot}25^{\text{Klg}}$ Koks. Die Brennstoffmenge, welche stündlich auf dem Rost des Ofens zu verbrennen ist, ist demnach:

$$B = 0{\cdot}25\,\frac{23\,J\,f}{5} = 1{\cdot}15\,J\,f \quad \dots\dots \quad (5)$$

Nach der von uns Seite 309 aufgestellten allgemeinen Regel für Roste ist

$$R = \frac{B}{1895 \text{ m } \Delta}$$

Nehmen wir, wie für Dampfkesselfeuerungen, $m = 0{\cdot}25$, $\Delta = 0{\cdot}1$, und setzen für B seinen Werth aus (5), so erhalten wir:

$$R = \frac{J\,f}{41} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (6)$$

Nach gefälligen Mittheilungen des Direcktors *Schilling* habe ich für die Bestimmung der Rostfläche folgende empirische Formel hergeleitet:

$$R = (0{\cdot}045 - 0{\cdot}005\ J)\ J\,f \quad \ldots\ldots\ldots \quad (7)$$

Diese Regel gibt für $J = 4$, $R = \frac{J\,f}{40}$, gibt also für $J = 4$ den gleichen Werth wie (6). Nach dieser Regel (7) fallen jedoch die Rostflächen für Oefen mit wenig Retorten verhältnissmässig etwas grösser aus, als für Oefen mit mehr Retorten. Es folgt nämlich aus (7):

$$\text{für } J = 3 \qquad 4 \qquad 5 \qquad 7$$

$$\frac{R}{J\,f} = \frac{1}{33} \quad \frac{1}{40} \quad \frac{1}{50} \quad \frac{1}{100}$$

Das Kamin.

Die Steinkohlenmenge, welche stündlich auf sämmtlichen Rosten aller Oefen verbrannt wird, finden wir, wenn wir in (5) F statt $J\,f$ setzen; diese Steinkohlenmenge ist demnach $1{\cdot}15\,F$. Rechnet man, dass für eine Pferdekraft 3Klg Steinkohlen erforderlich sind, so entspricht die Feuerung sämmtlicher Oefen mit F Quadratmeter Heizfläche einer Kraft von $\frac{1}{3} \cdot 1{\cdot}15\ F = 0{\cdot}38\,F$. Die Pferdekraft N des für alle Oefen erforderlichen Kamins ist demnach:

$$N = 0{\cdot}38\ F \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Durch Vergleichung der Kamine verschiedener Gasanlagen habe ich gefunden $N = 0{\cdot}50\,F$, was mit (8) hinreichend stimmt.

Der Condensator.

Der Zweck des Condensators ist, die aus der Vorlage entweichenden Gase von den Theerdämpfen zu befreien, was durch Abkühlung der Gase mit kalter Luft oder mit kaltem Wasser geschieht. Tafel XXII., Fig. 13, 14, 15 zeigt die gewöhnlich übliche Einrichtung eines Luftcondensators. Derselbe besteht aus dem Theertrog a und den Abkühlungsröhren $b\ b\ b \ldots$, $b_1\ b_1\ b_1 \ldots$ und aus dem Umgehungsrohr c. Wie aus Fig. 13 zu ersehen ist, sind an der Decke des Theertroges vertikale Wände angegossen, die aber nicht bis an den Boden des Troges herabreichen. Im normalen Gang des Gaswerkes enthält der Trog Theer, in welchen die untern Kanten der Scheidewände $0{\cdot}1^{m}$ tief eintauchen, wodurch die Räume $a_1\ a_1\ a_1 \ldots$ von einander abgesperrt werden. a_2 ist das Theerabflussrohr, das nach der Theercysterne führt, die sich im Boden des Hofraums befindet und ausgemauert ist. Durch dieses Theerabflussrohr wird die Oberfläche in $a_1\ a_1 \ldots$ auf gleicher Höhe erhalten. Die Kammern $a_1\ a_1 \ldots$ kommuniziren durch die Abkühlungsröhren $b\ b \ldots$ $b_1\ b_1 \ldots$ in der Weise, wie in Fig. 15 durch Linien angedeutet ist. $c_1\ c_2\ c_3$ sind drei Abstellschieber. Wenn das Gas durch den Condensator strömen soll, werden c_2 und c_3 aufgezogen, wird dagegen c_1 geschlossen. Das Gas tritt bei d ein, gelangt durch c_2 in das System der Abkühlungsröhren und entweicht zuletzt durch c_1 nach e. Wenn an dem Condensator Reparaturen oder Reinigungen vorgenommen werden, wird das Gas nicht durch den Condensator, sondern durch das Umlaufrohr c geleitet. Dann wird c_1 geöffnet, c_2 und c_3 geschlossen.

Jede Abkühlungsröhre ist oben mit einem Putzdeckel verschlossen, um die Röhren von dem Theer, der sich an den Wänden dick ansetzt und dieselben verstopft, zu reinigen. Dieser Condensator wird an einem möglichst kühlen Ort, entweder im Schatten im Freien oder in dem Reinigungshaus aufgestellt.

Tafel XXIII., Fig. 1 und 2 zeigt eine von *Kirkham* erfundene Einrichtung eines Luftcondensators. Der ganze Apparat besteht aus mehreren einzelnen selbstständigen Apparaten, die durch Röhren in Kommunikation gesetzt sind. Ein einzelner dieser Apparate, z. B. I. besteht aus dem Kühlrohr A_1 und dem Theersammler B_1. A_1 besteht aus zwei concentrischen Röhren, das innere Rohr ist oben und unten offen, es schliesst oben durch einen ringförmigen Deckel an das äussere Rohr an, reicht aber unten bis auf den Boden des Theersammlers herab. Das abzukühlende Gas tritt bis a in den ringförmigen Raum zwischen den beiden Röhren von A_1 ein, strömt in demselben nach dem Theersammler herab und wird von da durch das Verbindungsrohr c_1 nach dem zweiten Apparat A_2 geleitet. Zuletzt, wenn es sämmtliche Apparate durchzogen hat, entweicht es bei b. Die kalte Luft, welche die Abkühlung des Gases hervorzubringen hat, steigt an den Wänden der äusseren und inneren Röhren des Apparates auf. Es ist demnach ein Gegenstromapparat. Jeder Theersammler ist mit einem Theerabflussrohr c c c . . . versehen, das in das gemeinschaftliche nach der Theergrube führende Rohr d einmündet.

Umgibt man die Abkühlungsröhren der beschriebenen Apparate mit einer gemeinschaftlichen Umschliessungswand und leitet in den Raum zwischen dieser Wand und den Wänden der Abkühlungsröhren kaltes Wasser, das fortwährend zu- und abfliesst, so erhält man einen Wassercondensator, der allerdings wirksamer gemacht werden kann als ein Luftcondensator, der aber so viel kaltes Wasser erfordert, dass dessen Herbeischaffung oftmals schwierig und mit Kosten verbunden ist, indem man Pumpen und Kraftmaschinen braucht.

Die Hauptdaten für die Anlage eines Condensators sind: der Querschnitt der Abkühlungsröhren und die Grösse der Abkühlungsfläche. Der Querschnitt Ω_1 der Abkühlungsröhren muss der täglichen Gasproduktion oder der Heizfläche F aller Retorten proportional gemacht werden. Ein Quadratmeter Retortenfläche gibt in 24 Stunden 30^{Kbm} Gas, also stündlich $\frac{30}{24} = 1{\cdot}25^{\mathrm{Kbm}}$ Gas. F Quadratmeter Retortenfläche geben stündlich $1{\cdot}25\,\mathrm{F}$ Kubikmeter Gas. Man darf annehmen, dass das Gas mit einer Geschwindigkeit von 1^{m} pro 1 Sekunde die Kühlröhren durchströmt. Die Geschwindigkeit in Metern und pro Stunde ist demnach 3600^{m}. Man erhält demnach:

$$3600\, \Omega_1 = 1{\cdot}25\ \mathrm{F}$$

Hieraus folgt hinreichend genau:

$$\Omega_1 = \frac{\mathrm{F}}{3000} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (9)$$

Durch Vergleichungen der Retortenflächen mit den Abkühlungsflächen der Condensatoren von bestehenden Gaswerken habe ich gefunden, dass bei Luftcondensatoren die Abkühlungsfläche 0·3 bis $1{\cdot}3^{\mathrm{qm}}$ für jeden Quadratmeter Retortenfläche beträgt, also sehr variabel ist.

Schilling gibt Seite 137 an, dass 50 Quadratfuss Abkühlungsfläche für stündliche 1000 Kubikfuss Gas zu rechnen sind. Nach dieser Angabe ergibt sich $0{\cdot}25^{\mathrm{qm}}$ Abkühlungsfläche auf einen Quadratmeter Retortenfläche, was mit dem kleineren der von mir gefundenen Werthe nahe übereinstimmt. Ich stelle nun als Regel auf:

$$\mathrm{F}_1 = 0{\cdot}3\ \mathrm{F} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

wobei F_1 die Abkühlungsfläche des Condensators bezeichnet.

Der Scrubber.

Der Scrubber ist ein Apparat, der den Condensator zu sekundiren bestimmt ist. Er dient ebenfalls zur Theerabsonderung, jedoch vermittelst genetzter Koks. Tafel XXIII., Fig. 3 stellt den Apparat vor. Es ist ein cylindrisches Gefäss a a von 2 bis 2·5^{m} Höhe und 0·7 bis 1^{m} Weite. Dasselbe ist oben mit einem ebenen Deckel b, unten mit einem konischen Boden c geschlossen; bei d d ist ein rostartiger Zwischenboden vorhanden. Durch den Deckel ist ein Rohr *f* gesteckt, das in ein horizontales siebartig durchbohrtes Rohr e einmündet. *f* wird langsam um seine Axe gedreht. Der Cylinder a ist von d d an nahe bis e e hin mit Koksstückchen von Nussgrösse angefüllt. Dieselben werden durch Wasser genetzt, das durch *f* zugeleitet und vermöge der drehenden Bewegung desselben aus den Löchern von e gleichförmig auf die Koks oberflächlich gespritzt wird. Das Wasser sickert durch die Koksmasse, sammelt sich unten am Boden und wird durch das Röhrchen g abgeleitet. Das Gas tritt bei h ein, geht durch die Koksmasse und entweicht bei k.

Der Waschapparat.

Die Reinigung des Gases von Ammoniakgas geschieht durch Waschen des Gases mit Wasser. Die dazu dienenden Apparate werden Waschapparate genannt; dieselben können auf verschiedene Weise eingerichtet werden. Tafel XXIII., Fig. 4 und 5 zeigt eine übliche gute Einrichtung. Es ist ein Schachtelgefäss aus Gussplatten mit Blechdeckel und Wasserabsperrung. a b sind zwei Querwände, c c eine innere Decke mit kurzen vertikalen Röhren d d ..., die in das in e enthaltene Wasser 0·06 bis 0·10^{m} tief eintauchen. Das Gas tritt bei *f* ein, gelangt durch den Kanal g in den Deckelraum, durchströmt die kurzen Röhren d, brodelt durch das in e enthaltene Wasser, entweicht durch die Oeffnung i nach dem Kanal k und von da durch das Rohr m. Auch hier wie bei allen anderen Apparaten ist ein sogenanntes Umgehungsrohr n angebracht, das gebraucht wird, wenn das Gas nicht durch den Apparat gehen soll. Das Gas kommt vom Condensator her bei q an. Soll es durch den Apparat gehen, so werden die Schieber p_1 p_3 geöffnet, die Schieber p_2 p_4 geschlossen. Soll es nicht durch den Apparat, sondern durch n aus q nach r gehen, so werden die Schieber p_2 p_4 geöffnet, die Schieber p_1 und p_3 geschlossen. Ein Quadratmeter Horizontalquerschnitt genügt für eine Gasproduktion von 3000^{Kbm} in 24 Stunden, man hat daher:

$$\Omega = \frac{Q}{3000} = \frac{F}{100} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

wobei Q die Gasproduktion in Kubikmetern in 24 Stunden am kürzesten Tag, F die Summe aller Retortenflächen, Ω den Horizontalquerschnitt des Apparates in Quadratmetern bezeichnet.

Die Epurateurs oder Kalkreiniger.

Die Reinigung des Gases von Schwefelwasserstoffgas und theilweise auch von Ammoniakgas geschieht vermittelst zerstossenem und angefeuchtetem Kalkhydrat (gelöschtem Kalk). Dieser angefeuchtete Kalk wird in dünne Schichten auf ebenen Weidengeflechten (Horden) ausgebreitet, und diese Horden werden mehrere übereinander in ein Schachtelgefäss untergebracht. Jederzeit werden wenigstens zwei solcher Epurateurs aufgestellt, in grösseren Gaswerken mehrere Paare. Tafel XXIII., Fig. 6 zeigt die Einrichtung eines einzelnen Apparates, Fig. 7 in einem kleineren Maassstabe die Disposition zweier Apparate mit ihrem Umgehungsrohr. Das Gefäss ist durch eine Querwand in zwei Räume getheilt. An diese Wand, wie an die gegenüberstehenden Wände sind Leisten angegossen; auf diese werden die Weidenhorden gelegt, auf welchen der Kalk ausgebreitet wird. Fig. 7 zeigt das System der Kommunikationsröhren mit Absperrschiebern. Es ist so eingerichtet, dass man 1) das Gas an dem Apparat vorbeileiten kann, 2) dass man es nur durch den einen oder durch den anderen Apparat streichen lassen kann, 3) dass es durch beide Apparate nach einander geführt wird. Wenn es nicht in die Apparate eintreten soll, werden die Schieber 3 und 12 geschlossen, 1 und 2 geöffnet. Wenn es nur durch den Apparat I. gehen soll, werden 3, 4, 10, 12 geöffnet, die übrigen geschlossen. Wenn es durch II. gehen soll, werden 3, 5, 11, 12 geöffnet, die übrigen geschlossen. Wenn es zuerst durch I., dann durch II. gehen soll, werden 3, 4, 8, 7, 11 geöffnet, bleiben die übrigen Schieber geschlossen. Wenn es zuerst durch II., dann durch I. gehen soll, werden 3, 5, 9, 6, 10 geöffnet, werden die übrigen Schieber geschlossen.

Zur Bestimmung der Dimensionen der Apparate kann man nach Erfahrungen nachstehende Regeln beobachten.

Oberfläche sämmtlicher Horden sämmtlicher Apparate:

$$\frac{F}{2} \text{ bis } F \text{ Quadratmeter}$$

oder

$$\frac{Q}{60} \text{ bis } \frac{Q}{30} \text{ Quadratmeter}$$

Anzahl der übereinander gestellten Horden in jedem Apparat 3 bis 4. Kalkquantum, das auf einem Quadratmeter Hordenfläche auszubreiten ist, 20 Liter. Dicke einer Kalkschicht $0{\cdot}1^m$. Entfernung der Horden in einem Apparat 0·2. Volumen aller Apparate 0·1 F bis 0·2 F Kubikmeter oder $\frac{Q}{300}$ bis $\frac{Q}{150}$ Kubikmeter.

Der Gasbehälter.

Die Haupttheile des Gasbehälters, Tafel XXIII., Fig. 8 u. 9, sind der in der Regel gemauerte Wasserbehälter A und die sogenannte Glocke B. Hilfsbestandtheile sind ein Schacht C zur Zu- und Ableitung des Gases, ein Gerüst zur Führung der Glocke und zuweilen im Innern ein Gerüst aus Holz, um die Glocke zu tragen, wenn der Wasserbehälter entleert wird.

Der Wasserbehälter muss auf das Solideste wasserdicht und fest hergestellt werden und besonders, wenn seine Dimensionen ein gewisses Maass überschreiten. Der Druck des Wassers gegen den Boden, der Erddruck gegen die Umfangsmauern und der von innen nach aussen wirkende Wasserdruck gegen diese Mauern ist ungemein gross. Ein undicht werdender Wasserbehälter hat zur Folge, dass das Wasser schnell ausfliesst, dass die Glocke schnell niederstürzt, oder wenn sie nicht regelmässig geführt wird, an den Führungen hängen bleibt und zerknickt wird und dass endlich die ganze grosse Gasmasse entweicht oder gar durch Gasflammen, die sich in der Nähe befinden, entzündet und furchtbare Zerstörungen verursacht. Aber auch selbst dann, wenn solche Katastrophen nicht eintreten, ist immer ein Schadhaftwerden oder eine Zerstörung dieses Baues für ein Gaswerk eine grosse Kalamität, indem eine andere Herstellung einen längeren Zeitaufwand erfordert, während welchem der Betrieb des ganzen Gaswerkes gestört wird. Die beste Herstellung des Wasserbehälters ist folgende: Zuerst wird eine konische Grube $c\ d\ c_1\ d_1$ ausgegraben, wird die Erde oder der Kies oder Sand des Bodens gut zusammen gestampft und vollkommen eben gemacht oder in der Mitte etwas konisch vertieft. Dann wird der Boden mit einer guten Betonschicht von 0·8 bis 1^m Dicke belegt. $0{\cdot}22^{Kbm}$ hydraulischer Kalk, $0{\cdot}40^{Kbm}$ Quarzsand, $0{\cdot}69^{Kbm}$ Geröllsteine von Eigrösse sind angemessene Verhältnisse für die Betonmasse und geben gut verdichtet 1^{Kbm} Beton. Auf diese Grundlage kommt eine Rollschicht von hydraulischen Backsteinen mit gutem hydraulischen Cement (hydraulischer Kalk und Quarzsand). Diese Backsteinschicht wird noch mit einer Schicht von $0{\cdot}16^m$ bis $0{\cdot}20^m$ von hydraulischem Cement belegt. Die Umfangsmauer muss nach innen zu aus hydraulischen Backsteinen mit Cement ausgemauert werden, die äussere Rinde kann dagegen aus gewöhnlichen guten Backsteinmauern hergestellt werden. Da der von innen nach aussen gegen die Umfangsmauern wirkende Wasserdruck stets grösser ist als der von aussen nach innen wirkende Erddruck, so ist es gut, zur Ausfüllung des äusseren konisch ringförmigen Raumes Quarzsand anzuwenden. Die Krone des Umfangsmauerwerkes wird mit einem Ring von Quadersteinen belegt. Nach den von *Poncelet* für Stützmauern aufgestellten Regeln beträgt die Dicke, welche die Mauer erhalten soll, um dem Erddruck zu widerstehen, $0{\cdot}285\,H$ für Ausfüllung mit gewöhnlicher Erde, $0{\cdot}500\,H$ für Ausfüllung mit Sand, $0{\cdot}229\,H$ für Ausfüllung mit leichter Erde. Dagegen beträgt die Dicke der Mauer, um dem Wasserdruck zu widerstehen, $0{\cdot}62\,H$, wobei H die Tiefe des Gasometers bezeichnet. Die erforderlichen Mauerdicken x_1 x_2 x_3 sind daher in den drei Fällen

$$x_1 = (0{\cdot}620 - 0{\cdot}285)\,H = 0{\cdot}335\,H, \quad x_2 = (0{\cdot}620 - 0{\cdot}500)\,H = 0{\cdot}120\,H,$$
$$x_3 = (0{\cdot}620 - 0{\cdot}229)\,H = 0{\cdot}391\,H$$

Um für alle Fälle zu genügen, darf man für die Mauerdicke x nehmen:

$$x = \frac{1}{3}\,H$$

Das Volumen des Gasbehälters muss so gross sein, dass derselbe die Gasmenge zu fassen vermag, welche innerhalb 24 Stunden in der Zeit produzirt wird, in welcher nicht beleuchtet wird. Nennt man Q die Gasmenge in Kubikmetern, welche in den kürzesten Tagen in 24 Stunden erzeugt wird, T die Beleuchtungszeit an diesen Tagen, $\mathfrak{B}$ das Volumen des Gasbehälters, so ist:

$$\frac{\mathfrak{B}}{Q} = \frac{24 - T}{24}$$

$$\text{für } T = \quad 5 \quad 6 \quad 8 \quad 10 \text{ Stunden}$$

$$\text{wird } \frac{\mathfrak{B}}{Q} = \quad 0{\cdot}8 \quad 0{\cdot}75 \quad 0{\cdot}66 \quad 0{\cdot}58$$

Das Verhältniss zwischen dem Durchmesser und der Höhe des Gasbehälters wird nicht constant genommen; die Höhe nimmt nur wenig zu mit dem Durchmesser. Als empirische Regel darf man gelten lassen:

$$H = 3{\cdot}5 + 0{\cdot}15\ D$$

Diese Regel gibt:

für D =	10	15	20	25	30	Meter
H =	5	5·75	6 5	7·25	8 00	„
$\mathfrak{B}$ =	393	1016	2042	3559	5655	Kubikmeter.

Die Glocke wird aus dünnem Blech zusammengenietet, die Decke wird durch leichtes Stangenwerk ausgesteift. Die Blechdicke wird so berechnet, dass die Differenz zwischen dem innern Gasdruck gegen die Decke und dem äusseren atmosphärischen Druck hinreichend ist, die Gasglocke schwimmend im Wasser zu erhalten oder dass wenigstens keine zu grossen aufwärts ziehenden Belastungsgewichte nothwendig sind, um den Schwimmzustand der Glocke herbeizuführen.

Legen wir uns die Aufgabe vor, die Blechdicke so zu bestimmen, dass die Glocke ohne Anbringung von Balancirungsgewichten schwimmend erhalten wird.

Nennen wir, Tafel XXIII., Fig. 10, D den äusseren Durchmesser der Glocke, H ihre Höhe, δ die Blechdicke, die wir überall gleich gross annehmen wollen, in der Wand wie in der Decke, $\gamma = 7800$ das Gewicht eines Kubikmeters Schmiedeeisen, $\mathfrak{A}$ den äusseren atmosphärischen Druck auf einen Quadratmeter, $\mathfrak{A}_1$ den inneren Gasdruck gegen einen Quadratmeter, t die Niveaudifferenz ausserhalb und innerhalb der Glocke, T die Eintauchungstiefe, wenn die Glocke schwimmt. Dies vorausgesetzt ist $\frac{D^2 \pi}{4} \mathfrak{A}$ der Druck der Atmosphäre gegen die Decke der Glocke, $\left(\frac{D^2 \pi}{4} + D \pi H\right) \delta \gamma$ das Gewicht der Glocke (die Verstärkungen nicht in Rechnung gebracht). $(D - 2\delta)^2 \frac{\pi}{4} \mathfrak{A}_1$ der Gasdruck gegen die innere Fläche der Decke, $D \pi \delta (1000\ T + \mathfrak{A})$ der nach aufwärts gerichtete Druck gegen den untern Blechdurchschnitt der Glocke. Die Bedingung des Schwimmens ist demnach:

$$\frac{D^2 \pi}{4} \mathfrak{A} + \left(\frac{D^2 \pi}{4} + D \pi H\right) \delta \gamma = (D - 2\delta)^2 \frac{\pi}{4} \mathfrak{A}_1 + D \pi \delta (1000\ T + \mathfrak{A}) \quad (1)$$

2δ kann man immer gegen D vernachlässigen. Dann folgt aus dieser Gleichung:

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

$$\delta = \frac{\frac{D^2\pi}{4}(\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A})}{\left(\frac{D^2\pi}{4} + D\pi H\right)\gamma - D\pi(1000\,T + \mathfrak{A})} \quad . \; . \; (2)$$

oder

$$\delta = \frac{\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A}}{\left(1 + \frac{4\,H}{D}\right)\gamma - \frac{4}{D}(1000\;T + \mathfrak{A})} \quad . \; . \; . \; . \; (3)$$

auch hat man:

$$\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = \delta\left[\left(1 + \frac{4\,H}{D}\right)\gamma - \frac{4}{D}(1000\,T + \mathfrak{A})\right] \quad . \; . \; . \; (4)$$

ferner:

$$t = \frac{\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A}}{1000} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (5)$$

Die Gleichung (5) bestimmt die Blechdicke. Die Gleichung (4) zeigt, wie die Spannung im Innern zunehmen muss, so wie die Glocke mehr und mehr mit Gas gefüllt wird und die Tiefe T der Eintauchung abnimmt.

Es sei z. B.:

$$\mathfrak{A} = 10330,\; t = 0{\cdot}05,\; \mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = 1000\,t = 50^{Klg},\; \gamma = 7800,$$
$$D = 20^m,\; H = 6{\cdot}5^m,\; T = 6{\cdot}4^m \text{ (fast ganz eingetaucht)}$$

dann findet man:

$$\delta = \frac{50}{\left(1 + \frac{4 \times 6{\cdot}5}{20}\right)7800 - \frac{4}{20}(6400 + 10330)} = \frac{1}{259} \text{ Meter}$$
$$= 4{\cdot}0 \text{ Millimeter.}$$

Wenn diese Glocke so stark mit Gas gefüllt wird, dass sie nur noch $0{\cdot}5^m$ tief eintaucht, beträgt vermöge (4) die innere Pressung:

$$\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = \frac{1}{238}\left[\left(1 + \frac{4 \times 6{\cdot}5}{20}\right)7800 - \frac{4}{20}(500 + 10330)\right]$$

$$\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = 66^{Klg} \text{ und } t = 0{\cdot}066 \text{ Meter.}$$

Der Wasserstand im Innern sinkt demnach, während die Glocke gefüllt wird und in die Höhe steigt, doch nur um $0{\cdot}066 - 0{\cdot}050 = 0{\cdot}016^m$ oder 16^{mm}.

Die Armaturen der Decke und die Gewichte der Nieten kann man durch Gewichte balanziren. Um eine vollkommene Dichte der Glocke zu erzielen, ist die Vernietung allein nicht genügend, die Blechränder müssen, wo sie übereinander zu liegen kommen, mit Bleiweisskitt oder mit Theer bestrichen werden; auch ist ein reichlicher Anstrich zuerst mit Mennig und darüber mit Theer durchaus nothwendig, um die Einrostung zu verhüten.

Eine sehr wichtige aber praktisch sehr schwierige Sache ist die Führung der Glocke.

Dieselbe soll unter allen Umständen frei schwimmend und durch Nichts im Auf- und Absteigen gehindert sein. Bleibt sie festhängen, während die Füllung erfolgt, so wächst im Innern die Spannung bis das Gas am unteren Rand entweicht. Bleibt sie hängen während der Entleerung, so nimmt die innere Spannung so stark ab, dass der Druck nicht mehr hinreicht um das Gas in der Leitung fortzutreiben. Die Schwierigkeit, eine ganz verlässliche Führung herzustellen, liegt in der geringen Steifigkeit der Glocke. Bei starkem Wind ist der Druck gegen diese Glocke ungemein gross, sie wird nach der Seite gedrängt und leicht verdrückt oder deformirt. Die Führung geschieht gewöhnlich vermittelst Rollen, die theils am untern Blechrand, theils an der obern Kante der Glocke angebracht werden. Um die untern Rollen a, Tafel XXIII., Fig. 11, zu führen, kann man in die Seitenmauern hölzerne oder eiserne Bahnen b einlegen. Zur Führung der obern Rollen muss ein besonderes eisernes Gerüste aufgestellt werden, das die Führungsstangen d hält. Dieses Gerüst besteht, je nach der Grösse des Gasbehälters aus 8, 10 bis 12 gusseisernen Säulen oder aus eben so vielen gusseisernen Pyramiden aus Gitterwerk. Diese Säulen oder Pyramiden werden aber durch Stangen oder durch leichte Gitterbalken unter einander verbunden und gegen die Quaderung der Mauerkrone mit tief eingelassenen Schrauben befestigt.

Für jedes grössere Gaswerk sollen wenigstens zwei Gasbehälter aufgestellt werden, damit für den Fall, dass einer derselben längere Zeit nicht gebraucht werden könnte, wenigstens *Einer* vorhanden ist, mit welchem man das Gaswerk betreiben kann. Werden zwei oder mehrere Gasbehälter aufgestellt, so macht man sie so gross, dass sie alle zusammen im Stande sind die Gasmenge aufzunehmen, die im Gaswerk erzeugt wird, während keine Beleuchtung statt findet.

Die Gasleitung (Canalisation).

Einleitendes. Die Anlage der Gasleitung ist von grösster Wichtigkeit, weil von derselben die mehr oder weniger vortheilhafte Verwendung des Gases abhängt. Für die Anlage einer Gasleitung gilt der allgemeine Grundsatz, dass die Leitung in der Weise geführt werden soll: 1) dass nach jedem Ort der ganzen Gasleitung die an demselben erforderliche Gasmenge mit Leichtigkeit gelangen könne, dass 2) die Pressung an jedem Ort sehr nahe derjenigen gleich komme, welche eine für die Verbrennung des Gases vortheilhafte Ausströmungsgeschwindigkeit bewirkt, 3) dass durch Reparaturen, welche an bestimmten Stellen der Gasleitung vorzunehmen sind, keinerlei Störungen in der Benutzung der Leitung an andern Stellen eintreten, 4) dass alles vermieden werden soll, was die Kosten der Anlage und des Betriebs erhöht, ohne die Leistung der Anlage zu verbessern.

Wir werden in der Folge sehen, wodurch diese Grundsätze realisirt werden können, vorerst ist es aber nothwendig, dass wir einige die Bewegung des Gases in Röhren betreffende theoretische Aufgaben zur Lösung bringen.

Bewegung des Gases in einer horizontalen Leitung. Betrachten wir zunächst den einfachsten Fall, dass in einer horizontalen Röhre von constantem Querschnitt eine bestimmte Quantität Gas mit constanter Geschwindigkeit fortgeleitet werden soll. Es sei: L die Länge der Röhre, C ihr innerer Umfang, Ω deren Querschnitt, u die Geschwindigkeit der Bewegung des Gases, γ das Gewicht von einem Kubikmeter Gas, $g = 9{\cdot}808$ die Beschleunigung durch den freien Fall, β ein Erfahrungscoefficient, Q die Gasmenge in Kubikmetern, welche in jeder Sekunde durch jeden Querschnitt der Leitung geht,

D der Durchmesser der Röhre,

P und P_1 die Pressungen des Gases auf einen Quadratmeter in der Leitung am Anfang und am Ende derselben,

H und H_1 die Höhe der Wassersäulen, welche den Pressungen P und P_1 entsprechen.

Dies vorausgesetzt, ist $\Omega\ (P - P_1)$ die Kraft, welche das Gas in der Röhre fortschiebt, und im Beharrungszustand der Bewegung ist diese Pressung genau so gross, als der Reibungswiderstand des Gases an der innern Fläche der Röhre. Dieser Reibungswiderstand ist der Dichte γ des Gases, der Reibungsfläche $C\ L$ und dem Quadrat u^2 der Bewegungsgeschwindigkeit proportional, kann demnach ausgedrückt werden durch $\beta\ \frac{\delta}{g}\ C\ L\ u^2$. Wir erhalten demnach:

$$\Omega\ (P - P_1) = \beta\ \frac{\delta}{g}\ C\ L^2\ u^2 \quad \ldots\ldots \quad (1)$$

Nun ist:

$$\Omega = \frac{D^2 \pi}{4},\quad C = D\,\pi,\quad Q = \frac{D^2 \pi}{4}\,u,\quad u^2 = \frac{16\ Q^2}{\pi^2\ D^4},\quad P - P_1 = 1000\,(H - H_1)$$

Führt man diese Werthe in (1) ein, so findet man:

$$H - H_1 = \frac{4 \times 16 \times \gamma}{1000\ g\ \pi^2}\ \beta\ \frac{L\ Q^2}{D^5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Der Werth der Constanten β ist durch *Girard* und *d'Aubuisson* aufgesucht worden. *Girard* hat gefunden für gusseiserne Röhren $\beta = 0{\cdot}005621$, für schmiedeeiserne Röhren $\beta = 0{\cdot}003190$; *d'Aubuisson* hat für gusseiserne Röhren gefunden $\beta = 0{\cdot}00320$, vorausgesetzt dass alle Abmessungen ohne Ausnahme in Metermaass ausgedrückt werden. Wir werden wohl thun, dafür zu sorgen, dass wir den Reibungswiderstand eher zu gross als zu klein in Rechnung bringen, nehmen daher den grösseren der oben angegebenen Werthe und setzen demnach:

a) Wenn H_1 H L D in Metern, Q, γ in Kubikmetern ausgedrückt wird:

$$\beta = 0{\cdot}005621 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

b) Wenn H_1 H D in Centimetern, L in Metern, γ in Kubikmetern, Q in Liter pro 1 Sekunde ausgedrückt wird:

$$\beta = 5{\cdot}621 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Die Dichte des Gases γ ist wie wir wissen veränderlich; durchschnittlich darf man dieselbe zu 0·726 annehmen. Wir werden daher für Durchschnittsrechnungen setzen:

$$\gamma = 0{\cdot}726^{\text{Klg}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Bringt man die Werthe (4) und (5) in Rechnung, so gibt die Gleichung (2):

$$H - H_1 = 2{\cdot}7\ \frac{L\ Q^2}{D^5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

wobei also H H_1 D in Centimetern, Q in Litern pro 1 Sekunde, L in ganzen Metern auszudrücken ist.

Wollen wir H H_1 D L in Metern, Q in Kubikmetern pro 1 Sekunde ausdrücken, so hat man:

$$H - H_1 = 0{\cdot}0027\ \frac{L\ Q^2}{D^5} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Bewegung des Gases durch eine aus Röhrenstücken zusammengesetzte Leitung. Betrachten wir den Fall, wenn eine Leitung aus mehreren Röhrenstücken von ungleicher Länge und ungleicher Weite besteht und wenn am Ende jedes Röhrenstückes eine gewisse Quantität Gas abgeleitet wird, Tafel XXIV., Fig. 4. Dann haben wir vermöge (6):

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

$$\left.\begin{aligned} H - H_1 &= 2\cdot7\,\frac{L_1\,Q^2}{D_1^{\,5}} \\ H_1 - H_2 &= 2\cdot7\,\frac{L_2\,(Q-Q_1)^2}{D_2^{\,5}} \\ H_2 - H_3 &= 2\cdot7\,\frac{L_3\,(Q-Q_1-Q_2)^2}{D_3^{\,5}} \\ H_4 - H_3 &= 2\cdot7\,\frac{L_4\,(Q-Q_1-Q_2-Q_3)^2}{D_4^{\,5}} \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Hieraus folgt:

$$H_4 - H =$$

$$2\cdot7\left[\frac{Q^2}{D_1^{\,5}}L_1 + \frac{(Q-Q_1)^2}{D_2^{\,5}}L_2 + \frac{(Q-Q_1-Q_2)^2}{D_3^{\,5}}L_3 + \frac{(Q-Q_1-Q_2-Q_3)^2}{D_4^{\,5}}L_4\right] \quad (9)$$

Diese Gleichungen setzen jedoch voraus, dass zwischen den Röhrenstücken konische Uebergangsstücke eingesetzt werden, so dass keine plötzlichen Querschnittsänderungen statt finden. Für den Fall, dass längs der Röhrenleitung kein Gas abgeleitet wird, dass demnach $Q_1 = Q_2 = Q_3 = 0$ und $Q_4 = Q$ ist, findet man:

$$H - H_4 = 2\cdot7\,Q^2\left(\frac{L_1}{D_1^{\,5}} + \frac{L_2}{D_2^{\,5}} + \frac{L_3}{D_3^{\,5}} + \frac{L_4}{D_4^{\,5}}\right) \quad \ldots \quad (10)$$

Da die in der Klammer enthaltene Summe immer den gleichen Werth erhält, in welcher Ordnung man die Röhrenstücke an einander reiht, so sieht man, dass wenn eine Röhrenleitung aus Röhrenstücken von ungleicher Weite zusammengesetzt und durch dieselbe eine bestimmte Gasmenge geleitet wird, die Spannungsdifferenz $H - H_4$ unabhängig ist von der Ordnung, in der die Röhrenstücke an einander gereiht werden.

Bewegung des Gases in einer Röhrenleitung mit gleichförmiger Gasableitung. Tafel XXIV., Fig. 5. Nehmen wir an, in eine Leitung von einer Länge L und durchaus gleichem Durchmesser trete eine Gasmenge Q ein, es werde jedoch längs derselben ganz stetig und gleichförmig eine Gasmenge Q_1 abgeleitet, so dass am Ende der Leitung eine Gasmenge $Q - Q_1$ austritt. Wir setzen also gleichsam voraus, dass in der Leitung ihrer ganzen Länge nach eine Spalte von veränderlicher Weite vorhanden ist. Dies vorausgesetzt, erhalten wir Folgendes: Es ist die Gasmenge, welche pro 1 Sekunde durch den Querschnitt bei B geht, der vom Anfang A um x entfernt ist, $Q - Q_1\,\frac{x}{L}$. Bei B wird eine gewisse Spannung herrschen, welche einer Wassersäule von der Höhe ζ entspricht. Geht man nach dem von A um $x + dx$ entfernten Querschnitt, so wird daselbst die Spannung herrschen, welche einer Wassersäule $\zeta - d\zeta$ entspricht. Vermöge (6) können wir nun schreiben:

$$- d\zeta = 2 \cdot 7 \frac{dx\left(Q - Q_1 \frac{x}{L}\right)^2}{D^5}$$

Hieraus folgt durch Integration:

$$- \zeta = \frac{2 \cdot 7}{D^5}\left(Q^2 x - \frac{2 Q Q_1}{L} \frac{x^2}{2} + \frac{Q_1^2}{L^2} \frac{x^3}{3}\right) + \text{const}$$

Für $x = o$ ist $\zeta = H$, für $x = L$, $\zeta = H_1$, demnach findet man:

$$H - H_1 = 2 \cdot 7 \frac{Q^2 L}{D^5}\left[1 - \frac{Q_1}{Q} + \frac{1}{3}\left(\frac{Q_1}{Q}\right)^2\right]$$

oder wenn man $\frac{Q}{Q_1} = m$ setzt:

$$H - H_1 = 2 \cdot 7 \frac{Q^2 L}{D^5}\left(1 - \frac{3m - 1}{3m^2}\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

$$\frac{Q}{Q_1} = m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Dieser Ausdruck (11) darf annäherungsweise auf den Fall angewendet werden, wenn längs einer Leitung von gleicher Weite in nicht zu grossen Entfernungen von einander Brenner angebracht sind, die von der Leitung aus mit Gas versehen werden.

Bewegung des Gases in einer geneigten Leitung. Es sei, Tafel XXIV., Fig. 6, A der Gasbehälter, B eine ansteigende bei C endende Leitung, D ein Wassermanometer, welches die Spannung bei C angibt. Nennen wir:

P den Druck des Gases auf einen Quadratmeter im Gasbehälter,
P_1 den Druck des Gases auf einen Quadratmeter in der Röhre bei C,
z die Höhe des Punktes C über dem Wasserspiegel im Gasbehälter,
γ_1 das Gewicht von einem Kubikmeter atmosphärische Luft,
H die Niveaudifferenz ausserhalb und innerhalb des Gasbehälters,
H_1 die Niveaudifferenz in den Schenkeln des Manometers,
$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter an der Oberfläche des Wassers im Gasbehälter,

so ist $\mathfrak{A} - \gamma_1 z$ der Druck der Atmosphäre gegen den offenen äusseren Schenkel des Manometers und man hat:

$$P = \mathfrak{A} + 1000\,H,\quad P_1 = \mathfrak{A} - \gamma_1\,z + 1000\,H_1$$

$$\Omega\,(P - P_1) = [1000\,(H - H_1) + \gamma_1\,z]\,\Omega$$

Diese Druckdifferenz hat das Gewicht des in der Röhre enthaltenen Gases und den Reibungswiderstand zu bewältigen; man hat daher:

$$\Omega\,[1000\,(H - H_1) + \gamma_1\,z] = \Omega\,z\,\gamma + \beta\,\frac{\gamma}{g}\,C\,L\,u^2$$

Hieraus folgt, wenn man $\Omega = \frac{D^2\pi}{4}$, $C = D\,\pi$, $u^2 = \frac{16\,Q^2}{\pi^2\,D^4}$ setzt:

$$H - H_1 = \frac{z\,(\gamma - \gamma_1)}{1000} + \frac{4 \times 16 \times \gamma}{1000\,g\,\pi^2}\,\beta\,\frac{Q^2\,L}{D^5} \quad \ldots \quad (13)$$

Das Gas ist stets leichter als atmosphärische Luft, es ist demnach $\gamma - \gamma_1$ negativ, daher wird $H - H_1$ bei einer ansteigenden Leitung klein, bei einer fallenden Leitung, für welche z negativ ist, grösser als bei einer steigenden Leitung. Eine steigende Leitung erleichtert, eine fallende Leitung erschwert dagegen die Ausströmung des Gases. Für $\gamma = 0{\cdot}726$, $\gamma_1 = 1{\cdot}29$, $\beta = 0{\cdot}005621$ wird, wenn $H\ H_1\ z\ D\ L$ in Metern ausgedrückt wird,

$$H - H_1 = 0{\cdot}0027\,\frac{L\,Q^2}{D^5} - 0{\cdot}000564\,z \quad \ldots \quad (14)$$

dagegen wenn $H\ H_1\ D$ in Centimetern, z, L in Metern, Q in Litern gemessen wird:

$$H - H_1 = 2{\cdot}7\,\frac{L\,Q^2}{D^5} - 0{\cdot}0564\,z \quad \ldots \quad (15)$$

Auf unebenem Terrain ist es demnach vortheilhaft, das Gaswerk in dem tiefsten Punkt aufzustellen.

Praktische Regeln zur Bestimmung der Durchmesser der Röhren.

A. *Für die Hauptleitung.*

Die im Vorhergehenden aufgefundenen Formeln sind geeignet zur Bestimmung der Durchmesser der Theile einer Hauptleitung. Für die kleine Zweigleitung werden wir später andere Formeln aufstellen.

Es sei:

L die Länge der Hauptleitung in Metern gemessen von der Gasfabrik an bis zu den von der Gasfabrik entferntesten Brennern der Hauptleitung,

l die Länge in Metern irgend eines Röhrenstückes der Hauptleitung,

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

$H - H_1$ die Differenz zwischen den in Centimetern ausgedrückten Wassersäulen, welche die Pressungen in der Hauptleitung am Anfange und am Ende derselben messen,

h die analoge Differenz in dem Röhrenstück von der Länge l am Anfange und Ende desselben,

q die Gasmenge in Kubikmetern, welche stündlich in das Röhrenstück von der Länge l eintritt,

q_1 die Gasmenge in Kubikmetern, welche stündlich längs dem Röhrenstück l an eine Reihe von Brennern abgegeben wird,

$m = \frac{q}{q_1}$. Wenn längs des Röhrenstückes keine Brenner vorkommen, ist $q_1 = 0$ und $m = \infty$. Wenn alles Gas, das in die Röhre l eintritt, durch diese Röhre seitlich abgeleitet wird, ist $q_1 = q$ und $m = 1$,

d der Durchmesser der Röhre l in Centimetern.

Es ist offenbar angemessen, die ganze Hauptleitung so anzulegen, dass längs derselben die Pressungen annähernd gleichmässig abnehmen. Dies ist der Fall wenn wir setzen:

$$\frac{h}{l} = \frac{H - H_1}{L} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (16)$$

Zur Bestimmung von d dient uns die Formel (11) und wir haben in dieselbe zu setzen: $Q = \frac{1000\, q}{3600} = \frac{q}{3{\cdot}6}$.

Für $\frac{H - H_1}{L}$ ist eigentlich $\frac{h}{l}$ zu setzen; allein wenn wir die Regel (16) gelten lassen, so können wir auch $\frac{H - H_1}{L}$ beibehalten. Dann wird:

$$d^5 = 2{\cdot}7 \left(\frac{q}{3{\cdot}6}\right)^2 \frac{L}{H - H_1} \left(1 - \frac{3\,m - 1}{3\,m^2}\right) \quad \ldots\ldots \quad (17)$$

oder

$$d^5 = 0{\cdot}207\, q^2 \frac{L}{H - H_1} \left(1 - \frac{3\,m - 1}{3\,m^2}\right) \quad \ldots\ldots \quad (18)$$

Die Pressung in dem vom Gaswerk entferntesten Brenner der Hauptleitung soll 2^{cm} betragen. Eine grosse Pressung verursacht ein zu rasches Ausströmen und verursacht unnützen Gasverbrauch; bei einer geringen Pressung wird die Flamme flappig. Am Anfang der Gasleitung, dieselbe mag lang oder kurz sein, soll die Pressung um nicht mehr als $2{\cdot}6^{cm}$ höher sein, als am Ende. Wir dürfen also, wie lang auch die Leitung sein mag, setzen:

$$H - H_1 = 2{\cdot}6^{cm}$$

dann wird aus (18):

$$d^5 = 0{\cdot}08\, q^2\, L \left(1 - \frac{3\,m - 1}{3\,m^2}\right) \quad \ldots\ldots \quad (19)$$

Zur Erleichterung der numerischen Rechnungen dienen die folgenden drei Tabellen:

d	d^5	d	d^5	d	d^5
1	1	13	370 295	25	9 770 625
2	32	14	534 824	26	11 881 376
3	243	15	749 375	27	14 348 907
4	1 024	16	1 048 576	28	17 210 368
5	3 125	17	1 419 857	29	20 511 149
6	7 776	18	1 889 568	30	24 300 000
7	16 807	19	2 476 099	31	28 629 151
8	32 768	20	3 200 000	32	33 554 432
9	75 049	21	4 084 101	33	39 135 393
10	100 000	22	5 153 632	34	45 435 424
11	161 051	23	6 436 343	35	52 521 875
12	248 832	24	7 962 624	36	60 466 176

m	$1 - \frac{3m-1}{3m^2}$	m	$1 - \frac{3m-1}{3m^2}$	m	$1 - \frac{3m-1}{3m^2}$
1·0	0·333	1·9	0·566	5	0·813
1·1	0·366	2·0	0·583	6	0·843
1·2	0·398	2·2	0·614	8	0·880
1·3	0·428	2·4	0·641	10	0·903
1·4	0·456	2·6	0·665	15	0·935
1·5	0·483	2·8	0·685	20	0·951
1·6	0·505	3·0	0·704	30	0·967
1·7	0·527	3·5	0·741	50	0·980
1·8	0·547	4·0	0·771	100	0·990

Gasleitungsröhren.

Stündliche Gasmenge in Kubikmetern	Durchmesser der Gasröhren in Millimetern						Anzahl der Brenner zu 4 Kubikfuss englisch oder zu 0·1 Kbm
50	115	132	143	152	159	164	500
100	151	174	189	199	208	216	1000
150	178	205	222	235	246	256	1500
200	200	230	250	264	276	280	2000
250	219	252	273	289	302	303	2500
300	235	270	294	310	324	336	3000
400	264	304	330	348	364	377	4000
500	288	331	360	380	397	412	5000
600	310	356	387	409	427	443	6000
700	330	379	412	436	455	472	7000
800	348	400	435	459	480	498	8000
900	365	420	456	481	504	522	9000
1000	380	437	475	502	524	542	10000
1100	396	455	495	523	546	566	11000
1200	419	481	524	553	578	592	12000
	1000	2000	3000	4000	5000	6000	
	Länge der Hauptleitung in Metern.						

$$d^5 = 0{\cdot}08\ q^2\ L$$

B. *Zweigleitungen.*

Für die Bestimmung der Durchmesser der Zweigleitungen, d. h. für die Leitungen in den kleinen Verbindungsstrassen, für die Leitungen, welche von den Strassen in die Häuser und Gebäude leiten, so wie für die Leitungen innerhalb der Gebäude selbst kann man einfachere Regeln anwenden, indem man von der Voraussetzung ausgeht, dass für diese Zweigleitungen die Geschwindigkeit des Gases in den Röhren eine gewisse Grösse haben soll. Für diese Zweigleitungen kann man sich der Regeln bedienen, welche Seite 223 und 224 der Resultate für den Maschinenbau aufgestellt sind. Auch innerhalb des Gaswerkes selbst können diese Regeln benutzt werden.

Disposition der Leitung (Kanalisation). Die leitenden Grundsätze, welche bei der Disposition einer Gasleitung für Städte zu beobachten sind, wurden bereits Seite 479 ausgesprochen. Einige ideale Beispiele werden zur Erläuterung dieser Grundsätze dienen.

Es sei erstens für einen schachbrettartigen Stadtbau eine Gaseinrichtung zu disponiren (Mannheim) Tafel XXIV., Fig. 7. In diesem Falle ist es angemessen, vom Gaswerk an die Hauptleitungen A B C, D B E, und eine peripherische Leitung F D C E F anzuordnen und in in diese die Zweigleitungen der kleineren Strassen einmünden zu lassen.

Es sei zweitens für eine längs eines Flusses hingebaute Stadt eine Gasleitung zu disponiren, Tafel XXIV., Fig. 8. In diesem Falle ist es zweckmässig, eine Hauptleitung A B C D längs des Flusses und zwei Hauptleitungen C E F, G E H im Innern der Stadt anzuordnen.

Im Allgemeinen gilt die Regel, dass nicht nur die Hauptleitung, sondern auch die Nebenleitungen durch die kleineren Strassen für das Maximum der Brennerzahl anzulegen sind, die von diesen Leitungen aus unter ungünstigen Umständen, bei Reparaturen der Hauptleitung, mit Gas zu versehen sind. In den Hauptleitungen werden nie mehr als 3 bis 4 Röhrenabstufungen angewendet, z. B. für den Sadtbau Tafel XXIV., Fig 8 eine Röhre von A bis B, welche die ganze Gasmasse von der Fabrik weg nach der Stadt leitet, eine zweite Röhre für B C, eine dritte für C E und eine vierte Röhrenabstufung für E G, E F, E H, C D.

Wassersammler. Das Gas tritt niemals in ganz trockenem Zustand in die Hauptleitung ein, es enthält immer noch Wasser-, Theer- und andere Dämpfe, die sich in der Hauptleitung condensiren, dieselbe mit der Zeit an einzelnen Stellen ganz anfüllen und

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

dadurch den Durchgang des Gases erschweren oder aufheben würden. Um dies zu vermeiden ist es nothwendig, die Röhren nicht horizontal zu legen, sondern dieselben bald schwach ansteigend, bald schwach senkend anzuordnen und in allen tieferen Punkten der Leitung kleine Wassersammler anzulegen, nach welchen das Wasser zusammenfliesst und vermittelst kleiner Handpumpen von Zeit zu Zeit herausgehoben wird. Tafel XXIV., Fig. 9 zeigt einen solchen Wassersammler mit dem Saugrohr. Von grösster Wichtigkeit ist die Dichte der Röhren und die Solidität der Verbindung, damit keine Gasverluste eintreten. In dieser Hinsicht ist beim Legen die grösste Vorsicht und Kontrolle zu üben, damit alle Arbeiten gewissenhaft und verlässlich ausgeführt werden. Insbesondere muss dafür gesorgt werden, dass an jeder Muffe die Erde festgestampft und ein Stein untergelegt wird. Eben so muss die Verbleiung der gusseisernen Röhren und die Zusammenschraubung der schmiedeeisernen Zweigröhren tadellos bewerkstelligt werden. Dies Alles ist leicht gesagt, aber in der Praxis doch schwer gethan und erfordert einen tüchtigen, vielerfahrenen und vielgeübten Werkmeister. Ueber das Detail der Röhrenverbindungen ist bereits im ersten Bande gehandelt worden.

Der Exhaustor.

Dieser Apparat ist eine Gas-Saug- und Druckpumpe, welche in der Regel zwischen dem Condensator und dem Scrubber oder Wascher aufgestellt wird. Derselbe saugt das Gas aus dem Condensator und aus der Vorlage auf und treibt es durch den Scrubber fort. Der Zweck desselben ist, die Spannung des Gases in der Vorlage, insbesondere aber in den Retorten unter allen Umständen auf einem niedrigen Grad zu erhalten, was für die Gasproduktion aus zwei Ursachen von grosser praktischer Wichtigkeit ist. Die Spannung des Gases in den Retorten muss möglichst niedrig gehalten werden, theils um die Gasverluste, welche durch die Poren der Retorten entstehen können, zu verhüten, theils aber und vorzugsweise um eine für die Gasproduktion sehr nachtheilige Wirkung, die bei höherer Gasspannung eintritt, nicht aufkommen zu lassen. Man hat nämlich die sonderbare Erfahrung gemacht, dass sich in den Retorten sehr viel Graphit bildet, wenn in denselben die Spannung einige Höhe erreicht. Diese Graphitbildung, die sich vorzugsweise am Boden der Retorten, aber auch an den Decken derselben und in den Aufsteigröhren anlegt, hat zur Folge, dass die Wärme schwer durch die Wände der Retorten eintritt und die Aufsteigröhren verstopft werden. Aber noch mehr entsteht diese Graphitbildung durch Zersetzung der Kohlenwasserstoffgase. Der Kohlenstoff setzt sich als Graphit an und es entsteht ein an Wasserstoff reiches, aber an Kohlenstoff armes Gas, das zwar sehr viel Heizkraft, aber wenig Leuchtkraft besitzt, also für die Beleuchtung nicht gut ist. Diese höchst nachtheilige Graphitbildung wird nur durch den Exhaustor vermieden, indem derselbe in den Retorten eine höhere Spannung nicht aufkommen lässt.

Da die Gasproduktion in den Retorten nicht in constanter Weise vor sich geht, indem am Anfang des Destillationsprozesses sehr viel, gegen das Ende zu sehr wenig Gas erzeugt wird, so muss der Exhaustor zur Erhaltung eines constanten niedrigen Druckes in den Retorten mit einer regulirenden Einrichtung versehen werden, welche bewirkt, dass aus den Retorten in jedem Augenblick genau so viel Gas ausgesaugt wird, als produzirt wird. Dadurch wird die Einrichtung des Exhaustors etwas komplizirt. Man hat sehr verschiedene Einrichtungen für diese Exhaustoren ausgedacht, am häufigsten werden diejenigen gebraucht, welche wir nun beschreiben wollen.

Tafel XXIV., Fig. 10 stellt den Kolbenexhaustor von *Anderson* dar. Der Hauptbestandtheil ist eine mit Saugklappen $a\ a_1$ und mit Druckklappen $b\ b_1$ versehene Saug- und Druckpumpe. Das Gas wird bei c eingesaugt und bei d ausgetrieben. Diese Röhren sind aber durch ein Rohr e in Verbindung gesetzt, das mit einem nach c hin sich öffnenden Ventil versehen ist. Dieses Ventil wird durch eine Feder oder durch ein Gewicht so stark zugedrückt, dass es sich öffnet, wenn die Differenz zwischen den Spannungen in d und in c einen gewissen Grad erreicht. Denken wir uns nun zuerst, dass in den Retorten die gewünschte normale Gasproduktion und die normale zulässige Spannung p vorhanden sei und dass sich der Kolben g so schnell bewegt, dass alles in einer Sekunde produzirte Gas in einer Sekunde ausgesaugt wird, so wird vermöge der Widerstände, welche sämmtliche zwischen dem Exhaustor und dem Gasbehälter aufgestellten Apparate verursachen, in d eine gewisse Spannung p_1 herrschen, und wenn das Ventil f durch die Feder oder durch ein Gewicht so stark zugedrückt wird, dass es sich durch die Differenz $p_1 - p$ nicht öffnet, so geht alles Gas aus c durch die Pumpe nach d. Nehmen wir nun an, dass in den Retorten plötzlich eine übergrosse Gasentwicklung eintrete, die die Pumpe nicht fortschaffen kann, so öffnen sich die Ventile $a\ a_1\ b\ b_1$ und das Gas strömt unabhängig von der Bewegung des Kolbens von c nach d so lange über, bis in c die Spannung wiederum abgenommen hat, worauf sich die Ventile a a_1 b b_1 schliessen. Nehmen wir endlich an, dass die Spannung des Gases in den Retorten gar zu geringe wird, so öffnet sich das Ventil *f* und dann wird das Gas theilweise durch das Rohr e nach c nach den Retorten zurückgetrieben, bis daselbst die normale Spannung eintritt, worauf sich *f* schliesst.

Tafel XXVI., Fig. 1 u. 2 stellt den rotirenden Exhaustor von *Beale* vor. a ist eine Trommel, b eine in a liegende innere Trommel; sie hat eine gegen a excentrische Lage und berührt unten die Trommel a. Diese Trommel ist mit zwei aufeinander liegenden Schiebern c c_1 versehen, die sich in einer in der Trommel b angebrachten, längs des Durchmessers hinziehenden Spalte verschieben lassen. Jeder dieser Schieber ist mit zwei Zäpfchen versehen, die in kreisförmige zur Umhüllung a concentrische in der Deckelfläche eingeschnittene Furchen e e eingreifen. Die äusseren Enden der Schieber c c_1 sind mit Dichtungen versehen, die an der innern Fläche von a anliegen. *f* ist das Einsaugrohr, g das Druckrohr. Wird nun die Trommel b um ihre Axe gedreht, so nimmt sie die Schieber c c_1 mit herum, dieselben werden aber gleichzeitig vermittelst der in die Fläche d eingreifenden Zäpfchen in die Trommelspalte aus- und eingeschoben, so dass die äusseren Schieberenden stets mit der Wand von a in Berührung bleiben, dadurch wird das Gas bei *f* eingesaugt, bei g ausgetrieben.

Die passendste Stelle für die Aufstellung des Exhaustors befindet sich zwischen dem Condensator und dem Scrubber, weil er sich dann in der Nähe der Retorten befindet und doch nicht mehr durch den Theer in seiner Wirksamkeit gehindert werden kann, was der Fall wäre, wenn man denselben zwischen der Vorlage und dem Condensator aufstellte.

Der Regulator.

Um bei zufällig eintretenden Veränderungen des Druckes in den Gasbehältern dennoch einen sich gleich bleibenden Druck am Anfang der Röhrenleitung herbeizuführen, so wie auch um den Druck in der Röhrenleitung nach dem Gasbedarf reguliren zu können, dient der sogenannte Regulator, welcher zwischen den Gasbehältern und dem Anfang der Leitung aufgestellt wird.

Tafel XXVI., Fig. 3 zeigt einen solchen Apparat. a a ist ein Wasserbehälter aus Gusseisen, b b eine Gasglocke mit einem

Stiel d. Derselbe wird theils durch den Bügel c c, theils durch Leitrollen e e geführt. *f* g sind zwei aneinander gegossene Röhren, *f* steht concentrisch zu a, g excentrisch. In *f* mündet das Rohr h ein, das vom Gasbehälter her geht, in g mündet i ein, das den Anfang der Röhrenleitung bildet. g ist oben einfach offen, *f* hat oben eine nach einwärts gekehrte Flantsche, so dass eine runde Oeffnung entsteht, deren Durchmesser kleiner ist als jener der Röhre *f*. An der Decke von b ist ein langgestreckter Blechkonus k angehängt, der in den Cylinder *f* herabreicht. l sind Belastungsgewichte, m und n Manometer, vermittelst welcher die Pressungen h und i gemessen werden. Die Glocke wird so balancirt, dass sie bis zu einer gewissen Tiefe eintaucht, wenn die mittlere Normalspannung vorhanden ist und die normale Gasmenge aus h durch *f* b g i ausströmt. Vermehrt man die Belastung l, so senkt sich die Glocke b, wird das Gas komprimirt und die Spannung desselben sowohl im Gasbehälter als auch in der Röhrenleitung verstärkt, so dass das Gas in grösserer Menge und stärker komprimirt in die Röhrenleitung getrieben wird. Nimmt die Spannung des Gases im Gasometer zu oder ab, so steigt im ersteren Falle die Glocke des Regulators und sinkt im zweiten Falle nieder. Dadurch wird der ringförmige Raum zwischen dem Flantschenrand von *f* und dem Konus verengt, wenn die Glocke steigt, erweitert, wenn sie sich senkt, und sie nimmt eine Stellung an, bei welcher die Spannung des Gases wohl in *f*, aber nicht in g geändert wird. Die Spannung des Gases in der Leitung und die Quantität der in dieselbe eintretenden Gasmenge wird demnach constant erhaleen, während im Gasbehälter Aenderungen in der Spannung eintreten. Auch dieser Regulator ist von *Clegg* erfunden.

Die Gasuhren.

Die Gasuhren sind Apparate, durch welche die Gasmengen gemessen werden, welche stündlich durch irgend einen Querschnitt der Gasleitung strömen. Man unterscheidet Stationsgasuhren und Konsumentengasuhren. Wir beschränken uns auf die genauere Beschreibung eines Stationsgasmessers, weil die übliche Einrichtung der Konsumentengasuhren so eigenthümlich ist, dass sie sich ohne Modelle kaum verständlich machen lässt. Tafel XXVI., Fig. 4 und 5 sind zwei Durchschnitte einer *Clegg*'schen Stationsgasuhr.

a die äussere Blechumhüllung des Apparates. Dieselbe schliesst vollständig von Aussen ab, nur bei c c kommunizirt der innere

Raum mit einer Vorkammer d, von welcher aus das Gas der Uhr zugeleitet wird, und die einige regulirende Vorrichtungen enthält.

Den Hauptbestandtheil der Gasuhr bildet die sogenannte Trommel, die aus folgenden Theilen und Wandungen zusammengesetzt ist: e Axe der Trommel; dieselbe dreht sich in zwei Lagern e_1 e_2; $f\,f$ Armsysteme, g_1 g_2 Seitenschilde mit concentrischen Oeffnungen, h_1 h_2 cylindrische Umhüllungen, i_1 i_2 i_3 i_4 innere Scheidewände, durch welche der zwischen g_1 g_2, h_1 h_2 befindliche Raum in vier gleich grosse Abtheilungen getheilt wird; jede dieser vier Abtheilungen, z. B. g_1 kommunizirt aussen durch das Ansatzrohr k_1 mit dem Raum zwischen der Trommel und der Umhüllung, innen durch ein Rohr l_1 mit dem innerhalb h_2 befindlichen Raum der Trommel. Der Apparat wird theilweise mit Wasser angefüllt, so dass der Wasserspiegel über dem Rand der Oeffnungen der Scheidewände g_1 g_2 steht; das Gas strömt bei m in die Vorkammer ein, gelangt durch das krumme Rohr n n_1 in den inneren Raum der Trommel, von da in die Trommelabtheilungen und entweicht aus diesen durch die Oeffnung k_1 und durch das Rohr p in den Gasbehälter; dabei dreht es die Trommel nach der Richtung des Pfeiles F. In der Vorkammer befinden sich verschiedene Hilfseinrichtungen, so dass der Wasserstand im Apparat stets auf einerlei Höhe erhalten wird, und die Vorkammer enthält ferner ein Räderzählwerk, das von der Axe der Trommel aus vermittelst einer Schraube ohne Ende gedreht wird.

Die Dimensionen einer solchen Gasuhr können auf folgende Weise berechnet werden.

Nennt man:

R_1 den äusseren Halbmesser der Trommel,
R_2 den inneren Halbmesser der Trommel,
L die Länge der Trommel,
$\mathfrak{B}$ das Gasvolumen in Kubikmetern, das in 24 Stunden durch die Uhr geht,
n die Anzahl der Umdrehungen der Trommel in 24 Stunden,
$\mathfrak{v}$ das Volumen eines Ansatzrohres der Trommel,

so hat man:

$$[\pi\,(R_1^2 - R_2^2) + 4\,\mathfrak{v}]\,L\,n = \mathfrak{B}$$

Hieraus folgt:

$$R_1 = \sqrt[3]{\left\{\frac{\mathfrak{B}}{\frac{L}{R_1}\left\{\pi\left[1-\left(\frac{R_2}{R_1}\right)^2\right]+4\frac{\mathfrak{v}}{R_1^3}\right\}}\frac{\ }{n}\right\}}$$

Die gewöhnlichen Verhältnisse sind:

$$\frac{R_2}{R_1} = 0{\cdot}6, \quad \frac{L}{R_1} = 1{\cdot}6$$

$$4\,\frac{\mathfrak{V}}{R_1{}^2} = 0{\cdot}3$$

und die stündliche Anzahl der Umdrehungen beträgt in der Regel bei normalen Verhältnissen $60 \times 24 = 1440$. Vermittelst dieser Verhältnisse folgt:

$$R_1 = 0{\cdot}645 \sqrt[3]{\frac{\mathfrak{V}}{n}}$$

Berechnung eines Gaswerkes für 1000 Brenner.

Gegenstände	Einheiten	Grössen
Anzahl der Brenner		1000
Stündlicher Gasverbrauch eines Brenners .	Kbm	0·100
Mittlere Beleuchtungszeit am kürzesten Tag	Stunden	10
Gasverbrauch am kürzesten Tag	Kbm	1000
Retorten.		
Heizfläche einer Retorte	qm	3·25
Heizfläche sämmtlicher Retorten	qm	33
Anzahl der Retorten		10
Querschnitt der Vorlage	qm	0·055
Anzahl der Retorten eines Ofens		5
Anzahl der Retortenöfen		2
Rostfläche eines Ofens	qm	0·40
Pferdekraft des Kamins		12·5
Condensator.		
Querschnitt einer Condensatorröhre . . .	qm	0·011
Durchmesser einer Röhre	m	0·118
Abkühlungsfläche aller Röhren	qm	9·9
Der Waschapparat.		
Horizontalquerschnitt des Apparates . .	qm	3·3

Gegenstände	Einheiten	Grössen
Epurateur.		
Volumen der Epurateurs	Kbm	3·3
Anzahl der Hordenschichten		4
Höhe eines Apparates	m	1
Horizontalquerschnitt eines Apparates . .	qm	1·65
Der Gasbehälter.		
Volumen des Gasbehälters	Kbm	580
Durchmesser des Behälters	m	12
Höhe	m	5·3
Mauerdicke	m	1·76
Blechdicke (nach Formel (3), Seite 478) . $\mathfrak{A}_1 - \mathfrak{A} = 50$, $D = 12$, $H = 5{\cdot}3$, $T = 5$, $\gamma = 7800$	mm	3
Gasleitung.		
Länge der Hauptleitung	m	1000
Durchmesser des ersten Rohres, das von der Fabrik wegleitet (Tabelle Seite 487)	mm	151
Durchmesser der Röhren innerhalb der Fabrik $151\sqrt{\frac{10}{24}}$	mm	100

Dispositionen zu kleineren und größeren Gaswerken.

Wenn nicht besondere Lokal- oder Eigenthumsverhältnisse einwirken, so gilt auch für Gaswerke, wie für alle technischen Anlagen der Grundsatz, dass die Disposition der Maschinen und Apparate durch die Reihenfolge der Prozesse bestimmt wird, die in der Fabrik vorkommen. In der Durchführung derselben sollen keinerlei Hindernisse entstehen und Alles soll auf die natürlichste und bequemste Weise durchgeführt werden können. Hat man einmal eine ganz zweckmässige Disposition für eine Fabrik von einer gewissen Grösse ausfindig gemacht, die also von der Art ist, dass sie eine systematisirte Aufstellung des Ganzen darbietet, so kann diese Aufstellungsweise, indem man sie wiederholt anwendet, auch für ganz grosse Fabriken gebraucht werden.

Es zerfällt nämlich dann das Ganze gleichsam in einzelne kleine Fabriken, in welchen eine organische Gruppirung vorhanden ist. Und dies ist denn auch der Grundgedanke, worauf die beiden Dispositionen beruhen, die wir nun näher beschreiben wollen.

Tafel XXV., Fig. 1 und 2 ist eine Disposition für eine kleinere, Fig. 3 und 4 eine Disposition für eine grössere Gasfabrik.

In beiden Anlagen ist:

a das Wohngebäude; es liegt dem Fabrikgebäude gegenüber, ist von den Orten, wo unreine Operationen vorgenommen werden, abgelegen und für die Beaufsichtigung der ganzen Fabrik günstig gelegen;

Bei i und k sind Aus- und Einfahrten, und ist es angemessen, dieselben mit Brückenwagen zu versehen;

c das eigentliche Retortenhaus. Bei dem kleineren Projekt ist nur eine Reihe, bei dem grösseren sind zwei Reihen angedeutet. Es ist selbstverständlich, dass bei dem grösseren Projekt die Zahl der Retortenöfen grösser gedacht werden muss, als bei dem kleineren;

b sind eine Reihe von kleineren gemauerten Kammern, theils für Steinkohlen, theils für Koks. Die Kohlenkammern werden von aussen gefüllt, zu welchem Behufe jede einzelne Kammer mit einer verschiebbaren Oeffnung versehen ist. Jede solche Kammer kommunizirt aber aber auch mit dem Innern des Retortenhauses durch eine verschliessbare Thür. Wenn die Fabrik im geregelten Gang ist, ist nur eine Kohlenkammer und eine Kokskammer geöffnet und dem Ofenheizer zugänglich, die übrigen bleiben geschlossen, bis an sie die Reihe zur Aufnahme und Abgabe kommt.

BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Auf diese Weise ist eine ziemlich sichere Materialkontrolle möglich.

An das Retortenhaus schliesst bei beiden Anordnungen das Reinigungshaus d an. Bei dem Projekt Fig. 1 und 2 ist längs einer Reihe ein vollständiges System von Reinigungsapparaten aufgestellt. Bei der Anordnung Fig. 3 und 4 sind zwei Systeme von Reinigungsapparaten nach zwei Linien aufgestellt. Für noch grössere Fabriken kann man entweder 3 oder 4 Systeme nach 3 oder 4 Linien aufstellen, oder man kann sämmtliche Apparate nach einer einzigen geraden Linie hinstellen.

Ueber das Spezielle der Aufstellung der Reinigungsapparate werden wir uns weiter unten aussprechen.

f f sind die Gasbehälter. Bei dem kleineren Projekt ist nur einer derselben angenommen, bei dem grösseren sind 2 vorhanden. h enthält den Druckregulator, i ist ein kleines Geschäftsbureau, g die Hauptleitung.

Die Disposition der Reinigungsapparate und ihre Kommunikationsröhren sind auf Tafel XXIV., Fig. 1, 2, 3 angegeben. $a\ a_1$ die Condensatoren, $b\ b_1$ zwei Exhaustoren, $c\ c_1$ zwei Waschapparate, $d\ d_1\ d_2\ d_3$ vier Kalkreinigungsapparate, $e\ e_1$ zwei Scrubber, *f* die Gasuhr, g die Manometer.

Dieser Raum wird überhaupt als kleines chemisches Laboratorium benutzt.

Der Raum h gegenüber der Gasuhr ist ein kleines Magazin, das vorzugsweise bestimmt ist, den Reinigungskalk aufzunehmen. Auch werden daselbst die Weidengeflechte gereinigt und mit frischem Kalk versehen. Damit in dem Reinigungshaus die Kommunikationsröhren nirgends hinderlich sind, müssen dieselben unter den Boden gelegt werden, so dass über denselben nur die verschiedenen Schieber so weit hervorragen, als zur Stellung derselben nothwendig ist.

Die Art dieser Aufstellung der Apparate ist übrigens bereits früher bei ihrer Detailbeschreibung gezeigt worden.

Die zum Betrieb der Exhaustoren und Wasserpumpen erforderliche Dampfmaschine nebst Dampfkessel kann am zweckmässigsten in einem besonderen kleinen Anbau an das Retortenhaus verlegt werden, um die enorme Wärmemenge, die von den Retorten nach dem Kamin abzieht, wenigstens theilweise benutzen zu können. Auck kann daselbst eine kleine Schmiede angelegt werden, um insbesondere die an den Gasometern sich wiederholenden Reparaturarbeiten vornehmen zu können.

NEUNTER ABSCHNITT.

Theorie und Bau der Dampfmaschinen.

Der Wasserdampf.

Das Wesen des Dampfes, die Gesetze seiner Bildung, sein Verhalten unter mannigfaltigen Umständen bei Ausdehnungen, Zusammenziehungen, Erwärmung, Abkühlung, sind noch nicht vollständig bekannt.

Es fehlt zwar nicht an zahlreichen experimentalen und theoretischen Untersuchungen über diesen Gegenstand, und gerade in neuerer Zeit haben die Versuche von *Regnault* und die von verschiedenen Mathematikern aufgestellten Anfänge von Wärmetheorien Manches aufgehellt, was früher dunkel war, allein so weit ist unsere Kenntniss noch nicht gediehen, dass es möglich wäre, eine ganz rationelle Theorie des Dampfes und der Dampfmaschinen aufzustellen. Für die Praxis des Dampfmaschinenwesens sind jedoch annähernde Theorien ganz genügend, denn was zu thun ist, um eine vortheilhafte Verwendung des im Kessel erzeugten Dampfes zum Betrieb einer Dampfmaschine hervorzubringen, lehren uns auch die ungenaueren Theorien, und man wäre in einem grossen Irrthum, wenn man meinte, dass durch ganz rationelle Wärmetheorien diejenigen Maschinen, welche man heut zu Tage Dampfmaschinen nennt, erheblich verbessert werden könnten. Die besseren Dampfmaschinen sind tadellos angeordnet und ausgeführt, und wenn durch dieselben doch nur $\frac{1}{20}$ von der im Brennstoff enthaltenen Wirkungsfähigkeit nutzbringend gemacht wird, so hat dies seinen Grund nicht in der Anordnung und Ausführung der Maschinen, sondern in dem bei der Dampferzeugung unvermeidlich entstehenden enormen Wärmeverlust, theils durch die Aenderung des Aggregatzustandes, theils durch die Verluste durch das Kamin. Die Dampfmaschinen verbessern wollen, ist eine Unmöglichkeit, sie zu verdrängen, wird vielleicht durch die calorischen Maschinen gelingen. Einstweilen bis dies gelingen wird, wollen wir uns mit einer annähernden Theorie des Dampfes und der Dampfmaschinen begnügen.

Temperatur, Spannkraft und Dichte der Kesseldämpfe. Es gibt zwei Arten von Wasserdämpfen: Kesseldämpfe und überhitzte Dämpfe. Kesseldämpfe sind solche, wie sie sich im Dampfkessel bilden. Ihre charakteristische Eigenschaft ist, dass sie selbst durch schwache Abkühlungen theilweise condensirt werden. Es ist daher wenigstens annähernd wahr, wenn wir annehmen, dass die Kesseldämpfe gerade nur so viel Wärme besitzen, als zu ihrem Bestehen nothwendig ist.

Ueberhitzte Dämpfe nennen wir solche Dämpfe, die ohne condensirt zu werden, einen ansehnlichen Wärmeverlust ertragen. Sie entstehen, wenn man ein Gefäss mit Kesseldampf füllt und es dann erhitzt.

Wir messen 1) die Temperatur der Dämpfe durch einen Quecksilberthermometer mit 100theiliger Skala, 2) die Spannkraft durch den Druck des Dampfes auf einen Quadratmeter, 3) die Dichte der Dämpfe durch das Gewicht von einem Kubikmeter Dampf.

Temperatur, Spannkraft und Dichte der Kesseldämpfe stehen in einer ganz bestimmten Beziehung zu einander, so dass, wenn eines von diesen drei Elementen gegeben ist, die beiden andern dadurch bestimmt werden.

Diese Beziehungen sind durch Versuche ausgemittelt worden. Die folgende Tabelle ist einer Untersuchung des Professors *Zeuner* entnommen.

Dampfspannung			Temperatur (Celsius)	Volumen von 1 Kilogramm Dampf	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	t	v Kubikmeter	Δ Kilogramm
0·1	76	1033·4	46·21	14·5044	0·069
0·2	152	2066·8	60·45	7·5256	0·133
0·3	228	3100·2	69·49	5·1288	0·195
0·4	304	4133·6	76·25	3·9079	0.256
0·5	380	5167·0	81·71	3·1654	0·316
0·6	456	6200·4	86·32	2·6648	0·375
0·7	532	7233·8	90·32	2·3040	0·434
0·8	608	8267·2	93·88	2·0314	0·492
0·9	684	9300·6	97·08	1.8178	0·550
1·0	760	10334·0	100·00	1·6460	0·607
1·1	836	11367·4	102·68	1·5046	0·665
1·2	912	12400·8	105·17	1·3861	0·722
1·3	988	13434·2	107·50	1·2855	0·778
1·4	1064	14467·6	109·68	1·1988	0·834
1·5	1140	15501·0	111·74	1·1235	0·890
1·6	1216	16534·4	113·69	1·0573	0·946
1·7	1292	17567·8	115·54	0·9986	1·001
1·8	1368	18601·2	117·30	0·9463	1·057
1·9	1444	19634·6	118·99	0·8994	1·112
2·0	1520	20668·0	120·60	0·8571	1·167
2·1	1596	21701·4	122·15	0·8186	1·222
2·2	1672	22734·8	123·64	0·7836	1·276
2·3	1748	23768·2	125·07	0·7515	1·331
2·4	1824	24801·6	126·46	0·7221	1·385
2·5	1900	25835·0	127·80	0·6949	1·439
2·6	1976	26868·4	129·10	0·6698	1·493
2·7	2052	27901·8	130·35	0·6464	1·547
2·8	2128	28935·2	131·57	0·6247	1·601
2·9	2204	29968·6	132·76	0·6045	1·654

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Wasserdämpfe.

Dampfspannung In Atmosphären	Dampfspannung In Millimeter Quecksilbersäule	Dampfspannung In Kilogrammen pro Quadratmeter p	Temperatur (Celsius) t	Volumen von 1 Kilogramm Dampf v Kubikmeter	Dichtigkeit Gewicht von 1 Kubikmeter Δ Kilogramm
3·0	2280	31002·0	133·91	0·5856	1·708
3·1	2356	32035·4	135·03	0·5678	1·761
3·2	2432	33068·8	136·12	0·5511	1·814
3·3	2508	34102·2	137·19	0·5355	1·867
3·4	2584	35135·6	138·23	0·5207	1·920
3·5	2660	36169·0	139·24	0·5067	1·973
3·6	2736	37202·4	140·23	0·4935	2·026
3·7	2812	38235·8	141·21	0·4810	2·079
3·8	2888	39269·2	142·15	0·4691	2·132
3·9	2964	40302·6	143·08	0 4578	2·184
4·0	3040	41336·0	144·00	0·4471	2·237
4·1	3116	42369·4	144·89	0·4368	2·289
4·2	3192	43402·8	145·76	0·4271	2·341
4·3	3268	44436·2	146·61	0·4178	2·393
4·4	3344	45469·6	147·46	0·4089	2·446
4·5	3420	46503·0	148·29	0·4003	2·498
4·6	3496	47536·4	149·10	0·3922	2·550
4·7	3572	48569·8	149·90	0·3844	2·602
4·8	3648	49603·2	150·69	0·3769	2·653
4·9	3724	50636·6	151·46	0·3697	2·705
5·0	3800	51670·0	152·22	0·3627	2·757
5·1	3876	52703·4	152·97	0·3561	2·807
5·2	3952	53736·8	153·70	0·3497	2·859
5·3	4028	54770·2	154·43	0·3435	2·911
5·4	4104	55803·6	155·14	0·3375	2·963
5·5	4180	56837·0	155·85	0·3318	3·014
5·6	4256	57870·4	156·54	0·3262	3·066
5·7	4332	58903·8	157·22	0·3209	3·116
5·8	4408	59937·2	157·90	0·3157	3·168
5·9	4484	60970·6	158·56	0·3107	3·219

Dampfspannung In Atmosphären	Dampfspannung In Millimeter Quecksilbersäule	Dampfspannung In Kilogrammen pro Quadratmeter p	Temperatur (Celsius) t	Volumen von 1 Kilogramm Dampf v Kubikmeter	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter Δ Kilogramm
6·0	4560	62004·0	159·22	0·3058	3·270
6·1	4636	63037·4	159·87	0·3012	3·320
6·2	4712	64070·8	160·50	0·2966	3·371
6·3	4788	65104·2	161·14	0·2922	3·422
6·4	4864	66137·6	161·76	0·2879	3·472
6·5	4940	67171·0	162·37	0·2838	3·523
6·6	5016	68204·4	162·98	0·2798	3·574
6·7	5092	69237·8	163·58	0·2759	3·624
6·8	5168	70271·2	164·18	0·2721	3·674
6·9	5244	71304·6	164·76	0·2684	3·725
7·00	5320	72338·0	165·34	0·2648	3·776
7·25	5510	74921·5	166·77	0·2563	3·902
7·50	5700	77505·0	168·15	0·2483	4·027
7·75	5890	80088·5	169·50	0·2408	4·152
8·00	6080	82672·0	170·81	0·2338	4·277
8·25	6270	85255·5	172·10	0·2271	4·403
8·50	6460	87839·0	173·35	0·2209	4·527
8·75	6650	90422·5	174·57	0·2150	4·651
9·00	6840	93006·0	175·77	0·2094	4·775
9·25	7030	95589·5	176·94	0·2042	4·897
9·50	7220	98173·0	178·08	0·1991	5·023
9·75	7410	100756·5	179·21	0·1944	5·144
10·00	7600	103340·0	180·31	0·1899	5·266
10·25	7790	105923·5	181·38	0·1855	5·391
10·50	7980	108507·0	182·44	0·1814	5·513
10·75	8170	111090·5	183·48	0·1775	5·634
11·00	8360	113674·0	184·50	0·1737	5·757
11·25	8550	116257·5	185·51	0·1701	5·879
11·50	8740	118841·0	186·49	0·1667	5·998
11·75	8930	121424·5	187·46	0·1634	6·120

Dampfspannung					
In Atmosphären	In Millimeter Quecksilbersäule	In Kilogrammen pro Quadratmeter p	Temperatur (Celsius) t	Volumen von 1 Kilogramm Dampf v Kubikmeter	Dichtigkeit. Gewicht von 1 Kubikmeter Δ Kilogramm
12·00	9120	124008·0	188·41	0·1602	6·242
12·25	9310	126591·5	189·35	0·1572	6·361
12·50	9500	129175·0	190·27	0·1543	6·481
12·75	9690	131758·5	191·18	0·1514	6·605
13·00	9880	134342·0	192·08	0·1487	6·725
13·25	10070	136925·5	192·96	0·1461	6·845
13·50	10260	139509·0	193·83	0·1436	6·964
13·75	10450	142092·5	194·69	0·1412	7·082
14·00	10640	144676·0	195·53	0·1388	7·205

Diese Tabelle gibt für meine Formel $\Delta = \alpha + \beta\, p$, für α und β folgende Werthe:

p = 10334		2 × 10334		3 × 10334		4 × 10334		5 × 10334
β =	0·0000542		0·0000523		0·0000512		0·0000503	
α =	0·047		0·095		0·121		0·157	

Für die Berechnung der mechanischen Wirkungen des Dampfes sind diese numerischen Resultate der Versuche noch nicht genügend, sondern man muss zu diesem Zwecke vorzugsweise noch folgende Dinge kennen:

1) die zur Bildung des Wasserdampfes erforderliche Wärmemenge;
2) eine möglichst einfache Beziehung zwischen der Dichte und Spannkraft der Dämpfe;
3) das Verhalten der Kesseldämpfe bei Volumänderungen und Abkühlungen;
4) das Verhalten der überhitzten Dämpfe bei Temperatur- und Volumänderungen.

Wärmemenge zur Bildung von 1 Kilogramm Dampf. Die zur Bildung von 1^{Klg} Dampf von t° Temperatur aus Wasser von 0° Temperatur erforderliche Wärmemenge ist:

a) nach *Watt, Parkes, Pambour* für Kesseldämpfe von jeder Spannkraft und Temperatur 650 Wärmeeinheiten;

b) nach *Clement* dagegen $550 + t$ Wärmeeinheiten;

c) nach zahlreichen und genauen Versuchen von *Regnault* $606{\cdot}5 + 0{\cdot}305\ t$ Wärmeeinheiten.

Nach der ersten Regel wäre diese Wärmemenge ganz constant, nach den beiden anderen wächst sie mit der Temperatur des Dampfes oder es ist nach dieser letzteren Regel zur Erzeugung von hochgespanntem Dampf mehr Wärme nöthig, als zur Erzeugung von schwach gespanntem Dampf. Da die Temperatur der Dämpfe bei zunehmender Spannung nur wenig wächst, so sind die Differenzen der Werthe, welche die drei Regeln geben, nicht erheblich. Für praktisch technische Rechnungen kann man sich daher erlauben, die zwar ungenauere aber einfachere *Watt*'sche Regel zu gebrauchen. Für wissenschaftliche Untersuchungen ist jedoch die Regel von *Regnault* entschieden vorzuziehen.

Diese Regeln geben uns über den Vorgang der Dampfbildung nicht den geringsten Aufschluss. Durch unsere atomistische Anschauungsweise werden wir hierüber theilweise belehrt.

Wenn eine Flüssigkeit, z. B. Wasser, in einem Dampfkessel zum Verdampfen gebracht wird, geschieht Folgendes: Indem das Wasser Wärme (lebendige Kraft) aufnimmt, wächst die Repulsivkraft der Dynamiden, und werden dieselben auseinandergetrieben, bis sie eine Entfernung erreichen, wo die Repulsivkraft anfängt grösser zu werden als die Attraktivkraft. Hierauf müssen die Dynamiden noch weiter auseinander getrieben werden, bis die Differenz zwischen der Repulsivkraft und der Attraktivkraft gleich wird der im Kessel herrschenden Spannung. Bis zu diesem Augenblick hin ist durch den Vorgang Arbeit konsumirt worden, es ist aber auch vom Wasser Aether aufgenommen worden, denn die Wärmekapazität des Wassers wächst mit steigender Temperatur. Nun aber wird die Repulsivkraft der Dynamiden überwiegend, sie dehnen sich weiter aus, bis sie zuletzt abermals mit der im Kessel herrschenden Spannung in's Gleichgewicht kommen. Bei diesem Akt und wahrscheinlich im ersten Moment desselben wird aber Aether ausgeschieden, weil die Wärmekapazität des Dampfes kleiner ist als die des Wassers, und dieser plötzlichen Aetherausscheidung ist wahrscheinlich die Aenderung des Aggregatzustandes zuzuschreiben. Während dieses zweiten Ausdehnungsaktes wird innen Arbeit pro-

BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

duzirt, denn die Dynamiden stossen sich ab und gehen auseinander. Allein während des totalen Vorgangs von der ersten Erwärmung an bis zur Beendigung der Dampfbildung muss der äussere Dampfdruck überwunden werden, wodurch wiederum Arbeit consumirt wird.

Nennt man:

p die Spannung des Dampfes im Kessel,

t_0 die Temperatur des Wassers, mit welchem der Kessel gespeist wird,

V_0 das ursprüngliche Volumen von 1^{Klg} Wasser bei $t_0°$ Temperatur,

V_1 das Dampfvolumen im Entstehungsmoment, d. h. in dem Moment, wenn die Abstossung der Dynamiden ihrer Anziehung gleich geworden ist,

V das Volumen von 1^{Klg} Dampf bei einer Spannung p,

c die Wärmekapazität des entstandenen Dampfes,

t die Temperatur des Dampfes,

l die lebendige Kraft, welche dem Schwingungszustand der entweichenden Aethermenge $(1 - c)$ entspricht,

$\overline{|V_0 V_1|}$ die Arbeit, welche erforderlich ist, um das Wasser bis zum Entstehungspunkt auszudehnen,

$\overline{|V_1 V|}$ die Arbeit, welche der Dampf entwickelt, während er sich vom Entstehungspunkt an so weit ausdehnt, bis seine Spannkraft gleich p wird,

$p(V - V_0)$ die Arbeit, welche der Ueberwindung des äusseren Dampfdruckes entspricht,

$k = 424$ das Aequivalent einer Wärmeeinheit,

W die Wärmemenge, welche zur Bildung von 1^{Klg} Dampf von der Spannung p und Temperatur t erforderlich ist,

so hat man:

$$k\,W = (c\,t - t_0)\,k + l + \overline{|V_0 V_1|} + p\,(V - V_0) - \overline{|V_1 V|} \quad . \; . \; (1)$$

Allein es ist $\overline{|V_0 V_1|}$ für eine bestimmte Flüssigkeit eine absolute Constante. Setzen wir $\overline{|V_0 V_1|} = A$, so wird:

$$k\,W = (c\,t - t_0)\,k + l + A + p\,(V - V_0) - \overline{|V_1 V|} \quad . \; . \; (2)$$

Nach der von Regnault aufgefundenen Regel ist aber

$$W = 605{\cdot}5 + 0{\cdot}305\,t - t_0 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (3)$$

Diese zwei Ausdrücke stimmen überein, wenn man nimmt:

$$A = 605{\cdot}5, \quad c = 0{\cdot}305$$

$$\overline{|V_1 V|} = l + p\,(V - V_0) \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; (4)$$

d. h. unsere Formel stimmt mit der von Regnault gefundenen überein, wenn die Arbeit $\boxed{v_1 \; v}$, welche der Dampf entwickelt, indem er sich von seinem Entstehungspunkt an bis zur Spannung p ausdehnt, konsumirt wird, a) durch die Ueberwältigung des äusseren Dampfdruckes, b) durch die lebendige Kraft des entweichenden Aethers.

Dichte der Dämpfe. Das *Mariottisch-Gay-Lussac*'sche Gesetz gilt annähernd (Dynamiden, Seite 66, Nr. 14) sowohl für Gase wie für Dämpfe.

Setzt man:

p die Spannkraft des Dampfes (Druck auf 1^{qm})

Δ die Dichte des Dampfes (Gewicht von 1^{Kbm}),

t die Temperatur, a den Ausdehnungscoeffizienten, λ eine Constante, so hat man nach jenem Gesetz:

$$\Delta = \frac{\lambda p}{1 + a t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Für Dampf von 100° Temperatur ist $p = 10335$, $\Delta = 0 \cdot 5913$, ferner $\alpha = 0 \cdot 00367$. Vermittelst dieser Werthe folgt:

$$\lambda = \frac{\Delta (1 + a t)}{p} = \frac{0 \cdot 5913 \times 1 \cdot 367}{10335} = \frac{1}{12786}$$

Es ist demnach für Kesseldampf:

$$\Delta = \frac{1}{12786} \frac{p}{1 + a t} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$p = 12786 \, \Delta \, (1 + a t) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Diese Ausdrücke sind aber für die Entwicklung der Theorie der Dampfmaschinen nicht geeignet, weil sie p nicht als Funktion von Δ, sondern als Funktion von Δ und t darstellen. Durch eine graphische Darstellung der Tabellenwerthe von Δ und p habe ich gefunden, dass wenn man p als Abscissen und die korrespondirenden Werthe von Δ als Ordinaten aufträgt, eine Kurve erscheint, die sich in einer kleinen Entfernung vom Anfangspunkt der Coordinaten an beinahe einer geraden Linie nähert. Es ist daher für Werthe von p, die über 2 Atmosphären hinausliegen, sehr nahe:

$$\Delta = \alpha + \beta p \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

und die angemessenen Werthe von α und β sind für Spannungen von 2 bis 5 Atmosphären:

$$\alpha = 0 \cdot 1389, \quad \beta = 0 \cdot 0000473 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad , \quad (5)$$

Es ist wenigstens für höhere Spannungen α gegen β p eine kleine Grösse, daher stimmt die durch (4) ausgedrückte Regel annähernd mit dem Mariott'schen Gesetze überein. Wir werden uns in der Theorie der Dampfmaschinen dieser empirischen Regel stets bedienen.

Spannkraft des Dampfes. Das wahre Gesetz, nach welchem die Spannkraft der Kesseldämpfe von ihrer Temperatur abhängt, ist nicht bekannt, wohl hat man aber sehr viele Annäherungsregeln aufgestellt, welche diese Abhängigkeit von p und t ausdrücken. Eine solche Regel erhalten wir auch durch Kombination der Gleichungen (1) und (4) durch Elimination von Δ. Man findet:

$$p = \frac{\alpha (1 + a t)}{\lambda - \beta - a \beta t} \quad \dots \dots \quad (6)$$

$$t = \frac{1}{a}\left(\frac{\lambda p}{\alpha + \beta p} - 1\right) \quad \dots \dots \quad (7)$$

Diese Ausdrücke werden, wenn man für die Constanten ihre Werthe setzt:

$$a = 0{\cdot}00367, \quad \lambda = \frac{1}{12786}, \quad \alpha = 0{\cdot}1389, \quad \beta = 0{\cdot}0000473$$

$$p = 4494 \, \frac{1 + 0{\cdot}00367 \, t}{1 - 0{\cdot}00561 \, t} \quad \dots \dots \quad (8)$$

$$p = 2921 \, \frac{273 + t}{177 - t} \quad \dots \dots \quad (9)$$

Da die Werthe von α und β nur von 2 bis 5 Atmosphären zulässig sind, so gelten diese Formeln (8) und (9) auch nur innerhalb dieser Grenzen, d. h. von $t = 120^0$ bis $t = 150^0$. Der wissenschaftliche Werth dieser Formeln ist daher nicht hoch anzuschlagen, allein für die Theorie der Dampfmaschinen sind sie genügend. Den Zusammenhang zwischen p und t erkennt man am besten aus (7). So lange p klein ist, ist α gegen β p gross, wächst folglich t beinahe proportional mit p, allein wenn p gross ist, kann α gegen β p beinahe vernachlässigt werden, ändert sich demnach t nur sehr langsam.

Expansion und Verdichtung der Kesseldämpfe. Wenn man zuerst ein luftleer gemachtes Gefäss, dessen Rauminhalt vergrössert oder verkleinert werden kann, dessen Wände aber so eingehüllt sind, dass durch dieselben Wärme weder eindringt noch entweicht, mit Kesseldampf füllt und dann eine Volumänderung veranlasst, so wird durch diesen Vorgang die Dichte, Spannkraft und Temperatur des Dampfes geändert. Das wahre Gesetz, nach welchem diese Veränderungen geschehen, ist noch nicht aufgefunden worden. Benimmt man sich so, wie wenn die Watt'sche Regel ein Gesetz wäre, dass also zur Bildung von 1$^{\text{Klg}}$ Kesseldampf eine constante Wärmemenge von 650 Wärmeeinheiten nothwendig wäre, so sind Kesseldämpfe solche Dämpfe, die gerade nur so viel Wärme enthalten, als zu ihrem Bestehen nothwendig ist, wird man also annehmen dürfen, dass Kesseldämpfe ihre Natur nicht ändern, wenn sie Volumänderungen erfahren, ohne Wärme aufzunehmen oder abzugeben, und wird man folglich die früher für Kesseldämpfe aufgestellten Gleichungen auch für durch Volumänderungen entstehende Dämpfe gelten lassen dürfen. Nennt man demnach $\mathfrak{V}$ Δ p t für den ursprünglichen Zustand, $\mathfrak{V}_1$ Δ_1 p_1 t_1 für den durch Volumänderung entstandenen Dampf, das Volumen, die Dichte, die Spannkraft und die Temperatur, so hat man, da das Gefäss in beiden Zuständen gleich viel Dampf enthält,

$$\mathfrak{V}\,(\alpha + \beta\,p) = \mathfrak{V}_1\,(\alpha + \beta\,p_1) \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Es ist demnach:

$$p_1 = \frac{\mathfrak{V}}{\mathfrak{V}_1}\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

Die Cylinder der expandirenden Dampfmaschinen werden stets sorgfältig gegen Wärmeverluste durch Einhüllungen mit schlechten Wärmeleitern oder durch Dampfheizungen geschützt, wir dürfen uns daher erlauben, die durch (11) ausgedrückte Regel bei Expansionsmaschinen in Anwendung zu bringen. Strenge genommen treten immer schwache Condensationen ein, wenn Expansionen ohne Wärmeaufnahmen geschehen, allein durch die Berechnung dieser sich condensirenden Dampfmenge wird die Maschine nicht verbessert, und wenn man sie durch Zuführung von Wärme verhindern will, so kostet dies eben abermals Wärme, wird also doch nichts gewonnen.

Condensation des Kesseldampfes. Benehmen wir uns abermals so, wie wenn die Watt'sche Regel ein Gesetz wäre, so müssen wir sagen, dass jeder wenn auch noch so kleine Wärmeverlust eine theilweise Condensation des Kesseldampfes zur Folge haben muss. Es sei ein Gefäss, dessen Volumen $\mathfrak{V}$ ist, mit Kesseldampf von einer Spannkraft p erfüllt. Indem dem Dampf eine Wärmemenge w entzogen wird, wird ein Theil des Dampfes condensirt, und das Gefäss enthält dann nebst dem durch die Condensation entstandenen Wasser, Dampf von einer Spannkraft p_1 und Temperatur t_1. Vernachlässigen wir das Volumen des durch Condensation entstandenen Wassers, so ist das Dampftvolumen nach erfolgter Condensation gleich $\mathfrak{V}$. Die ursprüngliche im Gefäss enthaltene Dampfmenge ist $\mathfrak{V}(\alpha + \beta p)$ Kilogramm, die nach erfolgter Condensation vorhandene Dampfmenge dagegen $\mathfrak{V}(\alpha + \beta p_1)$ Kilogramm, die condensirte Dampfmenge $\mathfrak{V}(\alpha + \beta p) - \mathfrak{V}(\alpha + \beta p_1) = \mathfrak{V}\beta(p - p_1)$.

Aber indem diese Dampfmenge zu Wasser wird, muss dieselbe gerade so viel Wärme verlieren, als nothwendig ist, um eine Wassermenge von $\mathfrak{V}\beta(p - p_1)$ Kilogramm von $t_1{}^\circ$ Temperatur in Dampf zu verwandeln. Diese Wärmemenge ist aber nach der Watt'schen Regel $\mathfrak{V}\beta(p - p_1)(650 - t_1)$, daher hat man:

$$W = \mathfrak{V}\beta(p - p_1)(650 - t_1)$$

Geschieht die Condensation durch Einspritzen von q Kilogramm Wasser von $t_0{}^\circ$ Temperatur, so erfährt dieses eine Temperaturerhöhung $t_1 - t_0$, nimmt es folglich eine Wärmemenge $q(t_1 - t_0)$ auf und diese muss nun gleich sein derjenigen, welche der Dampf verloren hat, daher hat man:

$$q(t_1 - t_0) = \mathfrak{V}\beta(p - p_1)(650 - t_1)$$

Allein es ist $\mathfrak{V}\beta(p - p_1) = S$ Kilogramm die Dampfmenge, welche condensirt wurde, daher:

$$q(t_1 - t_0) = S(650 - t_1)$$

oder

$$q = S\,\frac{650 - t_1}{t_1 - t_0} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

Soll durch Wasser von $t_0 = +10^\circ$ Temperatur Dampf so weit condensirt werden, dass im Condensator eine Temperatur $t_1 = 50^\circ$ eintritt, so wird:

$$q = S\,\frac{650 - 50}{50 - 10} = 15\,S$$

d. h. es ist in diesem Falle zur Condensation von 1^{Klg} Dampf 15^{Klg} Wasser erforderlich.

Dampfausströmung aus einem Gefäß. Ein Gefäss A, welches Dampf von einer Spannkraft P enthält, kommunizire durch eine Röhre B mit einem Raum C, in welchem Dampf oder Luft von einer Spannkraft p enthalten ist. Es sei $P > p$, was zur Folge haben wird, dass eine Strömung des Dampfes aus A durch B nach C stattfinden wird, und dass der Dampf durch die Mündung von B mit einer Spannung p in den Raum C mit einer gewissen Geschwindigkeit U einströmen wird, die auf folgende Weise berechnet werden kann:

In einem gewissen Querschnitt Ω der Röhre wird im Beharrungszustand der Bewegung eine gewisse Spannung y vorhanden sein. In einem um dx von dem ersteren abstehenden Querschnitt wird die Spannung $y - dy$ sein. Die zwischen diesen Querschnitten enthaltene Dampfmenge hat ein Gewicht $(\alpha + \beta y) \Omega dx$ und wird mit einer Kraft $y \Omega$ nach auswärts, mit einer Kraft $(y - dy) \Omega$ nach einwärts getrieben, wird demnach durch eine Kraft $(y - dy) \Omega - y \Omega = - \Omega dy$ beschleuniget. Die Gleichung der Bewegung dieser Dampfmenge ist demnach:

$$\frac{dv}{dt} = g \frac{-\Omega dy}{(\alpha + \beta y) \Omega dx} = g \frac{-dy}{(\alpha + \beta y) dx} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (13)$$

Das Differenzial dx kann beliebig gross genommen werden, es ist uns also erlaubt, es so gross zu machen als der Weg ist, den die zur Zeit t im Querschnitt Ω befindlichen Dampftheilchen im Zeitelement dt zurücklegen; man darf demnach $dx = v\,dt$ setzen und hiedurch verwandelt sich die Gleichung (13) in folgende:

$$v\,dv = g \frac{-dy}{\alpha + \beta y}$$

Durch Integration findet man hieraus:

$$\frac{v^2}{2g} = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta y) + \text{const}$$

Am Anfang der Röhre ist $y = P$ und wenn wir annehmen, dass das Gefäss A sehr weit ist $v = o$, wir erhalten daher:

$$o = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta P) + \text{const}$$

Am Ende der Röhre ist $y = p$ und $v = U$, demnach:

$$\frac{U^2}{2g} = - \frac{1}{\beta} \text{ lognat } (\alpha + \beta p) + \text{const}$$

Die Differenz dieser zwei Gleichungen liefert eine neue Gleichung, aus welcher folgt:

$$U = \sqrt{\frac{2g}{\beta} \text{ lognat } \frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (14)$$

Hiedurch ist die Ausströmungsgeschwindigkeit berechnet. Da diese Gleichung den Querschnitt der Röhre und ihre Länge nicht enthält, so darf dieselbe auch dann gebraucht werden, wenn die

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Röhre äusserst kurz, oder wenn die Ausströmungsöffnung unmittelbar in der Gefässwand angebracht ist.

Die nachfolgende Tabelle gibt für verschiedene Werthe des Quotienten $\frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}$ die entsprechenden Werthe von U.

$\frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}$	U Meter	$\frac{\alpha + \beta P}{\alpha + \beta p}$	U Meter
1·1	187	2	507
1·2	260	3	616
1·3	312	4	717
1·4	353	5	772
1·5	387	6	815
1·6	417	7	847
1·7	443	8	878
1·8	467	9	903
1·9	488	10	924

Das Verhalten von überhitztem Dampf. Füllt man ein Gefäss mit Kesseldampf und erhitzt denselben hierauf, indem man Wärme durch die Wände eindringen lässt, so entsteht sogenannter überhitzter Dampf. Dieser verhält sich (so lange ihm nicht mehr Wärme entzogen wird, als er während der Ueberhitzung aufgenommen hat) wie jedes Gas. Es gelten also für diese überhitzten Dämpfe alle Lehren, die Seite 262 für Gase aufgestellt wurden.

Beschreibung der Dampfmaschinen.

Einleitung. Das Studium der Dampfmaschinen wird gewöhnlich mit einer geschichtlichen Darstellung der Erfindung dieser Maschine eingeleitet. Für ein Lehrbuch ist jedoch dieser Weg nicht angemessen, er ist zu breit und zu lang, erfordert zu viele Worte und ist zu ungeregelt, um zu einer wahren Einsicht in das Wesen der Sache zu führen. Wir wollen hier gleichsam von einer idealen Erfindungsgeschichte ausgehen, die möglicher Weise hätte eintreten können und durch die wir ganz naturgemäss zu den verschiedenen wesentlicheren Arten von Dampfmaschinen geführt

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

werden. Wir gehen nämlich von der einfachsten Anordnung aus, beschreiben dieselbe, unterwerfen sie einer Kritik, erkennen dadurch ihre Mängel, suchen dieselben zu beseitigen und gelangen so Schritt für Schritt zu den verschiedenen besseren Einrichtungen.

Die Hochdruckmaschine ohne Expansion, ohne Condensation. Wir beginnen mit derjenigen Maschine, bei welcher der Dampf ohne Expansion wirkt und nicht condensirt wird. Wenn wir eine Einrichtung herstellen, durch welche ein Kolben durch den Druck von hochgespanntem Dampf hin- und hergeschoben, und durch welchen dann diese Kolbenbewegung in eine rotirende Bewegung einer mit einem Schwungrad versehenen Axe verwandelt wird, so erhalten wir offenbar eine höchst einfache Anordnung einer Dampfmaschine.

Offenbar ist es für die Wirkung des Dampfes im Wesentlichen ganz gleichgiltig, welche Lage und Stellung wir für den Cylinder annehmen und welchen Mechanismus wir zur Umwandlung der hin und her gehenden Bewegung des Kolbens in eine rotirende Bewegung der Schwungradsaxe annehmen. Wir wollen den Cylinder horizontal legen und zur Bewegungsverwandlung einen Schubstangen-Kurbelmechanismus wählen. Eine solche Maschine besteht dann aus folgenden Hauptbestandtheilen: 1) einem an beiden Enden durch Deckel geschlossenen Cylinder a, Tafel XXVI., Fig. 6; 2) einem an den Cylinder genau anschliessenden, mit einer Kolbenstange b versehenen Kolben c; 3) dem aus einer Kolbenstangenführung d, einer Schubstange e, Kurbel *f*, Schwungradwelle g und Schwungrad h bestehenden Mechanismus zur Umwandlung der Kolbenbewegung in eine rotirende Bewegung; 4) einer sogenannten Steuerung, durch welche bewirkt wird, dass die beiden Cylinderenden abwechselnd mit dem Dampfkessel und mit der freien atmosphärischen Luft in der Art in Kommunikation gesetzt werden, dass wenn der Kolben von links nach rechts getrieben werden soll, das linkseitige Ende des Cylinders mit dem Dampfkessel, das rechtseitige mit der Atmosphäre, und wenn der Kolben hierauf von rechts nach links gehen soll, das rechtseitige Ende des Cylinders mit dem Kessel, das linkseitige Ende dagegen mit der Atmosphäre kommunizirt. Dass dies durch mannigfaltige Einrichtungen, durch Hahnen, Schieber oder Ventile bewirkt werden kann, ist selbstverständlich. Man kann also Hahnen-, Schieber-, Ventilsteuerungen anwenden und es ist klar, dass die Funktionen dieser Organe am leichtesten durch geeignete Mechanismen von der Schwungradwelle aus bewirkt werden können; 5) einer Speisepumpe, durch welche dem Kessel das Wasser ersetzt wird, das bei der Bewegung des Kolbens, bei jedem Schub, in Dampfform aus dem Kessel nach dem Cylinder übergeht; 6) einem Maschinengestell, durch welches alle Bestandtheile in die für ihre Thätigkeit geeignete Verbindung gesetzt werden.

Streng genommen gehört der angedeutete Mechanismus zur Umwandlung der Kolbenbewegung in eine rotirende gar nicht zum Wesen der Dampfmaschinen, sondern gehört der Transmission an. Es gibt ja viele Maschinen, bei welchen dieser Mechanismus gar nicht vorkommt. Es ist leicht einzusehen, dass bei einer solchen Maschine eine möglichst vortheilhafte Wirkung des Dampfes erzielt werden kann, wenn die Spannung des Dampfes im Cylinder sehr hoch ist. Beträgt z. B. diese Spannung zwei Atmosphären, so geht (abgesehen von den Reibungswiderständen der Maschine) die Hälfte des Dampfdruckes durch den vor dem Kolben herrschenden atmosphärischen Druck verloren. Der Dampfdruck wird also nur zur Hälfte nützlich verwendet. Beträgt der Dampfdruck 3, 4, 5, 6 . . . . Atmosphären, so ist im ersteren Falle ein Drittel, im zweiten ein Viertel etc. des Dampfdruckes zur Ueberwindung des atmosphärischen Vorderdruckes nothwendig, würden demnach im ersten Falle $\frac{2}{3}$, im zweiten $\frac{3}{4}$, im dritten $\frac{4}{5}$ . . . . des Dampfdruckes nützlich verwendet. Die wesentlichste Bedingung einer günstigen Verwendung des Dampfes besteht also bei unserer Maschine in einer möglichst hohen Spannkraft des Dampfes, und um diese herbeizuführen, ist nebst einer geeigneten Einrichtung und Heizung des Dampfkessels nichts nothwendig, als den Cylinderquerschnitt so gross zu machen, dass der Widerstand, welchen die zu betreibenden Arbeitsmaschinen verursachen, erst dann überwunden werden kann, wenn der Dampfdruck einen für seine günstige Wirkung nothwendigen hohen Druck erreicht hat. Beträgt z. B. der von den Arbeitsmaschinen herrührende Widerstand 1000^{Klg}, d. h. muss der Kolben mit einer Kraft von 1000^{Klg} getrieben werden, damit jene Widerstände überwunden werden und soll eine Spannkraft von 5 Atmosphären eintreten, so würde der Querschnitt des Cylinders auf folgende Art bestimmt. Nennt man denselben O in Quadratcentimetern, so ist (den atmosphärischen Druck auf 1^{qcm} annähernd zu 1^{Klg} gerechnet) $O\,(5-1) = 4\,O$ Kilogramm die Kraft, mit welcher der Kolben getrieben wird, demnach muss sein: $4\,O = 1000$ und $O = \frac{1000}{4} = 250$ Quadratcentimeter, der Durchmesser des Cylinders muss also nahe 18^{cm} sein.

Allein wenn man auch veranlasst, dass eine hohe Dampfspannung eintritt, so kann bei einer solchen Hochdruckmaschine dennoch eine ganz vortheilhafte Verwendung des Dampfes nicht eintreten, denn der Dampf, wenn er aus der Maschine entweicht, ist noch gerade so gut als er beim Eintritt war, und der atmosphärische Vorderdruck ist jedenfalls nachtheilig. Ueberdies ist es in praktischer Hinsicht fatal, wenn die Spannkraft so hoch sein muss, indem es Schwierigkeiten macht, dem Kessel hinreichende Festigkeit zu geben und die Dampfverluste an den verschiedenen Dichtungsstellen, insbesondere zwischen Kolben und Cylinder zu verhindern. Diese Erkenntniss der Mängel dieser Hochdruckmaschine führt uns zu Verbesserungen derselben. Offenbar können diese auf zweierlei Weise herbeigeführt werden, entweder indem wir den schädlichen atmosphärischen Vorderdruck schwächen oder ganz aufheben, oder wenn wir veranlassen, dass der Dampf, wenn er aus dem Cylinder entlassen wird, nur noch eine schwache Spannkraft besitzt, so dass er eine erhebliche Wirkung ferner nicht mehr hervorbringen kann.

Fragen wir nach den Mitteln, durch welche diese Verbesserungen herbeigeführt werden können, so sind diese nicht direkt in mechanistischen Einrichtungen, sondern in den physikalischen Eigenschaften des Dampfes zu suchen und wir finden sie in der Verdichtungsfähigkeit und Ausdehnungsfähigkeit des Dampfes, wir werden somit zur Condensation und zur Expansion des Dampfes geführt, also zur Condensations- und zur Expansionsmaschine.

Die Maschine mit Expansion ohne Condensation. Das einfachste Mittel, wodurch eine expandirende Wirkung des Dampfes erzielt werden kann, besteht darin, dass man die Steuerung der Hochdruckmaschine in der Weise ändert, dass die Kommunikation zwischen dem Dampfkessel und dem Raum hinter dem Kolben aufgehoben wird, nachdem der Kolben einen gewissen Theil seines Schubes zurückgelegt hat und aufgehoben bleibt, bis der Schub zu Ende ist. Geschieht z. B. diese Aufhebung der Kommunikation (die Absperrung), wenn der Kolben in $b\,b_1$, Tafel XXVI., Fig. 7, angekommen ist, so ist für die Fortsetzung des Kolbenschubes kein Dampf mehr nothwendig, der Kolben wird aber doch, wenn auch mit abnehmender Kraft, weiter und bis an's Ende des Schubes fortgetrieben. Der dabei hinter dem Kolben expandirende Dampf wird zuletzt, wenn der Kolben am Ende des Schubes in $c\,c_1$ angekommen ist, nunmehr noch eine schwache Spannkraft besitzen, so dass er nun nicht mehr so viel werth ist, als er vor der Expansion werth war. Trägt man den Druck, mit welchem der Kolben in jedem Augenblick fortgeschoben wird (die Differenz der Pressungen gegen die beiden Seiten des Kolbens) durch Ordinaten auf, so ist $W =$ Flächeninhält von $a\,\alpha\,b\,\beta$ die Wirkung des Dampfes bis zum Eintritt der Expansion, $W_1 =$ Flächeninhalt von $b\,\beta\,c\,\gamma$ die Wirkung während der Expansion. Nennt man S die Dampfmenge in Kilogrammen, die bis zum Beginn der Expansion eingetreten ist, so ist $\frac{W + W_1}{S}$ die nützliche Wirkung, welche durch Ein Kilogramm Dampf entsteht, während $\frac{W}{S}$ die nützliche Wirkung wäre, die durch Ein Kilogramm entstünde, wenn keine Expansion statt fände. Der Vortheil der Expansion ist also augenscheinlich, und zwar um so grösser, je stärker expandirt wird. Doch darf die Expansion nicht so weit getrieben werden, dass gegen das Ende des Kolbenschubes die Dampfspannung hinter dem Kolben kleiner würde als der atmosphärische Vorderdruck, weil sonst durch den letzten Rest des Kolbenschubes eine negative Wirkung entstünde.

Ein zweites Mittel, durch welches man eine Expansion des Dampfes veranlassen kann, besteht in der Anwendung zweier Cylinder von ungleichem Volumen, einem kleinen und einem grossen, von denen jeder mit einer Steuerung versehen ist, ähnlich derjenigen einer nicht expandirenden Maschine, die aber so eingerichtet sind, dass der Dampf, nachdem er während des ganzen Schubes gegen den Kolben des kleinen Cylinders gewirkt hat, in den grossen Cylinder eintritt, dann auf den grossen Kolben durch einen ganzen Schub wirkt und dann erst aus der Maschine entlassen wird. Nur ist diese Art von Expansion nicht so unmittelbar einleuchtend.

Maschine ohne Expansion mit Condensation. Wir wollen nun sehen, was durch die Condensation geleistet werden kann. Denken wir uns, dass wir den Raum vor dem Kolben nicht mit der freien Atmosphäre, sondern mit einem ganz geschlossenen Gefäss, das ganz leer ist, also weder Luft noch Dampf enthält (dem Condensator), in Kommunikation setzen, dieses Gefäss aber stets durch Einspritzen von kaltem Wasser gut abkühlen, so wird der Dampf, wenn er aus dem Cylinder in den Condensator entweicht, beinahe urplötzlich grösstentheils zu Wasser, so dass dann im Condensator und folglich auch in dem Cylinderraum vor dem Kolben nur eine ganz schwache Spannung eintritt. Sind wir im Stande diesen Zustand des Condensators dauernd zu erhalten, so haben wir bewirkt, dass die Kraft, mit welcher der Kolben fortgetrieben wird, grösser ist, als wenn der Dampf, nachdem er auf den Kolben gewirkt hat, in die Atmosphäre entweicht. Bevor wir untersuchen, welcher Vortheil daraus entsteht, wollen wir erst zu ermitteln suchen, auf welche

Weise wir im Condensator jenen Zustand mit schwacher Spannung dauernd erhalten können. Bei jedem Kolbenschub gelangt eine Cylinderfüllung Dampf in den Condensator und wird zu Wasser. Bei jedem Schub muss eine gewisse Wassermenge eingespritzt werden, um die Condensation des Dampfes fort und fort zu erhalten, der Condensator wird daher nach kurzer Zeit ganz mit Wasser gefüllt sein, wird daher bald wirkungslos. Wir müssen ihn daher durch eine Pumpe zu entleeren suchen; diese Pumpe ist die Luftpumpe genannt worden, weil das Condensationswasser viel Luft enthält, die im Condensator vermöge des in ihm herrschenden schwachen Druckes frei wird. Auch diese Luft muss nebst dem Wasser herausgepumpt werden. Allein mit dieser Luftpumpe ist die Sache noch nicht abgethan, die Condensation erfordert sehr grosse Wasserquantitäten (20 bis 30^{Klg} für 1^{Klg} Dampf), die oftmals aus einem tiefen Brunnen gehoben, herbeigeschafft und in den Condensator und die denselben zur Abkühlung der Wände umgebende Wassercisterne gebracht werden müssen. Hierzu ist nun abermals eine Pumpe erforderlich (die sogenannte Kaltwasserpumpe). Der vollständige Condensationsapparat besteht also aus folgenden Theilen: 1) Condensator mit Vorrichtungen zum Einspritzen des Wassers; 2) Kaltwassercisterne, in welcher der Condensator aufgestellt wird und die fortwährend mit kaltem Wasser genährt wird; 3) der Luftpumpe zur Entleerung des Condensators; 4) der Kaltwasserpumpe, welche das zur Condensation des Dampfes erforderliche Wasser hebt und herbeischafft. Die zum Betriebe der beiden Pumpen erforderliche Kraft muss natürlich die Dampfmaschine liefern, wodurch deren Nutzleistung nicht wenig geschwächt wird. — Nun haben wir zu überlegen, ob und welche Vortheile das Condensationsprinzip gewährt. Abstrahiren wir vorläufig ganz und gar von den Reibungswiderständen der Maschine, so wie auch von dem Kraftaufwand, welcher zum Betrieb der Luftpumpe, der Kaltwasserpumpe und der Warmwasserpumpe nothwendig ist, und richten unsere Aufmerksamkeit nur auf die hinter dem Kolben und vor demselben herrschenden Pressungen. Nehmen wir beispielsweise an, im Condensator und folglich auch im Cylinder vor dem Kolben herrsche eine Spannung von $\frac{1}{4}$ einer Atmosphäre. Die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben sei $\frac{2}{4}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{4}{4}$, $\frac{5}{4}$ .... einer Atmosphäre, dann wird im ersten Falle die Hälfte, im zweiten Falle ein Drittel, im dritten ein Viertel etc. des Dampfdruckes zur Ueberwindung des schädlichen Vorderdruckes noth-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

wendig sein, wird daher im ersten Falle die Hälfte, im zweiten Falle $\frac{\frac{3}{4}-\frac{1}{4}}{\frac{3}{4}} = \frac{2}{3}$, im dritten Falle $\frac{\frac{4}{4}-\frac{1}{4}}{\frac{4}{4}} = \frac{3}{4}$ u. s. w. von der ganzen Kraft des Dampfes günstig verwendet. Abgesehen von dem Reibungswiderstande gibt daher eine solche Condensationsmaschine mit Dampf von nur $\frac{2}{4}$, $\frac{3}{4}$, $\frac{4}{4}$, $\frac{5}{4}$.... Atmosphären Spannkraft eben so günstige Resultate, als eine nicht expandirende Hochdruckmaschine mit Dampf von 2, 3, 4, 5.... Atmosphären Spannkraft. Berücksichtiget man aber die grösseren Widerstände, die eine Condensationsmaschine wegen der Condensatorpumpe veranlasst, so sieht man, dass bei einerlei Verhältniss zwischen Vorderdruck und Hinterdruck eine Condensationsmaschine minder gute Leistungen hervorbringt als eine Hochdruckmaschine. Hinsichtlich der Verwendung des Dampfes und des Brennstoffes sind daher im Allgemeinen diese Condensationsmaschinen gar nicht vortheilhaft, allein sie gewähren allerdings nicht unbedeutende praktische Vortheile und Annehmlichkeiten und Erleichterungen, dass man mit Dampf von sehr geringer Spannung nahezu das Gleiche erreicht, was nur durch hochgespannten Dampf erzielt werden kann, wenn nicht condensirt wird. Diese mit schwach gespanntem Dampf arbeitenden Condensationsmaschinen werden „Niederdruckmaschinen“ genannt, sie sind von *Watt* eingeführt worden, werden heut zu Tage zum Fabrikbetrieb nicht mehr gebraucht, wohl aber zum Betrieb der Dampfschiffe, 1) weil die reichliche Zubringung des Condensationswassers ohne Pumpe geschehen kann; 2) weil die gute Instandhaltung der Dichtungen bei Dampf von schwacher Spannkraft ungemein leicht erzielt werden kann; 3) weil die Anfertigung und Unterhaltung von grossen Dampfkesseln für Dampf von schwacher Spannkraft keinerlei Schwierigkeit verursacht; 4) weil diese Niederdruckdampfkessel weniger gefährlich sind als die Hochdruckkessel.

Die Mitteldruckmaschine mit Expansion mit Condensation. Wir haben gesehen, dass das Expansionsprinzip, insbesondere wenn es in einem hohen Grade angewendet wird, zu einer vortheilhaften Verwendung des Dampfes und mithin auch zu einer vortheilhaften Benutzung des Brennstoffs führt, dass dagegen das Condensationsprinzip Maschinen liefert, die mancherlei wichtige praktische Nebenvortheile gewähren, es liegt daher die Folgerung vor Augen, dass durch die gleichzeitige Anwendung beider Prinzipien Maschinen hergestellt werden, die bei einer niedrigen oder doch mässigen Dampfspannung eine starke Expansion gestatten, die demnach die Vortheile der beiden Arten von Maschinen vereinigen. Diese Maschinen werden Mitteldruckmaschinen mit Expansion und mit Condensation genannt. Diese Maschinen entstehen, wenn man eine gewöhnliche Expansionsmaschine mit einem vollständigen Condensationsapparat versieht, oder wenn man bei einer gewöhnlichen Condensationsmaschine die gewöhnliche Steuerung mit einer Expansionssteuerung vertauscht. Diese Mitteldruckmaschinen werden vorzugsweise zum Betriebe von grossen Fabrikanlagen an solchen Orten angewendet, wo es an Wasserkraft fehlt und der Brennstoff kostspielig ist. Es sind die besten Maschinen, jedoch die komplizirtesten, denn eine Expansionssteuerung ist jederzeit zusammengesetzter als eine nicht expandirende Steuerung, und der ganze vollständige Condensationsapparat bildet eine sehr zusammengesetzte Maschine; allein diese Komplikation kommt bei grossen industriellen Unternehmungen und hohen Brennstoffpreisen nicht in Betrachtung.

Einfach wirkende Maschinen. Unter einfach wirkenden Dampfmaschinen werden solche Dampfmaschinen gemeint, bei welchen der Kolben nur nach der einen Richtung mit Energie durch den Dampf getrieben, dann aber nach der der entgegengesetzten Richtung ohne Einwirkung des Dampfes zurückgeführt wird. Sie werden in solchen Fällen angewendet, wenn Arbeitsmaschinen betrieben werden sollen, die abwechselnd starke und hierauf keine oder geringe Widerstände verursachen, wie dies der Fall ist bei den Pumpen, vermittelst welchen grosse Städte mit Trinkwasser versehen werden, und welche insbesondere auch bei den Bergwerken zur Hebung des Wassers gebraucht werden. Die spezielle Einrichtung dieser einfach wirkenden Dampfmaschine und insbesondere die komplizirte Ventilsteuerung, welche bei derselben angewendet wird, werden wir in der Folge bei den Wasserhaltungsmaschinen beschreiben und erklären.

Doppel-Maschinen oder gekuppelte Maschinen. Eine Doppelmaschine entsteht, wenn man zwei von den im Vorhergehenden erklärten Dampfmaschinen auf eine Welle einwirken lässt, die mit zwei unter rechtem Winkel gegen einander gestellte Kurbeln versehen ist. Tafel XXVI., Fig. 8 stellt einen Grundriss einer solchen Maschine dar. Durch diese Verbindung zweier gewöhnlichen Maschinen wird eine grosse Regelmässigkeit der Bewegung der Kurbelwelle und mithin auch aller Arbeitsmaschinen erzielt, die von dieser Kurbelwelle aus getrieben werden. Doppelmaschinen werden sehr häufig angewendet. Die Lokomotiven und Dampfschiffe sind alle mit Doppelmaschinen versehen, aber auch zum Betrieb von solchen Fabriken, welche eine grosse Gleichförmigkeit der Bewegung erfordern, werden sie oftmals gebraucht. Dass sie unvermeidlich sehr komplizirt sind, ist selbstverständlich.

Theorie der Dampfmaschinen.

Effektberechnung der Maschinen. Wir haben bereits in den Prinzipien der Mechanik (Seite 212, 2te Auflage) nachgewiesen, dass in allen Maschinen ein Beharrungszustand ihrer Bewegung und Thätigkeit eintritt, und haben auch durch elementare Betrachtungen gezeigt, wie die Bewegung und Wirkungsweise bei einer einfachen Dampfmaschine im Beharrungszustand erfolgt. In den folgenden Theorien werden wir den Gegenstand durch analytische Mittel verfolgen und dadurch zu allgemeinen Regeln gelangen. Wie die Bewegung einer Dampfmaschine während des Anlaufes erfolgt, kann selbst mit einem grossen Aufwand von analytischen Apparaten nur sehr schwierig verfolgt werden, und die Kenntniss dieser Vorgänge ist wenigstens in praktischer Hinsicht von geringer Bedeutung, indem die regemässige nützliche Thätigkeit einer Dampfmaschine doch nur im Beharrungszustand vorhanden ist. Wir übergehen daher den Anlauf, nehmen an, es sei der Beharrungszustand vorhanden und stellen uns die Aufgabe, die Gesetze dieses Zustandes ausfindig zu machen. Dabei legen wir die Betrachtung einer Maschine mit einem Cylinder zu Grunde und unterscheiden die vier Fälle: 1) wenn der Dampf ohne Expansion und ohne Condensation wirkt; 2) ohne Expansion mit Condensation; 3) mit Expansion ohne Condensation; 4) mit Expansion mit Condensation.

Im Beharrungszustand sind am Anfange jedes Kolbenschubes identische Zustände vorhanden, sind also die Geschwindigkeiten, die lebendigen Kräfte, die Dampfspannungen, der Wassergehalt des Kessels gleich gross. Diese Identität der Zustände am Anfang und Ende jedes Kolbenschubes ist nur unter folgenden Umständen möglich:

1) muss die Wirkung, welche der Dampf während eines Kolbenschubes entwickelt, gleich sein der Wirkung, welche während eines Kolbenschubes durch die Totalität der Widerstände consumirt wird;
2) muss in den Kessel während jeden Kolbenschubes so viel Wasser gebracht werden, als während dieser Zeit verdampft wird;

3) muss die Dampfmenge, welche bei einem Kolbenschub aus dem Kessel in die Maschine übertritt, eben so gross sein als die Dampfmenge, die während eines Kolbenschubes produzirt wird.

Werden diese Gleichheiten mit mathematischer Schärfe analytisch ausgedrückt, so erhält man drei Gleichungen, die den Beharrungszustand charakterisiren und aus welchen alle diesen Zustand betreffenden Fragen beantwortet werden können.

Nennen wir:

O den Querschnitt des Dampfcylinders,

l die Länge des Kolbenschubes,

v die mittlere Geschwindigkeit des Kolbens, die gefunden wird, wenn man die Länge des Kolbenschubes durch die Zeit eines Kolbenschubes dividirt,

l_1 die Länge des Weges, den der Kolben zurücklegt bis die Absperrung eintritt, d. h. bis die Kommunikation zwischen Cylinder und Kessel aufhört. Bei nicht expandirenden Maschinen ist l_1 nicht viel kleiner als l, bei expandirenden Maschinen richtet sich l_1 nach dem Expansionsgrad,

m den Coeffizienten für den schädlichen Raum, d. h. m ist die Zahl, mit welcher das Volumen $O\,l$ multiplizirt werden muss, um zu erhalten die Summe der Volumen 1) eines Dampfkanales, 2) des Raumes zwischen dem Cylinderdeckel und dem Kolben, wenn dieser am Ende des Schubes steht; es ist also $m\,O\,l$ dieser schädliche Raum,

y den Druck des Dampfes auf einen Quadratmeter der Kolbenfläche, nachdem der Kolben vom Anfang des Schubes an einen Weg x zurückgelegt hat. Bei nicht expandirenden Maschinen ist y von $x=0$ bis $x=l$ beinahe constant; bei expandirenden Maschinen jedoch nur von $x=0$ bis $x=l_1$. Um den Beharrungszustand ganz allgemein zu charakterisiren, wollen wir aber y als eine Funktion von x ansehen,

ϱ den Druck, welcher, nachdem der Kolben einen Weg x zurückgelegt hat, auf jeden Quadratmeter der Kolbenfläche wirken müsste, um zu überwinden: 1) theils den in dieser Kolbenstellung vor dem Kolben wirklich herrschenden Gegendruck, 2) die sämmtlichen Reibungen und sonstigen Nebenhindernisse, welche der Bewegung entgegen wirken. Der wahre Werth von ϱ ist im Allgemeinen eine komplizirte Funktion der Konstruktionselemente der Maschine und der Wirkungsweise des Dampfes. Die Grösse ϱ, die wir den schädlichen Widerstand nennen wollen, ist also in dem Sinne zu verstehen, dass $O\,(y-\varrho)$ die nützliche Kraft ausdrückt, mit welcher der Kolben in dem Augenblick fortgetrieben wird, nachdem er vom Anfang des Kolbenschubes an einen Weg x zurückgelegt hat,

p_1 den Druck des Dampfes im Cylinder hinter dem Kolben, nachdem derselbe einen Weg l_1 zurückgelegt hat, also im Momente der Absperrung,

$y_m \varrho_m$ die mittleren Werthe von y und ϱ, d. h. diejenigen constanten Werthe, welche während eines Kolbenschubes eben so grosse Wirkungen produziren würden, wie die veränderlichen Werthe. Nach den in den Prinzipien der Mechanik, Seite 62, festgestellten Begriffen ist demnach:

$$y_m l = \int_0^l y \, dx, \quad \varrho_m l = \int_0^l \varrho \, dx \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

S die Dampfmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde im Kessel gebildet wird,

s die Dampfmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde durch unvollkommene Verschlüsse und Dichtungen verloren geht,

R den auf den Kurbelkreis reduzirten nützlichen Widerstand, welchen die zu betreibenden Arbeitsmaschinen verursachen, d. h. R ist gleich der Kraft, mit welcher in jedem Augenblick auf den Kurbelzapfen nach einer auf dem Kurbelhalbmesser senkrechten Richtung eingewirkt werden muss, um die Widerstände der Arbeitsmaschinen zu überwinden. Wir betrachten R als eine constante Grösse,

q die Wassermenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in den Kessel gefördert werden muss,

E in Kilogrammmetern, N in Pferdekräften den Nutzeffekt der Maschine.

Diese Bezeichnungen vorausgesetzt, können wir nun die Bedingungsgleichungen des Beharrungszustandes aufstellen. Es ist

$\int_0^l y \, dx$ die Wirkung des Dampfes während eines Kolbenschubes,

$\int_0^l \varrho \, dx$ die Gegenwirkung des schädlichen Widerstandes, $\frac{1}{2} R l \pi$ die Wirkung, welche dem nützlichen Widerstand während eines Kolbenschubes entspricht. Wegen der ersten, Seite 519 ausgesprochenen Bedingung hat man demnach:

$$\int_0^l y \, dx = \int_0^l \varrho \, dx + \frac{1}{2} R l \pi \quad . \; . \; . \; . \quad (2)$$

oder wegen (1):

$$O\,l\,y_m - O\,l\,\varrho_m = \frac{1}{2}\,R\,\pi\,l$$

demnach:

$$y_m = \frac{1}{2}\,\frac{R\,\pi}{O} + \varrho_m \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Es ist ferner $v\,\frac{\frac{1}{2}\,l\,\pi}{l} = \frac{1}{2}\,\pi\,v$ die Geschwindigkeit des Kurbelzapfens (die mittlere), demnach $R\,\frac{1}{2}\,\pi\,v$ der in Kilogrammmetern ausgedrückte nützliche Effekt der Maschine, demnach:

$$\frac{1}{2}\,\pi\,R\,v = E = 75\,N \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

oder auch wegen (3):

$$O\,v\,(y_m - \varrho_m) = E = 75\,N \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Bei jedem Kolbenschub wird nicht nur das Volumen $O\,l_1$, sondern auch das Volumen $m\,O\,l$ des schädlichen Raumes mit Dampf erfüllt. Bei jedem Kolbenschub wird daher ein Dampfvolumen $O\,l_1 + m\,O\,l = O\,(l_1 + m\,l)$ verbraucht. Allein im Moment der Absperrung ist die Spannung des Dampfes gleich p_1, wiegt also ein Kubikmeter $(\alpha + \beta\,p_1)$ Kilogramm, also ist der Dampfverbrauch bei jedem Schub $O\,(l_1 + m\,l)\,(\alpha + \beta\,p_1)$ Kilogramm. Die Zeit eines Schubes ist aber $\frac{l}{v}$, daher ist der mittlere Dampfverbrauch in jeder Sekunde:

$$\frac{O\,(l_1 + m\,l)\,(\alpha + \beta\,p_1)}{\frac{l}{v}} = O\,v\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\,p_1)$$

Wir erhalten daher wegen des dritten der Seite 520 ausgesprochenen Sätze

$$S = O\,v\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\,p_1) + s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Die Bedingung der richtigen Wasserlieferung in den Kessel ist:

$$S = q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Bei diesen Rechnungen sind die Wärmeverluste nicht in Anschlag gebracht, die durch Abkühlung der Wände des Cylinders und der Zuleitungsröhren entstehen können. Indessen wenn man will, kann man diese Verluste in s inbegriffen denken.

Diese Gleichungen sind total unabhängig von den physikalischen Eigenschaften des Dampfes und von jeder Hypothese. Sie sind nur

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

der allgemeine Formalismus, nach welchem die Dampfmaschinen zu berechnen sind, sei es, dass man sich zu einer oder der andern oder zu gar keiner Wärmetheorie bekennt. Diese Gleichungen (3), (5), (6) würden absolut richtige Resultate liefern, wenn man im Stande wäre, die darin erscheinenden Grössen y_m ϱ_m p_1 und s mit mathematischer Schärfe zu bestimmen. Dies ist aber aus zwei Gründen nicht möglich, erstens, weil die physikalischen Gesetze des Dampfes nicht genau bekannt sind, zweitens, weil es eine zu schwierige mathematische Aufgabe ist, die Bewegungen und Zustandsänderungen des Dampfes bei seinem Uebergang aus dem Kessel in den Cylinder und sein Entweichen aus denselben zu verfolgen. Wir müssen uns also bei der Benutzung der aufgestellten Gleichungen mit Annäherungen begnügen.

Nicht expandirende Maschinen. Bei nicht expandirenden Maschinen ist l_1 sehr nahe gleich l. Was da in der Maschine vorgeht, während der Kolben den Rest $l - l_1$ seines Schubes zurücklegt, werden wir in der Folge bei der Theorie der Steuerungen kennen lernen. Hier wollen wir uns erlauben $l_1 = l$ zu setzen, wodurch allerdings ein kleiner Fehler begangen wird. Die Spannung y des Dampfes hinter dem Kolben richtet sich theils nach der Spannung des Dampfes im Kessel, theils nach den Widerständen, welche dem Uebergang des Dampfes aus dem Kessel nach dem Cylinder entgegentreten, theils nach den Querschnitten der Dampfkanäle, endlich nach der Geschwindigkeit des Kolbens. Sind diese Widerstände klein, sind ferner die Dampfkanäle weit, und ist die Kolbengeschwindigkeit eine gemässigte, so muss man auch ohne alle Rechnung erkennen, dass bei einer nicht expandirenden Dampfmaschine die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben während der ganzen Dauer des Schubes nur äusserst wenig veränderlich sein kann, ist es also unter solchen Umständen erlaubt, y als eine Constante anzusehen. Nennen wir diesen constanten Werth von y, p, so dürfen wir setzen $y = y_m = p_1 = p$. Dadurch begehen wir einen Fehler, der zur Folge hat, dass wir die Wirkung der Maschine zu günstig berechnen, denn die wirkliche Dampfspannung muss, wenn der Kolben am schnellsten geht, also in der Mitte seines Schubes sich befindet, kleiner ausfallen als am Anfange und am Ende des Schubes. Trägt man den vom Kolben zurückgelegten Weg x als Abscisse, die Pressung des Dampfes gegen den Kolben als Ordinate auf, Taf. XXVI., Fig. 9, so ist A B E C D der Vorgang, wenn der Druck während des ganzen Schubes A D constant bleibt, dagegen A B F C D der wirkliche Vorgang und namentlich bei rascher Bewegung des Kolbens. In beiden

Fällen ist der Dampfverbrauch der gleiche, aber die Wirkung des Dampfes ist bei constant bleibendem Druck grösser, als bei veränderlichem. Hieraus erkennt man aber auch, dass eine mässige Geschwindigkeit des Kolbens hinsichtlich der Wirkung des Dampfes auf den Kolben vortheilhaft ist.

Der schädliche Widerstand ϱ ist eine sehr zusammengesetzte Funktion von verschiedenen Einflüssen. Der Werth von ϱ richtet sich 1) nach der Spannung, die in dem Raume herrscht, nach welchem der Dampf aus dem Cylinder entweicht. Dieser Raum ist, bei Condensationsmaschinen der Condensator, bei nicht condensirenden Maschinen die atmosphärische Luft; 2) nach dem Querschnitte des Ausströmungskanals und überhaupt nach den Hindernissen, die der Ausströmung des Dampfes entgegenwirken. Weite Kanäle sind günstig, enge ungünstig; 3) nach der Geschwindigkeit des Kolbens. Eine mässige Geschwindigkeit ist günstig, eine rasche ungünstig; 4) nach der Totalität der Reibungswiderstände der Maschine und der Widerstände, welche die Bewegung der Hilfsapparate, Pumpen etc. verursacht. Eine sehr vollkommene Ausführung der Maschine und einfache Konstruktionsweise sind in dieser Hinsicht vortheilhaft. Dieser Theil des Gesammtbetrages von ϱ_m ist bei nicht expandirenden und nicht condensirenden Maschinen am kleinsten, bei expandirenden und condensirenden Maschinen am grössten. Erfolgt die Bewegung des Kolbens sehr rasch und sind die Querschnitte der Kanäle enge, so ist y merklich veränderlich, und zwar am Anfang des Kolbenschubes beträchtlich gross und erst gegen das Ende des Kolbenschubes hin mässig. Ist dagegen die Geschwindigkeit des Kolbens eine mässige und sind die Querschnitte der Entweichungskanäle sehr weit, so ist ϱ beinahe constant, so dass man dann $\varrho = \varrho_m = r$ setzen darf, wobei r den in diesem Falle beinahe constanten Werth von ϱ bedeutet. Man sieht hieraus, dass hinsichtlich des schädlichen Vorderdruckes eine geringe Geschwindigkeit des Kolbens und weite Entweichungskanäle vortheilhaft sind.

Noch muss bemerkt werden, dass der Werth von r für grosse Maschinen kleiner ausfällt als für kleine Maschinen, wegen der nicht unbeträchtlichen Kolbenreibung. Diese ist nämlich dem Umfang des Kolbens proportional, während die Kraft der Maschine dem Querschnitt des Kolbens proportional ist; das Verhältniss zwischen dem Reibungswiderstand und der Gesammtkraft der Maschine fällt demnach bei grossen Maschinen günstiger aus als bei kleinen.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Durch weitläufige Rechnungen, die ich hier nicht produziren will, habe ich für r folgende Annäherungswerthe gefunden:

1) für Watt'sche Niederdruckmaschinen:

$$r = 1758 + 30\frac{O}{\Omega}v + 45\,h + 269\,D + \frac{367}{D}$$

2) für Hochdruckmaschinen ohne Condensation ohne Expansion bei einer Spannung des Dampfes von:

$$2 \text{ At.} \ldots\ldots r = 10652 + 12\frac{O}{\Omega}v + 531\,D + \frac{414}{D}$$

$$3 \text{ „} \ldots\ldots r = 11044 + 38\frac{O}{\Omega}v + 635\,D + \frac{631}{D}$$

$$4 \text{ „} \ldots\ldots r = 11469 + 71\frac{O}{\Omega}v + 1090\,D + \frac{828}{D}$$

$$5 \text{ „} \ldots\ldots r = 12450 + 114\frac{O}{\Omega}v + 1610\,D + \frac{1005}{D}$$

Die constanten Zahlen in diesen Ausdrücken rühren vorzugsweise her von der Spannung, die in dem Raum herrscht, nach welchem der Dampf entweicht. Die Glieder, welche $\frac{O}{\Omega}v$ als Faktor enthalten, drücken den Einfluss aus, welchen das nicht plötzliche, sondern allmählige Entweichen des Dampfes verursacht. Ω ist der Querschnitt des Ausströmungskanals. Ein enger Kanal und grosse Geschwindigkeit sind nachtheilig, was schon früher ausgesprochen wurde. Die dem Durchmesser D des Dampfcylinders direkt proportionalen Glieder beziehen sich vorzugsweise auf die Reibung der Schwungradswelle. Diese ist bei grossen Maschinen grösser als bei kleinen, was seinen Grund darin hat, dass die Schwungräder bei grossen Maschinen wegen ihres langsamen Ganges verhältnissmässig schwerer ausfallen, als bei kleineren Maschinen.

Die dem Durchmesser D verkehrt proportionalen Glieder rühren vorzugsweise von der Kolbenreibung her. Diese ist also bei kleinen Maschinen grösser als bei grossen. Der Grund hiervon liegt in dem Umstande, dass die Kolbenreibung dem Umfang, die Kraft, welche den Kolben treibt, dagegen dem Querschnitt des Kolbens proportional ist.

Der in jeder Sekunde entstehende Dampfverlust s entsteht vorzugsweise am Umfang des Kolbens, weil dieser doch niemals absolut genau an den Cylinder anschliesst. Dieser Verlust richtet sich daher 1) nach der Genauigkeit, mit welcher die Kolbendichtung an der Cylinderwand anschliesst, 2) nach der Differenz der Spannungen hinter und vor dem Kolben, 3) nach dem Durchmesser des Cylinders. Nach Rechnungen, die ich hier nicht wiedergeben will, ist annähernd:

$$s = (0{\cdot}022 + 0{\cdot}027\ n)\ D \text{ Kilogramm}$$

wobei D den Durchmesser des Dampfcylinders in Metern und n die Spannung des Dampfes im Cylinder hinter dem Kolben bedeutet.

Für eine gut gearbeitete, mit hinreichend weiten Zu- und Abströmungskanälen versehene und mit mässiger Geschwindigkeit laufende Maschine, die noch ohnedies gegen Wärmeverluste wohl verwahrt ist, dürfen wir nach den vorausgegangenen Erläuterungen annähernd setzen:

$$y = y_m = p_1 = p, \quad \varrho = \varrho_m = r, \quad s = o, \quad l_1 = l$$

und dann geben die Gleichungen (3) bis (7):

$$\left.\begin{aligned} p &= \frac{1}{2}\,\frac{R\,\pi}{O} + r \\ 75\ N &= O\ v\ (p - r) \\ S &= O\ v\,(1 + m)\ (\alpha + \beta\, p) \\ S &= q \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Wir wollen diese Gleichungen zur Beantwortung verschiedener die Dampfmaschinen betreffenden Fragen benutzen, werden uns aber dabei so benehmen, wie wenn dieselben nicht bloss Annäherungen, sondern absolute Wahrheiten ausdrückten. Die Zahl dieser Gleichungen ist 4, die Anzahl der darin enthaltenen variablen Grössen p, R, r, O, v, E, N, S, q ist dagegen 9. Wenn also 5 von diesen 9 Grössen gegeben werden, können die andern 4 berechnet werden. Es können demnach $\frac{9 \times 8 \times 7 \times 5}{1 \times 2 \times 3 \times 4} = 105$ verschiedene Fragen gestellt und beantwortet werden.

Von diesen 105 möglichen Aufgaben wollen wir nur einige, die ein besonderes praktisches Interesse haben, behandeln.

Leistungen einer bestehenden Maschine, erster Fall. Eine Maschine sei aufgestellt und im Gang. Der Querschnitt O des Cylinders wird gemessen. Die Dampfspannung p, der Widerstand r und die Geschwindigkeit v wird beobachtet. Man soll bestimmen: 1) den nützlichen Widerstand R, 2) den Nutzeffekt N der Maschine, 3) die Dampfproduktion S pro 1 Sekunde, 4) die Wassermenge q.

Aus den Gleichungen (8) folgt:

$$\left.\begin{array}{l} R = \frac{2\,O}{\pi}(p - r) \\ N = \frac{O\,v\,(p - r)}{75} \\ S = O\,v\,(1 + m)\;(\alpha + \beta p) \\ q = S \end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

wodurch die gestellte Frage beantwortet ist.

Leistungen einer bestehenden Maschine, zweiter Fall. Eine Maschine sammt Kessel ist aufgestellt. Die Dimensionen der Einrichtung werden abgemessen. Der Maschine wird ein gewisser nützlicher Widerstand R aufgebürdet und der Kessel wird so geheizt, dass in jeder Sekunde eine Dampfmenge von S Kilogrammen produzirt wird. Man soll bestimmen: 1) die Dampfspannung p, welche im Cylinder eintritt, 2) die Geschwindigkeit v des Ganges, 3) den Nutzeffekt N, 4) die Wassermenge q.

Die erste der Gleichungen (8) gibt unmittelbar:

$$p = \frac{1}{2}\,\frac{R\,\pi}{O} + r \quad \ldots\ldots\ldots \quad (10)$$

Durch Division der zweiten und dritten der Gleichungen (8) findet man:

$$N = \frac{1}{75}\,\frac{p - r}{(1 + m)\;(\alpha + \beta p)}\,S \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

Die dritte der Gleichungen (8) gibt:

$$v = \frac{S}{O\,(1 + m)\,(\alpha + \beta p)} \quad \ldots\ldots \quad (12)$$

Die vierte dieser Gleichungen gibt endlich:

$$q = S \quad \ldots\ldots\ldots \quad (13)$$

Aus (10) sieht man, dass die im Cylinder hinter dem Kolben eintretende Dampfspannung von dem nützlichen Widerstand R, von dem Cylinderquerschnitt und vom schädlichen Widerstand, nicht aber von der Dampfproduktion abhängt. Die Spannung fällt gross aus, wenn R gross, O klein und r gross ist, d. h. wenn man einer kleinen Maschine einen grossen Widerstand zu überwinden aufbürdet, so tritt im Beharrungszustand im Cylinder eine hohe Dampfspannung ein. Bei einem bestimmten Werth von p ist wegen (11) der Nutzeffekt der Maschine der Dampfproduktion proportional. Die Geschwindigkeit v der Maschine ist, wie (12) zeigt, der Dampfproduktion proportional.

Vortheilhafteste Thätigkeit einer Dampfmaschine. Für die vortheilhafteste Thätigkeit einer Maschine muss $\frac{75\ N}{S}$, d. h. muss die nützliche Wirkung, welche 1^{Klg} Dampf entwickelt, möglichst gross ausfallen.

Aus der zweiten und dritten der Gleichungen (8) folgt:

$$\frac{75\ N}{S} = \frac{p - r}{(1 + m)\ (\alpha + \beta\, p)} = \frac{1 - \frac{r}{p}}{(1 + m)\left(\beta + \frac{\alpha}{p}\right)} \quad . \quad (14)$$

Nun ist aber $\frac{\alpha}{p}$ eine gegen β sehr kleine Grösse, kann also gegen β vernachlässigt werden. Dieser Ausdruck wird also gross, wenn $\frac{r}{p}$ klein ist, d. h. die Thätigkeit einer nicht expandirenden Maschine wird vortheilhaft, wenn die Dampfspannung hinter dem Kolben gross ist im Verhältniss zum schädlichen Widerstand r. Ist r klein (wie bei einer Watt'schen Condensationsmaschine), so wird die Thätigkeit der Maschine bereits bei einer kleinen Dampfspannung p vortheilhaft. Ist r gross (wie bei einer nicht condensirenden Maschine), so muss p gross sein, damit die Thätigkeit vortheilhaft ausfällt. Diese nicht condensirenden Maschinen erfordern demnach hohe Dampfspannungen.

Berechnung der Hauptgrößen für eine neu zu erbauende Maschine. Für eine neu zu erbauende Maschine ist zunächst gegeben N und ist es angemessen, anzunehmen p, r, v, m. Die zu suchenden Grössen sind: O, S, q, R.

Man findet aus (8):

$$\left.\begin{aligned} O &= \frac{75\ N}{v\ (p - r)} \\ S &= O\, v\, (1 + m)\, (\alpha + \beta\, p) \\ R &= \frac{2}{\pi}\ O\ (p - r) \\ q &= S \end{aligned}\right\} \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (15)$$

Wie die Grössen p r v angenommen werden sollen, hängt ab von den Anforderungen, die man an die Maschine stellt. Verlangt man gute Effektleistungen, so muss v klein und p im Verhältniss zu r gross genommen werden. Warum v klein genommen werden muss, ist Seite 524 gesagt worden. Verlangt man, dass die Maschine sehr klein ausfallen soll, so muss p im Verhältniss zu r und muss auch v gross angenommen werden. Ganz vorzügliche Leistungen darf man von einer nicht expandirenden Maschine nicht verlangen, denn wenn man auch die Dampfspannung p ausserordentlich gross annimmt, wird doch die Leistung nicht so gross, wie bei einer expandirenden Dampfmaschine mit mässiger Dampfspannung, und bei einer so hohen Dampfspannung wird es sehr schwierig, den Kessel hinreichend fest zu machen und in allen Theilen des Cylinders dampfdichte Verschlüsse hervorzubringen. Zweckmässig ist daher die Anwendung einer nicht expandirenden Maschine nur in solchen Fällen, wenn es nicht so sehr auf Brennstoffökonomie, sondern auf Einfachheit der Konstruktion ankommt. Wir nehmen daher

$$r = 1{\cdot}5 \times 10000 = 15000, \quad p = 35000, \quad m = 0{\cdot}05, \quad v = 1$$

Sollte aber eine möglichst compendiöse Maschine verlangt werden, dann kann man in Rechnung bringen $r = 15000$, $p = 60000$, $m = 0{\cdot}05$, $v = 3$ Meter und es ist in diesem Fall noch zweckmässig, den Kolbenschub verhältnissmässig sehr klein anzunehmen, weil dadurch der Cylinder kurz ausfällt, eine kurze Schubstange genügt, unmittelbar eine grosse Rotationsgeschwindigkeit des Schwungrades erzielt wird und alle Querschnittsdimensionen der Organe schwach sein können; denn diese Querschnitte richten sich nicht nach der Geschwindigkeit, sondern nur nach der Kraft, mit welcher der Kolben getrieben wird, und diese Kraft fällt natürlich bei grosser Kolbengeschwindigkeit klein aus. Allein von einer so schnell laufenden, mit hoher Dampfspannung arbeitenden Maschine mit kurzem Schub kann man sich keine grosse Dauer versprechen und noch weniger eine gute Effektleistung. Diese ungünstigen Verhältnisse sind in manchen Fällen und namentlich bei den Maschinen der Lokomotiven nicht zu vermeiden. Von den Lokomotiven wird heut zu Tage stets eine Kraftleistung von wenigstens 100 bis 150 Pferde gefordert, und für den Personentransport eine Fahrgeschwindigkeit von 16 bis 20^m in einer Sekunde. Räderwerke sind da nicht anwendbar, Condensation ist auch nicht zulässig und durch Expansion ist wegen der durchaus nothwendigen Kolbengeschwindigkeit nicht viel zu erreichen. Um nun die geforderten Leistungen durch eine möglichst compendiöse Einrichtung zu erzielen, werden Dampfspannungen von 6 bis 8 Atmosphären zugelassen und eine Kolbengeschwindigkeit von 2·5 bis 3^m und muss überdies noch der Kolbenschub kurz genommen werden.

Expansionsmaschinen mit einem Cylinder. Bei den Expansionsmaschinen mit einem Cylinder hat die Steuerung die Einrichtung, dass die Kommunikation zwischen dem Kessel und dem Cylinder aufgehoben wird, nachdem der Kolben einen Weg l_1, der nur ein Theil des ganzen Kolbenschubes l ist, zurückgelegt hat. Bis zu diesem Moment darf man annehmen, dass die Spannung des Dampfes im Cylinder einen constanten Werth p hat. Von dem Moment der Absperrung an wird aber das Volumen, in welches der Dampf eingeschlossen ist, immer grösser und grösser, nimmt also die Dichte und Spannkraft des Dampfes ab. Um nun die Wirkung des Dampfes während eines Schubes zu berechnen, müssen wir zunächst seine Spannung für einen beliebigen Augenblick des Zustandes der Expansion bestimmen. Zu diesem Behufe nehmen wir an, dass während der Expansion keine Condensation eintrete, und dass der Dampf während seiner Expansion seine Kesseldampf-Natur nicht ändert. Diese Voraussetzungen sind nicht ganz richtig, aber doch annähernd.

Nennen wir y die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben, nachdem derselbe vom Anfange des Schubes an einen Weg x zurückgelegt hat, der grösser als l_1 ist. Im Moment der Absperrung ist ein Volumen $O\,l_1 + m\,O\,l$ mit Kesseldampf von einer Spannkraft p gefüllt, beträgt also das Gewicht der eingeschlossenen Dampfmenge $(O\,l_1 + m\,O\,l)(\alpha + \beta\,p) = O\,(l_1 + m\,l)(\alpha + \beta\,p)$. Nachdem nun der Kolben einen Weg x zurückgelegt hat, beträgt das Volumen des Dampfes $O\,x + m\,O\,l = O\,(x + m\,l)$ und die Spannung ist y, daher das Gewicht $O\,(x + m\,l)(\alpha + \beta\,y)$. In der Voraussetzung, dass kein Dampf condensirt wurde, ist also:

$$O\,(x + m\,l)(\alpha + \beta\,y) = O\,(l_1 + m\,l)(\alpha + \beta\,p)$$

Hieraus folgt:

$$y = \frac{l_1 + m\,l}{x + m\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

Nun können wir die Wirkung des Dampfes bei einem Schub berechnen. Diese ist:

$$O\,y_m\,l = O\,p\,l_1 + \int_{l_1}^{l} O\,y\,d\,x$$

demnach, wenn für y sein Werth aus (16) eingeführt wird:

$$O\,y_m\,l = O\,p\,l_1 + O\int_{l_1}^{l}\left[\left(\frac{l_1 + m\,l}{x + m\,l}\right)\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{\alpha}{\beta}\right] d\,x$$

Durch Integration folgt:

$$y_m = \frac{l_1}{l}\,p - \frac{\alpha}{\beta}\left(1 - \frac{l_1}{l}\right) + \left(\frac{l_1}{l} + m\right)\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \text{lognat}\,\frac{l + m\,l}{l_1 + m\,l} \quad (17)$$

Nehmen wir an, dass der schädliche Widerstand constant sei, dass also $\varrho_m = r$ gesetzt werden kann, so wird:

$$y_m - \varrho_m = \left[\frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\,l}{l_1 + m\,l}\right]\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right) \quad (18)$$

Setzt man zur Abkürzung:

$$\frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\,l}{l_1 + m\,l} = k \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (19)$$

so wird (18):

$$y_m - \varrho_m = \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] \quad . \quad . \quad . \quad (20)$$

Substituirt man diese Werthe von $y_m - \varrho_m$ in die Gleichungen (3) und (5), so erhält man:

$$\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right) = \frac{1}{2} \frac{R\,\pi}{O} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (21)$$

$$O\,v \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] = E = 75\,N \quad . \quad . \quad (22)$$

Die Gleichung, welche die Gleichheit der Dampfproduktion und Dampfkonsumtion ausdrückt, erhalten wir aus (6), wenn wir p statt p_1 setzen. Es ist demnach für Expansionsmaschinen:

$$S = O\,v \left(\frac{l_1}{l} + m\right) (\alpha + \beta\,p) + s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Endlich ist noch:

$$S = q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Diese Ergebnisse (19) bis (24) enthalten die Theorie der Expansionsmaschinen mit einem Cylinder. Wir wollen auch hier mehrere Aufgaben zur Lösung bringen.

Leistungen einer bestehenden expandirenden Maschine, erster Fall. Eine expandirende Maschine existirt und befindet sich im regelmässigen Gang. Der Cylinderquerschnitt und der Expansionsgrad $\frac{l_1}{l}$ wird durch Messungen bestimmt, die Dampfspannung p und der schädliche Widerstand r werden ebenfalls ermittelt. Es soll berechnet werden N, S, q, R.

Die Gleichung (19) gibt zunächst k, dann findet man R vermittelst (21), hierauf N oder E vermittelst (22), sodann S aus (23), endlich q aus (24) und somit ist die vorgelegte Frage beantwortet.

Leistungen einer expandirenden Maschine, zweiter Fall. Der Cylinderquerschnitt O und der Expansionsgrad $\frac{l_1}{l}$ sind bekannt. Es soll bestimmt werden: 1) die Dampfspannung p, 2) die Effektleistung, 3) die Wasserförderung q, vorausgesetzt, dass der Maschine ein gewisser nützlicher Widerstand R zu überwinden aufgebürdet wird und dass im Kessel in jeder Sekunde eine Dampfmenge S erzeugt wird. Gegeben sind also O, $\frac{l_1}{l}$, m, r, S, R, zu suchen dagegen p, v, N, q.

Man bestimmt zuerst den Werth von k vermittelst der Gleichung (19):

$$k = \frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\,l}{l_1 + m\,l} \quad \ldots \quad (25)$$

Dann gibt die Gleichung (21) für p folgenden Werth:

$$p = \frac{\frac{1}{2}\frac{R\,\pi}{O} + \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)}{k} - \frac{\alpha}{\beta} \quad \ldots \ldots \quad (26)$$

Nun folgt aus (23):

$$v = \frac{S - s}{O\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\,p)} \quad \ldots \ldots \quad (27)$$

und endlich aus (22):

$$N = \frac{O\,v}{75\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right]} \quad \ldots \ldots \quad (28)$$

Bedingungen der vortheilhaftesten Effektleistung. Diese Bedingung ist, dass $\frac{75\,N}{S}$ möglich gross sein soll. Aus (22) und (23) folgt, wenn man s vernachlässiget:

$$\frac{75\,N}{S} = \frac{\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)}{\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\,p)}$$

oder

$$\frac{75\,N}{S} = \frac{1}{\beta}\,\frac{1}{\frac{l_1}{l} + m}\left(k - \frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\right) \quad \ldots \ldots \quad (29)$$

Nun sind p und $\frac{l_1}{l}$ zwei von einander unabhängige Grössen; es handelt sich also darum, diejenigen Werthe von p und von $\frac{l_1}{l}$ zu bestimmen, für welche $\frac{75\,N}{S}$ ein Maximum wird. Der vortheilhafteste Werth von p ist offenbar, wie aus (29) zu ersehen ist, eine im Verhältniss zu dem schädlichen Widerstand möglichst grosse Dampfspannung. Der vortheilhafteste Werth von $\frac{l_1}{l}$ wird bestimmt, indem man den Differenzialquotienten $\frac{d\left(\frac{75\,N}{S}\right)}{d\left(\frac{l_1}{l}\right)}$ sucht und denselben gleich Null setzt. Bezeichnet man zur Abkürzung $\frac{l_1}{l}$ mit ξ, so hat man:

$$k = \xi + (\xi + m) \operatorname{lognat}\left(\frac{1 + m}{\xi + m}\right)$$

und

$$\frac{75\,N}{S} = \frac{1}{\beta}\,\frac{1}{\xi + m}\left(k - \frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\right)$$

Differenzirt man diese Gleichungen, so findet man:

$$\frac{d\,k}{d\,\xi} = 1 + \operatorname{lognat}\left(\frac{1 + m}{\xi + m}\right) - 1 = \operatorname{lognat}\left(\frac{1 + m}{\xi + m}\right) \quad . \quad . \quad (30)$$

$$\frac{d\left(\frac{75\,N}{S}\right)}{d\,\xi} = \frac{1}{\beta}\left[(\xi + m)\frac{d\,k}{d\,\xi} - k\right]\frac{1}{(\xi + m)^2} + \frac{1}{\beta}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\,\frac{1}{(\xi + m)^2} \quad (31)$$

oder wegen (30):

$$\frac{d\left(\frac{75\,N}{S}\right)}{d\,\xi} = \left(-\frac{1}{\beta}\,\xi + \frac{1}{\beta}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\right)\frac{1}{(\xi + m)^2}$$

Dieser Ausdruck verschwindet für

$$\xi = \frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (31)$$

Für diesen Werth von ξ wird die Spannung am Ende des Kolbenschubes vermöge (16):

$$y = \left[\frac{\xi + m}{1 + m}(\alpha + \beta\,p) - \alpha\right]\frac{1}{\beta}$$

$$y = \frac{r}{1 + m} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (32)$$

oder weil m gegen die Einheit eine kleine Grösse ist:

$$y \text{ nahe} = r$$

d. h. die vortheilhafteste Expansion ist diejenige, bei welcher die Spannung des Dampfes im Cylinder hinter dem Kolben am Ende des Kolbenschubes nur noch gleich ist dem schädlichen Widerstand. Ist diese vortheilhafteste Expansion vorhanden, so läuft die Maschine am Ende des Kolbenschubes ganz kraftlos und wird nur durch die lebendige Kraft des Schwungrades getrieben. Die Geschwindigkeit der Maschine wird daher gegen das Ende des Kolbenschubes hin rasch abnehmen, demnach ungleichförmig gehen, dies ist aber ein Nachtheil, und daher ist es nicht zweckmässig, die hinsichtlich der Dampfbenutzung vortheilhafteste Expansion eintreten zu lassen, sondern eine etwas schwächere, so dass gegen das Ende des Kolbenschubes hin die Maschine doch noch mit merklicher Kraft getrieben wird. In Worten ausgedrückt, sind also die Bedingungen der vortheilhaftesten Effektleistung einer expandirenden Dampfmaschine: 1) eine im Verhältniss zum schädlichen Widerstand r hohe Dampfspannung; 2) ein Expansionsgrad, bei welchem am Ende des Kolbenschubes die Spannung des Dampfes hinter dem Kolben nur noch gleich ist dem schädlichen Widerstand r. Diese Ergebnisse der Rechnung sind selbstverständlich und hätten auch ohne Rechnung eingesehen werden können.

Abmessungen einer neu zu erbauenden expandirenden Maschine. Für eine neu zu erbauende Expansionsmaschine ist gegeben N und muss angenommen werden r, p, $\frac{l_1}{l}$, v. Die zu suchenden Grössen sind: O, S, R, q.

Man berechne zuerst den Werth von k vermittelst (19), d. h. vermittelst

$$k = \frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m\right) \text{lognat} \frac{l + m\,l}{l_1 + m\,l} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (33)$$

sodann findet man aus (22):

$$O = \frac{75\ N}{v\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right]} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (34)$$

ferner aus (21):

$$R = \frac{2\,O}{\pi}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)k - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (35)$$

ferner aus (23):

$$S = O\,v\left(\frac{l_1}{l} + m\right)(\alpha + \beta\ p) + s \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (36)$$

endlich aus (24):

$$q = S \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (37)$$

Die passenden Annahmen für p, $\frac{l_1}{l}$ und v richten sich auch hier nach dem Zweck, dem die Maschine zu dienen hat. In den meisten praktischen Fällen ist es am angemessensten, die Maschine so anzuordnen, dass sie bei mässiger Dampfspannung und mässiger Expansion ihre normale Leistung hervorzubringen vermag, also nicht zu sehr angestrengt ist, wenn sie ihren normalen Dienst verrichtet. Für solche Fälle kann man nehmen, vorausgesetzt dass nicht condensirt wird: $r = 15000$, $p = 35000$, $\frac{l_1}{l} = \frac{1}{2}$, $v = 1^m$. Für den Fall aber, dass die Maschine nicht nur expandiren soll, sondern dass auch Condensation gebraucht wird, kann man setzen:

$$r = 6000, \quad p = 20000, \quad v = 1, \quad \frac{l_1}{l} = \frac{1}{2}$$

Will man ein möglichst günstiges Güteverhältniss erzielen, so muss man eine im Verhältniss zum schädlichen Widerstand sehr hohe Dampfspannung und eine starke Expansion in Anwendung bringen. Damit aber die Kesseleinrichtung nicht zu schwierig und die Herstellung guter Dampfdichtungen möglich wird, muss man durchaus die Condensation eintreten lassen, denn thut man dies, so wird selbst für einen mässigen Werth von p das Verhältniss $\frac{r}{p}$ klein und ist eine starke Expansion auch bei mässiger Dampfspannung möglich. Der Vortheil der Anwendung der Condensation besteht wesentlich nur darin, dass dadurch mit schwächeren Dampfspannungen den Bedingungen einer vortheilhaften Verwendung des Dampfes entsprochen werden kann. Die Nachtheile der Condensation bestehen darin, dass die Condensationsmaschinen wegen des Condensationsapparates viel komplizirter sind als nicht condensirende Maschinen.

Theorie der Woolf'schen Maschine mit zwei Cylindern. Diese Maschine ist zur Expansion des Dampfes mit zwei Cylindern, mit einem kleineren A und einem grösseren B versehen, und der Dampf wird zuletzt, nachdem er in den Maschinen gewirkt hat, condensirt. Der Dampf wirkt zuerst während des ganzen Schubes mit gleichförmiger Kraft (zuweilen auch mit Expansion) auf den Kolben der kleinen Maschine, entweicht hierauf nach der Dampfkammer der grossen Maschine und wirkt auf den Kolben dieser Maschine, zuletzt entweicht er nach dem Condensator. Der Raum hinter dem kleinen Kolben kommunizirt stets mit dem Dampfkessel. Der Raum vor dem grossen Kolben mit dem Condensator. Die Räume vor dem kleinen und hinter dem grossen Kolben sind stets in Kommunikation. Der Dampf, welcher am Anfang des Kolbenschubes in dem kleinen Cylinder vor dem Kolben eingeschlossen ist, befindet sich am Ende des Kolbenschubes in dem grossen Cylinder hinter dem Kolben, hat daher während des Kolbenschubes expandirend gewirkt, und zwar gegen den kleinen Kolben zurücktreibend, gegen den grossen Kolben vorwärts treibend. Um die Rechnungen nicht zu sehr auszudehnen, wollen wir uns erlauben, die schädlichen Räume und das Volumen des Verbindungsrohres zwischen den beiden Maschinen zu vernachlässigen.

Es sei, Tafel XXVI., Fig 10, o und l für den kleinen Cylinder, O, L für den grossen Cylinder der Querschnitt und die Länge des Kolbenschubes, p die Spannung des Dampfes hinter dem kleinen Kolben während des ganzen Schubes, y die variable Spannung zwischen den beiden Kolben, nachdem der kleine Kolben einen Weg x zurückgelegt hat, r der auf einen Quadratmeter des grossen Kolbens reduzirte schädliche Widerstand. Durch r wird also überwunden: 1) der vor dem grossen Kolben herrschende Druck, 2) die Reibungswiderstände der Maschine, 3) der Widerstand, den die verschiedenen Pumpen der Bewegung entgegensetzen.

Beim Beginn des Kolbenschubes ist der kleine Dampfcylinder vor dem Kolben mit Dampf von einer Spannung p erfüllt, beträgt also diese Dampfmenge $o\,l\,(\alpha + \beta\,p)$ Kilogramm. Nachdem der kleine Kolben einen Weg x und gleichzeitig der grosse Kolben einen Weg $x\,\frac{L}{l}$ zurückgelegt hat, ist diese Dampfmenge $o\,l\,(\alpha + \beta\,p)$ in einem Raum $o\,(l - x) + O\,x\,\frac{L}{l}$ eingeschlossen und seine Spannung ist y. Daher hat man:

$$o\,l\,(\alpha + \beta\,p) = \left[o\,(l - x) + O\,x\,\frac{L}{l}\right](\alpha + \beta\,y) \quad . \quad . \quad (1)$$

demnach:

$$y = \left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)\frac{1}{1 + \left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)x} - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Am Anfange des Kolbenschubes ist $y = p$, heben sich also die Pressungen gegen die beiden Flächen des kleinen Kolbens auf, wirkt also der kleine Kolben nicht treibend, wohl aber der grosse Kolben und zwar mit voller Kraft, denn hinter dem Kolben wirkt der Dampf mit einer Spannung p.

Am Ende des Kolbenschubes ist y sehr klein und kann selbst nur gleich r sein. Dann wird am Ende des Kolbenschubes der grosse Kolben nicht getrieben, wohl aber der kleine mit einer Kraft $o\,(p - r)$. Diese Expansionsmaschine ist also niemals ganz kraftlos, wie dies bei einer eincylindrischen Maschine am Ende des

Kolbenschubes der Fall sein kann. Daran kann man schon erkennen, dass die Woolf'sche Maschine eine grössere Gleichförmigkeit der Bewegung gewährt, als eine eincylindrige Expansionsmaschine.

Die nützliche Wirkung eines ganzen Schubes ist nun:

$$\int_0^l \left[o\,(p-y)\,dx + O\,(y-r)\,\frac{L}{l}\,dx \right] =$$

$$\int_0^l \left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l} \right) dx + \int_0^l \left(O\,\frac{L}{l} - o \right) y\,dx =$$

$$\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l} \right) l + \left(O\,\frac{L}{l} - o \right) \int_0^l y\,dx$$

oder wenn man für y seinen Werth aus (2) einführt:

$$\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l} \right) l + \left(O\,\frac{L}{l} - o \right) \int_0^l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \frac{1}{1 + \left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1 \right) x} - \frac{\alpha}{\beta} \right] dx$$

Dieser Ausdruck wird durch Integration und Reduktion:

$$o\,l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \left(1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l} \right) - \frac{O\,L}{o\,l} \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right]$$

Nun ist $\frac{1}{v}$ die Zeit eines Schubes und $75\,N$ der in Kilogr.-Meter ausgedrückte Nutzeffekt; daher erhält man:

$$75\,N = o\,v \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \left(1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l} \right) - \frac{O\,L}{o\,l} \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right] \quad . \quad (3)$$

Bei jedem Kolbenschub wird der kleine Cylinder vom Kessel aus mit Dampf gefüllt, man hat daher:

$$S = o\,v\,(\alpha + \beta\,p) + s \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

Es liegt in der Natur der Sache, dass es an und für sich ganz gleichgiltig ist, ob die Expansion des Dampfes mit einem Cylinder, oder mit zwei oder drei erfolgt. Vom rein prinzipiellen Standpunkt aus beurtheilt, sind also alle Expansionsmaschinen gleichwerthig. Da aber die Maschinen mit zwei oder mehreren Cylindern in ihrer Konstruktion komplizirter sind, dadurch etwas mehr Reibung verursachen und jedenfalls auch kostspieliger sind, so würde man den eincylindrigen Maschinen den Vorzug geben müssen, wenn nicht der Umstand wäre, dass diese Woolf'sche zweicylindrige Msschine eine grössere Gleichförmigkeit der Bewegung gewährt. Um diesen Nachtheil der eincylindrigen Expansionsmaschine zu beseitigen, werden gegenwärtig sehr oft zwei gekuppelte Maschinen, von denen jede eincylindrig ist, angewendet und die Kupplung geschieht in der Art, dass die Schwungradswelle mit zwei unter rechtem Winkel gegeneinander gestellte Kurbeln versehen wird, auf welche die beiden Maschinen einwirken. Diese gekuppelten Maschinen sind zwar noch komplizirter als eine Woolf'sche Maschine, allein wir werden in der Folge in der Schwungradstheorie erfahren, dass bei gekuppelten Maschinen ungemein leichte Schwungräder ausreichen, um einen hohen Gleichförmigkeitsgrad zu erzielen.

Wir schliessen hiermit die allgemeine Theorie der Dampfmaschinen; die Theorie der sogenannten Wasserhaltungsmaschinen oder überhaupt der einfach wirkenden Dampfmaschinen mit Ventilsteuerung werden wir bei den Pumpwerken behandeln.

Wir gehen nun zum Studium der Dampfmaschinendetails über.

Die Steuerungen.

Einleitendes. Die Steuerungen sind Vorrichtungen, durch welche das geeignete und rechtzeitige Ueberströmen des Dampfes aus dem Kessel nach dem Cylinder und Abströmen aus dem Cylinder nach dem Condensator oder in die freie Luft bewirkt wird.

Die Steuerung geschieht 1) mit Schiebern, 2) mit Ventilen, 3) mit Schiebern und mit Ventilen. Wir werden in Folgendem nur die Schiebersteuerungen erklären und die Ventilsteuerungen erst bei den einfach wirkenden Wasserhaltungsmaschinen behandeln.

Schiebersteuerungen gibt es sehr viele. Wir beschränken uns aber nur diejenigen zu erklären, welche gegenwärtig noch im Gebrauch sind.

Einfache Schiebersteuerung für nicht expandirende Maschinen. Wir legen unserer Erklärung eine Maschine mit horizontalem Cylinder zu Grunde und nehmen an, dass der Schieber direkt von der Schwungradswelle aus bewegt werde.

Auf Tafel XXVI., Fig. 11 sind $f\,f_1$ die Dampfkanäle, die nach den Cylinderenden führen, g ist der Kanal, welcher bei condensirenden Maschinen nach dem Condensator, bei nicht condensirenden Maschinen in's Freie führt, h ist der Steuerungsschieber in seiner mittleren Position, in welcher er gegen die Oeffnungen der Kanäle f und f_1 symetrisch steht. Fig. 12 und 13 zeigen die Einströmungsöffnungen und die Ueberdeckungen in einem grösseren Maassstabe. $ab = a_1 b_1$ nennt man die innere, $cd = c_1 d_1$ die äussere Ueberdeckung. Wir nennen die erstere i, die letztere a. Die Bewegungen des Schiebers werden gewöhnlich durch eine excentrische Scheibe hervorgebracht, deren Wirkung gleich ist der einer Kurbel, deren Halbmesser gleich ist der Excentrizität der excentrischen Scheibe. Für die Erklärung der Wirkung des Steuerungsschiebers nehmen wir an, er werde durch eine Kurbel bewegt und nennen dieselbe, sei es nun dass sie wirklich existirt oder nicht, die Steuerungskurbel. Die Kurbel hingegen, auf welche der Kolben durch Vermittlung der Kurbelstange oder Schubstange einwirkt, nennen wir die Dampfkurbel. Der Durchmesser $2r$ des Kreises, welchen die Mitte des Kurbelzapfens der Steuerungskurbel beschreibt, ist gleich der Schublänge des Steuerungsschiebers. Der Durchmesser $2R$ des Kreises, den der Mittelpunkt des Kurbelzapfens der Dampfkurbel beschreibt, ist gleich der Schublänge des Kolbens. Wenn die Steuerungskurbel senkrecht steht auf die Dampfkurbel, befindet sich der Schieber in der mittleren Stellung, wenn der Kolben seinen Schub beginnt. Die Einströmungsöffnungen sind dann am Anfange des Kolbenschubes durch den Schieberlappen geschlossen, und eine solche Gegeneinanderstellung nennt man eine Stellung ohne Voreilen. Sind jedoch die beiden Kurbeln so gestellt, dass der nach der Bewegungsrichtung der Kurbeln gemessene Winkel, den ihre Richtungen bilden, grösser als $90°$ und z. B. gleich $90° + \alpha°$ ist, so nennt man α den Voreilungswinkel und bei einer solchen Stellung der Kurbeln, die man eine voreilende nennt, steht der Schieber am Anfange des Schubes nicht in seiner mittleren Position, sondern ist bereits aus dieser mittleren Position nach der Richtung seiner Bewegung vorgerückt (vorgeeilt), so dass am Anfange des Schubes die Einströmungsöffnung bereits theilweise demaskirt sein kann.

Die Wirkungen des Schiebers hängen von den vier Elementen ab: 1) innere Ueberdeckung, 2) äussere Ueberdeckung, 3) Halbmesser der Steuerungskurbel, 4) Voreilungswinkel, d. h. von den Grössen, die wir mit i, a, r und α bezeichnet haben. Auf Tafel XXVII., Fig. 1 bis 8 sind diejenigen Stellungen der Kurbeln und des Schiebers dargestellt, welche die Wirkung desselben erklären.

A) Anfang des Kolbenschubes. Der Kolben steht links am Anfang des Schubes. Der Schieber ist wegen des Voreilungswinkels nicht in der mittleren Position, sondern steht so weit nach rechts hin, dass links Dampfeinströmung, rechts Dampfentweichung statt findet.

B) Ende der Schieberbewegung. Die Steuerungskurbel steht rechts. Die Einströmungsöffnung ist ganz demaskirt, was voraussetzt, dass der Halbmesser der Steuerungskurbel gleich ist $\overline{b\ d}$, Tafel XXVI., Fig. 12. Der Kolben steht noch nicht auf halbem Schub.

C) Absperrung. Der Schieber ist im Rückgang, schliesst die Einströmungsöffnung links ab. Rechts freies Entweichen. Der Kolben hat die mittlere Stellung bereits überschritten. Links beginnt demnach eine Expansion.

D) Ende der richtigen Expansion. Der Schieber schliesst rechts ab. Der Dampf kann also rechts nicht mehr entweichen, links ist die Einströmungsöffnung geschlossen, von C bis D hat demnach links (hinter dem Kolben) Expansion statt gefunden, während von C bis D der Dampf stets rechts (vor dem Kolben) entweichen konnte, von C bis D findet also eine korrekte Expansionswirkung des Dampfes statt. Allein der Kolben hat bei dem Uebergang aus C und D nur einen kleinen Weg zurückgelegt, diese Expansionswirkung ist daher nicht erheblich.

E) Mittlere Position des Schiebers. Beide Einströmungsöffnungen sind geschlossen. Hinter dem Kolben Expansion, vor dem Kolben Compression des Dampfes. Dieser Zustand ist natürlich nicht gut, weil durch die Compression des Dampfes der schädliche Vorderdruck vermehrt wird. Diese Expansionsweise wollen wir die falsche nennen.

F) Ende der falschen Expansion. Der Dampf beginnt (aus dem Raum hinter dem Kolben) links zu entweichen, rechts ist die Einströmungsöffnung geschlossen, es herrscht also vor dem Kolben Compression. Auch dieser Zustand ist nachtheilig, denn hinter dem Kolben hört nun der Druck auf, und vor dem Kolben wächst er.

G) Ende des Gegendruckes. Links freies Entweichen des Dampfes, rechts Oeffnung der Einströmungsöffnung, d. h. von nun an tritt der Kesseldampf vor dem Kolben ein und wirkt seiner Bewegung entgegen.

H) Ende des Kolbenschubes. Links Entweichen, rechts Dampfeinströmung, also Gegendruck des Dampfes von G bis H, ist also der Zustand gerade das Umgekehrte von dem was sein sollte.

Kurz zusammengefasst besteht also die Wirkung des Steuerungsschiebers in Folgendem:

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Von A bis C regelmässige constante Dampfwirkung,
„ C „ D durch kurze Zeit korrekte Expansion,
„ D „ F falsche Expansion,
„ F „ G hinter dem Kolben Entweichen, vor dem Kolben Compression,
„ G „ H hinter dem Kolben Entweichen, vor dem Kolben Gegendruck.

Von A bis D (ungefähr durch $\frac{3}{4}$ des Kolbenschubes) ist also der Zustand gut, dagegen von D bis H $\left(\frac{1}{4}\right.$ des Kolbenschubes$\left.\right)$ ist der Zustand fehlerhaft.

Macht man die äussere Ueberdeckung klein und nimmt man ferner nur ein schwaches Voreilen an, so wird zwar die ächte Expansion sehr eingeschränkt, werden dagegen die fehlerhaften Zustände beinahe aufgehoben. Als Expansionssteuerung ist dieser voreilende Schieber mit starker äusserer Ueberdeckung von keinem Werth, aber er bringt in anderer Hinsicht eine nützliche Wirkung hervor, und diese besteht theils darin, dass der Dampf gleich beim Beginn leicht eintritt, theils darin, dass gegen das Ende des Kolbenschubes hin, wenn der Kolben kaum noch fortrückt, kein Dampf mehr in den Cylinder einströmt.

Es sind von verschiedenen Technikern analytische Theorien und geometrische Konstruktionen zur Darstellung der Wirkungen der Steuerungsschieber ausgedacht worden *), ich will mich jedoch hier nicht tiefer in die Sachen einlassen, da dieselben von keinem grossen praktischen Werth sind. Das von *Zeuner* aufgestellte Konstruktions-Verfahren gründet sich auf Folgendes: Nennt man in dem Moment, wenn die Dampfkurbel einen Winkel φ mit der Bewegungsrichtung des Kolbens bildet, ϱ die Entfernung eines bestimmten Punktes des Schiebers von der mittleren Stellung dieses Punktes, so ist ϱ eine Funktion von φ, deren Form durch den geometrischen Zusammenhang aller Theile des Bewegungsmechanismus bestimmt wird. Betrachtet man φ als Polarwinkel und ϱ als den Radiusvektor einer krummen Linie, so ist $\varrho = f(\varphi)$ die Polargleichung derselben. Konstruirt man diese Kurve, so gibt jeder Radiusvektor die Stellung des Schiebers für den Polarwinkel φ, und indem man diese Kurve mit den Abmessungen des Schiebers und der Dampfkanäle vergleicht, lassen sich die Wirkungen des Schiebers sehr anschaulich darstellen. Der geometrische Zusammenhang

*) *Zeuner*. *Müller*.

der Mechanismen, durch welche die Schieber bewegt werden, ist meistens so, dass wenigstens sehr annähernd $\varrho = f(\varphi)$ die Form annimmt: $\varrho = A \sin k \varphi + B \cos k \varphi$ und dieser Gleichung entspricht ein Kreis, wobei der Pol des Coordinatensystems in einem Peripheriepunkt liegt und die Axen die Peripherie schneiden. Das Sehnensystem eines solchen Kreises bestimmt also das Bewegungsgesetz des Schiebers.

Theorie der Schiebersteuerung von Professor Zeuner. Wir wollen die von Professor Zeuner erdachte Theorie der Schiebersteuerung für den einfachsten Fall eines voreilenden mit innerer und äusserer Ueberdeckung angeordneten Schiebers anwenden. Nehmen wir an, der Schieber werde direkt von der Schwungradswelle aus durch ein Excentrum bewegt, das um einen Winkel α voreilt und dessen Excentrizität gleich ϱ ist, dann weicht der Radius A O der Excentrizität, Tafel XXVII., Fig. 9, um einen Winkel $D\,O\,A = \alpha$ von der vertikalen Richtung ab, wenn die Maschinenkurbel O B horizontal steht, weicht dagegen der Halbmesser der Excentrizität um einen Winkel $\alpha + \varphi$ von der vertikalen Stellung ab, wenn die Maschinenkurbel mit der horizontalen Richtung einen Winkel φ bildet. Da die Excentrikstange gegen den Halbmesser der Excentrizität sehr gross ist, so begeht man keinen merklichen Fehler, wenn man annimmt, dass das Excentrum eine reine Sinusbewegung hervorbringt und unter dieser Voraussetzung ist die Horizontalentfernung ξ des Schiebers von seiner mittleren Stellung (in welcher er beide Einströmungsöffnungen in gleicher Weise überdeckt) $\xi = \varrho \sin(\alpha + \varphi)$. Hieraus folgt:

$$\xi = (\varrho \sin \alpha) \cos \varphi + (\varrho \cos \alpha) \sin \varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

Wir wollen nun die geometrische Bedeutung dieser Gleichung in der Voraussetzung bestimmen, dass wir φ als Polarwinkel und ξ als einen Radiusvektor auftragen. Nennen wir, Tafel XXVII., Fig. 10, $\overline{O\,p} = x$, $\overline{m\,p} = y$ die rechtwinkligen Coordinaten des Punktes m, dessen Polarcoordinaten ξ und φ sind, so ist:

$$x = \xi \cos \varphi, \quad y = \xi \sin \varphi \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (2)$$

$$x^2 + y^2 = \xi^2 \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (3)$$

und die Gleichung (1) kann nun geschrieben werden:

$$\xi = \varrho \sin \alpha \frac{x}{\xi} + \varrho \cos \alpha \frac{y}{\xi}$$

oder

$$x^2 + y^2 = \varrho \sin \alpha \, x + \varrho \cos \alpha \, y$$

oder endlich:

$$\left(x - \frac{1}{2}\,\varrho \sin\alpha\right)^2 + \left(y - \frac{1}{2}\,\varrho \cos\alpha\right)^2 = \frac{1}{4}\,\varrho^2 \quad . \; . \; (4)$$

Dieser Gleichung entsprechen zwei Kreise, die sich im Anfangspunkt der Coordinaten berühren. Die Coordinaten der Mittelpunkte $A\,A_1$, Fig. 11, dieser Kreise sind: $\pm\frac{1}{2}\,\varrho \sin\alpha$, $\pm\frac{1}{2}\,\varrho \cos\alpha$, die Halbmesser der Kreise dagegen: $\frac{1}{2}\,\varrho = \overline{CA} = \overline{C\,A_1}$.

Die Verbindungslinie $A\,A_1$ der Mittelpunkte bildet mit der Axe der y einen Winkel α. Verzeichnet man also diese zwei Kreise und zieht irgend eine Sehne $C\,m$, die mit der Axe der x einen Winkel φ bildet, so ist $\overline{Cm} = \xi$ die Abweichung des Schiebers von seiner mittleren Stellung, wenn die Maschinenkurbel einen Winkel φ mit ihrer horizontalen Stellung bildet. Dies vorausgesetzt, lassen sich die Erscheinungen und Wirkungen des Steuerungsschiebers vermittelst der Tafel XXVII., Fig. 12 erklären und anschaulich machen.

k und k_1 sind die beiden Kreise, die wir so eben erklärt haben und die der Gleichung (1) oder (4) entsprechen. Es ist demnach:

$$\overline{OB} = \frac{1}{2}\,\varrho \sin\alpha,\; \overline{CB} = \frac{1}{2}\,\varrho \cos\alpha,\; O\,C = O\,G = \frac{1}{2}\,\varrho$$

$k_2\,k_3$ sind zwei Kreise, deren Mittelpunkte mit O zusammenfallen, der Halbmesser $O\,E$ des ersteren ist aber gleich der äusseren Ueberdeckung des Schiebers, der Halbmesser $O\,F$ des letzteren ist gleich der inneren Ueberdeckung. Der grosse Kreis K stellt den Kurbelkreis der Maschine vor. Zieht man irgend eine Sehne $O\,J$, so ist $O\,J = \xi$ die Abweichung des Schiebers von der mittleren Stellung, wenn die Maschinenkurbel einen Winkel $J\,O\,x = \varphi$ mit der Horizontalstellung bildet (diesen Werth von ξ wollen wir überhaupt die Schieberabweichung nennen); zieht man von der Schieberabweichung die äussere Ueberdeckung ab, so erhält man die Weite der Einströmungsöffnung. $\overline{JE}$ ist demnach die Weite der Einströmungsöffnung, nachdem die Maschinenkurbel einen Winkel φ zurückgelegt hat. Zieht man von der Schieberabweichung die innere Ueberdeckung ab, so erhält man die Weite einer Dampfausströmungsöffnung. $\overline{JF}$ ist demnach eine solche Weite. Für $\varphi = o$, d. h. für den Anfang des Kolbenschubes ist demnach $\overline{c\,d}$ die Weite der Einströmungsöffnung. Die Einströmungsöffnung $\overline{E\,J}$ ist am grössten für $\varphi = D\,O\,x$ und beträgt dann $D\,O$. Im Moment, wenn die ächte Expansion beginnt, ist die Weite der Einströmungsöffnung gleich Null. Die

Expansion beginnt demnach, wenn die Kurbel in die Stellung $O\,d$ gekommen ist, demnach der Kolben bei d_2 steht. Die falsche Expansion beginnt, wenn die innere Ausströmung aufhört, d. h. wenn die Kurbel in die Stellung $O\,e\,e_1$ und der Kolben in die Stellung e_2 gekommen ist. Diese falsche Expansion ist zu Ende und es beginnt die Dampfausströmung aus dem Raum hinter dem Kolben, wenn die rechtseitige innere Ausströmungsöffnung verschwindet, d. h. wenn die Kurbel in die Stellung $O f f_1$ und der Kolben in die Stellung f_2 gelangt ist. Der Gegendruck vor dem Kolben beginnt, wenn eine linkseitige Einströmungsöffnung einzutreten anfängt, d. h. wenn die Kurbel nach $O\,g\,g_1$, der Kolben nach g_2 gekommen ist. Der Kolbenschub ist zu Ende, wenn die Kurbel nach $O\,h\,h_1$, der Kolben nach h_2 gekommen ist.

Die Sehnensysteme der Kreise k_1 k_2 k_3 geben die Erscheinung für den Rückgang des Kolbens.

Ausführlicheres über diese Theorie der Schiebersteuerung findet man in dem Werkchen von *Zeuner*. Wir wollen uns mit dem Wenigen, was wir bisher behandelt haben, begnügen.

Die Dreiecksteuerung. Man kann auch zur Bewegung des Schiebers statt einer Kurbel oder statt eines Excenters das in den Bewegungsmechanismen Seite 15 beschriebene Bogendreieck anwenden. In der That ist es bei den Original-Woolf'schen Maschinen allgemein im Gebrauch. Es hat den Vortheil, dass es rasche Bewegungen macht und dann stehen bleibt, was dem Zweck besser entspricht, als ein kontinuirliches Hin- und Hergehen des Schiebers, wie es ein Excenter oder eine Kurbel hervorbringt.

Das Dreieck kann aber wegen seiner Kleinheit nicht auf der Kurbelaxe der Dampfmaschine angebracht werden; man muss daher, wenn man das Dreieck anwenden will, von der Schwungradsaxe aus vermittelst Räderübersetzungen auf eine andere dünne Axe übergehen, und erst von dieser aus vermittelst des Dreieckes den Schieber bewegen.

Die Steuerung mit verlängertem Schieber. Tafel XXVII., Fig. 13 bis 16. Dieser Schieber unterscheidet sich von dem gewöhnlichen nur durch eine grössere Länge. Diese ist nämlich so gross, dass (wie Fig. 14 zeigt) die eine der Einströmungsöffnungen vollständig demaskirt ist, wenn die andere überdeckt wird. Es ist eine ganz korrekt wirkende Expansionseinrichtung.

A) Stellung des Schiebers am Anfang des Kolbenschubes. Links freie Einströmung, rechts freies Entweichen. In dieser Stellung bleibt der Schieber bis der Kolben diejenige Stellung I, erreicht hat, bei welcher die Absperrung eintreten soll, in diesem Moment tritt die Stellung

B) ein. Links Absperrung, rechs freies Ausströmen. Diese Stellung bleibt bis an das Ende des Schubes, dann geht der Schieber plötzlich in die Stellung

C) Rechts Dampfeinströmung, links freies Entweichen. So bleibt der Schieber, bis wiederum die Absperrung erfolgen soll. Dann begibt sich der Schieber in die Stellung

D) Links Ausströmung, rechts Absperrung und bleibt bis an's Ende des Schubes, wo er wiederum nach A geht.

Der Schieber kann sich nicht kontinuirlich bewegen, er muss zweimal nach rechts und zweimal nach links rücken. Die ersteren dieser Bewegungen sind kleiner als die letzteren. Hierzu ist eine unrunde Scheibe nothwendig, ähnlich derjenigen, welche in den Bewegungsmechanismen Seite 15 erklärt wurde.

Expansion mit zwei Kammern, erster Fall. Tafel XXVIII., Fig. 1. Die eigentliche Dampfkammer ist durch eine Zwischenwand in zwei Kammern getheilt. In dieser Zwischenwand ist eine recchtwinklige Oeffnung angebracht, an welcher ein einfacher Schieber vermittelst eines Excentrums hin und her bewegt wird. In der einen Kammer wirkt ein durch ein Excentrum bewegter gewöhnlicher Schieber. Die Expansion geschieht, indem der Expansionsschieber A die Oeffnung der Zwischenwand bedeckt. Beide Schieber gehen voreilend. In seiner mittleren Stellung fällt das Mittel des Expansionsschiebers mit dem Mittel der Oeffnung zusammen. Wenn der Schieber nach rechts geht, ist es das rechte, wenn er nach links geht, ist es das linke Ende, das die Absperrung hervorbringt Indem man die Bewegungslänge des Schiebers und seinen Voreilungswinkel ändert, kann der Expansionsgrad innerhalb sehr weiter Grenzen geändert werden. Diese Einrichtung ist gut und wird oftmals gebraucht.

Expansion mit zwei Kammern, zweiter Fall. Tafel XXVIII., Fig. 1. Diese Einrichtung unterscheidet sich von der vorhergehenden im Wesentlichen nur dadurch, dass der Expansionsschieber bei einem Spiel des Vertheilungsschiebers zweimal spielt, was dadurch bewirkt wird, indem die Drehungsaxe des Excentriks des Expansionsschiebers bei einer Umdrehung der Dampfkurbel zwei Umdrehungen macht. Das Expansionsexcentrum kann daher nicht auf der Kurbelwelle angebracht werden, sondern muss auf eine besondere Axe befestigt werden, die durch eine Räderübersetzung von

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

der Kurbelwelle aus bewegt wird. Die Absperrung geschieht hier stets durch das gleiche Schieberende.

Expansion mit zwei aufeinander laufenden Schiebern, erster Fall. Tafel XXVIII., Fig. 2. a der Vertheilungsschieber, b und c die Expansionsschieber. b und c gehen mitsammen, können aber gegen einander verstellt werden. Der Vertheilungsschieber wird durch ein voreilend gestelltes Excentrum bewegt. Die Expansionsschieber werden durch ein zweites ebenfalls voreilend gestelltes Excentrum bewegt. Beide Excenter machen gleich viel Umdrehungen und können von der Kurbelwelle aus bewegt werden. Wenn die Schieber b und c die Oeffnungen in a überdecken, ist die Absperrung vorhanden. Aendert man die Distanz der Schieber b und c, so wird der Expansionsgrad geändert. Auch diese Einrichtung ist gut und wird oftmals angewendet.

Expansion mit zwei aufeinander laufenden Schiebern, zweiter Fall. Tafel XXVIII., Fig. 3. Bei dieser Anordnung werden die Expansionsschieber nicht durch einen Mechanismus bewegt, sondern dadurch, dass sie in der Mitte an einen Ansatz d und bei e und *f* an die Wände der Dampfkammer anstossen. Die Expansionsschieber b und c liegen nämlich auf dem Vertheilungsschieber a, werden gegen denselben durch den Dampf angedrückt und werden durch den Vertheilungsschieber bei dessen Hin- und Herbewegung mit fortgenommen, bis sie entweder an den mittleren Ansatz d oder an die Wände der Dampfkammern stossen, was sie zum Stillstehen bringt, während der Vertheilungsschieber fort geht. Hierdurch geschieht die Verschiebung der Expansionsschieber gegen den Vertheilungsschieber.

Der Condensationsapparat.

Beschreibung der gewöhnlichen Apparate. Vorzugsweise zwei Anordnungen von Condensationsapparaten werden bei den Dampfmaschinen angewendet: die *Watt*'sche und die *Maudslay*'sche. Bei ersterer, Tafel XXVIII., Fig. 4, stehen der Condensator und die Luftpumpe nebeneinander in der Kaltwassercysterne, bei letzterer, Fig. 5, ist die Stellung dieser drei Gefässe eine concentrische. Für die Funktionen des Apparates sind beide Anordnungen gleichwerthig. Die Watt'sche Anordnung ist minder gefällig als die Maudslay'sche, dafür aber leichter zugänglich. Der letztere dieser

Apparate nimmt etwas weniger Raum ein als der erstere. In der folgenden Beschreibung der beiden Apparate werden die gleichen Gegenstände mit denselben Buchstaben bezeichnet.

a ist die Kaltwassercisterne, dieselbe kann aus Holz oder aus Eisen hergestellt werden; sie wird von der Kaltwasserpumpe aus fort und fort mit kaltem Wasser versehen, damit dieses nicht überlaufen kann, ist ein Abflussrohr b angebracht. c ist die Luftpumpe mit den Klappenventilen: Einsaugklappe c_1, die Kolbenklappe c_2, die Entleerungsklappe c_4. Das Einspritzen des Wassers geschieht vermittelst eines Rohres d, an dessen äusserer in der Tiefe des Cisternenwassers befindlichen Mündung ein Hahn oder ein Ventil oder ein Schieber angebracht ist, um die Wassermenge, welche durch den äusseren atmosphärischen Druck eingetreten ist, nach Bedarf reguliren zu können, welches Rohr aber innen im Condensationsraum durchlöchert und zuweilen mit einer Brause versehen ist.

Wirkung des Condensators. Die Vorgänge, welche in dem ganzen Condensationsapparat während des Maschinenspiels vorkommen, sind ziemlich komplizirt und korrekt nicht leicht zu erklären. Wir wollen die Erscheinungen von dem Augenblick an betrachten, wenn der Kolben in die Höhe zu gehen beginnt, setzen aber voraus, dass in der ganzen Maschine der Beharrungszustand vorhanden sei, in welchem am Ende jedes Auf- und Niedergangs des Kolbens identische Zustände vorhanden sein werden. Diese Identität kann nur dann eintreten, wenn bei jedem ganzen Kolbenspiel (Auf- und Niedergang) alle Flüssigkeiten aus dem Condensator entfernt werden, die während eines solchen Spieles in den Condensator eintreten. Aus dem Condensator muss also entfernt werden: 1) das Wasser, welches durch die Condensation des Dampfes während eines Kolbenspiels gebildet wird. Es entsteht aus zwei Füllungen des Dampfcylinders; 2) das Condensationswasser, das während eines ganzen Kolbenspieles in den Condensator eintritt; 3) die atmosphärische Luft, welche in dieser Wassermenge enthalten ist und die wegen der geringen im Condensator herrschenden Spannung frei wird; 4) der Theil des eintretenden Dampfes, welcher nicht condensirt wird. Diese Quantitäten von Wasser, Dampf und Luft müssen sich im Beharrungszustand der Bewegung am Anfang des Hubes des Luftpumpenkolbens in dem Raum zwischen diesem Kolben und dem Entleerungsventil befinden, denn die in diesem Raum befindlichen Flüssigkeiten werden aus der Luftpumpe entfernt, während der Kolben aus der tiefsten Stellung in die höchste gelangt.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Wir wollen nun sehen, was in dem Raum oberhalb des Kolbens während seiner Erhebung vorgeht. Während der Kolben in die Höhe geht, muss das über demselben befindliche Wasser gehoben werden, was jedoch ein wenig Kraft erfordert, muss ferner die Luft komprimirt werden bis ihre Spannung etwas grösser wird, als der äussere atmosphärische Druck, was ebenfalls einige Kraft erfordert, muss aber endlich zuletzt gegen das Ende des Kolbenspieles hin das Wasser ausgetrieben werden, was allerdings beträchtliche Kraft erfordert, denn von dem Augenblick an, wenn die Luft bis zu einer Atmosphäre Spannung verdichtet worden ist, öffnet sich das obere Entlassungsventil, wirkt also der äussere atmosphärische Druck auf die obere Kolbenfläche, bis der Kolben seine höchste Stellung erreicht hat.

Die Weglänge, welche der Kolben zurücklegt, während der äussere atmosphärische Druck einwirkt, richtet sich nun nach der grösseren oder geringeren Menge von Einspritzwasser. Wird viel eingespritzt, so muss viel herausgeschafft werden, muss demnach der Weg, durch welchen der atmosphärische Druck zu überwinden ist, gross ausfallen. Wird wenig eingespritzt, so ist nur wenig Wasser wegzuschaffen, fällt demnach der Weg, durch welchen der atmosphärische Druck überwunden werden muss, klein aus. Man sieht hieraus, dass sich der zum Betriebe der Luftpumpe erforderliche Kraftaufwand nach der mehr oder weniger vollständigen Condensation richtet. Auch ersieht man, dass es wesentlich ist dafür zu sorgen, dass eine möglichst vollständige Condensation mit einer möglichst kleinen Wassermenge erfolgt, man soll also möglichst kaltes Wasser anwenden und soll dasselbe nur in dem Moment einspritzen, wenn der Dampf aus dem Dampfcylinder in den Condensator entweicht, also am Ende jedes Kolbenschubes, nicht aber continuirlich, wie es bei den gewöhnlichen Condensatoren geschieht. Das Einspritzen durch den äusseren Luftdruck bewirken lassen, ist fehlerhaft, denn es erfolgt dann gerade in verkehrter Weise. Im Moment, wenn der Dampf aus dem Dampfcylinder in den Condensator eintritt, herrscht in demselben eine ziemlich hohe Spannung, was zur Folge hat, dass nun gerade wo es am nöthigsten wäre, kein oder wenig Wasser eintritt. Später, wenn die Condensation allmählig fortgeschritten ist und die Spannung im Condensator sehr klein geworden ist, kommt nun ein reichlicher Wasserguss nach, der wenig mehr zu thun findet und den Condensator zweckwidrig anfüllt. Bei dieser Art von Einspritzung ist also, um eine gewisse Wirkung hervorzubringen, eine viel grössere Wassermenge erforderlich, als eigentlich zur Condensation nothwendig wäre.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK

Baden-Württemberg

Wir wollen nun ferner sehen, was in dem Raum unter dem Kolben der Luftpumpe während des Hubes vorgeht. Wenn der Kolbenhub beginnt, will unter dem Kolben ein leerer Raum entstehen, das hat zur Folge, dass das in dem untern Theil des Condensatorraums enthaltene Wasser durch den im Condensator vorhandenen Luft- und Dampfdruck durch das Bodenventil in die Luftpumpe getrieben wird und den Raum ausfüllt, welchen der Kolben durchläuft. Dadurch sinkt der Wasserspiegel im Condensator bis unter das Einsaugventil und nun tritt plötzlich Luft und Dampf aus dem Condensator in die Luftpumpe ein, fällt aber gleichzeitig Wasser aus derselben durch die Oeffnung der Saugventile in den Condensator zurück, wodurch sich der Wasserspiegel im Condensator wiederum hebt und das Saugventil unter Wasser geräth. Wenn dann der Kolben seinen Weg weiter fortsetzt, wird abermals durch den Condensatordruck Wasser in die Luftpumpe getrieben, und wenn zuletzt der Kolben oben angekommen ist, befindet sich nothwendig in dem Raum zwischen dem Bodenventil und dem Kolben so viel an Wasser, Luft und Dampf, als bei einem ganzen Kolbenspiel aus dem Apparat entfernt werden muss. Diese Vorgänge unterhalb des Kolbens während seines Hubes erfordern, wie man sieht, keinen beachtenswerthen Kraftaufwand. Wenn der Kolben niederzugehen beginnt, schliesst das obere Entlassungsventil und das untere Saugventil, es entsteht oberhalb des Kolbens ein leerer Raum, wird dagegen die Luft unterhalb des Kolbens etwas komprimirt, bis eine Spannung eintritt, welche hinreichend ist, das Gewicht des Kolbenventils zu heben, dann vertheilt sich die Luft in den beiden Räumen oberhalb und unterhalb des Kolbens, bis derselbe so weit niedergegangen ist, dass er das auf dem Bodenventil aufliegende Wasser erreicht, worauf er mit geöffnetem Ventil in dasselbe eintaucht und bis in seine tiefste Stellung niedergeht. Man sieht, dass der Niedergang des Kolbens einen merklichen Kraftaufwand nicht bedarf, und es geht aus den gegebenen Erläuterungen hervor, dass vorzugsweise das Austreiben des Condensationswassers durch die Oeffnungen des Entweichungsventils gegen das Ende des Kolbenschubes hin Kraftverwendungen erfordert.

Vortheilhafteste Condensation. Nach den vorausgegangenen Erklärungen wird man ohne Schwierigkeit erkennen, dass die Wirkung der Condensation am günstigsten ausfällt, wenn eine gewisse Wassermenge in den Condensator rechtzeitig eingespritzt wird. Wird nämlich ungemein wenig Wasser eingespritzt, so fällt zwar die zum Betriebe der Luftpumpe erforderliche Kraft sehr klein aus (indem dann wenig Luft zu komprimiren und wenig Wasser zu heben und auszutreiben ist), bleibt jedoch die Spannung im Condensator sehr hoch, so dass der schädliche Vorderdruck sehr gross ausfällt. Die Wirkung der Condensation kann daher bei einer zu kleinen Menge Einspritzwasser nicht vortheilhaft sein. Wenn dagegen ungemein grosse Wasserquantitäten eingespritzt werden, so fällt allerdings die Spannung im Condensator und der schädliche Vorderdruck klein aus, wird dagegen die zum Betriebe der Luftpumpe erforderliche Kraft sehr bedeutend, die Wirkung der Condensation kann also in diesem Falle abermals nicht günstig ausfallen. Daraus erkennt man, dass es eine gewisse Condensation gibt, bei der das beste Resultat erzielt werden kann. Es würde zu weitläufig und unsicher sein, diese vortheilhafteste Condensation theoretisch durch Rechnung zu bestimmen, und für die Praxis wäre diese Rechnung ganz überflüssig, denn diese vortheilhafteste Condensation kann bei jeder existirenden Maschine durch Experimente auf folgende Art bestimmt werden: Man stellt den Einspritzhahn zunächst so, dass nur äusserst wenig Wasser in den Condensator gelangen kann, setzt die Maschine in Gang und beobachtet mit einer Sekundenuhr, mit wie viel Umdrehungen pro 1 Minute die Fabrik getrieben wird, hierauf verstellt man den Einspritzhahn so, dass eine grössere Wassermenge in den Condensator gelangt und beobachtet wiederum, mit wie viel Umdrehungen die Fabrik getrieben wird. Fährt man auf diese Weise fort, so findet man mit grösster Sicherheit diejenige Hahnstellung, bei welcher die Fabrik den schnellsten Gang annimmt und diese Hahnstellung entspricht natürlich der vortheilhaftesten Condensation.

Abmessungen des Condensationsapparates. Die für eine vortheilhafte Condensation erforderlichen Abmessungen des Condensationsapparates können durch Rechnung mit Sicherheit kaum bestimmt werden. Für die Praxis ist eine solche Bestimmung durch Rechnung kein Bedürfniss; Condensationsapparate, die gute Leistungen hervorbringen, gibt es ja eine Menge, man braucht daher nur die Abmessungen dieser wirklich existirenden und gut wirkenden Condensationsapparate auf eine Regel zurückführen, so können diese zur Bestimmung von neu zu erbauenden Maschinen dienen. Man wird gewiss zu richtigen Abmessungen gelangen, wenn man als Regel aufstellt, dass das Volumen des Condensators und der Luftpumpe für eine neu zu erbauende Maschine so gross gemacht werden soll, als bei einer Watt'schen Dampfmaschine, welche eben so viel Dampf konsumirt, als die neu zu erbauende Maschine. Da es nicht nachtheilig werden kann, wenn der Condensationsapparat etwas gross ausfällt, so genügt es auch für die Praxis, wenn man den Condensationsapparat für eine neu zu erbauende Maschine gerade so gross nimmt, als für eine Watt'sche Maschine von gleicher Pferdekraft.

Verbesserungen des Condensationsapparates. Die Condensationsapparate von *Watt* und von *Maudslay*, welche wir früher beschrieben, sind mangelhaft, insbesondere weil sie einfach wirkend sind und weil das Einspritzen nicht rechtzeitig geschieht und durch den äusseren Druck der Atmosphäre erfolgt. Man wird also augenscheinlich eine Verbesserung herbeiführen, wenn man die Luftpumpe doppelt wirkend einrichtet, und das Einspritzen nicht kontinuirlich und nicht durch den äusseren atmosphärischen Druck erfolgen lässt, sondern eine Pumpe anwendet, die so eingerichtet ist, dass sie nach Belieben grössere oder kleinere Wassermengen jedes mal in *dem* Augenblick in den Condensator treibt, wenn der Kolben das Ende seines Schubes erreicht. Auch wird es gut sein, wenn das Einspritzwasser in einem vertheilten Zustand gerade an der Stelle, wo der Dampf in das Condensationsgefäss eintritt, aus einer Brause getrieben wird.

Der Hall'sche Condensator. Bei diesem Condensator geschieht die Condensation nicht durch Einspritzen von kaltem Wasser, sondern nur allein durch Abkühlung der Wände des Condensationsgefässes vermittelst eines Stromes von kaltem Wasser. Tafel XXVIII., Fig. 6 gibt eine Idee von einem solchen Condensator. Der innere Raum des beliebig gestalteten Condensationsgefässes ist durch zwei Wände a und a_1 in drei Räume getheilt. In diese Wände sind eine grosse Menge enger Röhren aus dünnem Kupferblech so eingesetzt, dass dadurch die Räume b und b_1 kommuniziren. Leitet man bei d einen Strom von kaltem Wasser in den Raum ausserhalb der Abkühlungsröhren und bei d_1 wiederum heraus, und lässt bei c den zu condensirenden Dampf eintreten, so wird derselbe an den kalten Wänden der Kupferröhren condensirt, das dadurch entstehende Wasser sammelt sich in b_1 und kann vermittelst einer kleinen Pumpe bei c_1 aufgesaugt und fortgeschafft werden. Es erfordert jedoch eine sehr grosse Abkühlungsfläche, um eine prompte und energische Condensation zu bewirken. Ja diese Abkühlungsfläche fällt so gross aus, dass der Condensator selbst dann, wenn man sehr enge Röhren nimmt und sie ganz dicht neben einander stellt, ein sehr beträchtliches Volumen erhält und nur mit grossen Kosten hergestellt werden kann. Von der Richtigkeit des so eben Gesagten wird man sich überzeugen, wenn man bedenkt, dass bei einem solchen Hall'schen Condensator der Unterschied der Temperatur des Dampfes und des Condensationswassers ungefähr 100° beträgt, während bei einem Dampfkessel die mittlere Temperatur der Verbrennungsgase um circa 500° grösser ist, als jene des Wassers im Kessel, die Abkühlungsfläche der Röhren des Condensators muss demnach ungefähr 5 mal so gross ausfallen, als die Heizfläche des Kessels der Maschine, man würde also dem Condensator pro 1 Pferdekraft der Maschine $5 \times 1{\cdot}5 = 7{\cdot}5^{qm}$ Abkühlungsfläche zu geben haben. Diese kaum realisirbare Grösse der Abkühlungsfläche ist wohl der Grund, dass diese Hall'schen Condensatoren, welche nach ihrer Erfindung bei Marine-Maschinen häufig angewendet wurden, nun ausser Gebrauch gekommen sind. Für derlei Maschinen wäre die Condensation des Dampfes durch blosse Abkühlung der Röhrenwände von grossem Vortheil, weil zur Speisung des Kessels süsses Wasser, zur Abkühlung der Condensationsröhren dagegen salziges Meerwasser genommen werden kann.

Theorie der Schwungräder.

Einleitung. Die Bewegung des Schwungrades einer Dampfmaschine kann nicht gleichförmig sein, indem vermöge der Kurbel Kraft und Widerstand wohl in einzelnen Momenten, nie aber dauernd im Gleichgewicht sind. Die Ungleichförmigkeit der Schwungradsbewegung kann jedoch durch eine hinreichende Grösse des Schwungrades in beliebige Grenzen eingeschlossen werden, und die Aufgabe, welche die Theorie des Schwungrades zu lösen hat, besteht vorzugsweise in der Bestimmung des Trägheitsmomentes, welches das Schwungrad besitzen muss, damit dessen Bewegung innerhalb vorgeschriebener Grenzen bleibt.

Die Theorie des Schwungrades führt zu äusserst verwickelten Rechnungen, wenn man den höchsten Grad von Genauigkeit verlangt, wir begnügen uns daher mit einer Annäherung, indem wir den Einfluss der hin und her gehenden Massen des Kolbens, der Kolbenstange, der Schubstangen und (bei Balancier-Maschinen) des Balanciers vernachlässigen und ferner die Schubstange unendlich lang annehmen, also eine reine Sinus-Versus-Bewegung der Kolben voraussetzen. Die Resultate, welche wir unter diesen Beschränkungen erhalten, sind wenigstens für praktische Zwecke hinreichend genau.

Das Schwungrad für Maschinen mit einem Cylinder mit nicht expandirendem Dampf. Wir wollen unserer Berechnung eine horizontal liegende Maschine zu Grunde legen.

Nennen wir:

P die constante Kraft, mit welcher im Beharrungszustand der Bewegung der Kolben getrieben wird,

Q den constanten auf den Kurbelkreis reduzirten nützlichen Widerstand der Arbeitsmaschinen, die durch die Dampfmaschine getrieben werden,

ϱ den Halbmesser der Kurbel,

φ den Winkel, den in irgend einem Augenblick die Kurbelrichtung mit der Bewegungsrichtung des Kolbens bildet, Tafel XXVIII., Fig. 7,

ω_0 und ω die Winkelgeschwindigkeiten des Schwungrades für $\varphi = 0$ und für $\varphi = \varphi$,

μ das als Masse ausgedrückte Trägheitsmoment des Schwungrades,

G das Gewicht des Schwungringes,

C die mittlere Geschwindigkeit des Schwungringes.

Während der Winkel φ zurückgelegt wird, schreitet der Kolben um $\varrho\,(1 - \cos\varphi)$ vorwärts, entwickelt demnach die Kraft P eine Wirkungsgrösse $P\,\varrho\,(1 - \cos\varphi)$, gleichzeitig wird aber der Widerstand Q durch einen Weg $\varrho\,\varphi$ überwunden, wird also eine Wirkunngsgrösse $Q\,\varrho\,\varphi$ konsumirt. Die lebendige Kraft des Schwungrades ist: für $\varphi = 0$, $\mu\,\omega_0^2$; für $\varphi = \varphi$, $\mu\,\omega^2$. Die Aenderung der lebendigen Kraft ist demnach, während der Winkel φ zurückgelegt wird: $\mu\,(\omega^2 - \omega_0^2)$. Da wir die hin und her gehenden Massen und selbst auch die Massen der ganzen Arbeitsmaschine vernachlässigen, so erhalten wir vermöge des Prinzipes der Thätigkeit folgende Gleichung:

$$P\,\varrho\,(1 - \cos\varphi) - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

Im Beharrungszustand der Bewegung muss für $\varphi = \pi$, $\omega = \omega_0$ werden, indem nach jedem Kolbenschub diejenige Winkelgeschwindigkeit wieder eintreten muss, welche am Anfang des Schubes vorhanden ist. Aus (1) folgt für $\varphi = \pi$ und $\omega = \omega_0$:

$$2\,P = Q\,\pi, \quad P = \frac{\pi}{2}\,Q \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Dieser Werth von P ist derjenige Kolbendruck, der im Beharrungszustand von selbst eintritt. Führt man diesen Werth von P in (1) ein, so erhält man:

$$Q\,\varrho\left[\frac{\pi}{2}\,(1 - \cos\varphi) - \varphi\right] = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Diese Gleichung gilt für den Beharrungszustand und sie gibt für jeden Werth von φ die entsprechende Winkelgeschwindigkeit.

Innerhalb $\varphi = o$ und $\varphi = \pi$ kommt ein Minimum und ein Maximum der Winkelgeschwindigkeit vor, und man erhält die Werthe von φ, welche dem Minimum und dem Maximum entsprechen, wenn man (3) differenzirt und $\frac{d\,\omega^2}{d\,\varphi} = o$ setzt. Man findet:

$$\frac{\pi}{2} \sin \varphi - 1 = o$$

$$\sin \varphi = \frac{2}{\pi} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Nennt man α den kleinsten Werth von φ, für welchen $\sin \varphi$ gleich $\frac{2}{\pi}$ wird, so findet man:

$$\alpha^0 = 39^0 + 32' + 25'' \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

und der grössere Winkel, für welchen ebenfalls $\sin \varphi$ gleich $\frac{2}{\pi}$ wird, ist dann:

$$180^0 - \alpha^0 = 180 - (39^0 + 32' + 25'') \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Es ist klar, dass der erstere dieser Winkel dem Minimum, der letztere dagegen dem Maximum der Winkelgeschwindigkeit entspricht, denn so lange φ sehr klein ist, genügt die treibende Kraft nicht, um den Widerstand zu überwinden, muss also die Winkelgeschwindigkeit abnehmen.

Nennen wir nun w und W die kleinste und grösste Winkelgeschwindigkeit, so muss der Gleichung (3) entsprochen werden, sowohl wenn man $\varphi = \alpha$ und $\omega = w$ setzt, als auch, wenn man $\varphi = \pi - \alpha$ und $\omega = W$ nimmt. Wir erhalten demnach:

$$Q\,\varrho \left[\frac{\pi}{2}(1 - \cos\alpha) - \alpha\right] = \mu\,(w^2 - \omega_0^2)$$

$$Q\,\varrho \left\{\frac{\pi}{2}\left[1 - \cos\,(\pi - \alpha)\right] - (\pi - \alpha)\right\} = \mu\,(W^2 - \omega_0^2)$$

Die Differenz dieser Ausdrücke gibt:

$$Q\,\varrho\,(\pi \cos \alpha - \pi + 2\,\alpha) = \mu\,(W^2 - w^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Nun ist $\frac{2\,\varrho\,\pi\,n}{60}$ die mittlere Geschwindigkeit des Kurbelzapfens (wobei n die Anzahl der Umdrehungen der Kurbel in einer Minute bedeutet), demnach:

$$\frac{2\,\varrho\,\pi\,n}{60}\,Q = 75\ N \quad \text{oder}\ Q\,\varrho = \frac{60 \times 75\ N}{2\,\pi\,n} \quad . \ . \ . \ . \quad (8)$$

(N die Pferdekraft der Maschine).

Ferner ist annähernd, wenn man die Masse der Arme des Schwungrades vernachlässiget:

$$\mu = \frac{G}{2\,g}\,R^2 \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (9)$$

(R Halbmesser des Schwungrades).

Endlich kann man $W^2 - w^2$ auf folgende Weise ausdrücken: Nennt man $\mathfrak{G}$ die mittlere Winkelgeschwindigkeit, so kann man setzen: $\frac{1}{2}\,(W + w) = \mathfrak{G}$ und $W - w = \frac{\mathfrak{G}}{i}$, wobei i eine Zahl ist, welche den Gleichförmigkeitsgrad der Bewegung misst. Hieraus folgt:

$$W^2 - w^2 = (W + w)\,(W - w) = \frac{2}{i}\,\mathfrak{G}^2 \quad . \ . \ . \quad (10)$$

Führt man (8), (9), (10) in (7) ein, so folgt:

$$G = 30 \times 75 \times g\left(\cos\alpha + \frac{2\,\alpha - \pi}{\pi}\right)\frac{N\,i}{n\,C^2} \quad . \ . \ . \quad (11)$$

Setzen wir $\alpha^0 = 39^0 + 32' + 25''$, $\pi = 3{\cdot}142$, $g = 9{\cdot}808$, so folgt:

$$G = 4645\,\frac{N\,i}{n\,C^2} \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (12)$$

Schwungräder für zwei gekuppelte nicht expandirende Maschinen. Wir nennen P die Kraft, mit welcher jeder der beiden Kolben getrieben wird, Q den auf den Kurbelkreis reduzirten nützlichen Widerstand, welchen die beiden Maschinen zusammen zu überwinden haben, N die Pferdekraft der beiden Maschinen zusammen.

Während der Winkel $\widehat{ACB} = \varphi$, Tafel XXVIII., Fig. 8, zurückgelegt wird, schreitet der eine der beiden Kolben um $AF = \varrho\,(1 - \cos\varphi)$, der andere um $DE = \varrho \sin\varphi$ vorwärts, wird der Widerstand Q durch einen Weg $\widehat{AB} = \varrho\,\varphi$ überwunden und ändert sich die lebendige Kraft des Schwungrades um $\mu\,(\omega^2 - \omega_0^2)$. Nach dem Prinzip der Thätigkeit der Kräfte hat man also die Gleichung

$$P\,[\varrho\,(1 - \cos\varphi) + \varrho\sin\varphi] - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \ . \ . \quad (1)$$

Im Beharrungszustand der Bewegung muss bei diesen gekuppelten Maschinen für $\varphi = \frac{\pi}{2}$ bereits die Geschwindigkeit eintreten, welche bei $\varphi = o$ vorhanden war, d. h. es muss für $\varphi = \frac{\pi}{2}$, $\omega = \omega_0$ werden. Demnach erhalten wir aus (1):

$$P \varrho (1 - \cos \pi + \sin \pi) - Q \varrho \frac{\pi}{2} = o$$

oder

$$P = \frac{\pi}{4} Q \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (2)$$

Führt man diesen Werth in (1) ein, so folgt:

$$Q \varrho \left[\frac{\pi}{4} (\sin \varphi - \cos \varphi + 1) - \varphi \right] = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \ . \quad (3)$$

Die Werthe von φ, für welche ω^2 ein Maximum oder ein Minimum wird, ergeben sich, wenn man diese Gleichung (3) differenzirt und $\frac{d(\omega^2)}{d\varphi} = o$ setzt. Man findet:

$$\frac{\pi}{4} (\cos \varphi + \sin \varphi) - 1 = o$$

Es ist aber $\sin \varphi + \cos \varphi = \sqrt{1 + \sin 2\varphi}$. Demnach folgt:

$$\sqrt{1 + \sin 2\varphi} = \frac{4}{\pi}, \quad \sin 2\varphi = \left(\frac{4}{\pi}\right)^2 - 1 \quad . \ . \ . \quad (4)$$

Nennt man α den kleinsten Werth von φ, welcher diesem Ausdruck entspricht, so ist:

$$\alpha^0 = 19^0 + 10' + 30'' \quad . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \ . \quad (5)$$

und ist der zweite (innerhalb o und 90^0) liegende Werth von φ, welcher der Gleichung (4) genügt:

$$90^0 - \alpha^0 = 70^0 + 49' + 30''$$

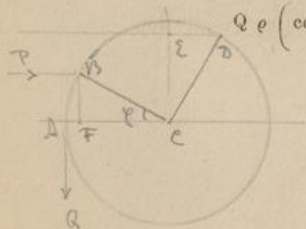
Der Winkel α entspricht dem Minimum w der Winkelgeschwindigkeit, der Winkel $\frac{\pi}{2} - \alpha$ dem Maximum W. Aus (3) folgt, wenn man $\varphi = \alpha$ und $\omega = w$, ferner $\varphi = \frac{\pi}{2} - \alpha$ und $\omega = W$ setzt,

$$Q \varrho \left[\frac{\pi}{4} (\sin \alpha - \cos \alpha + 1) - \alpha \right] = \mu (w^2 - \omega_0^2)$$

$$Q \varrho \left\{ \frac{\pi}{4} \left[\sin \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) - \cos \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) + 1 \right] - \left(\frac{\pi}{2} - \alpha \right) \right\} = \mu (W^2 - \omega_0^2)$$

Die Differenz dieser Gleichungen gibt:

$$Q \varrho \left(\cos \alpha - \sin \alpha - 1 + \frac{4\alpha}{\pi} \right) \frac{\pi}{2} = \mu (W^2 - w^2) \quad . \ . \quad (6)$$



Setzt man auch hier, wie früher Seite 555

$$Q \frac{2 \varrho \pi n}{60} = 75 \text{ N}$$

$$\mu = \frac{G}{2 g} R^2$$

$$W^2 - w^2 = \frac{2 \mathfrak{G}^2}{i}, \quad R \mathfrak{G} = C$$

so findet man:

$$G = \frac{60 \times 75 \text{ g}}{4} \left(\cos \alpha - \sin \alpha - 1 + \frac{4 \alpha}{\pi} \right) \frac{N i}{n C^2} \quad . \quad . \quad (7)$$

Nun ist $\sin \alpha = 0{\cdot}3284$, $\cos \alpha = 0{\cdot}9444$, $\frac{4 \alpha}{\pi} = 0{\cdot}4261$, daher wird:

$$G = 464{\cdot}5 \frac{N i}{n C^2} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Vergleicht man diesen Werth mit jenem, welcher Seite 555 für einfache Maschinen gefunden wurde, so ersieht man, dass das Gewicht des Schwungrades der Maschine mit zwei gekuppelten Cylindern *zehn* mal leichter sein darf, als das Schwungrad einer einfachen Maschine von gleicher Kraft. Hieraus ergibt sich der sehr praktische Vortheil der Doppelmaschinen, indem mit einem verhältnissmässig sehr leichten Schwungrad eine sehr hohe Gleichförmigkeit der Bewegung erzielt werden kann.

Das Schwungrad für Expansionsmaschinen mit einem Cylinder. Nennen wir y die Pressung des Dampfes auf einen Quadratmeter der Kolbenfläche, nachdem der Kolben einen Weg $x > l_1$ zurückgelegt hat. Wenn die Absperrung eintritt, ist das Volumen des eingeschlossen Dampfes $O l_1 + m O l$ und seine Spannkraft gleich p, mithin $O(l_1 + m l)(\alpha + \beta p)$ das Gewicht der eingeschlossenen Dampfmenge. Nachdem der Kolben einen Weg $x > l_1$ zurückgelegt hat, ist die eingeschlossene Dampfmenge $O(x + m l)(\alpha + \beta y)$. Man hat daher:

$$O (l_1 + m l)(\alpha + \beta p) = O (x + m l)(\alpha + \beta y)$$

Hieraus folgt:

$$y = \left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \frac{l_1 + m l}{x + m l} - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

So lange $x <$ als l_1 ist, ist die Gleichung der Bewegung:

$$O (p - r) x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

Von $x = l_1$ an bis $x = l$ ist dagegen die Gleichung der Bewegung des Schwungrades

$$O p l_1 + \int_{l_1}^{x} O y d x - O r x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

oder wenn man für y seinen Werth aus (1) einführt:

$$O p l_1 + O \int_{l_1}^{x} \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \frac{l_1 + m l}{x + m l} - \frac{\alpha}{\beta} \right] d x - O r x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \, (4)$$

oder wenn man die angedeutete Integration ausführt:

$$\left. \begin{array}{l} O p l_1 + O \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) (l_1 + m l) \operatorname{lognat} \frac{x + m l}{l_1 + m l} - \frac{\alpha}{\beta} (x - l_1) \right] \\ \qquad - O r x - Q \varrho \varphi = \mu (\omega^2 - \omega_0^2) \end{array} \right\} \quad . \quad (5)$$

Setzt man hier $\varphi = \pi$ und $x = l$, so muss wegen des Beharrungszustandes $\omega = \omega_0$ gesetzt werden; man erhält demnach:

$$\begin{array}{l} O p l_1 + O \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) (l_1 + m l) \operatorname{lognat} \frac{l + m l}{l_1 + m l} - \frac{\alpha}{\beta} (l - l_1) \right] \\ \qquad - O r l - Q \varrho \pi = o \end{array}$$

oder wenn man zur Abkürzung setzt:

$$\left(\frac{k}{l l_1} \right) = \frac{l_1}{l} + \left(\frac{l_1}{l} + m \right) \operatorname{lognat} \frac{l + m l}{l_1 + m l} \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

$$O l \left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p \right) \left(\frac{k}{l l_1} \right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right] = Q \varrho \pi \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Diese Gleichung bestimmt die im Beharrungszustand eintretende Dampfspannung.

Nun müssen die Werthe von φ bestimmt werden, für welche die Winkelgeschwindigkeit des Schwungrades ein Minimum und ein Maximum wird. Das Minimum der Winkelgeschwindigkeit fällt vor den Eintritt der Expansion. Der Winkel φ_1, bei welchem das Minimum eintritt, wird daher aus (2) gefunden, wenn man diese Gleichung differenzirt und $\frac{d \omega^2}{d \varphi} = o$ setzt.

Man findet daher, wenn man berücksichtiget, dass $x = \varrho (1 - \cos \varphi)$, $d x = \varrho \sin \varphi \, d \varphi$ ist:

$$O (p - r) \varrho \sin \varphi_1 - Q \varrho = o$$

Hieraus folgt:

$$\sin \varphi_1 = \frac{Q \varrho}{O (p - r) \varrho} = \frac{Q \varrho}{O \left[\frac{\alpha}{\beta} + p - \left(\frac{\alpha}{\beta} + r \right) \right] \varrho}$$

Setzt man für $Q\varrho$ den Werth, welchen die Gleichung (6) darbietet, so findet man:

$$\sin\varphi_1 = \frac{\frac{O\,l}{\pi}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\left(\frac{k}{1\,l_1}\right)-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}{O\,\frac{1}{2}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}$$

oder auch, wenn man mit $\frac{\alpha}{\beta}+p$ dividirt:

$$\sin\varphi_1 = \frac{2}{\pi}\,\frac{\left(\frac{k}{1\,l_1}\right)-\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}}{1-\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}} \quad \ldots\ldots \quad (8)$$

Das Maximum der Winkelgeschwindigkeit fällt in die Expansionszeit. Man erhält daher den Winkel φ_2, der diesem Maximum entspricht, wenn man die Gleichung (4) differenzirt und $\frac{d(\omega^2)}{d\varphi}=0$ setzt. Wir erhalten daher, wenn wir $x_2 = \varrho\,(1-\cos\varphi_2)$ setzen,

$$O\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\frac{\alpha}{\beta}\right]\varrho\sin\varphi_2 - O\,r\,\varrho\sin\varphi_2 - Q\,\varrho = 0$$

Hieraus folgt:

$$\sin\varphi_2 = \frac{Q\,\varrho}{O\,\varrho\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}$$

Setzt man für $Q\varrho$ den Werth, welchen die Gleichung (7) darbietet, so folgt:

$$\sin\varphi_2 = \frac{\frac{O\,l}{\pi}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\left(\frac{k}{1\,l_1}\right)-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}{O\,\varrho\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]}$$

oder

$$\sin\varphi_2 = \frac{2}{\pi}\,\frac{\left(\frac{k}{1\,l_1}\right)-\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}}{\frac{l_1+m\,l}{x_2+m\,l}-\frac{\alpha+\beta\,r}{\alpha+\beta\,p}} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

wobei ist:

$$x_2 = \frac{1}{2}\,(1\cos\varphi_2) \quad \ldots\ldots \quad (10)$$

Diese Gleichungen (9) und (10) bestimmen den Werth von φ_2.

Die Gleichung (5) gilt, wenn man in dieselbe x_2 statt x, φ_2 statt φ und W statt ω setzt. Man erhält daher:

$$
\begin{aligned}
\mathrm{O\,p\,l_1} + \mathrm{O}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)(\mathrm{l_1} + \mathrm{m\,l})\ \mathrm{lognat}\,\frac{\mathrm{x_2} + \mathrm{m\,l}}{\mathrm{l_1} + \mathrm{m\,l}} - \frac{\alpha}{\beta}\,(\mathrm{x_2} - \mathrm{l_1})\right] \\
- \mathrm{O\,r\,x_2} - \mathrm{Q}\,\varrho\,\varphi_2 = \mu\,(\mathrm{W}^2 - \omega_0^{\,2})
\end{aligned} \tag{11}
$$

Die Gleichung (2) muss erfüllt werden, wenn man setzt: für x, x_1, für φ, φ_1 und für ω, w, es ist demnach:

$$
\mathrm{O}\,(\mathrm{p} - \mathrm{r})\,\mathrm{x_1} - \mathrm{Q}\,\varrho\,\varphi_1 = \mu\,(\mathrm{w}^2 - \omega_0^{\,2}) \quad . \ . \ . \ . \ . \quad (12)
$$

Die Differenz der Gleichungen (11) und (12) gibt:

$$
\mathrm{O}\left\{\begin{matrix} \mathrm{p\,l_1} - \frac{\alpha}{\beta}(\mathrm{x_2} - \mathrm{l_1}) - \mathrm{r\,x_2} - (\mathrm{p} - \mathrm{r})\,\mathrm{x_1} \\ + \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)(\mathrm{l_1} + \mathrm{m\,l})\ \mathrm{lognat}\,\frac{\mathrm{x_1} + \mathrm{m\,l}}{\mathrm{l_1} + \mathrm{m\,l}} \end{matrix}\right\} - \mathrm{Q}\,\varrho\,(\varphi_2 - \varphi_1) = \mu\,(\mathrm{W}^2 - \mathrm{w}^2) \quad (13)
$$

oder wenn man zur Abkürzung setzt:

$$
\left(\begin{matrix} \mathrm{k} \\ \mathrm{l_1\,x_2} \end{matrix}\right) = \frac{\mathrm{l_1}}{\mathrm{l}} + \left(\frac{\mathrm{l_1}}{\mathrm{l}} + \mathrm{m}\right)\ \mathrm{lognat}\,\frac{\mathrm{x_2} + \mathrm{m\,l}}{\mathrm{l_1} + \mathrm{m\,l}} \quad . \ . \ . \quad (14)
$$

so wird die Gleichung (13):

$$
\begin{aligned}
\mathrm{O\,l}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)\left(\begin{matrix} \mathrm{k} \\ \mathrm{l_1\,x_2} \end{matrix}\right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)\frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}} - \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{r}\right)\left(\frac{\mathrm{x_2}}{\mathrm{l}} - \frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}}\right)\right] \\
- \mathrm{Q}\,\varrho\,(\varphi_2 - \varphi_1) = \mu\,(\mathrm{W}^2 - \mathrm{w}^2)
\end{aligned}
$$

oder auch:

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Q}\,\varrho\left\{\begin{matrix} \dfrac{\mathrm{O\,l}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)\left(\begin{matrix} \mathrm{k} \\ \mathrm{l_1\,x_2} \end{matrix}\right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)\frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}} - \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{r}\right)\left(\frac{\mathrm{x_2}}{\mathrm{l}} - \frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}}\right)\right]}{\mathrm{Q}\,\varrho} \\ - (\varphi_2 - \varphi_1) \end{matrix}\right\} \\
= \mu\,(\mathrm{W}^2 - \mathrm{w}^2)
\end{aligned}
$$

Setzt man im Nenner des Bruches für $Q\,\varrho$ den Werth, welchen die Gleichung (7) darbietet, so findet man:

$$
\begin{aligned}
\mathrm{Q}\,\varrho\left\{\begin{matrix} \dfrac{\mathrm{O\,l}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)\left(\begin{matrix} \mathrm{k} \\ \mathrm{l_1\,x_2} \end{matrix}\right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)\frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}} - \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{r}\right)\left(\frac{\mathrm{x_2}}{\mathrm{l}} - \frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}}\right)\right]}{\frac{1}{\pi}\,\mathrm{O\,l}\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{p}\right)\left(\begin{matrix} \mathrm{k} \\ \mathrm{l\,l_1} \end{matrix}\right) - \left(\frac{\alpha}{\beta} + \mathrm{r}\right)\right]} \\ - (\varphi_2 - \varphi_1) \end{matrix}\right\} \\
= \mu\,(\mathrm{W}^2 - \mathrm{w}^2)
\end{aligned}
$$

oder endlich:

$$
\mathrm{Q}\,\varrho\,\pi\left[\frac{\left(\begin{matrix} \mathrm{k} \\ \mathrm{l_1\,x_2} \end{matrix}\right) - \frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}} - \left(\frac{\mathrm{x_2}}{\mathrm{l}} - \frac{\mathrm{x_1}}{\mathrm{l}}\right)\frac{\alpha + \beta\,\mathrm{r}}{\alpha + \beta\,\mathrm{p}}}{\left(\begin{matrix} \mathrm{k} \\ \mathrm{l\,l_1} \end{matrix}\right) - \frac{\alpha + \beta\,\mathrm{r}}{\alpha + \beta\,\mathrm{p}}} - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{180}\right] = \mu\,(\mathrm{W}^2 - \mathrm{w}^2) \quad . \ (15)
$$

Nun ist auch hier wieder zu setzen:

$$\left.\begin{aligned} Q \frac{2 \varrho \pi n}{60} &= 75 N \\ \mu &= \frac{G}{2 g} R^2 \\ W^2 - w^2 &= \frac{2 \mathfrak{G}^2}{i} \\ R \mathfrak{G} &= C \end{aligned}\right\} \quad \dots\dots\dots \quad (16)$$

Daher findet man schliesslich:

$$G = 30 \times 75 \times g \frac{i N}{n C^2} \left[\frac{\binom{k}{l_1 x_2} - \frac{x_1}{l} - \left(\frac{x_2}{l} - \frac{x_1}{l}\right) \frac{\alpha + \beta r}{\alpha + \beta p}}{\binom{k}{l l_1} - \frac{\alpha + \beta r}{\alpha + \beta p}} - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{180} \right] \quad (17)$$

wodurch das Gewicht des Schwungrades bestimmt ist.

Das Schwungrad für Woolf'sche Maschinen. Wir wollen uns erlauben, den Einfluss des schädlichen Raumes und das Volumen des Verbindungsrohres zwischen den beiden Cylindern zu vernachlässigen. Dieser Einfluss ist von keinem Belang, veranlasst jedoch einen sehr komplizirten Gang der Rechnung.

Wir nennen O und o die Cylinderquerschnitte, L, l die Schublängen der beiden Kolben, $\varrho = \frac{L}{2}$ den Kurbelhalbmesser.

Wenn der Niedergang der Kolben beginnt, ist der kleine Cylinder mit Kesseldampf gefüllt, ist also in demselben unterhalb des Kolbens eine Dampfmenge von $o\, l\, (\alpha + \beta p)$ Kilogramm enthalten. Nachdem der kleine Kolben eine Weglänge x nach abwärts zurückgelegt hat, ist der grosse Kolben um $\frac{L}{l} x$ niedergegangen. Da wir die schädlichen Räume und den Rauminhalt des Verbindungsrohres vernachlässigen, ist obige Dampfmenge in einem Raum

$$o (l - x) + O \frac{L}{l} x = o\, l + x \left(O \frac{L}{l} - o\right) = o\, l + o\, x \left(\frac{O L}{o l} - 1\right)$$

enthalten, wenn der kleine Kolben den Weg x zurückgelegt hat. Nennen wir y die Spannkraft dieses Dampfes, so hat man:

$$o\, l\, (\alpha + \beta p) = \left[o\, l + o\, x \left(\frac{O L}{o l} - 1\right)\right] (\alpha + \beta y)$$

Hieraus folgt:

$$y = \left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \frac{1}{1 + \frac{x}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} - \frac{\alpha}{\beta} \quad . \; . \quad (1)$$

Nun sind $\int_0^{\xi} o\,(p - y)\,d\,x$ und $\int_0^{\xi} O\,(y - r)\,\frac{L}{l}\,d\,x$ die nützlichen Wirkungen, welche die beiden Kolben vom Anfange des Schubes an bis zu dem Moment hin entwickeln, wenn der kleine Kolben einen Weg ξ zurückgelegt hat; ist ferner $Q\,\varrho\,\varphi$ die Wirkung, welche der Ueberwindung des nützlichen Widerstandes entspricht, und ist endlich $\mu\,(\omega^2 - \omega_0{}^2)$ die Aenderung der lebendigen Kraft des Schwungrades. Vermöge des Prinzipes der Thätigkeit der Kräfte hat man demnach:

$$\int_0^{\xi} o\,(p - y)\,d\,x + \int_0^{\xi} O\,(y - r)\,\frac{L}{l}\,d\,x - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0{}^2) \quad . \quad (2)$$

oder

$$\int_0^{\xi}\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l}\right) d\,x + \int_0^{\xi}\left(O\,\frac{L}{l} - o\right) y\,d\,x - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0{}^2) \quad (3)$$

oder wenn man für y seinen Werth einführt:

$$\left\{\begin{array}{c} \int_0^{\xi}\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l}\right) d\,x \\ + \int_0^{\xi}\left(O\,\frac{L}{l} - o\right)\left[\frac{\frac{\alpha}{\beta} + p}{1 + \frac{x}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} - \frac{\alpha}{\beta}\right] d\,x - Q\,\varrho\,\varphi \\ = \mu\,(\omega^2 - \omega_0{}^2) \end{array}\right\} \quad (4)$$

Durch Ausführung der Integrationen folgt:

$$\left(o\,p - O\,r\,\frac{L}{l}\right)\xi + o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \text{lognat}\left[1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)\right]$$
$$- o\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)\frac{\alpha}{\beta}\,\xi - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0{}^2)$$

oder

$$\left\{\begin{array}{c} o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right]\frac{\xi}{l} \\ + o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) \text{lognat}\left[1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)\right] - Q\,\varrho\,\varphi = \mu\,(\omega^2 - \omega_0{}^2) \end{array}\right\} \quad (5)$$

Dehnt man dieses Integrale aus bis $\xi = 1$, so ist zu setzen: für $\varphi = \pi$ und wegen des Beharrungszustandes $\omega = \omega_0$, daher folgt:

$$o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)\left(1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l}\right) - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right] = Q\,\varrho\,\pi \quad (6)$$

Diese Gleichung bestimmt die im Beharrungszustand vorhandene Dampfspannung.

Differenzirt man die Gleichung (5) nach φ und setzt $\frac{d\,\omega^2}{d\,\varphi} = o$, so ergibt sich eine Gleichung, welche die Werthe von φ bestimmt, die dem Maximum und Minimum der Winkelgeschwindigkeit entsprechen. Bei dieser Differenziation ist zu beachten, dass

$$\xi = \frac{1}{2}\,(1 - \cos\varphi) \quad d\,\xi = \frac{1}{2}\,\sin\varphi\,d\,\varphi$$

ist. Man erhält daher:

$$\left\{\begin{array}{l} o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right) - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right]\frac{1}{l} \\ + o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)\dfrac{\frac{1}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}{1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} \end{array}\right\}\frac{1}{2}\,\sin\varphi - Q\,\varrho = o$$

oder

$$o\,l\left\{\left(\frac{\alpha}{\beta} + p\right)\left[1 + \frac{\frac{O\,L}{o\,l} - 1}{1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}\right] - \frac{O\,L}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta} + r\right)\right\}\frac{\sin\varphi}{2} - Q\,\varrho = o$$

Hieraus folgt, wenn man für $Q\,\varrho$ den Werth einführt, welchen die Gleichung (6) darbietet:

$$\sin\varphi = \frac{2}{\pi}\,\frac{1 + \text{lognat}\,\frac{O\,L}{o\,l} - \frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}}{1 + \dfrac{\frac{O\,L}{o\,l} - 1}{1 + \frac{\xi}{l}\left(\frac{O\,L}{o\,l} - 1\right)} - \frac{O\,L}{o\,l}\,\frac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}} \quad . \quad . \quad (7)$$

in dieser Gleichung ist zu setzen:

$$\xi = \frac{1}{2}\,(1 - \cos\varphi)$$

Nennen wir φ_1 und φ_2 die zwei zwischen 0 und π liegenden Wurzeln dieser Gleichung und nennen x_1 und x_2 die Werthe von ξ, welche diesen Wurzeln entsprechen, so dass also ist:

$$\left.\begin{aligned} x_1 &= \frac{1}{2}(1-\cos\varphi_1) \\ x_2 &= \frac{1}{2}(1-\cos\varphi_2) \end{aligned}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (8)$$

Die kleine Wurzel φ_1 entspricht dem Minimum w, die grössere φ_2 dem Maximum W der Winkelgeschwindigkeit.

Der Gleichung (5) muss entsprochen werden, wenn wir setzen: statt ξ, φ, ω: x_1, φ_1, w und x_2, φ_2, W. Wir erhalten daher:

$$\left.\begin{aligned} &o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{OL}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_1}{l} \\ &+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\left[1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)\right]-Q\varrho\varphi_1=\mu(w^2-\omega_0^2) \\ &o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{OL}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_2}{l} \\ &+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\left[1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)\right]-Q\varrho\varphi_2=\mu(W^2-\omega_0^2) \end{aligned}\right\} (9)$$

Die Differenz dieser Gleichungen gibt:

$$o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{OL}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_2-x_1}{l}$$

$$+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\frac{1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)}{1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)}-Q\varrho(\varphi_2-\varphi_1)=\mu(W^2-w^2)$$

oder auch:

$$Q\varrho\left\{\frac{\left\{\begin{aligned}&o\,l\left[\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)-\frac{OL}{o\,l}\left(\frac{\alpha}{\beta}+r\right)\right]\frac{x_2-x_1}{l}\\ &+o\,l\left(\frac{\alpha}{\beta}+p\right)\text{lognat}\frac{1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)}{1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)}\end{aligned}\right\}}{Q\varrho}-(\varphi_2-\varphi_1)\right\}=\mu(W^2-w^2)$$

Setzt man in den Nenner für $Q\varrho$ den Werth, welchen (6) darbietet, so wird:

$$Q\varrho\pi\left\{\frac{\left(1-\frac{OL}{o\,l}\frac{\alpha+\beta r}{\alpha+\beta p}\right)\frac{x_2-x_1}{l}+\text{lognat}\frac{1+\frac{x_2}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)}{1+\frac{x_1}{l}\left(\frac{OL}{o\,l}-1\right)}}{1-\frac{OL}{o\,l}\frac{\alpha+\beta r}{\alpha+\beta p}+\text{lognat}\frac{OL}{o\,l}}-\frac{\varphi_2-\varphi_1}{\pi}\right\}$$

$$=\mu(W^2-w^2)\quad\ldots\ldots\ldots\ldots\quad(10)$$

Nun kann man auch hier setzen:

$$\left.\begin{array}{r}Q\,\dfrac{2\,\varrho\,\pi\,n}{60} = 75\ N \\[2ex] \mu = \dfrac{G}{2\,g}\,R^2 \\[2ex] W^2 - w^2 = \dfrac{2\,\mathfrak{C}^2}{i} \\[2ex] R\,\mathfrak{C} = C\end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (11)$$

(R Halbmesser des Schwungrades, n Umdrehungen der Kurbelwelle in einer Minute, G Gewicht des Schwungringes, $\mathfrak{C}$ mittlere Winkelgeschwindigkeit des Schwungrades, C mittlere Geschwindigkeit des Schwungringes). Und dann findet man:

$$G = 30 \times 75 \times g\,\frac{i\,N}{n\,C^2} \times$$

$$\left\{\frac{\left(1 - \dfrac{O\,L}{o\,l}\,\dfrac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p}\right)\dfrac{x_2 - x_1}{l} + \text{lognat}\,\dfrac{1 + \dfrac{x_2}{l}\left(\dfrac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}{1 + \dfrac{x_1}{l}\left(\dfrac{O\,L}{o\,l} - 1\right)}}{1 - \dfrac{O\,L}{o\,l}\,\dfrac{\alpha + \beta\,r}{\alpha + \beta\,p} + \text{lognat}\,\dfrac{O\,L}{o\,l}} - \frac{\varphi_2 - \varphi_1}{\pi}\right\} \quad (12)$$

wodurch nun abermals das Gewicht des Schwungrades bestimmt ist.

Das Schwungrad mit Berücksichtigung der endlichen Länge der Schubstange und der hin- und hergehenden Massen. Wir wollen auch noch die Theorie des Schwungrades mit Berücksichtigung der endlichen Länge der Schubstange und der hin- und hergehenden Massen behandeln, wollen jedoch eine nicht expandirende Maschine mit einem Cylinder voraussetzen.

Es sei, Tafel XXVIII., Fig. 9, ϱ der Halbmesser der Kurbel, $\lambda = A\,B$ die Länge der Schubstange, φ und ψ die Winkel, welche in irgend einem Zeitmoment die Kurbel und die Schubstange mit der Bewegungsrichtung des Kolbens bilden, $A\,C = x$ die Entfernung des Gleitstückes A von der Kurbelaxe C. Dies vorausgesetzt, ist zunächst:

$$\left.\begin{array}{r}\varrho\,\sin\varphi = \lambda\,\sin\psi \\ x = \varrho\,\cos\varphi + \lambda\,\cos\psi\end{array}\right\} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Hieraus folgt:

$$\left.\begin{aligned}
\sin\psi &= \frac{\varrho}{\lambda}\sin\varphi \\
\cos\psi &= \sqrt{1-\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi} \\
x &= \varrho\cos\varphi + \lambda\sqrt{1-\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi}
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (2)$$

Da $\frac{\varrho}{\lambda}$ in der Regel nicht mehr als $\frac{1}{6}$ beträgt, so begehen wir keinen merklichen Fehler, wenn wir setzen:

$$\sqrt{1-\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi} = 1 - \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi$$

Dann wird:

$$\left.\begin{aligned}
\sin\psi &= \frac{\varrho}{\lambda}\sin\varphi \\
\cos\psi &= \left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi\right] \\
x &= \varrho\cos\varphi + \lambda\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi\right]
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (3)$$

Nennen wir:

$\left.\begin{aligned} Cp &= \xi \\ mp &= v \end{aligned}\right\}$ die Coordinaten eines beliebigen Punktes m der Axe der Schubstange. $Am = \sigma$, so ist:

$$\xi = x - \sigma\cos\psi$$

$$v = \sigma\sin\psi$$

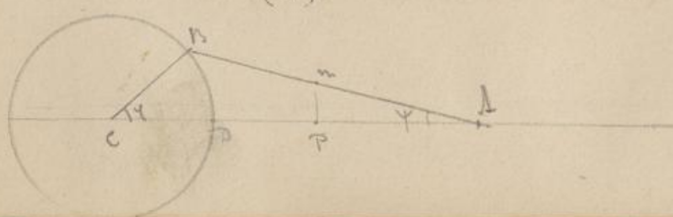
oder wegen (3):

$$\left.\begin{aligned}
\xi &= \varrho\cos\varphi + (\lambda-\sigma)\left[1-\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi\right] \\
v &= \sigma\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin\varphi
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (4)$$

Durch Differenziation dieser Ausdrücke folgt:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{d\xi}{d\varphi} &= -\varrho\sin\varphi - (\lambda-\sigma)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin\varphi\cos\varphi \\
\frac{dv}{d\varphi} &= \sigma\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi
\end{aligned}\right\} \quad \ldots \quad (5)$$

Vernachlässiget man die Glieder, welche vierte und höhere Potenzen von $\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)$ enthalten, so folgt aus (5):



$$\frac{d\,\xi^2 + d\,v^2}{d\,\varphi^2} = \varrho^2 \sin^2\varphi \left[1 + 2\left(1 - \frac{\sigma}{\lambda}\right)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi + \left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \quad (6)$$

Nun ist $\frac{d\,\varphi}{d\,t} = \omega$ die Winkelgeschwindigkeit der Kurbel. Setzt man überdies $\frac{d^2\,\xi + d^2\,v}{d\,t^2} = u^2$, so bedeutet u die Geschwindigkeit des Punktes m der Schubstange. Man erhält demnach aus (6):

$$u^2 = \varrho^2 \sin^2\varphi \left[1 + 2 \quad 1 - \frac{\sigma}{\lambda}\right)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi + \left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]\omega^2 \quad (7)$$

Betrachtet man die Schubstange als eine gerade Linie, längs welcher eine Masse gleichförmig vertheilt ist und nennt m die auf die Längeneinheit vorhandene Masse, so ist

$$\int_0^\lambda m\, d\,\sigma\, u^2$$

die lebendige Kraft der Masse der Schubstange und man findet:

$$\int_0^\lambda m\, u^2\, d\sigma$$

$$= m \int_0^\lambda \varrho^2\, \omega^2 \sin^2\varphi \left[1 + 2\left(1 - \frac{\sigma}{\lambda}\right)\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi + \left(\frac{\sigma}{\lambda}\right)^2 \left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] d\,\sigma$$

oder

$$\int_0^\lambda m\, u^2\, d\,\sigma$$

$$= m\, \varrho^2\, \omega^2 \sin^2\varphi \left[\lambda \left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\right)\cos\varphi - \frac{2}{\lambda}\,\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\,\frac{\lambda^2}{2} + \frac{1}{3}\,\lambda\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]$$

$$\int_0^\lambda m\, u^2\, d\,\sigma = m\,\lambda\,\varrho^2\,\omega^2 \sin^2\varphi \left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \quad . \quad (8)$$

oder wenn wir $m\,\lambda = m_1$ setzen, so dass m_1 die Masse der Schubstange bedeutet:

$$\int_0^\lambda m\, u^2\, d\,\sigma = m_1\, \varrho^2\, \omega^2 \sin^2\varphi \left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \quad . \quad (9)$$

Nennt man m_2 die Massen der Kolbenstange des Kreuzkopfes und des Kolbens, so ist die lebendige Kraft dieser drei Massen:

$$m_2 \left(\frac{d\,x}{d\,t}\right)^2 = m_2\, \varrho^2\, \omega^2 \sin^2\varphi \left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right) \quad . \quad . \quad . \quad (10)$$

Die Aenderung der lebendigen Kraft des Schwungrades ist, während die Kurbel den Winkel φ zurücklegt,

$$\mu\left(\omega^2-\omega_0^2\right) \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (11)$$

Der Weg, den der Kolben zurücklegt, während der Winkel φ beschrieben wird, ist wegen (3):

$$\varrho\left(1-\cos\varphi\right)+\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2 \sin^2\varphi \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (12)$$

Der Weg, welchen der nützliche auf den Kurbelkreis reduzirte Widerstand zurücklegt, ist $\varrho\,\varphi$.

Nach dem Grundsatz der Thätigkeit ist nun die Gleichung der Bewegung:

$$\left.\begin{array}{l} \mathrm{P}\left[\varrho(1-\cos\varphi)+\frac{\lambda}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)^2\sin^2\varphi\right]-\mathrm{Q}\,\varrho\,\varphi=\mu\left(\omega^2-\omega_0^2\right) \\ \quad +\mathrm{m}_1\,\varrho^2\,\omega^2\,\sin^2\varphi\left[1+\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi+\frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \\ \quad +\mathrm{m}_2\,\varrho^2\,\omega^2\,\sin^2\varphi\left[1+2\,\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right] \\ \quad -\mathrm{m}_1\,\varrho^2\,\omega_0^2\,\frac{1}{3} \end{array}\right\} \quad . \quad (13)$$

Im Beharrungszustand der Bewegung muss für $\varphi=\pi$, $\omega=\omega_0$ werden. Daher findet man aus (13):

$$\mathrm{P}=\frac{\pi}{2}\,\mathrm{Q}$$

Führt man diesen Werth von P in (13) ein und sucht ω, so findet man:

$$\omega^2=\frac{\mathrm{Q}\,\varrho\,\frac{\pi}{2}\left[1-\cos\varphi+\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi-\frac{2\,\varphi}{\pi}\right]+\mu\,\omega_0^2+\frac{1}{3}\,\mathrm{m}_1\,\varrho^2\,\omega_0^2}{\mu+\mathrm{m}_1\,\varrho^2\sin^2\varphi\left[1+\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi+\frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]+\mathrm{m}_2\,\varrho^2\sin^2\varphi\left(1+2\,\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right)}$$

oder

$$\omega^2=\omega_0^2\,\frac{1+\frac{1}{3}\,\frac{\mathrm{m}_1}{\mu}\,\varrho^2+\frac{\mathrm{Q}\,\varrho\,\frac{\pi}{2}}{\mu\,\omega_0^2}\left[1-\cos\varphi+\frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi-\frac{2\,\varphi}{\pi}\right]}{\left\{\begin{array}{l} 1+\frac{\mathrm{m}_1\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left[1+\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi+\frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right] \\ \quad +\frac{\mathrm{m}_2\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left(1+2\,\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right) \end{array}\right\}} \quad (14)$$

Da in allen Fällen der Anwendung die Winkelgeschwindigkeit nur wenig veränderlich ist, so begeht man keinen merklichen Fehler, wenn man die mit μ dividirten Glieder des Zählers und Nenners als sehr kleine Grössen betrachtet und sich erlaubt, die Ausdrücke nach dem Binomialsatz zu entwickeln, dabei alle Produkte der sehr kleinen Glieder vernachlässiget. Dann findet man:

$$\left.\begin{aligned}\frac{\omega}{\omega_0} = 1 + \frac{1}{2}\frac{Q\varrho\frac{\pi}{2}}{\mu\,\omega_0^2}\left[1 - \cos\varphi + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi - \frac{2\,\varphi}{\pi}\right]\\ + \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\left\{\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\varphi\left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]\right\}\\ - \frac{1}{2}\frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right)\end{aligned}\right\} \quad (15)$$

Diese Gleichung gibt die Winkelgeschwindigkeit ω für jeden Werth von φ.

Für die innerhalb o und π vorkommenden kleinsten und grössten Winkelgeschwindigkeiten ist $\frac{d\,\omega}{d\,\varphi} = o$. Man erhält daher durch Differenziation von (15) zur Bestimmung der Winkel, welche dem Maximum und Minimum entsprechen, folgende Gleichung:

$$\begin{aligned}\frac{d\left(\frac{\omega}{\omega_0}\right)}{d\,\varphi} = o = \frac{\pi}{4}\frac{Q\,\varrho}{\mu\,\omega_0^2}\left[\sin\varphi + \left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin\varphi\cos\varphi - \frac{2}{\pi}\right]\\ - \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\left[\frac{1}{3}\sin 2\,\varphi - \frac{1}{8}\frac{\varrho}{\lambda}\left(\sin\varphi - 3\sin 3\,\varphi\right)\right]\\ - \frac{1}{2}\frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\left[\sin 2\,\varphi - \frac{1}{2}\frac{\varrho}{\lambda}\left(\sin\varphi - 3\sin 3\,\varphi\right)\right]\end{aligned}$$

Hieraus folgt:

$$\left.\begin{aligned}\sin\varphi = \frac{2}{\pi} - \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin 2\,\varphi\\ + 2\,\frac{\omega_0^2\,\varrho^2}{Q\,\varrho\,\pi}\left[\sin 2\,\varphi\left(\frac{2}{3}\,m_1 + m_2\right) - \frac{1}{4}\frac{\varrho}{\lambda}\left(m_1 + 2\,m_2\right)\left(\sin\varphi - 3\sin 3\,\varphi\right)\right]\end{aligned}\right\} (16)$$

Die beiden zwischen 0 und 180° liegenden Wurzeln dieser Gleichung, welche α und β genannt werden mögen, bestimmen die Positionen der Kurbel, welche dem Minimum w und dem Maximum W der Winkelgeschwindigkeit entsprechen.

Die Gleichung (15) gibt, wenn man zuerst α und w und dann β und W statt φ und ω setzt:

$$\frac{\mathrm{w}}{\omega_0} = 1 + \frac{1}{4}\frac{Q\,\varrho\,\pi}{\mu\,\omega_0^2}\left[1 - \cos\alpha + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\alpha - \frac{2\,\alpha}{\pi}\right]$$
$$+ \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\left[\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\alpha\left(1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\alpha + \frac{1}{3}\frac{\cos^2\alpha}{\sin^2\alpha}\right)\right]$$
$$- \frac{1}{2}\frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\alpha\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\alpha\right)$$

$$\frac{\mathrm{W}}{\omega_0} = 1 + \frac{1}{4}\frac{Q\,\varrho\,\pi}{\mu\,\omega_0^2}\left[1 - \cos\beta + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\beta - \frac{2\,\beta}{\pi}\right]$$
$$+ \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\left[\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\beta\left(1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\beta + \frac{1}{3}\frac{\cos^2\beta}{\sin^2\beta}\right)\right]$$
$$- \frac{1}{2}\frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\beta\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\beta\right)$$

Die Differenz dieser Gleichungen ist:

$$\left.\begin{aligned}
\frac{\mathrm{W}-\mathrm{w}}{\omega_0} = \frac{1}{4}\frac{Q\,\varrho\,\pi}{\mu\,\omega_0^2}&\left[\cos\alpha - \cos\beta - \frac{2}{\pi}(\beta-\alpha) + \frac{1}{2}\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta - \sin^2\alpha)\right] \\
- \frac{m_1\,\varrho^2}{2\,\mu}&\left[\sin^2\beta - \sin^2\alpha + \frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha)\right. \\
&\left.\qquad + \frac{1}{3}(\cos^2\beta - \cos^2\alpha)\right] \\
- \frac{m_2\,\varrho^2}{2\,\mu}&\left[\sin^2\beta - \sin^2\alpha + 2\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha)\right]
\end{aligned}\right\} \quad (17)$$

In den bisher aufgestellten Gleichungen erscheint ω_0, welche Winkelgeschwindigkeit nicht bekannt ist, wohl aber durch die bekannte mittlere Winkelgeschwindigkeit $\mathfrak{G}$ berechnet werden kann. Es ist:

$$\mathfrak{G} = \frac{1}{\pi}\int_0^\pi \omega\,d\varphi$$

oder wenn man für ω seinen Werth aus (15) einführt:

$$\mathfrak{G} = \frac{\omega_0}{\pi}\int_0^\pi \left\{\begin{aligned}
&1 + \frac{1}{4}\frac{Q\,\varrho\,\pi}{\mu\,\omega_0^2}\left[1 - \cos\varphi + \frac{1}{2}\left(\frac{\varrho}{\lambda}\right)\sin^2\varphi - \frac{2\,\varphi}{\pi}\right] \\
&+ \frac{m_1\,\varrho^2}{\mu}\left\{\frac{1}{6} - \frac{1}{2}\sin^2\varphi\left[1 + \frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi + \frac{1}{3}\left(\frac{\cos\varphi}{\sin\varphi}\right)^2\right]\right\} \\
&- \frac{1}{2}\frac{m_2\,\varrho^2}{\mu}\sin^2\varphi\left(1 + 2\frac{\varrho}{\lambda}\cos\varphi\right)
\end{aligned}\right\} d\varphi$$

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Nun ist:

$$\int_0^\pi \cos\varphi \, d\varphi = 0 \qquad \int_0^\pi \sin^2\varphi \, d\varphi = \frac{\pi}{2}$$

$$\int_0^\pi \sin^2\varphi \cos\varphi \, d\varphi = 0 \qquad \int_0^\pi \cos^2\varphi \, d\varphi = \frac{\pi}{2}$$

Daher findet man:

$$\mathfrak{S} = \frac{\omega_0}{\pi} \left\{ \begin{array}{l} \pi + \frac{1}{4} \frac{Q \varrho \pi}{\mu \, \omega_0^2} \left(\pi + \frac{1}{2} \frac{\varrho}{\lambda} \frac{\pi}{2} - \pi \right) \\ \quad + \frac{m_1 \varrho^2}{\mu} \left(\frac{\pi}{6} - \frac{1}{2} \frac{\pi}{2} - \frac{1}{6} \frac{\pi}{2} \right) \\ \quad - \frac{1}{2} \frac{m_2 \varrho^2}{\mu} \left(\frac{\pi}{2} \right) \end{array} \right\} \quad . \; . \; . \quad (18)$$

oder

$$\mathfrak{S} = \omega_0 \left(1 + \frac{1}{16} \frac{Q \varrho \pi}{\mu \, \omega_0^2} \frac{\varrho}{\lambda} - \frac{1}{6} \frac{m_1 \varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4} \frac{m_2 \varrho^2}{\mu} \right) \quad . \; . \; . \quad (19)$$

Hieraus folgt:

$$\frac{1}{\omega_0} = \frac{8 \mu \mathfrak{S}}{Q \varrho \pi} \frac{\lambda}{\varrho} \left[1 \pm \sqrt{1 - \frac{Q \varrho \pi}{4 \mathfrak{S}^2 \mu} \frac{\varrho}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{6} \frac{m_1 \varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4} \frac{m_2 \varrho^2}{\mu} \right)} \right] \quad (20)$$

Nun ist $\frac{Q \varrho \pi}{4 \mathfrak{S}^2 \mu} \frac{\varrho}{\mu}$ eine kleine Grösse und $1 - \frac{1}{6} \frac{m_1 \varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4} \frac{m_2 \varrho^2}{\mu}$ ist nur wenig von der Einheit verschieden. Man begeht also keinen merklichen Fehler, wenn man obige Wurzel nach der Binomialreihe entwickelt und nur die zwei ersten Glieder beibehält. Dann aber findet man, weil nur das untere der Zeichen $\pm$ dem Sinne der Aufgabe entsprechen kann,

$$\frac{1}{\omega_0} = \frac{8 \mu \mathfrak{S}}{Q \varrho \pi} \frac{\lambda}{\varrho} \left\{ 1 - \left[1 - \frac{1}{2} \frac{Q \varrho \pi}{4 \mathfrak{S}^2 \mu} \frac{\varrho}{\lambda} \left(1 - \frac{1}{6} \frac{m_1 \varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4} \frac{m_2 \varrho^2}{\mu} \right) \right] \right\}$$

oder

$$\frac{1}{\omega_0} = \frac{1}{\mathfrak{S}} \left(1 - \frac{1}{6} \frac{m_1 \varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4} \frac{m_2 \varrho^2}{\mu} \right. \quad . \; . \; . \; . \quad (21)$$

Hieraus folgt auch annähernd:

$$\frac{1}{\omega_0^2} = \frac{1}{\mathfrak{S}^2} \left(1 - \frac{1}{3} \frac{m_1 \varrho^2}{\mu} - \frac{1}{2} \frac{m_2 \varrho^2}{\mu} \right) \quad . \; . \; . \; . \quad (22)$$

Setzen wir zur Abkürzung

$$\left.\begin{array}{l}
\cos\alpha - \cos\beta - \frac{2}{\pi}(\beta-\alpha) + \frac{1}{2}\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta - \sin^2\alpha) = \mathfrak{A} \\
\sin^2\beta - \sin^2\alpha + \frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha) + \frac{1}{3}(\cos^3\beta - \cos^3\alpha) = \mathfrak{B} \\
\sin^2\beta - \sin^2\alpha + 2\frac{\varrho}{\lambda}(\sin^2\beta\cos\beta - \sin^2\alpha\cos\alpha) = \mathfrak{D}
\end{array}\right\} \quad (23)$$

so wird die Gleichung (17), wenn man die Werthe von $\frac{1}{\omega_0}$ und von $\frac{1}{\omega_0^2}$ der Ausdrücke (21) und (22) berücksichtiget:

$$\left.\begin{array}{l}
(W - w)\,\frac{1}{\mathfrak{G}}\left(1 - \frac{1}{6}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{4}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right) \\
\quad = \frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mu\mathfrak{G}^2}\left(1 - \frac{1}{3}\frac{m_1\varrho^2}{\mu} - \frac{1}{2}\frac{m_2\varrho^2}{\mu}\right)\mathfrak{A} \\
\quad - \frac{m_1\varrho^2}{2\mu}\mathfrak{B} \\
\quad - \frac{m_2\varrho^2}{2\mu}\mathfrak{D}
\end{array}\right\} \quad \cdot \cdot \quad (24)$$

Vernachlässiget man die Glieder, welche μ^2 im Nenner enthalten, so findet man aus dieser Gleichung, wenn man $W - w = \frac{\mathfrak{G}}{i}$ setzt:

$$\mu = i\left(\frac{1}{4}\frac{Q\varrho\pi}{\mathfrak{G}^2}\mathfrak{A} - \frac{m_1\varrho^2}{2}\mathfrak{B} - \frac{m_2\varrho^2}{2}\mathfrak{D}\right) + \frac{1}{6}m_1\varrho^2 + \frac{1}{4}m_2\varrho^2 \,. \quad (25)$$

Nun ist:

$$\left.\begin{array}{l}
Q\,\frac{2\varrho\pi n}{60} = 75\,N \\
\mu = \frac{G}{2g}R^2 \\
m_1 = \frac{q_1}{2g} \\
m_2 = \frac{q_2}{2g} \\
C = R\mathfrak{G},\ c = \varrho\mathfrak{G}
\end{array}\right\} \quad \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \cdot \quad (26)$$

(N Pferdekraft der Maschine, n Anzahl der Umdrehungen des Schwungrades in einer Minute, R Halbmesser des Schwungrades, G Gewicht des Schwungringes, C Umfangsgeschwindigkeit des Schwungrades, q_1 q_2 Gewicht der Schubstange und Kolben sammt Kolbenstange, c mittlere Geschwindigkeit des Kurbelzapfens).

Führt man diese Ausdrücke (26) in (25) ein, so findet man schliesslich:

$$G = \frac{60 \times 75 \times g}{4} \mathfrak{A} \frac{i N}{n C^2} + \left(\frac{c}{C}\right)^2 \left[q_1 \left(\frac{1}{6} - i \frac{\mathfrak{B}}{2}\right) + q_2 \left(\frac{1}{4} - i \frac{\mathfrak{D}}{2}\right) \right] \quad (27)$$

Mit Berücksichtigung von (26) wird die Gleichung (16), wenn man sich erlaubt $\mathfrak{C}^2$ statt ω_0^2 zu setzen:

$$\left. \begin{cases} \sin \varphi = \dfrac{2}{\pi} - \dfrac{1}{2} \left(\dfrac{\varrho}{\lambda}\right) \sin 2 \varphi \\ + \dfrac{16 \pi^2}{75 (60)^3 2 g} \dfrac{\varrho^2 n^3}{N} \left[\sin 2 \varphi \left(\dfrac{2}{3} q_1 + q_2\right) + \dfrac{1}{4} \dfrac{\varrho}{\lambda} (q_1 + 2 q_2)(3 \sin 3 \varphi - \sin \varphi) \right] \end{cases} \right\} (28)$$

Theorie des Schwungkugelregulators.

Differenz zwischen der Spannung des Dampfes im Kessel und im Cylinder. Die Spannung des Dampfes im Cylinder wird, wie wir früher Seite 527 gezeigt haben, durch den Expansionsgrad und durch die auf die Flächeneinheit bezogenen Widerstände bestimmt, welche der Bewegung der Maschine entgegenwirken, und ist von allem Anderen, namentlich von der Geschwindigkeit der Maschine und von der Dampfmenge, welche in jeder Sekunde auf die Maschine wirkt, ganz unabhängig.

Nennen wir p die Spannung, welche im Cylinder hinter dem Kolben vorhanden ist, so lange der Cylinder mit dem Kessel kommunizirt. Die Spannung des Dampfes p_1 im Kessel fällt im Beharrungszustand stets grösser aus als jene im Cylinder, denn sonst könnte ja der Dampf nicht überströmen. Die Differenz $p_1 - p$ dieser Spannungen richtet sich nach den verschiedenen Widerständen, welche dem Uebergang des Dampfes aus dem Kessel in den Cylinder entgegenwirken und denselben erschweren, ähnlich wie dies bei einer komplizirteren Wasserleitung der Fall ist. Diese Widerstände entspringen theils aus den Reibungen des Dampfes an den Wänden des Röhren- oder Kanalsystems, durch welches die Dampfleitung statt findet, theils aus den Verengungen und Erweiterungen und plötzlichen Querschnittsänderungen, theils endlich aus den Ecken und Krümmungen, welche in diesem Kanalsystem vorkommen. Insbesondere kommen zweierlei solcher Verengungen vor, durch welche die Differenz $p_1 - p$ einen erheblichen Werth erreichen kann, nämlich durch die sogenannte Dampfklappe und durch den engen Durchgang, welchen die Steuerungsschieber bei gewissen Stellungen hervorbringen. In dem Dampfüberströmungsrohr wird jederzeit in der Nähe der Maschine eine Drehklappe (Dampfklappe) angebracht, die im normalen Bewegungszustand der Maschine eine solche Stellung erhält, dass an ihrem Umfange für den Uebergang des Dampfes nur ein kleiner Theil des ganzen Querschnittes des Rohres übrig bleibt, was zur Folge hat, dass im Normalzustand der Bewegung die Spannung des Dampfes im Kessel beträchtlich, z. B. um $\frac{1}{4}$ oder $\frac{1}{3}$ und selbst um die Hälfte höher ausfällt, als im Cylinder. Dies hat den Zweck, dass, wenn auch nicht dauernd, aber doch für einige Zeit die Kraft der Maschine bedeutend verstärkt oder geschwächt werden kann, denn wenn man die Klappe plötzlich so dreht, dass die Ueberströmungsöffnung grösser wird, tritt plötzlich im Dampfcylinder eine höhere Spannung ein und wird folglich der Gang der Maschine vorübergehend beschleunigt, dreht man dagegen die Klappe nach entgegengesetzter Richtung, so dass die Uebergangsöffnung noch kleiner wird als sie es im Normalzustand der Bewegung ist, so nimmt vorübergehend die Spannung des Dampfes im Cylinder ab und eben so auch die Kraft der Maschine. Dadurch kann die Bewegung der Maschine regulirt werden, wenn die Widerstände der zu betreibenden Maschinen veränderlich sind. Bei Schiffsmaschinen und Lokomotiven geschieht die Verstellung der Dampfklappe durch die Hand des Maschinenführers, bei Fabrikmaschinen dagegen in der Regel durch den sogenannten Schwungkugelregulator, mit dessen Theorie wir uns nun beschäftigen werden.

Der gewöhnliche Schwungkugelregulator. Tafel XXIX., Fig. 1 stellt eine einfache Anordnung eines Schwungkugelregulators zur Regulirung der Bewegung einer Fabrikdampfmaschine vermittelst einer Dampfklappe dar. a ist das Rohrstück des Dampfrohres, welches die Klappe b enthält, c ein Hebel, welcher an der Drehungsaxe der Klappe befestigt ist und vermittelst welchem ihre Verstellung bewirkt wird. Die übrigen Theile der Figur zeigen die Einrichtung des Schwungkugelregulators. G ist dessen vertikale Axe, dieselbe steht durch eine Rädertransmission mit der Schwungradswelle so in Verbindung, dass das Verhältniss der Winkelgeschwindigkeit der Schwungradswelle und der Regulatoraxe constant bleibt. Dreht sich das Schwungrad gleichförmig, so ist dies auch bei der Regulatoraxe der Fall, nimmt die Geschwindigkeit des Schwungrades zu oder ab, so wird die Regulatoraxe im ersteren Falle beschleunigt, im letzteren verzögert. d ist eine mit der Axe G befestigte Hülse, an welcher die Pendelstangen $e\, e_1$ so eingehängt sind, dass sie sich mit der Axe drehen müssen, dass sie sich aber mit grösster Leichtigkeit der Axe G nähern oder von derselben entfernen können. $f\, f_1$ sind zwei mit den Pendelstangen verbundene kugelförmige Massen, $g\, g_1$ sind zwei Stängelchen, welche oben mit den Pendelstangen, unten mit einer längs der Axe G verschiebbaren Hülse h zusammengegliedert sind. Wir nehmen an, dass $A\, B\, C\, C_1$ ein Rhombus, dass also $B\, C = C\, A = A\, C_1 = C_1\, B$ ist. Die Hülse h hat unten einen Hals i, in welchen das gabelförmige Ende des Hebels c eingreift. Hat das Schwungrad seine normale Geschwindigkeit, so nehmen die Pendelstangen eine Stellung an, bei welcher das Gewicht der Kugeln mit der Centrifugalkraft derselben in's Gleichgewicht tritt, und gleichzeitig wird dann die Klappe in diejenige Stellung gebracht, welche sie im normalen Beharrungszustand der Maschine einnehmen soll. Wird die Geschwindigkeit des Schwungrades grösser oder kleiner als die normale, so bewegen sich die Kugeln im ersteren Falle auseinander, im letzteren gegeneinander, was zur Folge hat, dass die Hülse h im ersteren Falle aufwärts, im letzteren abwärts geschoben und der Hebel c so gedreht wird, dass die Dampfklappe im ersteren Falle mehr zu, im letzteren Falle mehr aufgedreht wird, wie es zur Regulirung der Bewegung erforderlich ist.

Suchen wir zunächst die der normalen Bewegung des Schwungrades entsprechende Gleichgewichtsposition der Schwungkugeln zu bestimmen. Nennen wir:

ω die der normalen Geschwindigkeit des Schwungrades entsprechende Winkelgeschwindigkeit der Regulatoraxe,

n die der Winkelgeschwindigkeit ω entsprechende Anzahl der Umdrehungen in einer Minute,

G das Gewicht einer Schwungkugel,

$A\, D = A\, D_1 = l$ die Länge eines Pendelarmes,

$A\, C = C\, B = B\, C_1 = C_1\, A = a$ die Länge einer Rhombusseite,

$\widehat{D\, A\, B} = \alpha$ den Winkel, welcher der Normalbewegung entspricht, d. h. den Winkel, welcher derjenigen Stellung eines Pendelarmes entspricht, bei welcher ein Gleichgewichtszustand eintritt, wenn die Winkelgeschwindigkeit ω ist.

Tragen wir bei D das Gewicht der Kugel und die Centrifugalkraft als Linien $D\, H$ und $D\, E$ auf und konstruiren das Rechteck $D\, E\, F\, H$, so muss für den Gleichgewichtszustand die Richtung der Resultirenden $D\, F$ in die Verlängerung von $A\, D$ fallen, muss demnach $\widehat{F\, D\, H} = \alpha$ sein. Man hat daher:

$$D\,E = D\,H \tang \alpha \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

Es ist aber $DH = G$, $DE = \frac{G}{g} \omega^2 l \sin\alpha$, demnach wird:

$$\frac{G}{g} \omega^2 l \sin\alpha = G \tang\alpha = G \frac{\sin\alpha}{\cos\alpha} \quad \ldots \quad (2)$$

Wenn α nicht gleich Null ist, wird dieser Gleichung entsprochen durch

$$\omega = \sqrt{\frac{g}{l \cos\alpha}} \quad \ldots \quad (3)$$

Es ist aber auch $\omega = \frac{2\pi}{60} n$, $n = \frac{60}{2\pi}\omega$, daher auch:

$$n = \frac{60}{2\pi}\sqrt{\frac{g}{l \cos\alpha}} \quad \ldots \quad (4)$$

Diese Ausdrücke (3) und (4) dienen zur Anordnung des Räderwerkes, welches die Schwungradsaxe mit der Regulatoraxe zu verbinden hat. Wenn man nämlich die Pendellänge l und den Winkel α annimmt, der bei normaler Geschwindigkeit eintreten soll, so bestimmt (3) und (4) die entsprechende Geschwindigkeit der Regulatoraxe, und die Räderübersetzung ist nun so anzuordnen, dass die Regulatoraxe in einer Minute so viel Umdrehungen macht, als der Werth von n beträgt, wenn das Schwungrad seine Normalgeschwindigkeit hat.

Nehmen wir nun an, dass, nachdem die Normalgeschwindigkeit und die entsprechende Normalstellung des Regulators längere Zeit vorhanden war, eine Aenderung in der Geschwindigkeit des Schwungrades eintrete, so dass die Winkelgeschwindigkeit der Regulatoraxe ω_1 und die entsprechende Umdrehungszahl pro 1 Minute n_1 wird und dass $n_1 > n$ sei.

Wenn in dem ganzen Mechanismus keine Reibungswiderstände vorkämen, müssten die Kugeln auseinander zu gehen anfangen, so wie die Geschwindigkeit der Bewegung grösser als ω zu werden anfängt; weil aber Reibungswiderstände vorhanden sind, fangen die Kugeln erst dann an weiter auseinander zu gehen, wenn die Centrifugalkraft so gross geworden ist, dass sie nicht nur das Gewicht der Kugeln, sondern auch die Reibungswiderstände des Mechanismus zu bewältigen vermag. Angenommen dies sei der Fall, wenn die Winkelgeschwindigkeit ω_1 eingetreten ist, so bestimmt $\omega_1 - \omega$ die Empfindlichkeit des Regulators, denn er fängt erst dann zu wirken an, wenn sich die Winkelgeschwindigkeit um $\omega_1 - \omega$ ändert.

Nennen wir, Tafel XXIX., Fig 2, F den Reibungswiderstand des Apparates, indem wir unter F die Kraft verstehen, mit welcher an der Hülse h gezogen werden muss, damit eine Stellungsänderung der beweglichen Theile eintritt. In diesem neuen Bewegungszustand ist also die Centrifugalkraft der Kugeln mit ihren Gewichten und mit dem Widerstand F im Gleichgewicht, beträgt aber der Winkel C A B ebenfalls den Werth α. Wenn die Bewegung der Hülse eintreten soll, muss in jedem der Zugstängelchen C B und C_1 B ein gewisser Zug X eintreten, und es ist offenbar $2 X \cos \alpha^* = F$ oder

$$X = \frac{F}{2 \cos \alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Dieser Zug wirkt bei C nach der Richtung C B auf den Pendelarm ein und es muss nun die Centrifugalkraft $\mathfrak{G}$ mit dem Gewicht G und dem Zug X im Gleichgewicht sein, wozu erforderlich ist, dass das statische Moment von $\mathfrak{G}$ gleich ist der Summe der statischen Momente von G und von X. Alle Momente bezogen auf den Punkt A als Drehungspunkt des Hebels A C D. Fällt man von A aus auf die Verlängerung von B C das Perpendikel A J, so ist $\overline{AJ} = \overline{AC} \cos \widehat{JAC}$ oder wegen $\overline{AC} = a$ und $\widehat{JAC} = \frac{\pi}{2} - 2\alpha$

$$\overline{AJ} = a \cos\left(\frac{\pi}{2} - 2\alpha\right) = a \sin 2\alpha = 2 a \sin \alpha \cos \alpha$$

Das Moment von X ist demnach $X\,\overline{AJ} = \frac{F}{2 \cos \alpha} 2 a \sin \alpha \cos \alpha = a F \sin \alpha$. Der Werth von $\mathfrak{G}$ ist: $\mathfrak{G} = \frac{G}{g} \omega_1^2 l \sin \alpha$. Das Moment von $\mathfrak{G}$ wird demnach $\frac{G}{g} \omega_1^2 l \sin \alpha \, l \cos \alpha$. Das Moment von G ist endlich $G l \sin \alpha$. Für den Gleichgewichtszustand erhält man also:

$$\frac{G}{g} \omega_1^2 l \sin \alpha \, l \cos \alpha = a F \sin \alpha + G l \sin \alpha$$

oder weil α nicht gleich Null ist:

$$\frac{G}{g} \omega_1^2 l \cos \alpha = \frac{a}{l} F + G \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (6)$$

Aus der Gleichung (2) folgt aber

$$\frac{G}{g} \omega^2 l \cos \alpha = G \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (7)$$

Durch Division dieser Gleichungen (6) und (7) erhält man einen Ausdruck, aus welchem sich ergibt:

$$G = F \frac{\frac{a}{l}}{\left(\frac{\omega_1}{\omega}\right)^2 - 1} = F \frac{\frac{a}{l}}{\left(\frac{n_1}{n}\right)^2 - 1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (8)$$

Dieser Ausdruck bestimmt das Gewicht, das einer Kugel gegeben werden muss, wenn die regulirende Wirkung des Apparates beginnen soll, wenn die Winkelgeschwindigkeit um $\omega_1 - \omega$ über den normalen Werth gewachsen ist.

Es hat nun das Ansehen, wie wenn durch die Gleichungen (4) und (8) alles gegeben wäre, was für eine richtige Anordnung des Regulators nothwendig ist. Allein so ist es nicht; ein auf diese Weise angelegter Regulator wird seiner Bedingung nicht immer entsprechen, denn dazu ist erforderlich, dass die Kugeln bei jeder Stellung des Pendels ihre Stellung gegen die Axe nicht mehr ändern, wenn in irgend einem Augenblick der Bewegung die normale Geschwindigkeit der Axe des Regulators wiederum eintritt. Es müsste also jedesmal, wenn diese normale Geschwindigkeit eintritt, der Winkel $CAB = \alpha$ sein und müssten gleichzeitig die Kugeln keine relative Geschwindigkeit gegen die Axe besitzen, was nicht der Fall sein wird, weil die Kugeln zu pendeln anfangen, wenn sie ihre Normalstellung verlassen haben.

Der parabolische Regulator Der Ingenieur *Frank* hat den sinnreichen Gedanken ausgesprochen, dass man den Mechanismus so einrichten soll, dass sich die Kugeln nicht in einem Kreise, sondern in einer gewissen krummen Linie bewegen, die die Eigenschaft besitzt, dass in jeder Stellung der Kugeln ein Gleichgewichtszustand statt findet, wenn die Normalgeschwindigkeit eintritt. Wir wollen diese krumme Linie zu bestimmen suchen. DMN sei diese Kurve, die die Eigenschaft besitzen soll, dass die Richtung der Resultirenden aus G und $\mathfrak{G}$ mit der Normalen DL in jeder Lage der Kugeln zusammenfällt, wenn die Normalgeschwindigkeit eintritt.

Nennen wir, Tafel XXIX., Fig. 3, $OK = x$, $DK = y$, die Coordinaten des Mittelpunktes der Kugeln oder des Punktes D der Kurve. Für das Gleichgewicht ist: $G = \mathfrak{G} \tan \widehat{EDF}$, es ist aber $\mathfrak{G} = \frac{G}{g}\,\omega^2 y$, $\tan \widehat{EDF} = \frac{dy}{dx}$, demnach:

$$G = \frac{G}{g}\,\omega^2 y \frac{dy}{dx}$$

aus dieser Gleichung folgt:

$$y^2 = \frac{2\,g}{\omega^2}\,x \quad \ldots\ldots\ldots \quad (9)$$

Die krumme Linie ist demnach eine Parabel und deshalb hat man einen solchen Regulator einen parabolischen genannt. Allein so sinnreich der Vorschlag des Ingenieurs Frank ist, ein richtig wirkender Regulator kommt dadurch doch nicht zu Stande, weil durch denselben doch nicht bewirkt werden kann, dass die Kugeln keine Geschwindigkeit besitzen, wenn die normale Geschwindigkeit in irgend einem Zeitaugenblick eintritt.

Wegen der Schwingungen, die in den Kugeln eintreten, wenn der Gleichgewichtszustand der Normalbewegung aufgehoben wird, ist es ganz unmöglich, einen ganz verlässlich wirkenden Regulator vermittelst solcher Schwungkugeln hervorzubringen. Die folgende Anordnung gibt eine Vorstellung, auf welche Weise ein unfehlbar richtig wirkender Regulator zu Stande gebracht werden könnte. Tafel XXIX., Fig. 4, a ist eine Axe, die mit der Schwungradsaxe durch gewöhnliches Räderwerk in Verbindung gesetzt wird. Dieselbe ist mit einem Differenzialräderwerk versehen. b ist eine Axe, die unabänderlich mit gleichförmiger Geschwindigkeit bewegt wird, wozu ein Uhrwerk mit einem konischen Pendel angewendet werden könnte. b wirkt vermittelst der Räder c und d auf das Differenzialräderwerk ein, so dass in dem Rade e eine aus a und b zusammengesetzte Bewegung entsteht, das Räderwerk kann aber leicht so gewählt werden, dass die Bewegung in e verschwindet, wenn das Schwungrad seine normale Geschwindigkeit hat. Ist dies der Fall, so erhält das Rad e eine Rechtsdrehung oder eine Linksdrehung, je nachdem die Geschwindigkeit der Schwungradswelle grösser oder kleiner als die normale ist. *f* ist ein Rad, das in e eingreift, g eine Schraube ohne Ende, h das Wurmrad, das an der Axe der Einlassklappe befestigt ist. Hat das Schwungrad die normale Geschwindigkeit, so hört die Bewegung in e auf und bleibt folglich die Drehklappe stehen, wird die Geschwindigkeit der Schwungradsaxe grösser oder kleiner als die normale, so tritt sogleich in e und folglich auch in der Drehklappe eine Bewegung nach der einen oder nach der entgegengesetzten Richtung ein, je nachdem die Schwungradsgeschwindigkeit grösser oder kleiner als die normale geworden ist.

Erklärung der in den Resultaten für den Maschinenbau von Seite 228 bis 255, vierte Auflage, enthaltenen Formeln und Tabellen.

Diese Formelsysteme stimmen im Wesentlichen mit denjenigen überein, welche wir in der Theorie der Dampfmaschinen hergeleitet haben. Dieselben können gebraucht werden, um verschiedene die Dampfmaschinen betreffende Fragen zu beantworten. Ueber die Ausdrücke für den schädlichen Widerstand r sind bereits Seite 525 die erforderlichen Erklärungen gegeben worden. Die Tabellen bedürfen einiger Erklärungen. Dieselben geben für die Hauptarten von Maschinen: 1) den Durchmesser des Dampfcylinders, 2) das Verhältniss zwischen dem Kolbenschub und dem Cylinderdurchmesser, 3) die Kolbengeschwindigkeit, 4) die Anzahl der Umdrehungen der Kurbelwelle, 5) den Querschnitt des Cylinders für jede Pferdekraft, 6) die Dampfmenge für jede Pferdekraft in einer Sekunde, 7) die Heizfläche des Kessels für eine Pferdekraft, 8) den Steinkohlenverbrauch in der Stunde für jede Pferdekraft. In der Ueberschrift jeder Tabelle ist eine gewisse Dampfspannung angegeben. Diese Tabellen sind vermittelst der theoretischen Formeln mit möglichster Genauigkeit berechnet worden, insbesondere mit Berücksichtigung der schädlichen Widerstände r und der Dampfverluste zwischen Kolben und Cylinder. Die Dampfspannung der Ueberschrift ist diejenige, welche vorhanden sein muss, wenn bei Maschinen, die nach diesen Tabellen ausgeführt werden, der reale Effekt mit dem sogenannten Nominaleffekt übereinstimmen soll. Man unterscheidet nämlich unvernünftiger Weise Realeffekt und Nominaleffekt. Dieser verwirrende Unterschied rührt aus der Zeit her, in der man es noch nicht verstand, die Effekte der Dampfmaschinen genauer zu berechnen oder zu messen, in der daher ihre Leistungen durch Schätzung bestimmt wurden. Namentlich war dies der Fall bei den *Watt*'schen Maschinen. Diese Leistungen wurden aber meistens unterschätzt, man machte später die Erfahrung, dass die thatsächlichen Leistungen gewöhnlich um die Hälfte grösser sind, als die durch Schätzung angegebenen, und nannte nun diese geschätzten Leistungen den Nominaleffekt, die wahren thatsächlichen Leistungen dagegen den Realeffekt. Die beiden Effekte stimmen überein, wenn die Dampfspannung einen gewissen Werth hat, der niedriger ist als derjenige, mit welchem die Maschinen gewöhnlich arbeiten. In der Ueberschrift der Tabelle für Watt'sche Maschinen, Seite 239, ist z. B. eine Dampfspannung von nur 8330^{Klg} pro 1^{qm} angegeben, das will sagen: die Dimensionen, welche Watt seinen Maschinen gegeben hat (und die mit denen, welche unsere Regeln geben, übereinstimmen) sind von der Art, dass bei der in der Tabelle angegebenen Kolbengeschwindigkeit die wirkliche Effektleistung schon so gross wird, als der Nominaleffekt ausspricht, wenn die Dampfspannung im Cylinder nur 8330^{Klg} pro Quadratmeter beträgt. Da aber die Watt'schen Maschinen in der Regel mit einer Spannung von circa $\left(1 + \frac{1}{4}\right)$ Atmosphären arbeiten, so ist die gewöhnliche Leistung der Maschine um circa die

Hälfte grösser als der Nominaleffekt. Nach dieser Tabelle erhalten also die Maschinen Dimensionen, bei welchen es leicht möglich ist, beträchtlich grössere Effekte zu erzielen, als der Nominaleffekt aussagt, natürlich mit einem grösseren Dampfaufwand.

Bei Berechnung der Heizfläche des Kessels ist die Dampfmenge zu Grunde gelegt worden, die die Maschine für jede Pferdekraft pro 1 Stunde bedarf, und da diese Dampfmengen je nach der Grösse der Maschinen und nach der Wirkungsweise des Dampfes verschieden sind, so ist die Heizfläche pro 1 Pferdekraft nich constant, sondern für kleine Maschinen grösser als für grosse, und für die guten Arten von Maschinen kleiner als für die schlechten oder minder guten. Der Brennstoffverbrauch pro Pferdekraft und pro Stunde ist ebenfalls nach dem Dampfbedarf berechnet, ist daher der in der Tabelle angegebenen Heizfläche pro Pferdekraft proportional.

Die Tabellen Seite 240, 244, 247, 250, 253 geben für die Hauptarten von Maschinen Verhältnisszahlen, wodurch alle einzelnen Detailabmessungen durch den Cylinderdurchmesser ausgedrückt sind. Diese Verhältnisszahlen beruhen auf dem leicht nachweisbar richtigen Satz, dass zwei in aller und jeder Hinsicht geometrisch ähnlich angeordnete Maschinen bei nahezu gleicher Geschwindigkeit und gleicher Dampfspannung richtige Detailabmessungen besitzen.

Dieser Satz ist von jeher und gewöhnlich ohne zu wissen dass er richtig ist, angewendet worden. Es ist durch diesen Satz die Anordnung der Dampfmaschinen und das Entwerfen derselben blos auf ein Copiren im grossen oder kleinen Maassstab von bereits bekannten Anordnungen zurückgeführt; wenn man sich unserer Regeln bedient, braucht man daher zur Anordnung und Ausführung der Dampfmaschinen keinerlei wissenschaftliche Mittel, sondern nur gute Werkzeuge, Hobel, Drehbank etc. Jede mit guten Werkzeugen und mit guten Arbeitern versehene Werkstätte kann daher vortreffliche Dampfmaschinen fast ohne wissenschaftliche Kenntnisse entwerfen und ausführen, während für hydraulische Kraftmaschinen die reine Empirie wenigstens für den Entwurf derselben nicht hinreicht. Die wenigsten Maschinenwerkstätten verstehen es, ein Wasserrad für einen vorgelegten Fall richtig und gut anzuordnen.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Allgemeine Grundsätze für den Bau der Dampfmaschinen.

Hinsichtlich des Baues der Maschinen können wir dieselben in zwei Klassen eintheilen; nämlich in solche, die entweder gar kein Fundament oder nur ein ganz leichtes erfordern, und in solche, die ein solides Steinfundament bedürfen. Bei den ersteren werden alle unbeweglichen Bestandtheile gegen ein gewöhnlich aus Gusseisen, zuweilen aber auch aus Schmiedeeisen hergestelltes Gestell, das aus einem Stück besteht oder aus mehreren Stücken zu einem einzigen Körper verbunden ist, befestigt, so dass diese Bestandtheile ihre relative Lage gegen einander nicht ändern können. Derlei Maschinen erfordern eigentlich gar kein Fundament, können wie ein Zimmermöbel überall hingestellt werden, ja wenn man will, kann man solche Maschinen in die Luft aufhängen, wie dies bei den Lokomotiven in der That der Fall ist, denn bei diesen werden die beiden Maschinen an einem Rahmenbau befestigt, welcher mit Federn aufgehängt und durch die Lauf- und Triebaxen getragen wird. Bei der zweiten Art von Maschinen wird die Verbindung der unbeweglichen Bestandtheile mit einander nicht durch ein eisernes Gestell, sondern durch Mauerwerke und Steinfundamente bewirkt. Dies ist insbesondere der Fall bei den grösseren Balanciermaschinen, die eine so grosse Ausdehnung haben, dass eiserne Gestelle kaum mehr in der erforderlichen Grösse hergestellt werden könnten. Diese Maschinen erfordern äusserst solide und massige Fundamente und sehr feste Verbindungen der unbeweglichen Bestandtheile mit dem Fundamente. Um dies zu erklären, wollen wir beispielsweise eine grössere Balancier-Dampfmaschine betrachten. Wenn der Dampf oben in den Cylinder eintritt, presst er nicht nur gegen den Kolben, sondern auch gegen den obern Deckel des Cylinders. Damit der Deckel nicht vom Cylinder weggerissen wird, muss derselbe mit dem Cylinder vermittelst Schrauben so fest verbunden werden, dass die Bolzen durch den Dampfdruck nicht abgerissen werden. Damit aber der Cylinder durch diesen Deckeldruck nicht vom Fundament weggerissen wird, muss derselbe mit dem Fundament durch Stangen verbunden werden, die durch das ganze Fundament hinabgehen, damit aber endlich der Cylinder mit dem Fundament nicht aus dem Boden gehoben wird, muss das Gewicht des Fundamentes und Cylinders zusammen grösser sein, als der Dampfdruck gegen den Deckel. Aehnlich verhält es sich auch mit den Lagern der Balancieraxe. Wenn der Kolben in die Höhe geht, wird die Axe des Balanciers gegen den Deckel der Axenlager mit einer Kraft nach aufwärts getrieben, die gleich ist dem zweifachen Druck des Dampfes gegen den Kolben, weniger dem Gewicht des Balanciers. Wegen dieses Axendruckes gegen den Lagerdeckel müssen zunächst die Deckelschrauben fest genug sein, müssen ferner die Axenlager mit den stützenden Säulen und diese mit dem Säulenfundament verschraubt werden und muss dieses letztere so schwer sein, dass es durch jenen Axendruck nicht gehoben wird. Endlich ist für eine äusserst solide Lagerung und Befestigung des Kurbellagers zu sorgen, denn wenn der Kolben nach abwärts geht, wird die Schwungradsaxe gewaltig in die Höhe getrieben, sind die Deckelschrauben zu schwach, so werden sie abgerissen, gehen die Lagerschrauben nicht durch das ganze Fundament herab, so wird das Lager vom Fundament weggerissen. Ist das Gewicht des Fundaments nicht grösser als der Druck der Axe gegen den Lagerdeckel, so wird das ganze Fundament mit gehoben. An diesem Beispiel ist zu ersehen, dass man diese zweite Bauart, welche Fundamente erfordert, möglichst vermeiden soll, denn sie verursacht sehr viele Schwierigkeiten und Kosten. Die einfachste, solideste und am leichtesten ausführbare Bauart wird nun erzielt, wenn man zunächst für eine möglichst solide Lagerung der Schwungradswelle sorgt und dann den Dampfcylinder so direkt als möglich mit den Lagern der Schwungradswelle durch Stangen, Schilde oder Gestellrahmen verbindet. Dieses Bausystem empfiehlt sich insbesondere auch für Dampfschiffsmaschinen und wird auch in neuerer Zeit ganz konsequent befolgt. Die Maschinen für Schraubenschiffe sind Möbelmaschinen, der Unterbau hat nichts zu thun, als das Gewicht der Maschine zu tragen. Bei den Rädermaschinen wird von Schiffswand zu Schiffswand durch einen Rahmenbau eine Brücke gebildet, an welcher die Grundplatte der Maschinencylinder vermittelst schmiedeeiserner Stangen, von verhältnissmässig nicht sehr starkem Querschnitt, aufgehängt wird, so dass streng genommen ein Unterbau zum Tragen gar nicht nothwendig wäre. Die alten Schiffsmaschinen und namentlich die Watt'schen, welche eine so grosse Verbreitung hatten, waren alle fehlerhaft erbaut; es waren wohl Möbelmaschinen, aber sie wurden an den Schiffsboden angeschraubt und die verschiedenen Kurbellager waren gar nicht direkt unter sich, noch mit den Schiffswänden verbunden. Wesentlich für die Solidität des Baues ist auch der Mechanismus zur Verwandlung der Kolbenbewegung in eine rotirende; die direktest wirkende mit Gleitstücken, Schubstange und Kurbel ist ohnstreitig die einfachste, solideste und beste. Der Balanciermechanismus ist kostspielig, unsolid, weitläufig, hat aber allerdings die angenehme Eigenschaft, dass man so leicht eine be-

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

liebige Anzahl von Kolben und anderen Stangen mit beliebiger Geschwindigkeit bewegen kann. Günstig für die Solidität des Baues ist es, wenn die Schwungradswelle nicht hoch in die Luft, sondern tief unten an den Boden des Maschinenhauses gelegt wird.

Schliesslich ist noch zu sagen, dass diese allgemeinen Grundsätze über den Bau der Maschinen nur bei grösseren Maschinen wesentlich zu beachten sind. Bei kleinen Maschinen kann man so zu sagen alles Mögliche machen, kann man gleichsam spielen. Dies gilt überhaupt für den ganzen Maschinenbau.

Spezielle Maschinenanordnungen.

Wir wollen einige spezielle Maschinenanordnungen beschreiben und ihre Vortheile und Nachtheile bezeichnen.

Die einfache Horizontalmaschine ohne Condensation, mit oder ohne Expansion. Der Cylinder liegt horizontal auf einem gusseisernen Rahmen, an welchen auch die Geradführung der Kolbenstange und das Kurbellager befestigt werden. Die Steuerungsschieber liegen neben dem Cylinder und werden direkt von der Schwungradswelle aus vermittelst Excentern bewegt. Einer dieser Excenter kann gleich zur Bewegung der Speisepumpe benützt werden. Diese Disposition lässt hinsichtlich der Einfachheit und Solidität, so wie auch wegen der bequemen Bedienung nichts zu wünschen übrig, ist sehr verbreitet und dürfte allmählig alle anderen Dispositionen verdrängen. Man hat oftmals die horizontale Lage des Cylinders in so ferne getadelt, weil der Kolben durch sein Gewicht nach unten stärker gegen die Cylinderwand drückt als nach oben. Allein diese Einwendung ist von keinerlei Belang, wie die vielen tausend Lokomotivmaschinen beweisen.

Horizontale Doppelmaschine mit Condensation und Expansion. Jede einzelne von den beiden Maschinen ist in ähnlicher Weise angeordnet, wie die oben beschriebene. Die mit zwei unter rechtem Winkel gegeneinander gestellten Kurbeln versehene Schwungradswelle liegt in Lagern, die sich an den zwei Rahmen der Maschine befinden. Von der Schwungradswelle aus wird mit Stirn- oder Kegelräder auf die Transmission übersetzt. Die Steuerungen liegen neben den Cylindern einander zugewendet und werden direkt durch Excenter bewegt. Fatal ist bei dieser Disposition der Betrieb des Condensationsapparates. Gewöhnlich wird der Condensationsapparat in einer ausgemauerten Grube aufgestellt, die sich unterhalb der Kurbel befindet und wird die Bewegung der Luftpumpe durch eine Gegenkurbel bewirkt. Zuweilen wird die Grube für den Condensator in die Mitte der Maschine verlegt und wird die Bewegung der Luftpumpe durch einen Winkelhebel hervorgebracht, dessen längerer Schenkel von der Traverse der Gleitstücke aus eine Hin- und Herbewegung erhält. Die eine wie die andere Disposition ist nicht gefällig und macht den Eindruck eines Anhängsels. Diese Doppelmaschinen gewähren einen hohen Grad von Gleichförmigkeit der Bewegung, was bei starken Expansionen sehr wichtig ist. Eine stark expandirende Maschine mit nur *einem* Cylinder gibt nie eine geschmeidige Bewegung, wie gross und schwer man auch das Schwungrad machen mag. Für den Betrieb von grösseren Fabriken werden wohl schliesslich diese Doppelmaschinen alle anderen Anordnungen verdrängen.

Die Maschine von Maudslay. Der Cylinder ist vertikal und befindet sich auf einem gehäuseartigen gusseisernen Piedestal. Die Welle liegt entweder ganz unten am Boden oder in einiger Höhe über demselben in Lagern, welche am Gestell befestigt werden. Die Kolbenbewegung wird vermittelst einer Traverse und zweier Hängestangen nach der Kurbelwelle herab übertragen. Zur Führung der Kolbenstange sind besondere Schilde angebracht. Bei den von Maudslay konstruirten Maschinen wird Condensation angewendet, und befinden sich die Gefässe dieses Apparates im Hohlraum des Fussgestelles. Das Ansehen der Maschine ist sehr gefällig, in jeder anderen Hinsicht ist diese Disposition nicht zu empfehlen. Sie gewährt wenig Solidität, ist komplizirt, unbequem zu bedienen und kostspielig. Wird nicht mehr angewendet.

Die Maschine von Saulnier. Die Disposition ist ähnlich wie bei der Maschine von Maudslay. Der Sockel ist gleichsam nur ein niedriger Schemel. Durch denselben geht die Kurbelwelle. Die Geradführung wird durch vier Säulen gehalten und getragen. Condensation wird nicht angewendet. Die Expansion wird durch einen verlängerten Schieber (mit zwei Schiebungen, einer kurzen und einer langen) bewirkt. Diese Anordnung ist wohl einfacher und solider als die von Maudslay, ist aber doch auch ausser Gebrauch gekommen.

Die Maschine von Fairbairn. Das Gestell wird durch eine dicke mit einem Sockel versehene hohle Säule gebildet. Der Cylinder hängt an der obern Deckplatte des Sockels. Das Kurbellager steht oben auf dem Säulenkapitäl. Die Geradführungen sind an der innern Wand der Säule angeschraubt. Das Aussehen der Maschine ist gefällig, in jeder andern Hinsicht nicht zu empfehlen. Unsolid, unbequem in der Bedienung etc.

Umgekehrte Aufstellung. Cylinder oben, Welle unten. Hat keinen anderen Vortheil, als dass die Welle solid gelagert werden kann.

Maschine von Meyer. Der Cylinder steht auf einer Grundplatte, die auf dem Boden des Maschinenhauses liegt. Die Kurbelwelle befindet sich hoch oben und wird durch ein Säulengestell getragen. Die eisernen Horizontalbalken desselben sind in die Seitenmauern des Maschinenhauses eingelegt und eingemauert. Die Luftpumpe wird vermittelst eines grossen Excentrums von der Schwungradswelle aus getrieben. Weitläufige, kostspielige Aufstellung, unsolide Lagerung der Kurbelwelle.

Maschine mit oscyllirendem Cylinder. Da bei dieser Maschine die Kolbenstange direkt auf die Kurbel einwirkt, also die Schubstange wegfällt, so sind diese Maschinen äusserst compendiös, in jeder andern Hinsicht aber den Maschinen mit unbeweglichem Cylinder nachzusetzen. Für Schiffsmaschinen ist diese Anordnung vortrefflich und werden auch da sehr häufig angewendet. Für den Betrieb von Werkstätten und Fabriken ist ihre Benutzung nicht motivirt.

Woolf'sche Maschine. Heut zu Tage werden keine andern Balanciermaschinen angewendet als Woolf'sche. Von allen älteren Anordnungen von Dampfmaschinen ist dies die einzige, die sich noch gehalten hat, und auch mit Recht. Der Brennstoff wird mit dieser Maschine vortheilhaft verwendet, indem starke Expansionen angewendet werden und Condensation vorhanden ist. Die Gleichförmigkeit der Bewegung ist viel grösser, als bei Expansionsmaschinen mit nur einem Cylinder. Die Dampfcylinder sind mit Dampfheizung und anderen gegen Abkühlung schützenden Umhüllungen versehen. Die Spannung des Dampfes beträgt in der Regel nicht mehr als ungefähr 2 Atmosphären, die Kessel sind daher ohne Schwierigkeit fest herstellbar. Die Anwendung des Balanciers ist hier wegen der vielen Kolbenstangen vollkommen motivirt.

Wenn die Maschine gut ausgeführt und sorgfältig aufgestellt ist, muss sie nothwendig gute Leistungen hervorbringen. Die Schwierigkeiten der Ausführung und Aufstellung werden aber doch zuletzt auch diese Maschine zu Fall bringen, so dass man einstens zum Betrieb der Werkstätten und Fabriken nur noch Maschinen mit horizontal liegenden Cylindern gebrauchen wird.

Direkt rotirende Maschinen. Von jeher war man bemüht, direkt rotirende Maschinen, d. h. solche Maschinen zu Stande zu bringen, bei welchen durch den Druck des Dampfes ohne irgend eine Maschinengliederung eine rotirende Bewegung einer Axe hervorgebracht würde. Diese Maschinen bestehen im Wesentlichen aus einer cylindrischen mit einer concentrischen oder excentrischen Axe versehenen Trommel, an welcher Axe ein Flügel oder ein irgend anders gestalteter Receptor befestigt ist, gegen welchen der Dampf drückt und mit ihm die Welle herumtreibt. Eine praktisch befriedigende Konstruktion ist aber bis jetzt noch nicht zu Stande gekommen, was sehr zu bedauern ist, denn eine derartige Maschinenkonstruktion würde zwar nicht für den Werkstätten- oder Fabrikbetrieb, wohl aber für Lokomotive und Dampfschiffe von ungemein grossem Werth sein. Die Bestrebungen sind stets an der Konstruktion eines rotirenden Kolbens gescheitert und es ist wenig Hoffnung vorhanden, dass eine solche Konstruktion jemals gelingen wird.

Lokomobile. Unter dieser Benennung versteht man eine vollständige Dampfmaschineneinrichtung mit Kessel und Maschine, die auf einem Wagen angebracht ist, vermittelst welchem das Ganze durch Pferdekraft an den Ort geschafft werden kann, wo die Maschine in Thätigkeit gesetzt werden soll. Diese Lokomobilen sind für den Betrieb von landwirthschaftlichen Maschinen, so wie auch bei Ausführung von Wasserbauten sehr nützlich und finden immer mehr und mehr Anwendung und Verbreitung. Der Kessel wird ähnlich konstruirt wie ein Lokomotivkessel. Die Maschine wird in horizontaler Lage oben an dem Kessel befestigt und wird möglichst einfach ohne Condensation und ohne Expansion eingerichtet.

Konstruktive Details.

Im ersten Band des Maschinenbaues ist die Konstruktion aller Maschinenorgane und Maschinenbestandtheile so vollständig und gründlich behandelt worden, dass uns in dieser Hinsicht nicht mehr viel Neues zu sagen übrig bleibt. Was wir noch zu sagen haben, betrifft vorzugsweise die praktische Ausführung.

Das Wichtigste ist die Anfertigung des Dampfcylinders. Um einen weichen, leicht bearbeitbaren Guss zu erhalten, wird der Cylinder in getrockneten Lehmformen gegossen. Bei kleinen Maschinen wird der Dampfkanal und auch der Schieberkasten angegossen. Bei grossen Maschinen werden diese Theile besonders hergestellt und werden an dem Cylinder nur die Einlassöffnungen in der Form von kurzen rechtwinkligen Röhrenstücken angegossen. Der Cylinder wird nicht nur sorgfältigst ausgebohrt, sondern auch ausgeschliffen, zu welchem Behufe gewöhnlich eine etwas ordinäre Prozedur dient. Der ausgebohrte Cylinder wird nämlich auf den Boden der Werkstätte gelegt, dann wird Schmirgel eingestreut, etwas Oel daran gegeben, ein ungefähr nach der innern Rundung des Cylinders gekrümmter schwerer Bleiblock daraufgelegt, mit Stangen angefasst und parallel mit der Axe hin und her geschleift. Von Zeit zu Zeit wird der Cylinder etwas gewendet, damit nach und nach die ganze innere Fläche abgeschliffen wird. Poren und kleinere Unvollkommenheiten des Gusses werden mit Blei oder mit Eisenkitt ausgebessert. Die Cylinderdeckel werden zuweilen hohl gemacht, wodurch sie Festigkeit erhalten und zum Schutz gegen Abkühlung mit Dampf geheizt werden können.

Bei den besten Maschinen wird noch der Cylinder mit einem Mantel umgeben, und wird der Zwischenraum mit Dampf geheizt. Aussen wird der Cylindermantel mit einer Schicht von schlechten Wärmeleitern (Filz, Haaren) und mit einer Verschalung von Holz umgeben. Ueber die Einrichtung und Herstellung der Kolben ist bereits das Erforderliche im ersten Band gesagt worden. Bei Niederdruckmaschinen sind noch die Kolben mit Hanfdichtung im Gebrauch, weil dadurch die Cylinder am besten geschont werden. Für Mittel- und Hochdruckmaschinen sind jedoch Kolben mit Metalldichtungen nothwendig. Segmentkolben kommen allmählig ausser Gebrauch, Ringdichtungen werden mehr und mehr vorherrschend. Bei grossen Maschinen werden häufig gewölbte Kolben angewendet, sie gewähren Festigkeit und gestatten, dass die Hülse zum Ankeilen oder Anschrauben der Kolbenstange lang gemacht werden kann, was diese Befestigung begünstiget. Wird der Kolben gewölbt gemacht, so müssen aber die beiden Cylinderdeckel entsprechend, nämlich so geformt werden, dass die innere Fläche der Deckel überall um gleich viel von der Begrenzungsfläche des Kolbens absteht, wenn dieser am Deckel steht. Die Stopfbüchsen werden mit Hanf ausgedichtet.

Damit die Steuerung keinen Dampfverlust verursacht, müssen die Schieber möglichst sorgfältig an die Schleifflächen angepasst werden. Diese Berührungsflächen werden nicht nur gehobelt, sondern auch mit Schmirgel und Oel geschliffen. Es muss dafür gesorgt werden, dass die Schieber stets korrekt durch den Dampf gegen die Schleifflächen gepresst werden. Der Schieber wird von einem schmiedeeisernen Rahmen so umfasst, dass er durch denselben hin und her geschleppt wird, aber nach der auf der Ebene des Rahmens senkrechten Richtung in dem Rahmen schleift. Sehr misslich ist der Umstand, dass die Berührungsflächen des Schiebers und der Schleifflächen eine reichliche Oelung nicht gestatten, weil das Oel durch den hin und her gehenden Schieber in die Oeffnungen der Dampfkanäle geschoben wird. Um die beträchtliche Kraft, welche die Bewegung des Schiebers erfordert, zu vermindern, hat man zuweilen versucht, den Druck des Dampfes gegen den Schieber durch einen Gegendruck theilweise zu balanciren; aber auch von dieser Mode ist man abgekommen.

Die Führungslineale werden mit der Zeit hohl, weil die Pressung der Gleitstücke gegen dieselben variabel ist. Diese Lineale müssen daher zum Wegnehmen eingerichtet werden, um sie, wenn sie hohl geworden sind, abnehmen und eben schleifen zu können.

Ueber die Schubstangen und Kurbeln ist bereits das Nöthige im ersten Band gesagt worden. Aus Oekonomie werden meistens gusseiserne Kurbeln angewendet. Schmiedeeiserne verdienen aber entschieden den Vorzug.

Bei Balanciermaschinen werden gewöhnlich zur Geradführung der Kolbenstange Parallelogramme angewendet. Die Herstellung derselben verursacht sehr viele, sehr schwierige und kostspielige Arbeiten. In neuerer Zeit ersetzt man desshalb oftmals die Parallelogramme durch Schleifführungen.

Bei Horizontalmaschinen müssen die Kurbellager mit vier Backenstücken ausgefüttert werden. Die oben und unten anliegenden Backen werden durch das Anziehen der Deckelschrauben angepresst und sind wegen des Gewichtes des Schwungrades und der Welle nothwendig. Die seitlich anliegenden Backen werden durch eingelegte Keile angedrückt und müssen vorhanden sein, weil die Welle wegen der horizontalen Lage des Cylinders horizontal hin und her gezerrt wird.

Das Wichtigste und Unerlässlichste bei einer Dampfmaschine ist eine höchst sublime Ausführung und bestes Konstruktionsmaterial. Der Dampfmaschinenbau erfordert geschickte Arbeiter und gute Arbeitsmaschinen. Handarbeit ist nur für solche Theile zulässig, die für das Auge rein geformt erscheinen sollen, die aber nicht mitfunktioniren. Die Flächen, in welchen sich die beweglichen

Maschinenorgane berühren, können nur vermittelst vortrefflicher Arbeitsmaschinen die erforderliche Genauigkeit erhalten. Zur Herstellung von guten Dampfmaschinenanlagen ist nicht viel Wissenschaft, dagegen aber sind vorzügliche Werkstätteneinrichtungen und grosse Virtuosität von Seiten der Arbeiter erforderlich.

Aufstellung der Dampfmaschinen.

Ueber die Aufstellung der Möbelmaschinen ist nicht viel zu sagen. Dieselbe geschieht in der Werkstätte, indem man das Maschinengestell herstellt und dann alle Bestandtheile der Maschine an das Gestell anlegt und anschraubt. Dabei kommt es wesentlich darauf an, den Gestellbau so einzurichten und anzuordnen, dass gewisse Theile, gegen welche die Cylinder und die Lager befestigt werden sollen, auf Maschinen bearbeitet werden können. Bei Schiffsmaschinen werden z. B. die Kurbelaxenlager an die Lagerbrücken angegossen, weil es kaum möglich ist, an einem so grossen Gussstück die Lagerplatten auf Hobelmaschinen zu bearbeiten. Die Lagerhöhlungen und Lagerschalen werden dann vermittelst einer Bohraxe mitsammen ausgebohrt, wodurch man es dahin bringt, dass die geometrischen Axen aller Lagerhöhlungen in eine und dieselbe gerade Linie fallen.

Belehrend ist die Aufstellung einer Balancierdampfmaschine, daher wir hierüber einige wesentliche Andeutungen geben wollen. Zuerst wird das Maschinenhaus hergestellt und werden in demselben die Quadersätze aufgeführt, auf welchen der Cylinder, die Balancierträger (gewöhnlich Säulen) und das Kurbelaxenlager aufzustellen sind. So wie die Umfassungsmauern des Maschinenhauses die Höhe erreicht haben, wo das gewöhnliche gusseiserne Traggebälk anzubringen ist, wird dieses in die Mauern eingelegt und durch Stangen, welche durch die Mauern gehen, festgeschraubt. Dann werden auf dem mittleren Quadersatz die Stellen bezeichnet, wo die Tragsäulen aufzustellen sind und werden durch diesen Quadersatz die Löcher hinabgetrieben, durch welche die Stangen zur Befestigung der Tragsäulen hinabzulassen und anzukeilen oder anzuschrauben sind. Dann wird auf das Gebälk der Lagerstuhl für die Balancieraxe montirt und endlich der Balancier eingelegt und auf das Sorgfältigste so adjustirt, dass die geometrische Drehungsaxe des Balanciers genau eine horizontale Lage erhält, und dass die mittlere Lageraxe des Balanciers auf der Drehungsaxe senkrecht steht. Bei den weiteren Operationen der Aufstellung leistet dann der Balancier ähnliche Dienste, wie die Wasserradwelle bei Aufstellung eines Wasserrades. Es werden nämlich vom Balancier aus durch Senkel die Punkte auf den Quadern des Fundaments markirt, wo die Maschinencylinder, die Pumpencylinder und das Kurbellager anzubringen sind und wo die Löcher für die Fundamentstangen hinabzutreiben sind. Sind diese Löcher hergestellt, so werden die Grundplatten gelegt, die Fundamentstangen eingesenkt und vorläufig leicht angezogen, und werden die auf diese Platten zu befestigenden Körper aufgestellt, vorläufig adjustirt und leicht angeschraubt. Nun werden alle diese Theile vermittelst der vom Balancier herabhängenden Senkel so wie auch vermittelst Wasserwagen und Setzlatte auf das Genaueste horizontal oder vertikal adjustirt und werden schliesslich alle Schrauben und Keilungen fest angezogen. Die Montirung der kleineren Details bedarf keiner Erklärung. Der Hauptvortheil der Montirung besteht hier darin, dass man den Balancier so bald als möglich in seine richtige Lage bringt und dass dann alle andern Theile nach dem Balancier gerichtet werden.

ZEHNTER ABSCHNITT.

Die neueren Maschinen zur Benutzung der motorischen Kraft der Wärme.

Kritik der älteren Maschinen.

Die besten von den älteren Dampfmaschinen, welche wir im Vorhergehenden einlässlich studirt haben, erfordern in der Stunde für jede Pferdekraft Nutzleistung 2^{Klg} gute Steinkohlen. Diesem Brennstoffaufwand entspricht ein dynamisches Aequivalent von $2 \times 7000 \times 424 = 5936000^{\mathrm{Klgm}}$. Die stündliche Nutzleistung einer Pferdekraft ist dagegen nur $3600 \times 75 = 270000^{\mathrm{Klgm}}$. Diese letztere beträgt also nur $\frac{270000}{5936000} = \frac{1}{22}$ von der im Brennstoff enthaltenen Leistungsfähigkeit. Es wird also selbst durch diese besten Dampfmaschinen die Wärme der Brennstoffe im höchsten Grade unvollständig ausgenützt, obgleich diese Maschinen so exakt und vollkommen ausgeführt werden, dass in dieser Hinsicht eine Verbesserung kaum mehr denkbar ist. Die Ursache dieser ungünstigen Wärmebenutzung liegt also nicht in der Herstellung der Maschinen, sondern muss in dem Wärmebenutzungsprinzip gesucht werden, und lässt sich in der That leicht ausfindig machen. Zunächst ist die Dampferzeugung mit einer sehr grossen Wärmeverschwendung verbunden, indem diejenige Wärme, welche zur Aenderung des Aggregatzustandes des Wassers erforderlich ist, rein verloren geht, sodann wird bei diesen älteren Maschinen der Dampf, nachdem er gegen den Kolben gewirkt hat, in einem Zustand entlassen oder vernichtet, in dem er noch sehr viel Wärme enthält und Spannkraft besitzt. Dazu kommt noch, dass die Verbrennungsgase der

Kesselfeuerungen mit einer Temperatur von circa 200° in das Kamin entweichen. Fasst man dies Alles zusammen, so wird es begreiflich, dass mit diesen vortrefflich ausgeführten Maschinen nur der 22ste Theil der im Brennstoff enthaltenen Wärme nutzbringend gemacht wird; zugleich erhalten wir aber durch diese Kritik der älteren Maschinen Winke, die zu Verbesserungen führen könnten; wir wollen daher diese Spuren zu verfolgen suchen.

Maschinen mit überhitztem Dampf.

Ein Kubikmeter voll Flüssigkeit einer bestimmten Art ist in rein mechanistischer Hinsicht so viel werth, als ein Kubikmeter Flüssigkeit einer andern Art, vorausgesetzt, dass beide Flüssigkeiten gleich grosse Spannkraft haben. Bilden wir zuerst einen Kubikmeter Kesseldampf von nur einer Atmosphäre Spannkraft, schliessen diesen Dampf in ein besonderes Gefäss ein und erhitzen denselben bis eine Spannkraft von n Atmosphären eintritt, so erhalten wir *Einen* Kubikmeter überhitzten Dampf von n Atmosphären Spannkraft, der eine eben so grosse mechanistische Wirkung hervorzubringen vermag, als Ein Kubikmeter Kesseldampf, dessen Bildung aber weniger Wärme erfordert, als die Bildung des Kesseldampfes. Dies wollen wir zunächst nachweisen.

Ein Kubikmeter Kesseldampf von einer Atmosphäre Spannkraft wiegt nahe $0{\cdot}6^{\mathrm{Klg}}$ und erfordert (nach der Watt'schen Regel) zu seiner Bildung aus Wasser von 0° Temperatur $650 \times 0{\cdot}6 = 390$ Wärmeeinheiten. Um diesen Kubikmeter Kesseldampf von einer Atmosphäre Spannkraft, also von 100° Temperatur in überhitzten Dampf von n Atmosphären zu verwandeln, muss er auf eine Temperatur t gebracht werden, die durch folgenden Ausdruck bestimmt wird:

$$1 + \alpha\, t = n\,(1 + 100\,\alpha)$$

demnach:

$$t = 100\,n + \frac{n-1}{\alpha}$$

oder es muss eine Temperaturerhöhung von

$$t - 100 = (n-1)\left(100 + \frac{1}{\alpha}\right)$$

hervorgebracht werden. Da dieser Kubikmeter Dampf noch immer $0{\cdot}6^{\mathrm{Klg}}$ wiegt und die spezifische Wärme des Wasserdampfes $0{\cdot}475$ ist, so beträgt die zur Temperaturerhöhung erforderliche Wärmemenge $0{\cdot}6 \times 0{\cdot}475 \times (n-1)\left(100+\frac{1}{\alpha}\right)$ Wärmeeinheiten, wobei $\alpha = 0{\cdot}00367$, also $\frac{1}{\alpha} = 273$. Die totale Wärmemenge zur Erzeugung von 1^{Kbm} überhitztem Dampf von n Atmosphären Spannkraft ist demnach: $390 + 106\,n$ Wärmeeinheiten.

Ein Kubikmeter Kesseldampf von n Atmosphären Spannkraft wiegt: $0{\cdot}1427 + 0{\cdot}0000473 \times 10330 \times n = 0{\cdot}1427 + 0{\cdot}4886\,n$ und erfordert nach der Watt'schen Regel eine Wärmemenge von $650\,(0{\cdot}1427 + 0{\cdot}4886\,n) = 92{\cdot}8 + 318\,n$ Wärmeeinheiten. Das Verhältniss der Wärmemenge für $\frac{1^{Kbm}\text{ überhitzten Dampf}}{1^{Kbm}\text{ Kesseldampf}}$ ist demnach:

$$\frac{390 + 106\,n}{92{\cdot}8 + 318\,n}$$

Für n =	2	3	4
wird dieses Verhältniss	0·87	0·70	0·60

Die Anwendung des überhitzten Dampfes verspricht also vom theoretischen Standpunkt aus einige Vortheile. Allein die Realisirung dieses Gedankens dürfte schwerlich in befriedigender Weise gelingen. Der Apparat zur Erzeugung des überhitzten Dampfes ist viel komplizirter, als der eines gewöhnlichen Dampfkessels, verspricht wenig Raum und die Dampfmaschine mit der Benutzung des überhitzten Dampfes wird wegen der hohen Temperatur desselben auch viele praktische Schwierigkeiten verursachen, est ist also wenig Aussicht vorhanden, dass durch die Anwendung von überhitztem Dampf erhebliche praktische Vortheile erzielt werden können.

Schwefelätherdampfmaschine.

Der Schwefeläther ist eine sehr leicht verdampfbare, aber äusserst flüchtige und leicht entzündbare, tropfbare Flüssigkeit. Die Verdampfungswärme ist nur 168 Wärmeeinheiten, seine Siedetemperatur + 36°. Da nun die Anwendung des Wasserdampfes vorzugsweise wegen seiner grossen Verdampfungswärme nachtheilig ist, so unterliegt es keinem Zweifel, dass (abgesehen vom Ankaufspreis) der Schwefeläther als eine vielversprechende Substanz erscheint. Derlei Schwefeläthermaschinen sind in neuerer Zeit von einem französischen Ingenieur *Du Tremblay* in ganz grossem Maassstabe für Fabriken und für Dampfschiffe erbaut worden.

Die Skizze Tafel XXIX., Fig. 5 gibt ein Bild einer solchen mit einer gewöhnlichen Wasserdampfmaschine kombinirten Aethermaschine. Da die Verdampfung des Schwefeläthers durch Verbrennungsgase im höchsten Grade feuergefährlich ist, wendet Du Tremblay zu diesem Behufe Wasserdampf an, wodurch aber die Einrichtung sehr komplizirt wird.

Fig. 5. a ist ein gewöhnlicher Wasserdampfkessel, b eine ganz gewöhnlich eingerichtete Wasserdampf-Expansionsmaschine, c ein Generator, welcher flüssigen Schwefeläther enthält, der durch den aus b entweichenden Wasserdampf zum Verdampfen gebracht wird. Dieser Generator ist ähnlich wie ein Hall'scher Condensator eingerichtet, enthält also eine sehr grosse Anzahl von engen dünnwandigen Kupferröhren, die von flüssigem Schwefeläther umgeben sind und von Wasserdampf durchströmt werden, dadurch wird der Schwefeläther verdampft, der Wasserdampf dagegen condensirt. Das durch die Condensation entstehende Wasser wird durch eine kleine von der Schwungradswelle aus getriebene Pumpe d in den Kessel a zurückgetrieben. Der Schwefelätherdampf geht dagegen in die Maschine e über, die wie eine Wasserdampf-Expansionsmaschine eingerichtet ist. Aus der Maschine e entweicht der Schwefelätherdampf in einen Röhrencondensator *f*, wird durch Abkühlung der Wände vermittelst kalten Wassers condensirt und durch eine kleine Pumpe g in den Generator zurückgebracht. Eine Pumpe h liefert das Condensationswasser für die Condensation des Schwefeläthers in *f*. Abgesehen von den Flüssigkeitsverlusten, die durch unvollkommene Dichtungen entstehen, wird die Maschine nur einmal mit Wasser und mit Schwefeläther versehen, und während des Ganges der Maschine cirkuliren diese Flüssigkeiten bald in tropfbarer, bald in ausdehnsamer Form in der Maschine umher.

Ungeachtet aller Sorgfalt, die auf die Einrichtung der Dichtungen verwendet wurde, gelang es doch nicht, die Verschlüsse dauernd so vollkommen herzustellen, dass keine merklichen Entweichungen von Schwefelätherdampf statt gefunden hätten. Die Maschine blieb feuergefährlich und der Betrieb wird durch die Verluste an Aether kostspielig, so wie auch wegen ihrer komplizirten Zusammensetzung krafterschöpfend. Das Unternehmen scheiterte und wird wohl nicht mehr eine Wiederholung finden.

Die Luftexpansionsmaschine des Verfassers.

Ein Kubikmeter atmosphärische Luft von n Atmosphären Spannkraft hat den gleichen motorischen Werth, wie ein Kubikmeter Wasserdampf von der gleichen Spannkraft. Allein die Lufterzeugung erfordert weniger Kraft und Wärme als die Dampferzeugung, indem bei ersterer eine Aenderung eines Aggregatzustandes nicht vorkommt. Hierauf gründet sich die von dem Verfasser erdachte Luftexpansionsmaschine, die im Wesentlichen folgende Einrichtung erhalten hat.

Tafel XXIX., Fig. 6. a ist eine Luftcompressionsmaschine, deren Einrichtung im Wesentlichen mit jener eines Cylindergebläses übereinstimmt, b ein Calorifer (nach dem Gegenstromprinzip eingerichtet), c die Luftexpansionsmaschine mit Ventilsteuerung. Dieselbe ist wie eine gewöhnliche Wasserdampfexpansionsmaschine angeordnet. Die beiden Maschinen stehen mit einer Welle d in Verbindung, die mit zwei unter rechtem Winkel gegen einander gestellte Kurbeln und mit einem Schwungrad nebst Transmissionsrad versehen ist. Die Luftpumpe a saugt bei α reine kalte atmosphärische Luft ein, comprimirt dieselbe, treibt die kalte comprimirte Luft durch den Calorifer b, wobei die Luft erhitzt und ohne Aenderung der Spannkraft ausgedehnt wird, um zuletzt die Luftexpansionsmaschine c zu treiben und schliesslich aus derselben bei β zu entweichen. Die Luftpumpe erschöpft Kraft, die Maschine c wirkt motorisch. Die Nutzleistung der Maschine wird durch die Differenz zwischen der Kraftproduktion von c und der Kraftkonsumtion von a bestimmt.

Im Beharrungszustand der Bewegung der Maschine wird bei jeder Umdrehung der Schwungradswelle dem Gewicht nach eben so viel Luft in den Calorifer getrieben, als in der gleichen Zeit durch den Arbeitscylinder c aus dem Calorifer entfernt wird. Im Beharrungszustand der Bewegung tritt also in dem Calorifer keine Aenderung der Spannkraft ein. Im Beharrungszustand der Bewegung muss im Calorifer eine Spannkraft eintreten, die im Stande ist, den gesammten Widerständen, welche der Bewegung der Maschine entgegenwirken, das Gleichgewicht zu halten. Diese Spannkraft ist demnach unabhängig von der Grösse des Heizapparates, von der Brennstoffmenge, die im Calorifer verbrannt wird und von der Geschwindigkeit der Maschine. Die mittlere Geschwindigkeit der Bewegung (Anzahl der Schwungradsumdrehungen in einer

Minute) richtet sich dagegen nicht nur nach dem mittleren Widerstand, sondern auch nach der Grösse der Heizfläche des Calorifers und nach der Brennstoffmenge, die in jeder Sekunde oder Stunde auf dem Rost des Calorifers verbrannt wird.

Effektberechnung der Maschine. Bei der folgenden Berechnung der Maschine setzen wir voraus: 1) dass ein Beharrungszustand vorhanden sei, 2) dass keine schädlichen Räume vorkommen, 3) dass die eigenen Reibungswiderstände der Maschine vernachlässigt werden dürfen, 4) dass die Spannungs- und Temperaturänderungen der Luft in dem ganzen Apparat nicht nach dem einfachen Mariott'schen Gesetz, sondern nach dem Seite 262 erklärten potenzirten Mariott'schen Gesetz statt finden.

Nennen wir:

F die Heizfläche des Calorifers,

$\mathfrak{C}_1 = 0{\cdot}2377$ die Wärmekapazität der atmosphärischen Luft bei constantem Druck,

$\mathfrak{C} = 0{\cdot}1686$ die Wärmekapazität der atmosphärischen Luft bei constantem Volumen,

$k = \frac{1}{253}$ den Wärmeübergangscoeffizienten auf die Zeitsekunde bezogen,

q die Luftmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in den Calorifer getrieben wird,

Q die Luftmenge in Kilogrammen der Verbrennungsgase pro 1'',

A a die Querschnitte des Treibkolbens und des Pumpenkolbens,

L l die Kolbenschübe dieser beiden Kolben,

L_1 den Weg, den der Treibkolben zurücklegt, bis die Absperrung eintritt,

γ_0 das Gewicht von 1^{Kbm} atmosphärischer Luft bei 0^0 Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre,

R den auf einen Quadratmeter des Arbeitskolbens reduzirten Widerstand, welchen die zu betreibenden Arbeitsmaschinen verursachen,

$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf einen Quadratmeter,

p die Spannkraft der Luft im Calorifer,

T_0 die Temperatur der Verbrennungsgase unmittelbar über dem Rost,

T_1 die Temperatur, mit welcher die Verbrennungsgase die Heizfläche des Calorifers verlassen und nach dem Kamin strömen,

t_0 die Temperatur, mit welcher die komprimirte Luft in den Calorifer eintritt,

t_1 die Temperatur, mit welcher die Luft den Calorifer verlässt und in den Treibcylinder c eintritt,

t die Temperatur der äussern atmosphärischen Luft,

$\mathfrak{H}$ die Heizkraft des Brennstoffs oder vielmehr die Wärmemenge, welche durch die Verbrennung von einem Kilogramm Brennstoff entwickelt wird,

$e = 2{\cdot}718$ die Basis der natürlichen Logarithmen,

B die Brennstoffmenge in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde in dem Calorifer verbrannt wird.

Das potenzirte Mariott'sche Gesetz lautet, wie folgt: Wenn eine Luftmasse aus einem Zustand, in welchem ihre Dichte ϱ_0, ihre Temperatur Θ_0 und ihre Spannkraft s_0 ist, ohne Aenderung ihres Wärmegehaltes in eine andere Dichte ϱ_1 übergeht, so tritt eine Spannkraft s_1 und Temperatur Θ_1 ein und man hat:

$$s_1 = s_0 \left(\frac{\varrho_1}{\varrho_0}\right)^{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (1)$$

$$\Theta_1 = (272{\cdot}5 + \Theta_0)\left(\frac{\varrho_1}{\varrho_0}\right)^{\mu - 1} - 272{\cdot}5 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (2)$$

$$\mu = 1{\cdot}421 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (3)$$

Dabei bedeutet μ das Verhältniss der beiden Wärmekapazitäten der Luft. Die Richtigkeit dieses potenzirten Mariott'schen Gesetzes haben wir Seite 261 nachgewiesen.

Wenn der Kolben der Luftpumpe einen Schub zu machen beginnt, herrscht hinter dem Kolben wie vor dem Kolben ein Druck $\mathfrak{A}$. Hat der Kolben einen Weg x zurückgelegt, so ist der Druck hinter dem Kolben gleich $\mathfrak{A}$, vor dem Kolben dagegen (wegen des potenzirten Mariott'schen Gesetzes) ein gewisser Druck y, der durch folgenden Ausdruck bestimmt wird:

$$y = \mathfrak{A}\left(\frac{1}{1 - x}\right)^{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (4)$$

Dieser Werth von y drückt die vor dem Kolben herrschende Spannung aus, bis das Druckventil sich öffnet, was in dem Augenblick geschieht, wenn y gleich p (gleich der Spannung im Calorifer) geworden ist. Nennt man ξ den Weg, den bis dahin der Kolben zurückgelegt hat, so ist:

$$p = \mathfrak{A}\left(\frac{1}{1 - \xi}\right)^{\mu}, \quad \xi = 1 - 1\left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (5)$$

Es ist ferner: $\int_0^\xi a\, y\, dx$ die Wirkung, welche der Compression entspricht, $a\, p\, (l - \xi)$ die Gegenwirkung vor dem Kolben während des Theils $l - \xi$ der Schublänge, während das Druckventil geöffnet ist. $a\, l\, \mathfrak{A}$ die Wirkung, welche der hinter dem Kolben während des ganzen Schubes wirkende Druck $\mathfrak{A}$ entwickelt. Nennt man w_2 die Wirkung, welche der Compression entspricht, w_1 die totale Wirkung, welche ein Schub erfordert, so findet man:

$$w_2 = \int_0^\xi a\, y\, dx, \quad w_1 = \int_0^\xi a\, y\, dx + a\, p\, (l - \xi) - a\, l\, \mathfrak{A}$$

Setzt man für y den Werth (4) und für ξ den Werth (5), so findet man:

$$w_2 = \frac{a\, l\, \mathfrak{A}}{\mu - 1}\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \quad \ldots \ldots \quad (6)$$

$$w_1 = a\, l\, \mathfrak{A}\, \frac{\mu}{\mu - 1}\left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \quad \ldots \quad (7)$$

Diese Wirkungen können auch in anderer Weise ausgedrückt werden. Es ist vermöge (2):

$$\frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t} = \left(\frac{1}{1 - \xi}\right)^{\mu - 1} \quad \ldots \ldots \quad (8)$$

oder wegen (5):

$$\frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t} = \left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} \quad \ldots \ldots \quad (9)$$

demnach

$$\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1 = \frac{1 + \alpha\, t_0}{1 + \alpha\, t} - 1 = \frac{\alpha\, (t_0 - t)}{1 + \alpha\, t}$$

daher wird:

$$w_2 = a\, l\, \frac{\mathfrak{A}}{\mu - 1}\, \frac{\alpha\, (t_0 - t)}{1 + \alpha\, t} = \frac{a\, l\, \gamma_0}{1 + \alpha\, t_0}\, \frac{\mathfrak{A}\, \alpha\, \mathfrak{C}}{\gamma_0\, (\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})}\, (t_0 - t)$$

wobei $\mu = \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}$ das Verhältniss der beiden Wärmekapazitäten $\mathfrak{C}_1$ und $\mathfrak{C}$ für Luft bedeutet und γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter Luft bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre.

Nun ist: $\frac{a\, l\, \gamma_0}{1 + \alpha\, t} = G$ das Gewicht der atmosphärischen Luft einer Cylinderfüllung, $\frac{\mathfrak{A}\,\alpha}{\gamma_0\,(\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})} = \mathfrak{f}$ der motorische Werth einer Wärmeeinheit (das mechanische Wärmeäquivalent), demnach wird:

$$w_2 = G\,\mathfrak{f}\,\mathfrak{C}\,(t_0 - t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (10)$$

und eben so wird:

$$w_1 = G\,\mathfrak{f}\,\mathfrak{C}_1\,(t_0 - t) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (11)$$

die Wirkungsgrösse, welche zur Bewältigung eines Kolbenschubes nothwendig ist. Diese Gleichungen hätten wir gleich an die Spitze stellen und daraus (6) und (7) herleiten können. Hieraus sieht man aber auch, dass die Wirkung w_2, welche der Compression entspricht, nicht verloren geht, denn durch die Compression geht die Luft von der Temperatur t in t_0 über und dieser Temperaturerhöhung entspricht eine Wirkungsgrösse, die genau gleich w_2 (Gleichung 10) ist.

Nimmt man in den Ausdrücken statt G die Luftmengen, welche in jeder Sekunde komprimirt werden, so sind auch w_2 und w_1 die auf eine Sekunde bezogenen Wirkungsgrössen oder Effekte.

Die Wärmemenge, welche in die Heizröhren des Calorifers eindringen muss, damit die Luft ohne Aenderung ihrer Spannkraft von der Temperatur t_0 bis zu t_1 gebracht wird, ist: $G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)$. Der motorische Werth dieser Wärmemenge ist:

$$\mathfrak{f}\,G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (12)$$

Die Wirkung, welche der Arbeitskolben bei einem ganzen Schub produzirt, ist:

$$W_1 = \int_{L_1}^{L} y\,A\,dx + A\,p\,L_1 - A\,\mathfrak{A}\,L$$

dabei ist: $y = p\left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu}$

Verrichtet man die Integration, so findet man:

$$W_1 = A\,L\,p\left[\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L}\,\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{\mathfrak{A}}{p}\right] \quad \ldots \quad (13)$$

Nennen wir endlich $\mathfrak{W}_1$ die reine nützliche Wirkung, welche wir durch jede Wärmeeinheit des Brennstoffs gewinnen, so erhalten wir:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{W_1 - w_1}{G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} = \frac{1}{G\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} \left\{ \begin{array}{l} A\,L\,p \left[\dfrac{L_1}{L} + \dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \right] \\ - a\,l\,\mathfrak{A}\,\dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\} \quad (14)$$

Allein $a\,l\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t}$ ist das Gewicht q_1 einer Füllung des Pumpencylinders, $A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_1}$ das Gewicht der Luftmenge, die bis zur Absperrung in den Arbeitscylinder eintritt. Da diese Gewichte gleich sind, so hat man:

$$\frac{a\,l\,\gamma_0}{1 + \alpha\,t} = A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_1} = q_1 \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (15)$$

Hieraus folgt:

$$A\,L\,p = \mathfrak{A}\,q_1\,\frac{L}{L_1}\,\frac{1 + \alpha\,t_1}{\gamma_0}, \quad a\,l\,\mathfrak{A} = \mathfrak{A}\,q_1\,\frac{1 + \alpha\,t}{\gamma_0}$$

Führt man diese Werthe in (14) ein, so erhält man:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{\mathfrak{A}}{\gamma_0\,\mathfrak{C}_1\,(t_1 - t_0)} \times$$

$$\left\{ (1 + \alpha t_1) \left[1 + \frac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_1}\,\frac{\mathfrak{A}}{p} \right] - (1 + \alpha\,t)\,\frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \right\} \quad (16)$$

Die reine Nutzwirkung, welche einem Kolbenschub entspricht, ist $W_1 - w_1$. Dividirt man diese durch die Zeit $\frac{L}{V}$ eines Schubes, so erhält man den reinen Nutzeffekt. Es ist demnach:

$$E_n = \frac{W_1 - w_1}{\dfrac{L}{V}} = \frac{V\,(W_1 - w_1)}{L}$$

Setzt man für W_1 und w_1 ihre Werthe, so wird:

$$E_n = A\,p\,V \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\ - \dfrac{a\,l\,\mathfrak{A}}{A\,L\,p}\,\dfrac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1 \right] \end{array} \right\}$$

oder wegen (15):

$$E_n = A\,V\,p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1-\left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\[2ex] -\dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1}\,\dfrac{\mu}{\mu-1}\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \end{array} \right\} \quad . \; . \quad (17)$$

Vermöge der Bedeutung des Zeichens R ist auch $E_n = R\,A\,V$, demnach:

$$R = p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} - \dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1-\left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\[2ex] -\dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1}\,\dfrac{\mu}{\mu-1}\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \end{array} \right\} \quad . \; . \; . \quad (18)$$

Dieser Ausdruck bestimmt also den mittleren Werth R des nützlichen Widerstandes oder wenn R gegeben wäre, die Spannung p der Luft im Calorifer.

Wenn es sich um eine neu zu erbauende Maschine handelt, ist als gegeben anzusehen E_n, p, V u. s. f., zu suchen A, a, F.

Aus (17) folgt:

$$A = \frac{\dfrac{E_n}{V\,p}}{\left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1-\left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\[2ex] -\dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1}\,\dfrac{\mu}{\mu-1}\left[\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1\right] \end{array} \right\}} \quad . \; . \; . \quad (19)$$

Aus (15) ergibt sich dann ferner

$$a = A\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1+\alpha t}{1+\alpha t_1}\left(\frac{L_1}{L}\right)\frac{L}{l} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (20)$$

$$q = \frac{a\,v\,\gamma_0}{1+\alpha t} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (21)$$

wobei q die in jeder Sekunde zu erwärmende Luftmenge bedeutet, v die Geschwindigkeit des Pumpenkolbens in einer Sekunde. Zur

Bestimmung der Heizfläche des Calorifers hat man, vorausgesetzt dass derselbe als Gegenstromapparat angeordnet wird,

$$F_g = \frac{1}{k} \frac{\text{lognat} \frac{T_0 - t_1}{T_1 - t_0}}{\frac{1}{Q\,S} - \frac{1}{q\,s}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (22)$$

$$Q\,S = q\,s \frac{t_1 - t_0}{T_0 - T_1} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (23)$$

Die verschiedenen Temperaturzustände der Luft werden durch Gleichung (2) bestimmt.

Es ist:

$$t_0 = \left(t + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\mu - 1} - \frac{1}{\alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (24)$$

Den Temperaturunterschied $t_1 - t_0$ hat man durch die Anlage des Calorifers ganz in seiner Macht. Wenn man die Heizfläche gross genug nimmt und hinreichend Brennstoff verbrennt, kann man eine beliebige Luftmenge beliebig erhitzen.

Für die Temperatur $\mathfrak{T}$, die am Ende der Expansion vorhanden ist, hat man:

$$\mathfrak{T} = \left(t_1 + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1} - \frac{1}{\alpha} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (25)$$

Nennt man endlich p_1 die Spannung am Ende der Expansion, so ist wegen (1):

$$p_1 = p\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (26)$$

Maximalverhältnisse. Die Lufterhitzung $t_1 - t_0$ und die Expansion $\left(\frac{L_1}{L}\right)$ sind von einander ganz unabhängig. Wir wollen die vortheilhaftesten Werthe dieser Grössen zu bestimmen suchen.

Die vortheilhafteste Expansion ist offenbar diejenige, bei welcher die Spannkraft der Luft hinter dem Treibkolben am Ende der Expansion glei $\mathfrak{A}$ wird, d. h. wenn $p_1 = \mathfrak{A}$ gesetzt wird. Dann ist aber vermöge (26)

$$\frac{\mathfrak{A}}{p} = \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (27)$$

und:

$$\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1}$$

Der Ausdruck (17) wird demnach:

$$E_n = A\,V\,p \left\{ \begin{array}{l} \frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} \\ - \frac{L_1}{L} \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \frac{\mu}{\mu - 1} \left[\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} - 1 \right] \end{array} \right\}$$

oder

$$E_n = A\,V\,p\,\frac{L_1}{L} \frac{\mu}{\mu - 1} \left\{ 1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1} - \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \left[\left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} - 1 \right] \right\} \quad . \quad (28)$$

Wegen (25) ist aber:

$$\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1} = \frac{1 + \alpha \mathfrak{T}}{1 + \alpha t_1} \text{ und } \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}}$$

ferner:

$$p\,\frac{L_1}{L} = \mathfrak{A} \frac{p}{\mathfrak{A}} \frac{L_1}{L} = \mathfrak{A} \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \frac{L_1}{L} = \mathfrak{A} \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu - 1} = \mathfrak{A} \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}}$$

Demnach erhält man:

$$E_n = A\,V\,\mathfrak{A} \frac{\mu}{\mu - 1} \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}} \left[1 - \frac{1 + \alpha \mathfrak{T}}{1 + \alpha t_1} - \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_1} \left(\frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha \mathfrak{T}} - 1 \right) \right]$$

oder endlich:

$$E_n = A\,V\,\mathfrak{A} \frac{\mu}{\mu - 1} \frac{\alpha^2}{(1 + \alpha \mathfrak{T})^2} (t_1 - \mathfrak{T})(\mathfrak{T} - t) \quad . \quad . \quad . \quad (29)$$

Auch findet man:

$$\mathfrak{W}_1 = \frac{\mathfrak{A}\,\alpha^2}{\gamma_0 (\mathfrak{G}_1 - \mathfrak{G})} \frac{(t_1 - \mathfrak{T})(\mathfrak{T} - t)}{(1 + \alpha \mathfrak{T})^2 (t_1 - t_0)} \quad . \quad . \quad . \quad (30)$$

Numerische Rechnungen. Um die Leistungen der calorischen Maschine beurtheilen zu können, wollen wir einige numerische Rechnungen durchführen:

Für $\frac{L_1}{L}$ =	0·5	0·6	0·7	0·8
wird $\frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1}$ =	0·603	0·461	0·330	0·213
$\frac{L_1}{L} + \frac{L_1}{L} \frac{1 - \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1}$ =	0·803	0·877	0·931	0·970

$$\frac{\mathfrak{A}}{p} = \left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu} = 0{\cdot}374 \quad 0{\cdot}506 \quad 0{\cdot}602 \quad 0{\cdot}728$$

$$\frac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu-1}{\mu}} = 1{\cdot}14 \quad 0{\cdot}71 \quad 0{\cdot}54 \quad 0{\cdot}41$$

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = 2{\cdot}67 \quad 1{\cdot}97 \quad 1{\cdot}66 \quad 1{\cdot}37$$

Obige Werthe von $\frac{L_1}{L}$ sind die vortheilhaftesten Expansionen, die den Werthen von $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ entsprechen. Setzt man $t = 10^\circ$, so findet man wegen $t_0 = \left(t + \frac{1}{\alpha}\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - \frac{1}{\alpha}$:

$$t_0 = 106 \quad 66 \quad 56 \quad 45$$

Nimmt man an, dass die Luft auf 300° erhitzt wird, dass also $t_1 = 300^\circ$ ist, so findet man vermittelst (16):

$$\mathfrak{W}_1 = 158 \quad 80 \quad 60 \quad 31 \text{ Kilogrammmeter.}$$

Der motorische Werth einer Wärmeeinheit ist aber $f = 424$, demnach:

$$\frac{\mathfrak{W}_1}{f} = \frac{1}{2{\cdot}7} \quad \frac{1}{5{\cdot}5} \quad \frac{1}{7} \quad \frac{1}{13}$$

Vermittelst der calorischen Maschine wird also $\frac{1}{3}$ bis $\frac{1}{13}$ von der Wärme des Brennstoffs benützt, was also günstig ist; allein diese Rechnungen sind unter Voraussetzungen durchgeführt, die niemals realisirt werden können. Es ist der eigene Reibungswiderstand der Maschine und sind alle Wärmeverluste vernachlässiget; die praktisch erzielbaren Resultate müssen daher beträchtlich ungünstiger ausfallen, als diese Berechnungen zeigen.

Allein selbst dann, wenn man annimmt, dass das praktisch Erreichbare nur halb so günstig ist als die Rechnungen angeben, so erscheint doch diese Luftexpansionsmaschine noch günstiger als die Dampfmaschine, und dies hat auch die Erfahrung gezeigt, denn selbst die kleinen *Ericson*'schen Maschinen, die nur schwach expandiren und sehr unvollkommene Erhitzungsapparate haben, konsumiren pro 1 Pferdekraft und pro 1 Stunde nicht mehr als 4$^{\text{Klg}}$ Koks, also nicht mehr als die kleinen Dampfmaschinen.

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg

Dass das Prinzip der Luftexpansionsmaschine gut ist, unterliegt gar keinem Zweifel, allein die praktische solide Realisirung desselben ist bis jetzt noch nicht gelungen. Die Heizapparate gehen rasch zu Grunde und die im Innern der Maschine herrschende trockene Hitze ist sehr nachtheilig, indem die Kolben nicht eingefettet werden können und alles trocken und heiss aufeinander laufen muss.

Die ältere calorische Maschine von Ericson.

Diese Maschine, welche der Erfinder in grosser Anzahl und auch in grossem Maassstabe ausgeführt hat, ist nach dem Prinzip der Wirksamkeit der Luft, ähnlich mit der vorhergehenden, namentlich in so ferne sie ebenfalls mit einer Compressionspumpe und mit einem expandirenden Treibcylinder versehen ist. Diese Maschine von Ericson unterscheidet sich jedoch von der des Verfassers in folgenden Dingen: 1) die Maschine von Ericson ist einfachwirkend, 2) sie ist mit keinem Calorifer versehen, sondern die Lufterwärmung geschieht durch den Boden des Treibcylinders, 3) sie ist mit einem sogenannten Regenerator versehen, dessen Einrichtung wir sogleich beschreiben wollen, 4) die Luft wird nur sehr schwach expandirt und auch nicht stark erhitzt. Tafel XXIX., Fig. 7 zeigt die Einrichtung dieser Maschine. a ist ein Feuerherd. In demselben ist der oben offene Treibcylinder b so eingesetzt, dass der Boden und die untern Theile der Umfangswand den Verbrennungsgasen ausgesetzt sind. c ist der Treibkolben. Es ist ein mit einem Boden versehener, mit einem schlechten Wärmeleiter theilweise ausgefüllter Hohlcylinder, der aussen an seinem oberen Rand mit einer aus Graphit bestehenden Dichtung versehen ist. d ist der Compressionscylinder. Er ist unten offen, ist mit einem Ventilkolben e versehen und am obern Deckel ist ein Druckventil *f* vorhanden. Die beiden Kolben c und e sind durch Stangen g g zusammengehängt, so dass sie mitsammen auf und nieder gehen. Diese Bewegung der Kolben wird durch einen aus Hebeln, Schubstangen und Kurbeln bestehenden Mechanismus in die drehende Bewegung der Schwungradswelle verwandelt. Das Schwungrad hat, weil die Maschine einfach wirkt, eine schwere und eine leichte Hälfte. Neben dem Cylinder steht der sogenannte Regenerator. Der einzige wesentliche Bestandtheil desselben ist ein Bündel h von übereinander liegenden Geweben aus Kupferdraht, welche Drähte eine sehr grosse Gesammtoberfläche darbieten, aber nur wenig Kupfermasse, sie werden also leicht erhitzt oder abgekühlt. Die Wirkung dieser Netze besteht nun darin, dass man die warme Luft, nachdem sie in der Maschine gewirkt hat, durch diese Netze streichen lässt, wobei sie ihre Wärme theilweise an die Netze abgibt und dieselben erwärmt, sie selbst aber in einem mehr abgekühlten Zustand entweicht. Hierauf lässt man die komprimirte kalte Luft nach entgegengesetzter Richtung durch die erwärmten Netze gehen, so dass sie vorgewärmt, die Netze aber abgekühlt werden. Auf diese Weise wird der entweichenden Luft Wärme entzogen und zum Vorwärmen der kalten komprimirten Luft benutzt. Der Regenerator ist mit zwei Ventilen i und k versehen, die sich nach entgegengesetzter Richtung öffnen. Diese Ventile werden rechtzeitig durch excentrische Scheiben, die an der Schwungradswelle befestigt sind, regiert. Wenn die kalte Luft bei l in den Regenerator eintreten soll, wird i geöffnet, bleibt aber k geschlossen. Wenn die heisse Luft bei m entweichen soll, wird k geöffnet, i geschlossen. Der untere Raum des Regeneratorgefässes kommunizirt mit dem untern Raum des Treibcylinders. Der Raum oberhalb des Druckventils kommunizirt mit l vermittelst einer Röhre, auch kann mit dieser Röhre ein Windkessel in Verbindung gebracht werden, so dass dann stets ein Vorrath von komprimirter Luft vorhanden ist. Verfolgen wir den Gang der Maschine von dem Augenblick an, wenn die Kolben in die Höhe zu gehen anfangen, setzen aber das Vorhandensein des Beharrungszustandes voraus. Wenn die Bewegung beginnt, wird das Ventil i geöffnet, die komprimirte Luft tritt in den Regenerator ein, durchzieht die in diesem Augenblick erwärmten Netze h, gelangt im vorgewärmten Zustand durch den Kanal n in den Cylinder b, wird durch den glühend heissen Boden erhitzt, erlangt grosse Spannkraft, treibt den Kolben c in die Höhe, wodurch auch e in Bewegung geräth und die im Cylinder enthaltene Luft komprimirt wird. Hat der Kolben c einen gewissen Theil seines Schubes zurückgelegt, so wird i geschlossen, wodurch in b Expansion eintritt, bis die Kolben in ihrer höchsten Stellung angelangt sind. Nun wird k geöffnet, die heisse Luft macht nun eine rückgängige Bewegung, durchstreicht die Netze des Regenerators, erwärmt dieselben, kühlt sich selbst ab und entweicht bei m in's Freie. Die Kolben c und e gehen nun niederwärts, indem sie durch die schwere Seite des Schwungrades getrieben werden, und der Pumpenkolben e bewirkt dabei die Einsaugung der kalten atmosphärischen Luft.

Es ist über diese Maschine nicht viel Gutes zu sagen. Dass ein eigentlicher Calorifer weggelassen ist und die Lufterwärmung nur durch den Boden des Treibcylinders statt findet, ist zwar eine

Vereinfachung, zugleich aber eine wahre Versündigung gegen die ächten Grundsätze, nach welchen eine vortheilhafte Benutzung der Wärme der Verbrennungsgase nur durch eine grosse Heizfläche statt finden kann. Dass die Maschine einfach wirkend ist, ist abermals eine Vereinfachung, die jedoch den Nachtheil hat, dass die Maschine für eine bestimmte Kraftleistung ungemein voluminös wird und dass ein Schwungrad mit einer leichten und einer schweren Seite angewendet werden muss. Auch bringt dadurch der Druck der äussern atmosphärischen Luft gegen die Kolben eine Ungleichförmigkeit der Bewegung hervor, indem dieser Druck der Bewewung entgegen wirkt, wenn die Kolben in die Höhe gehen, dagegen die Bewegung beschleuniget, wenn die Kolben nieder gehen. Die Maschine hat einen ganz kleinen Hub, wodurch sie zwar kleiner ausfällt, als wenn der Schub länger wäre, was aber wiederum für die Wirkung nachtheilig ist, insbesondere weil bei so kleinem Hub eine stärkere Expansion nicht zulässig ist. — Die Erwärmung der Luft am Boden des Treibcylinders geschieht während sie den Kolben des Treibcylinders fort treibt, und geschieht sogar auch dann, wenn der Kolben niedergeht und die Luft aus dem Cylinder entweicht. Dies ist abermals ungünstig; die Luft sollte erwärmt werden, bevor sie den Kolben forttreibt und sollte nicht mehr erwärmt, sondern wo möglich abgekühlt werden während der Kolben nieder geht. Der Regenerator ist zwar eine sehr sinnreiche Erfindung, aber eine namhafte Wirkung bringt er nicht hervor. Dies hat nicht nur die Theorie bewiesen, sondern hat auch die Erfahrung gezeigt. Auch wird der Regenerator bei den in neuerer Zeit in Gebrauch gekommenen Maschinen nicht mehr angewendet. Die faktischen Leistungen dieser calorischen Maschine von Ericson haben nicht im Entferntesten das geleistet, was man sich bei einer richtigen Beachtung der wahren Prinzipien versprechen dürfte.

Die neuere calorische Maschine von Ericson.

Diese neuere Maschine von Ericson, Tafel XXX., Fig. 1 ist einfach wirkend, ist mit keinem Regenerator versehen, hat nur einen Cylinder, in welchem jedoch zwei mit Ventilen versehene Kolben in der Weise spielen, dass der Raum zwischen den Kolben abwechselnd vergrössert oder verkleinert wird, wodurch das Einsaugen und Comprimiren der kalten Luft bewirkt wird. Zur Bewegung dieser Kolben ist ein aus Kurbeln, Schubstangen und Hebeln bestehender Mechanismus angewendet. Die Fig. 1 ist eine theilweise ideale Darstellung dieser Maschine, wodurch die Einrichtung derselben besser verstanden werden kann, als durch eine Darstellung der realen Maschine. a a ist der Maschinencylinder, b b ein gefässförmiger in den Cylinder hineinragender Cylinderdeckel. Das Gefäss enthält eine Rostfeuerung. Die Verbrennungsgase entweichen durch das Rohr c (nachdem sie bei der wirklichen Maschine um a herum cirkulirt sind). d ist ein Ventil, durch dessen Oeffnung die Luft aus dem Cylinder a entlassen wird, nachdem sie in der Maschine gewirkt hat. Dies Ventil wird von der Schwungradswelle aus vermittelst einer unrunden Scheibe und eines Hebels regiert, so dass es rechtzeitig öffnet oder schliesst. e ist ein im Cylinder a hin und her schleifender an die Wand von a gut anschliessender Kolben, der mit nach einwärts sich öffnenden Ventilen e_1 e_1 versehen ist. Zur Bewegung dieses Kolbens dient folgender Mechanismus: f die Schwungradswelle, g eine Kurbel, h eine mit zwei Armen h i und h k versehene Hilfsaxe, k l eine Schubstange. Von i aus wird die Kolbenstange des Kolbens e bewegt. Der Speisekolben besteht aus mehreren Bestandtheilen: 1) aus dem mit Ventilen m_1 m_1 versehenen eigentlichen Kolben m, 2) einem glockenförmigen Körper, der durch einen Blechcylinder n und aus einer Schale n_1 gebildet ist, welche letztere mit einem die Wärme schlecht leitenden Stoff ausgefüllt ist. Der Mechanismus zur Bewegung dieses Kolbens besteht aus folgenden Theilen: h_1 ein mit zwei Armen h_1 i_1, h_1 k_1 versehene Drehungsaxe, k_1 l eine in die Kurbel g eingehängte Schubstange. Die Kolbenstange ist bei i_1 eingehängt. p ein Hebel, der von einer an der Schwungradswelle befestigten unrunden Scheibe bewegt wird und das Auslassventil d regiert. q Schwungrad mit einer leichten und mit einer schweren Seite. Um die Wirkung der Maschine zu erklären, muss zunächst die Bewegung der Kolben während einer Umdrehung der Schwungradswelle verfolgt werden. Die Tafel XXX., Fig. 2, 3, 4, 5 zeigen die charakteristischen Hauptstellungen der Kolben.

Fig. 2. Der Speisekolben m auf dem todten Punkt. Der Treibkolben links gehend; sämmtliche Ventile schliessen. Zwischen den beiden Kolben kalte Luft.

Fig. 3. Der Treibkolben e auf dem todten Punkt. Der Speisekolben rechts gehend. e_1, d geschlossen, m_1 geöffnet, im Innern komprimirte Luft.

Fig 4. Der Speisekolben m auf dem todten Punkt rechts. Der Treibkolben e rechts gehend. Die Einlassventile e_1 öffnen sich, das Auslassventil d öffnet sich. Im Innern warme ausgedehnte Luft. Die Kolben stehen sich am nächsten.

Fig. 5. Der Treibkolben auf dem todten Punkt rechts, das Ventil desselben geöffnet. Der Speisekolben m links gehend, sein Ventil geschlossen. Das Auslassventil geöffnet.

Die Vorgänge sind nun:

Uebergang von	I. in II.	Compression der eingeschlossenen Luft. Kraft konsumirend.
„	„ II. „ III.	Erwärmung und Expansion der Luft. m bewegt sich kraftlos, e wird getrieben.
„	„ III. „ IV.	Lufteinsaugen durch e, Entweichen durch d.
„	„ IV. „ I.	Lufteinsaugen durch e, Luftaustreiben durch d.

Sorgfältige Versuche, welche am Conservatoir des arts et métiers mit einer neueren calorischen Maschine von Ericson angestellt wurden, haben folgende Resultate geliefert:

Pferdekraft der Maschine	. . . .	1·77
Stündlicher Brennstoffaufwand per Pferdekraft Nutzeffekt	Koks . . .	4·13
	Steinkohlen .	5·88
Spannkraft der Luft im Maximum	. . . . .	1·75 Atmosph.
Temperatur der erhitzten Luft	. . . .	272°
Den Nutzeffekt der Maschine gleich Eins gesetzt, ist der Kraftaufwand für die Luftpumpe	. . .	0·60
Reibungswiderstand der Maschine	. . . . . .	1·41
Nutzwirkung des Treibkolbens	. . . .	3·01

Die geschlossene calorische Maschine.

Bei den im Vorhergehenden beschriebenen calorischen Maschinen geht die Wärme gänzlich verloren, welche in der entweichenden noch immer bedeutend erwärmten Luft enthalten ist. Bei einer ideal vollkommenen calorischen Maschine dürfte während des Ganges der Maschine keine Luft eintreten und auch keine austreten, sondern die in ihr befindliche Luft würde nur erwärmt und die aufgenommene Wärme müsste durch einen Expansionsakt in motorische Kraft umgewandelt werden. Die Möglichkeit einer solchen Umwandlung von Wärme in Arbeit durch einen Expansionsakt kann auf folgende Art eingesehen werden: Nehmen wir an, in der Maschine sei eine gewisse Luftmenge eingeschlossen, ihre Temperatur sei t_1, ihr Volumen V_1, ihre Spannkraft N_1. Die Luft wird hierauf durch Wärme, welche durch die Wände des Gefässes eindringt,

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

auf t_2 erwärmt, jedoch ohne Volumänderung, so tritt in derselben eine Spannkraft N_2 ein. Nun dehne sich die Luft aus, ohne dabei Wärme aufzunehmen oder abzugeben, bis ihr Volumen V_2, ihre Temperatur t_3 und die Spannkraft N_3 wird. Hierauf werde sie ohne Volumänderung abgekühlt, indem ihr durch einen Regenerator Wärme entzogen wird, bis eine Spannkraft N_4 und Temperatur t_4 entsteht. Endlich werde die Luft zusammengedrückt bis auf ihr ursprüngliches Volumen V_1 und dabei soll ihre Temperatur wieder t_1 und ihre Spannkraft N_1 werden, so dass also ihr Zustand zuletzt ganz identisch wird mit ihrem anfänglichen Zustand, was allerdings nur unter gewissen Bedingungen möglich ist. Der hier eben beschriebene cyklische Vorgang kann am besten durch eine graphische Darstellung anschaulich gemacht werden. Tragen wir die Volumina als Abscissen, die Spannkräfte als Ordinaten auf, so erhalten wir für den ganzen Vorgang die Fig. 6, Tafel XXX.

Es sei $O\,a = V_1$ das anfängliche Luftvolumen, $a\,b = N_1$ die anfängliche Spannung, t_1 die anfängliche Temperatur. Wenn nun die Luft von t_1 auf t_2 erwärmt wird ohne Volumsänderung, geht die Spannkraft in $\overline{a\,c} = N_2$ über. Erfolgt hierauf die Expansion, so wird das Volumen $O\,f = V_2$, ihre Spannkraft $\overline{d\,f} = N_3$ und ihre Temperatur t_3. Erfolgt dann die Abkühlung ohne Volumsänderung, so wird ihre Spannkraft $\overline{e\,f} = N_4$ und ihre Temperatur t_4. Erfolgt endlich die Zusammendrückung, so kann die Luft wiederum in ihren ursprünglichen Zustand $\overline{O\,a} = V_1$, $\overline{a\,b} = N_1$ zurückkehren. Nun ist offenbar der Flächeninhalt von $a\,c\,d\,f$ die Arbeit, welche während des Expansionsaktes produzirt wird, der Flächeninhalt von $a\,b\,e\,f$ dagegen die Arbeit, welche während des Compressionsaktes konsumirt wird, demnach der Flächeninhalt von $b\,c\,d\,e$ die reine Nutzarbeit, welche durch den ganzen cyklischen Akt gewonnen wird. Vorausgesetzt, dass die Wärme, welche wir der Luft durch den Regenerator entzogen haben, zum Vorwärmen der Luft benutzt wird, beträgt der ganze Wärmeaufwand für den cyklischen Akt $Q\,\mathfrak{S}\,[(t_2 - t_1) - (t_3 - t_4)]$ und diesem entspricht eine motorische Arbeit

$$A = \mathfrak{k}\,Q\,\mathfrak{S}\,[(t_2 - t_1) - (t_3 - t_4)] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (1)$$

wobei $\mathfrak{k} = 424^{\text{Klgm}}$ die motorische Wirkung einer Wärmeeinheit bezeichnet. Dieser Werth von A ist so gross, als der Flächeninhalt von $b\,c\,d\,e$.

Ist V_0 das Volumen der Luft bei 0° Temperatur und unter einem Druck N_0, so ist nach dem gewöhnlichen Mariott-Gay-Lussac'schen Gesetz:

$$\left.\begin{array}{l} N_1 V_1 = N_0 V_0 (1 + \alpha t_1) \\ N_2 V_1 = N_0 V_0 (1 + \alpha t_2) \end{array}\right\} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

demnach:

$$N_2 - N_1 = N_0 V_0 \alpha \frac{t_2 - t_1}{V_1} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Da der Voraussetzung gemäss die Expansion und die Compression der Luft ohne Wärmeaufnahme und ohne Wärmeabgabe erfolgt, so findet für diese Akte das potenzirte Mariott'sche Gesetz seine Anwendung. Es ist demnach:

$$\left.\begin{array}{l} \frac{N_3}{N_2} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu}, \\ \frac{N_4}{N_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu}, \end{array}\right\} \ldots (4) \qquad \left.\begin{array}{l} \frac{1 + \alpha t_3}{1 + \alpha t_2} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \\ \frac{1 + \alpha t_4}{1 + \alpha t_1} = \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \end{array}\right\} \ldots (5)$$

wobei $\mu = \frac{\mathfrak{C}_1}{\mathfrak{C}}$ das Verhältniss der Wärmekapazitäten der Luft bei constantem Druck und bei constantem Volumen bedeutet.

Aus den Gleichungen (5) folgt:

$$t_3 - t_4 = (t_2 - t_1) \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1} \quad \ldots \ldots \ldots \quad (6)$$

Diese Gleichung bestimmt die Abkühlung, die durch den Regenerator bewirkt werden muss, damit der Endzustand der Luft mit dem Anfangszustand übereinstimmt.

Führt man den Werth von $t_3 - t_4$ aus (6) in (1) ein, so findet man:

$$A = f \, Q \, \mathfrak{C} \, (t_2 - t_1) \left[1 - \left(\frac{V_1}{V_2}\right)^{\mu - 1}\right]$$

Es ist aber auch:

$$f = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q (\mathfrak{C}_1 - \mathfrak{C})} = \frac{N_0 V_0 \alpha}{Q \, \mathfrak{C} (\mu - 1)}$$

Demnach findet man:

$$A = N_0 V_0 \alpha (t_2 - t_1) \frac{1 - \left(\frac{V_2}{V_1}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} \quad \ldots \ldots \quad (7)$$

Für $V_0 = 1$, $N_0 = 10333$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mu = 1{\cdot}41$, $t_1 = 100^\circ$, $t_2 = 300^\circ$

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{1}{5}$$

findet man:

$$A = 8593 \ {}^{\text{Klgm}}$$

$$t_3 - t_4 = 103$$

Abgesehen vom Wärmeverlust, vom Reibungswiderstande und überhaupt von allen Unvollkommenheiten, die mit der Realisirung einer jeden Maschine verbunden sind, würde diese berechnete Maschine, wenn der cyklische Akt in jeder Sekunde einmal wiederholt würde, einen Effekt von ungefähr 100 Pferdekräften geben, und der Maschinencylinder würde wegen der fünffachen Ausdehnung eine Grösse von circa 6 Kubikmetern erhalten, also ungefähr fünfmal so gross werden als der Cylinder einer gewöhnlichen Dampfmaschine von 100 Pferdekraft. Darin liegt das Grundübel dieser calorischen Maschinen, und so lange es nicht gelingt, einen Akt zu entdecken, durch welchen die Umwandlung des Schwingungszustandes des Aethers in mechanische Wirkungen in viel ergiebigerer Weise geschehen kann als durch Volumsänderungen oder Expansionen, werden die calorischen Maschinen die gewöhnlichen Dampfmaschinen nicht zu verdrängen im Stande sein.

Die Lenoir'sche Gasmaschine.

Beschreibung der Maschine. Diese Maschine ist im Wesentlichen so eingerichtet, wie eine nicht condensirende, aber expandirende Dampfmaschine mit einem Cylinder. Der motorische Stoff ist ein Gemenge von Leuchtgas und atmosphärischer Luft. Während der Kolben einen gewissen Weg l_1 seines ganzen Schubes l zurücklegt, wird das Gasgemenge in den Cylinder eingesaugt. Nachdem die Absperrung erfolgt ist, wird das Gasgemenge durch einen elektrischen Funken entzündet, wodurch es eine hohe Spannkraft gewinnt und den Kolben durch den Rest $l - l_1$ des Schubes forttreibt. Während die Einsaugung durch den Weg l_1 erfolgt, läuft die Maschine kraftlos durch die Trägheit des Schwungrades fort, und die nützliche Wirkung wird erst durch den Weg $l - l_1$ durch Expansion des eingeschlossenen und entzündeten Gases entwickelt. Der Raum vor dem Kolben kommunizirt während des ganzen Schubes mit der freien Atmosphäre, nach welcher am Ende des Kolbenschubes das Gasgemenge entweicht.

Die wirkliche Gasmaschine von *Lenoir* unterscheidet sich von der so eben im Allgemeinen beschriebenen dadurch, dass bei derselben der Cylinder von einem Mantel umgeben ist und dass die

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

Deckel hohl sind. Durch den Raum zwischen dem Cylinder und dem Mantel, so wie auch durch die Höhlungen der Deckel wird ein kontinuirlicher Strom von kaltem Wasser geleitet, so dass der Cylinder und die Deckel fortwährend einer Abkühlung ausgesetzt sind. Diese Abkühlung schwächt zwar die Wirkung der Maschine in einem nicht geringen Maasse, allein sie ist praktisch durchaus nothwendig, damit der Kolben geölt werden kann, was gar nicht möglich wäre bei der hohen Temperatur, die in dem Cylinder eintreten müsste, wenn diese Abkühlung nicht statt fände. Bei der folgenden Berechnung der Maschine werden wir jedoch annehmen, dass keine Abkühlung durch kaltes Wasser statt finde.

Ein sehr wesentlicher Bestandtheil der Gasmaschine ist die Steuerung mit Klemmschiebern, wodurch bewirkt werden muss, dass das Gemenge von Leuchtgas und atmosphärischer Luft im richtigen Verhältniss und möglichst innig gemengt in den Cylinder geleitet wird, denn nur dann, wenn eine so innige Mengung herbeigeführt wird, erfolgt die Entzündung des Gases mit Zuverlässigkeit und im richtigen Zeitmoment. In Tafel XXX., Fig. 7 ist ein Grundriss der Maschine angedeutet. Fig. 8 ist ein Horizontalschnitt mit der Schiebersteuerung.

a a, Fig. 8, sind die Hohlräume der Cylinderdeckel, b der Hohlraum zwischen Cylinder und Mantel. Durch diese Räume cirkulirt das Abkühlungswasser. c c sind die Einlasskanäle von ganz kleiner Weite, aber beträchtlicher Höhe, d ist eine Platte, welche gegen einen an der Wand des Mantels angegossenen Ansatz so angeschraubt ist, dass zwischen d und b ein plattenförmiger leerer Raum entsteht. An dieser Platte sind zwei cylindrische Gefässe e e angegossen, die durch die Röhre f kommuniziren. Das Leuchtgas tritt bei g ein und gelangt durch f in die Gefässe e e, in welche an den der Maschine zugewendeten Seiten den Einlassöffnungen c c gegenüber und mit denselben übereinstimmend hohe aber schmale Spaltenöffnungen angebracht sind. Zwischen d und b schleift die Schieberplatte hin und her. Fig. 9 ist eine Ansicht, Fig. 10 ein Durchschnitt derselben. In derselben kommen zwei Reihen von Oeffnungen vor und die Oeffnungen einer Reihe sind von zweierlei Art: 1) runde Oeffnungen h h . . . . die quer durch die Platte gehen, und 2) rechtwinklig gebogene Kanäle i i . . . mit rechteckigem Querschnitt, Fig. 9 und Fig. 10. Die Entfernung der beiden Löcherreihen ist kleiner, als die Entfernung der Einlassspalten c c, so dass wenn eine solche Reihe, z. B. die linkseitige mit der linkseitigen Spalte c übereinstimmt, gleichzeitig die rechtseitige Löcherreihe links vor der rechtseitigen Einlassspalte steht, so dass diese

BLB BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK Baden-Württemberg

dann durch einen massiven Theil des Schiebers geschlossen ist. Wenn eine Löcherreihe, z. B. die linkseitige, mit der Spaltenöffnung übereinstimmt, geht das Leuchtgas durch die runden Oeffnungen h aus e in den Cylinder, kann aber gleichzeitig die äussere Atmosphäre durch den winkligen Kanal i in den Cylinder gelangen. So wie sich also der Kolben vom Deckel entfernt, wird durch die Oeffnungen h Leuchtgas und durch die Oeffnungen i atmosphärische Luft eingesaugt. Die Querschnitte von i... sind zusammen circa zehnmal so gross, als die Querschnitte von h... und überdies ist in der Gaszuleitungsröhre g ein Hahn angebracht, durch dessen Stellung der Gaseintritt mehr oder weniger gehemmt werden kann. Auf diese Weise kann das Mischungsverhältniss von Gas und Luft regulirt werden.

In dem auf der andern Seite des Cylinders angebrachten Auslassschieber sind nur längliche Spalten, aber keine Löcher angebracht. Jeder Schieber wird durch eine unrunde Scheibe entweder stetig, oder ruckweise bewegt.

Eine genauere ganz detaillirte Darstellung und Beschreibung der Lenoir'schen Gasmaschine findet man in Armengaud, Publications industrielle, 13 Volume, Planche 18.

Theorie der Maschine. Wir wollen uns die Aufgabe vorlegen, die Bedingungen ausfindig zu machen, bei deren Erfüllung eine vortheilhafte Verwendung des Leuchtgases eintreten kann. Einige dieser Bedingungen können unmittelbar ohne alle Rechnung erkannt werden, andere ergeben sich durch Rechnung.

Die Wesentlichste von den Bedingungen einer vortheilhaften Benutzung des Leuchtgases ist, dass die Entzündung nicht allmählig während des Expansionsaktes, sondern momentan, nachdem die Absperrung eingetreten ist, erfolgt. Erfolgt sie momentan, so ist Tafel XXX., Fig. 11 der Flächeninhalt, A B C D E F die Wirkung des Gasdruckes während des Schubes gegen den Kolben. Erfolgt die Entzündung allmählig, so wird diese Wirkung durch den Flächeninhalt A B C E F ausgedrückt und es ist klar, dass diese Wirkung kleiner ist als die erstere. Damit aber die Entzündung momentan erfolgen könne, ist nebst einem sehr energischen elektrischen Zünder auch eine sehr gleichmässige Mischung des Gases mit atmosphärischer Luft nothwendig, damit der Funke sogleich, wie er in das Gasgemenge einschlägt, ein entzündbares Gasgemenge und nicht etwa atmosphärische Luft trifft.

Nebst diesen Bedingungen, deren Richtigkeit auch ohne Rechnung eingesehen werden kann, sind noch zwei andere zu erfüllen, die nur durch Rechnung verlässlich ausfindig gemacht werden können. Nämlich das vortheilhafteste Mischungsverhältniss zwischen Leuchtgas und atmosphärischer Luft und der vortheilhafteste Expansionsgrad. Bei dieser Berechnung wollen wir eine theoretisch vollkommene Maschine voraussetzen, indem wir 1) die eigene Reibung der Maschine vernachlässigen, 2) einen vollkommenen Kolbenverschluss annehmen, 3) von allen Wärmeverlusten absehen, die durch die Wände des Cylinders entstehen können, 4) endlich annehmen, dass während des ganzen Kolbenschubes vor dem Kolben ein Druck herrsche, der gleich dem atmosphärischen ist.

Wenn kein Wärmeverlust, noch ein Gasverlust statt findet und die Entzündung plötzlich erfolgt, dürfen wir annehmen, dass die Spannkraft des Gasgemenges während seiner Expansion nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz erfolgt.

Nennen wir:

O den Querschnitt des Maschinencylinders,
L_1 den Weg des Kolbens während der Einsaugung,
L die Länge des ganzen Kolbenschubes,
γ_0 das Gewicht von einem Kubikmeter des Gasgemenges bei 0° Temperatur und unter dem Druck der Atmosphäre,
t_0 die Temperatur des Gasgemenges vor dessen Entzündung,
t die Temperatur des Gasgemenges unmittelbar nach seiner plötzlichen Entzündung,
$\mathfrak{H}$ die Wärmemenge, welche durch vollständige Verbrennung von 1^{Klg} Leuchtgas in atmosphärischer Luft entwickelt wird,
λ die Menge (in Kilogrammen) von atmosphärischer Luft, welche mit einem Kilogramm Leuchtgas gemischt wird.

Die kleinste zum vollständigen Verbrennen von 1^{Klg} Leuchtgas erforderliche Menge atmosphärischer Luft beträgt ungefähr 12^{Klg}. Für eine vollständige Verbrennung muss daher $\lambda \geqq 12$ sein.
$\mu = 1{\cdot}421$ das Verhältniss zwischen den Wärmekapazitäten des Gasgemenges bei constantem Druck und bei constantem Volumen.
V die Geschwindigkeit des Kolbens im Beharrungszustand,
$\alpha = 0{\cdot}00367$ den Wärmeausdehnungscoeffizienten für Gase,
$\mathfrak{A}$ den Druck der Atmosphäre auf 1^{qm},
p die Pressung des Gasgemenges unmittelbar nach seiner Entzündung auf 1^{qm}.

Dies vorausgesetzt, ist zunächst nach dem Gay-Lussac'schen Gesetz:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (1)$$

Da das Gasgemenge selbst dann, wenn es nur die geringste zum vollständigen Verbrennen erforderliche Menge atmosphärischer Luft enthält, grösstentheils aus Bestandtheilen von atmosphärischer Luft besteht, so werden wir keinen merklichen Fehler begehen, wenn wir die spezifische Wärme des Gasgemenges gleich der von atmosphärischer Luft setzen. Allein weil während des Entzündungsaktes keine Ausdehnung statt findet, so scheint es angemessen zu sein, die Wärmekapazität für constantes Volumen, also

$$\frac{0{\cdot}2370}{1{\cdot}421} = 0{\cdot}167$$

in Rechnung zu bringen. Beim Verbrennen von 1^{Klg} Gas werden $\mathfrak{H}$ Wärmeeinheiten entwickelt, und durch diese werden $1 + \lambda$ Kilogramm Gasgemenge von t_0 Grad auf t Grad gebracht. Es ist demnach:

$$\mathfrak{H} = (t - t_0)\, 0{\cdot}167\, (1 + \lambda)$$

$$t = t_0 + \frac{\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1 + \lambda)} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (2)$$

Aus (1) und (2) folgt:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{\alpha\, \mathfrak{H}}{0{\cdot}167\ (1 + \alpha t_0)}\ \frac{1}{1 + \lambda}$$

oder wenn wir zur Abkürzung

$$\frac{\alpha\, \mathfrak{H}}{0{\cdot}167\ (1 + \alpha t_0)} = k \quad \ldots\ldots\ldots \quad (3)$$

setzen:

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \frac{1 + \alpha t}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{k}{1 + \lambda} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (4)$$

Nennt man y die Spannkraft des Gasgemenges, nachdem der Kolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, so hat man nun nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz:

$$\frac{y}{p} = \left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu} \quad \ldots\ldots\ldots \quad (5)$$

Und dann ist die nützliche Wirkung W eines Schubes:

$$W = O \left[\int_{L_1}^{L} y\, dx - \mathfrak{A}\,(L - L_1)\right]$$

Führt man für y seinen Werth aus (5) ein und verrichtet die Integration, so findet man:

$$W = O\,L_{,}\,\mathfrak{A}\left\{1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_{,}}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_{,}}\right\} \quad . \; . \; . \quad (6)$$

Nun ist $\frac{L}{V}$ die Zeit eines Schubes, demnach $\frac{W}{\frac{L}{V}} = E$ der in Kilogrammmetern ausgedrückte Nutzeffekt der Maschine, demnach:

$$E = O\,\mathfrak{A}\,V\left\{\frac{L_{,}}{L} + \frac{L_{,}}{L}\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_{,}}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - 1\right\} \quad . \; . \quad (7)$$

Der Verbrauch an Leuchtgas während eines Kolbenschubes beträgt:

$$\frac{O\,L_{,}\,\frac{\gamma_0}{1 + \alpha\,t_0}}{1 + \lambda} \text{ Kilogramm}$$

Dividiren wir den Werth von W durch diesen Gasverbrauch, so erhalten wir die Wirkung $\left(\frac{E}{1}\right)$ in Kilogrammmetern, welche mit 1^{Klg} Leuchtgas gewonnen wird. Es ist demnach:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{1 - \left(\frac{L_{,}}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_{,}}\right] \quad . \quad (8)$$

oder wenn man für $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ seinen Werth aus (4) einführt:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,(1 + \lambda)\left[1 + \left(1 + \frac{k}{1 + \lambda}\right)\frac{1 - \left(\frac{L_{,}}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{L}{L_{,}}\right] \quad (9)$$

Setzen wir zur weiteren Abkürzung der Rechnung

$$\left.\begin{array}{c} \frac{L_{,}}{L} = \xi \\ \frac{1 + \alpha\,t}{1 + \alpha\,t_0} = 1 + \frac{k}{1 + \lambda} = \zeta, \quad 1 + \lambda = \frac{k}{\zeta - 1} \end{array}\right\} \quad . \; . \quad (10)$$

so erhalten wir:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,\frac{k}{\zeta - 1}\left(1 + \zeta\,\frac{1 - \xi^{\mu - 1}}{\mu - 1} - \frac{1}{\xi}\right) \quad . \; . \quad (11)$$

Nun kommt es darauf an, diejenigen Werthe von ξ und ζ zu bestimmen, durch welche dieser Ausdruck seinen grössten Werth erhält.

Für den vortheilhaftesten Werth von ξ ist zunächst: $\frac{d E_1}{d \xi} = 0$. Wir erhalten daher zur Bestimmung dieses Werthes von ξ:

$$0 = -\zeta\,\xi^{\mu-2} + \frac{1}{\xi^2}$$

woraus folgt:

$$\xi = \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12)$$

Der Ausdruck (11) hat in Bezug auf ζ die Form

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{a + b\,\zeta}{\zeta - 1}$$

wo a und b Grössen sind, die kein ζ enthalten.

Hieraus folgt:

$$\frac{d E_1}{d \zeta} = -\frac{a + b}{(\zeta - 1)^2}$$

Dieser Ausdruck verschwindet für $\zeta = \infty$, allein ζ kann nicht unendlich werden, sondern der grösste Werth von ζ ist derjenige, welcher dem kleinsten Werth von λ entspricht, der vortheilhafteste Werth von λ tritt also ein, wenn das Gasgemenge gerade nur so viel atmosphärische Luft enthält, als zur vollständigen Verbrennung absolut nothwendig ist.

Setzen wir in (11) für ξ den Werth aus (12), so erhalten wir die Arbeit in Kilogrammmetern, welche durch 1^{Klg} Gas gewonnen wird, wenn die vortheilhafteste Expansion statt findet. Dieser Werth wird:

$$\left(\frac{E}{1}\right)_{max} = \frac{\mathfrak{A}\,(1 + \alpha\,t_0)}{\gamma_0}\,k\,\frac{1 + \frac{\zeta}{\mu - 1} - \frac{\mu}{\mu - 1}\,\zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1}$$

Für $\mu = 1.421$ findet man:

$\zeta =$	2	4	6	10
$\frac{1 + \frac{\zeta}{\mu - 1} - \frac{\mu}{\mu - 1}\,\zeta^{\frac{1}{\mu}}}{\mu - 1} =$	0·29	0·53	0·68	0·87

Setzen wir:

$\mathfrak{A} = 10334$, $\alpha = 0{\cdot}00367$, $\mathfrak{H} = 7000$, $t_0 = 12^0$

$\gamma_0 = 1{\cdot}293$

so wird:

$$k = \frac{0 \cdot 00367 \times 7000}{0 \cdot 167 \times (1 + 0 \cdot 00367 \times 12)} = 147$$

$$k \frac{\mathfrak{A}(1 + \alpha t_0)}{\gamma_0} = 1226600$$

Und dann findet man

für ζ	=	2	4	6	10
λ	=	146	48	28	15
ξ	=	0·62	0·38	0·28	0·20
$\left(\frac{E}{1}\right)_{max}$	=	355714	650098	834088	1067142

Nimmt man $1 \cdot 33^{Klg}$ Steinkohlen aus dem Kohlenmagazin, bringt hiervon 1^{Klg} in die Retorte und $0 \cdot 33^{Klg}$ auf den Rost, so erhält man als Produkt der Destillation $0 \cdot 66^{Klg}$ Koks und $0 \cdot 17^{Klg}$ Leuchtgas. Ein Aufwand von $1 \cdot 33 - 0 \cdot 66 = 0 \cdot 67^{Klg}$ Kohlen gibt also $0 \cdot 17^{Klg}$ Gas oder mit 4^{Klg} Kohlen erhält man 1^{Klg} Gas.

Die Wirkung von 1^{Klg} Steinkohlen gibt daher:

Für ζ	=	2	4	6	10
$\left(\frac{E}{1^{Klg} \text{ Kohlen}}\right)$	=	88928	162524	208522	266785^{Klgm}

Der motorische Werth von einem Kilogramm Steinkohlen ist dagegen:

$$7000 \times 424 = 2968000^{Klgm}$$

Das Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit des Brennstoffs ist demnach annähernd:

Für $\zeta =$	2	4	6	10
	$\frac{1}{33}$	$\frac{1}{18}$	$\frac{1}{14}$	$\frac{1}{11}$

Bei Dampfmaschinen ist dieses Verhältniss zwischen der Maschinenleistung und der absoluten Leistungsfähigkeit der Steinkohlen:

Bei den besten Maschinen $\frac{1}{21}$

Bei mittleren Maschinen $\frac{1}{30}$

Bei ordinären Maschinen $\frac{1}{50}$

Die Lenoir'sche Maschine verspricht demnach unter den günstigsten

Verhältnissen kaum günstigere Resultate als die Dampfmaschine, denn bei unserer Berechnung ist ein idealer Zustand vorausgesetzt und sind auch die Reibungswiderstände ganz vernachlässiget.

Wir wollen noch vermittelst der Gleichung (10) die Temperatur des entzündeten Gases berechnen. Es folgt aus dieser Gleichung:

$$t_{,} = \zeta \, t_0 + \frac{1}{\alpha} (\zeta - 1)$$

Für	$\zeta =$	2	4	6	10
wird	$t =$	297°	867°	1439°	2577°

Die für eine vortheilhafte Verwendung des Gases eintretenden Temperaturen sind so hoch, dass es wohl schwer halten wird, eine Kolbenkonstruktion ausfindig zu machen, die eine geschmeidige Bewegung gibt und hinreichend verschliesst.

Fasst man das ganze Ergebniss dieser Untersuchung zusammen, so kann man der Lenoir'schen Maschine kaum eine bedeutende Zukunft zugestehen. Die Effektleistungen sind unter den günstigsten Umständen nicht besser, als bei den Dampfmaschinen, und die Bedingungen, welche erfüllt werden müssen, damit diese besten Leistungen eintreten können, sind praktisch kaum zu erfüllen. Die vollkommene Mischung der Gase ist nicht leicht hervorzubringen. Eine plötzliche Entzündung des Gases wird kaum eintreten. Die Expansionen, welche ein gutes Resultat versprechen, sind sehr gross und die Temperaturen der Verbrennungsgase sind so hoch, dass sich die Kolbendichtung nicht halten kann. Günstig ist also gar nichts als der Umstand, dass man keinen Dampfkessel braucht, sondern den Motor aus den Gasröhren zieht, was übrigens nur eine Bequemlichkeit ist. Ein Hauptgrund der nicht sehr günstigen Effektleistung der Gasmaschine liegt in dem Umstand der höchst unvortheilhaften Erzeugung der motorischen Substanz. Mit einem Kilogramm Steinkohlen gewinnt man ja nur 0·17$^{\text{Klg}}$ Leuchtgas. Man hat also einen Krafterzeugungsapparat, der nur 0·17, sage 17% Nutzeffekt gibt.

Die Maschine kann also nicht mehr gut machen, was zuerst schon schlecht gemacht ist. Die Benützung des Leuchtgases als motorische Substanz leidet daher an dem gleichen Grundübel, wie die Benützung des Wasserdampfes, denn auch bei diesem liegt das Grundübel in dem grossen Brennstoffaufwand, den die Erzeugung des Dampfes erfordert.

Die Krafterzeugung ist aus zwei Gründen so ungünstig: 1) müssen die Gasretorten hellroth glühend oder beinahe weissglühend sein, wenn die Destillation der Steinkohlen gut von Statten gehen soll, die Verbrennungsgase der Feuerung entweichen daher in die Züge mit einer Temperatur von vielleicht 1000 Grad, d. h. beinahe im glühenden Zustand und diese Wärme ist rein verloren; 2) die Koks, welche die Retorten liefern, sind nahezu hinreichend, um den Gasofen zu heizen, sind also verloren.

Die Gasmaschine mit comprimirtem Gas. Es bietet sich die Frage dar, ob es nicht vortheilhaft ist, das Gasgemenge, bevor man es in die Maschine eintreten lässt, zu comprimiren. Man darf sich allerdings wenig Hoffnung machen, dass hierdurch in praktischer Hinsicht ein erheblicher Vortheil erreicht werden kann, denn zur Comprimirung des Gases ist eine Pumpe nothwendig, und die praktischen Schwierigkeiten sind bei Anwendung von comprimirtem Gas noch grösser als bei nicht comprimirtem. Indessen ist es doch nicht ohne theoretisches Interesse, die angeregte Frage zur Entscheidung zu bringen.

Wir legen unserer Rechnung eine Maschine zu Grunde, die ganz so eingerichtet ist, wie die calorische Maschine des Verfassers, nehmen also einen Verdichtungscylinder und einen Treibcylinder an. Auch wählen wir die gleichen Bezeichnungen, wie bei der calorischen Maschine. Nur bei einzelnen Grössen werden wir die Bezeichnungen ändern. Die eigenen Reibungswiderstände und die schädlichen Räume wollen wir vernachlässigen.

In der Theorie der calorischen Maschine haben wir für die Verdichtungspumpe nachstehende Ausdrücke gefunden:

$$w_1 = a \, l \, \mathfrak{A} \frac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - 1}{\frac{\mu - 1}{\mu}} \quad \ldots \ldots \quad (1)$$

$$q = \frac{a \, v \, \gamma_0}{1 + \alpha \, t} \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (2)$$

Der erste gibt die Wirkung, welche ein Kolbenschub der Pumpe erfordert, der zweite die Gasmenge (Gemisch von Leuchtgas und atmosphärischer Luft) in Kilogrammen, welche in jeder Sekunde comprimirt wird.

Nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz ist die Temperatur t_0 des durch die Pumpe comprimirten Gases:

$$t_0 = \left(\frac{1}{\alpha} + t\right)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}} - \frac{1}{\alpha} \quad \ldots \ldots \quad (3)$$

Nehmen wir auch hier an, dass die Entzündung des Gasgemenges plötzlich erfolge und dann eintrete, nachdem der Kolben des Treibcylinders einen Weg L_1 zurückgelegt hat, so ist die Pressung p_1, welche nach erfolgter Entzündung eintritt:

$$p_1 = p \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (4)$$

und ist die Temperatur t_1 des entzündeten Gases:

$$t_1 = t_0 + \frac{\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1 + \lambda)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (5)$$

Der Werth von $\frac{p_1}{p}$ wird vermittelst (5):

$$\frac{p_1}{p} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{\alpha\,\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1 + \alpha t_0)}\,\frac{1}{1 + \lambda}$$

und wenn man vermittelst (3) t_0 durch t ausdrückt:

$$\frac{p_1}{p} = 1 + \frac{\alpha\,\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1 + \alpha t)}\,\frac{1}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}}(1 + \lambda)}$$

oder wenn wir zur Abkürzung setzen:

$$\frac{\alpha\,\mathfrak{H}}{0{\cdot}167\,(1 + \alpha t)} = k \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (6)$$

$$\frac{p_1}{p} = \frac{1 + \alpha t_1}{1 + \alpha t_0} = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu - 1}{\mu}}(1 + \lambda)} \quad . \; . \; . \quad (7)$$

Nachdem der Hauptkolben einen Weg $x > L_1$ zurückgelegt hat, ist nach dem potenzirten Mariott'schen Gesetz die Spannung y des Gasgemenges:

$$y = p_1 \left(\frac{L_1}{x}\right)^{\mu} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (8)$$

und nun ist die nützliche Wirkung eines Kolbenschubes:

$$W = A\,L_1\,p + \int_{L_1}^{L} y\,A\,dx - O\,r\,L - w_1$$

Führt man für y seinen Werth aus (8) ein, verrichtet die Integration und setzt für w_1 seinen Werth aus (1), so folgt:

$$W = \left\{ \begin{array}{l} A\,p\,L_1 + A\,p_1\,L_1 \dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu - 1}}{\mu - 1} \\[2ex] - A\,r\,L - a\,l\,\mathfrak{A} \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}} \end{array} \right\} \quad \ldots \quad (9)$$

Allein im Beharrungszustand der Bewegung ist die Gasmenge $\frac{a\,l\,\gamma_0}{1+\alpha t}$, welche die Pumpe bei einem Schub liefert, gleich der Gasmenge $A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1+\alpha t_0}$ die in den Treibcylinder bei einem Schub eintritt; es ist demnach:

$$\frac{a\,l\,\gamma_0}{1+\alpha t} = A\,L_1\,\frac{p}{\mathfrak{A}}\,\frac{\gamma_0}{1+\alpha\,t_0}$$

oder

$$a\,l\,\mathfrak{A} = A\,L\,\frac{L_1}{L}\,p\,\frac{1+\alpha t}{1+\alpha\,t_0}$$

Mit Berücksichtigung dieser Gleichung und des Ausdruckes (3) wird der Werth (9):

$$W = A\,L\,p \left\{ \begin{array}{l} \dfrac{L_1}{L} + \dfrac{p_1}{p}\,\dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{1 - \left(\dfrac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu - 1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p} \\[2ex] - \dfrac{L_1}{L}\,\dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array} \right\} \quad \ldots \quad (10)$$

Die Menge an Leuchtgas, welche bei einem Schub konsumirt wird, ist:

$$\frac{A\,L_1\,\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\,\dfrac{\gamma_0}{1+\alpha\,t_0}}{1+\lambda}\ \text{Kilogramm} \quad \ldots\ldots \quad (11)$$

Dividirt man W durch diese Gasmenge, so erhält man den in Kilogrammmetern ausgedrückten Nutzeffekt $\left(\frac{E}{1}\right)$ von einem Kilogramm Leuchtgas. Man hat demnach:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t_0)}{\gamma_0}(1+\lambda)\left\{\begin{array}{l} 1 + \frac{p_1}{p}\,\dfrac{1-\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}}{\mu-1} \\[2ex] -\frac{\mathfrak{A}}{p}\,\frac{L}{L_1} - \dfrac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}-1}{\frac{\mu-1}{\mu}\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array}\right\} \quad . \; . \quad (12)$$

oder endlich, wenn man berücksichtiget, dass

$$1+\alpha t_0 = (1+\alpha t)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}$$

$$\frac{p_1}{p} = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)}$$

ist:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}(1+\lambda)\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} \times$$

$$\left\{\begin{array}{l} 1 + \dfrac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)}\;\dfrac{1-\left(\frac{L_1}{L}\right)^{\mu-1}}{\mu-1} \\[2ex] -\frac{\mathfrak{A}}{p}\,\frac{L}{L_1} - \dfrac{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}-1}{\frac{\mu-1}{\mu}\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array}\right\} \quad . \; . \; . \quad (13)$$

Setzt man zur Abkürzung

$$\left.\begin{array}{l} \frac{L_1}{L} = \xi \\[1ex] 1 + \dfrac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}(1+\lambda)} = \zeta \end{array}\right| \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (14)$$

so kann der Ausdruck für $\left(\frac{E}{1}\right)$ geschrieben werden, wie folgt:

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}\frac{k}{\zeta - 1}\left\{\begin{array}{l} 1 + \zeta\,\dfrac{1-\xi^{\mu-1}}{\mu-1} - \dfrac{\mathfrak{A}}{p}\,\dfrac{L}{L_1} \\[2ex] - \dfrac{\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} - 1}{\dfrac{\mu-1}{\mu}\left(\dfrac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}}} \end{array}\right\} \quad . \quad . \quad (15)$$

Dieser Ausdruck ist in Bezug auf ζ von der Form

$$\left(\frac{E}{1}\right) = \frac{a + b\zeta}{(\zeta - 1)} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (16)$$

wobei a und b kein ζ enthält. Hieraus folgt:

$$\frac{d E_1}{d \zeta} = - \frac{a + b}{(\zeta - 1)^2}$$

Dieser Bruch kann nur dann zum Verschwinden gebracht werden, wenn ζ gleich ∞ genommen wird. Da aber ζ, wie (14) zeigt, niemals unendlich gross werden kann, so gibt es keinen realisirbaren Werth von ζ, für welchen E_1 ein Maximum wird. Der beste Werth von ζ ist daher der praktisch grösstmögliche.

Aus (15) folgt:

$$\frac{d E_1}{d \xi} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}\frac{k}{\zeta - 1}\left(-\zeta\,\xi^{\mu-2} + \frac{\mathfrak{A}}{p}\,\frac{1}{\xi^2}\right)$$

Dieser Ausdruck verschwindet, wenn:

$$\zeta\,\xi^{\mu} = \frac{\mathfrak{A}}{p}$$

oder für

$$\xi = \left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}}\left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad . \quad (17)$$

Hierdurch ist die vortheilhafteste Expansion bestimmt. Aus (15) folgt noch:

$$\frac{d E_1}{d\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)} = \frac{\mathfrak{A}(1+\alpha t)}{\gamma_0}\frac{k}{\zeta - 1}\left[\frac{\frac{L}{L_1}}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^2} - \left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{1-\mu}{\mu} - 1}\right]$$

Dieser Ausdruck verschwindet für

$$\frac{p}{\mathfrak{A}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (18)$$

Die Bedingungen der vortheilhaftesten Verwendung des Leuchtgases sind demnach:

$$\text{Erstens: } \zeta = 1 + \frac{k}{\left(\frac{p}{\mathfrak{A}}\right)^{\frac{\mu-1}{\mu}} (1+\lambda)} \text{ (möglichst gross)} \quad . \quad (19)$$

$$\text{Zweitens: } \xi = \left(\frac{\mathfrak{A}}{p}\right)^{\frac{1}{\mu}} \left(\frac{1}{\zeta}\right)^{\frac{1}{\mu}} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (20)$$

$$\text{Drittens: } \frac{p}{\mathfrak{A}} = \left(\frac{L}{L_1}\right)^{\mu} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (21)$$

Es ist eine möglichst starke Expansion vortheilhaft, daher muss $\frac{p}{\mathfrak{A}}$ möglichst gross sein, ist demnach eine starke Compression vortheilhaft. Damit aber bei einem grossen Werth von p, ζ gross werden kann, muss λ möglichst klein sein. Es ist demnach vortheilhaft, wenn das Leuchtgas gerade nur mit so viel atmosphärischer Luft gemengt wird, als zu seiner vollständigen Verbrennung nothwendig ist.

Wenig atmosphärische Luft anwenden, das Gasgemenge stark comprimiren und eine starke Expansion veranlassen, sind demnach die Bedingungen einer möglichst vortheilhaften Benützung des Leuchtgases als motorische Substanz, allein diesen Bedingungen kann man in der Praxis nicht entsprechen.

Erfahrungen über die Gasmaschine. In dem Conservatoir des arts et métiers wurden sorgfältige Versuche mit einer von *Marinoni* nach dem System von *Lenoir* construirten Gasmaschine angestellt. Die Ergebnisse dieser Versuche sind folgende:

Querschnitt des Cylinders	255^{qcm}
Kolbenschub	$0{\cdot}100^{m}$
Gewicht der Maschine	700^{Klg}
Umdrehungen in einer Minute	130
Mit der Bremse gemessene Pferdekraft der Maschine	0·57
Gasverbrauch pro Pferdekraft und pro Stunde .	$3{\cdot}476^{Kbm}$
Steinkohlenaufwand zur Erzeugung der Gasmenge für 1 Pferdekraft und 1 Stunde . . .	7^{Klg}

Abkühlungswasser pro Pferdekraft und pro eine Stunde		73^{Klg}
Temperatur des Wassers	beim Eintritt . . .	14°
	beim Austritt . .	95°

Von den 73^{Klg} Wasser, welche eintreten, entweichen 64^{Klg} als Wasser mit 95° Temperatur und 9^{Klg} Wasserdampf.

Verhältniss zwischen der Wärme, welche im entweichenden Wasser und Dampf enthalten ist, zur Wärmemenge, welche im Gas enthalten ist		$\frac{1}{2}$
Mischungsverhältniss von Leuchtgas und atmosphärischer Luft		0·09
Grösste Spannkraft im Cylinder		6 Atmosph.
Expansion		$\frac{1}{2}$
Oelverbrauch stündlich		36·5 Gramm
Temperatur der aus dem Cylinder entweichenden durch das Wasser abgekühlten Gase		150°
Wärmemenge	im Wasser und Dampf	0·59
	den Reibungswiderständen entsprechend	0·37
	der Nutzleistung entsprechend .	0·04
		1·00

Schlußbetrachtungen über die calorische und die Gasmaschine. Aus diesen Studien über die Luft- und Gasmaschinen geht hervor, dass es der Praxis bisher noch nicht gelungen ist, die vielversprechenden Grundsätze, auf welchen diese Maschinen beruhen, mit befriedigendem Erfolg in Anwendung zu bringen. Mit einigem Erfolg wurden bis jetzt nur kleinere Maschinen ausgeführt, und diese haben für jede Pferdekraft stündlich 4 bis 6^{Klg} Steinkohlen, also so viel Brennstoff verbraucht, als die unvollkommenen kleineren Dampfmaschinen. Hinsichtlich des Brennstoffverbrauches ist also sicherlich noch kein Grund vorhanden, die älteren Dampfmaschinen aufzugeben und dafür calorische oder Gasmaschinen anzuwenden. Ein in praktischer Hinsicht wesentlicher Missstand ist bei diesen Luft- und Gasmaschinen die hohe trockene Hitze, die eine Oelung gar nicht zulässt. Vermindert man die Erhitzung durch Abkühlung mit kaltem Wasser, so verliert man einen so beträchtlichen Theil der Wärme, dass der Krafterfolg zu ungünstig ausfallen muss. Diese hohe Temperatur ist auch sehr nachtheilig wegen der Herstellung eines dauerhaften Calorifers. Dieser muss nothwendig durch die beständige Berührung mit dem glühend heissen Sauerstoff der atmosphärischen Luft in kurzer Zeit durchrosten. Lässt man den Calorifer weg und bringt an seiner Stelle nur ein kleines Heiztöpfchen an, so wird wiederum die Wärmebenutzung der Verbrennungsgase zu ungünstig.

Wenn man den calorischen Maschinen Abmessungen gibt, bei welchen sie gute Leistungen zu geben vermögen, so fallen dieselben sehr voluminös aus. Der Cylinderquerschnitt wird immer viel grösser, als bei einer Watt'schen Niederdruckmaschine, insbesondere wenn man die Maschine einfach wirkend anordnet, und wenn man gute Leistungen wirklich durch stärkere Expansion erzielen will, darf man den Kolbenschub nicht so kurz halten, wie es seither bei den calorischen Maschinen geschehen ist. Im Vergleich mit den Dampfmaschinen sind auch die calorischen Maschinen ungemein complizirt und daher durch Nebenhindernisse sehr krafterschöpfend.

Nach der Ansicht des Verfassers hängt die Zukunft dieser neueren Maschinen nicht von mechanistischen Erfindungen ab, sondern von der Entdeckung eines physikalischen Vorganges, wodurch die Umwandlung von Wärme in Arbeit auf eine weit ergiebigere Weise erfolgt, als durch das einfache Mittel der Expansion. Dass eine solche Entdeckung in das Bereich der Möglichkeit gehört, unterliegt wohl keinem Zweifel, ob sie aber schon in nächster Zukunft an das Tageslicht treten wird, muss man bezweifeln, denn man hat durchaus noch keine Ahnung, wie man es anfangen soll, den der Wärme entsprechenden Radialschwingungszustand der Dynamiden zum Verschwinden zu bringen und dafür eine aufsammelbare motorische Wirkungsweise hervorzubringen, woraus die Umwandlung von Wärme in Arbeit besteht. Die Umwandlung von mechanischer Arbeit in Wärme kann auf die mannigfaltigste Weise bewirkt werden. Die umgekehrte Umwandlung ist ein noch zu lösendes Problem, das nicht die Mechaniker durch sinnreiche Erfindungen, sondern nur allein die Physiker durch die Entdeckung von wichtigen inneren Vorgängen an das angestrebte Ziel bringen können. Bis dies geschehen ist, werden sich die Dampfmaschinen behaupten und werden daher calorische und Gasmaschinen nur in Ausnahmsfällen und in kleinerem Maassstabe in Anwendung bleiben.

BADISCHE LANDESBIBLIOTHEK
KARLSRUHE

BLB
BADISCHE
LANDESBIBLIOTHEK
Baden-Württemberg