

# Technische Thermodynamik

Von  
**W.Schüle**

**I, 2**



**Funfte Aüflage**

# Technische Thermodynamik

Von

Professor Dipl.-Ing. **W. Schüle**

Erster Band

Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren  
nebst technischen Anwendungen

Zweiter Teil: Lehre von den Dämpfen

Fünfte, neubearbeitete Auflage

Mit 140 Abbildungen im Text  
und den Tafeln III—IV a



Springer-Verlag  
Berlin Heidelberg GmbH  
1930

Additional material to this book can be downloaded from <http://extras.springer.com>.

ISBN 978-3-642-98245-3      ISBN 978-3-642-99056-4 (eBook)  
DOI 10.1007/978-3-642-99056-4

**Alle Rechte, insbesondere das der Übersetzung  
in fremde Sprachen, vorbehalten.**

Copyright 1930 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg  
Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1930  
Softcover reprint of the hardcover 5th edition 1930

## Vorwort zur fünften Auflage.

Die vierte Auflage des I. Bandes, die im Dezember 1920 erschienen war, mußte schon im Sommer 1922 unverändert zum zweitenmal gedruckt werden, da sie bereits in der ersten Hälfte dieses Jahres vergriffen war. Eine neue Auflage kam damals wegen der Kürze der Zeit und wegen des gleichzeitigen Erscheinens der vierten Auflage des II. Bandes nicht in Frage. Durch diesen Neudruck ist das Erscheinen der 5. Auflage erheblich hinausgeschoben worden.

Es entspricht der außerordentlichen Entwicklung der Thermodynamik und ihrer praktischen Anwendungen in dem letzten Jahrzehnt, daß die vorliegende fünfte Auflage des I. Bandes eine weitgehende Umarbeitung und Erweiterung aufweist. Die Trennung des Bandes in zwei Teile war allerdings nicht allein durch den vergrößerten Umfang, sondern auch dadurch bedingt, daß der I. Band in zwei Teilen käuflich sein sollte. Der 1. Teil (Gase und allgemeine thermodynamische Grundlagen) konnte dabei vom 2. Teil (Dämpfe) unabhängig gemacht werden, so daß jeder Teil ein geschlossenes Ganzes darstellt. Dadurch dürfte sowohl der Gebrauch, als auch die Beschaffung des Buches erleichtert werden.

Eine gewisse Vergrößerung des Umfangs war dadurch bedingt, daß einige Abschnitte aus dem II. nach dem I. Band übernommen und hier überdies weiter ausgebaut werden mußten. Insbesondere war dies nötig für den Wasserdampf im sogenannten Höchstdruckgebiet, dessen praktische Verwendung vom Jahre 1922 ab, wo sie einsetzte, bis heute in außergewöhnlichem Maße zugenommen hat und weiter zunimmt. Mit dieser fast stürmischen Entwicklung der Höchstdruck-Dampftechnik hat die technisch-wissenschaftliche Wasserdampfforschung Schritt gehalten, und zu der deutschen und englischen ist die nordamerikanische Forschung mit außerordentlichen Leistungen getreten. Die Forschungsergebnisse konnten noch bis Anfang des Jahres 1930 berücksichtigt werden, soweit sie bis dahin veröffentlicht waren. Im letzten Jahrzehnt hat sich aber überhaupt die Anwendung des Wasserdampfs zur Gewinnung mechanischer und elektrischer Energie und zur Wärmeübertragung außerordentlich verbreitert und vertieft, insbesondere unter dem Druck der wirtschaftlichen Verhältnisse, die zu einer immer rationelleren Wärmewirtschaft zwingen. Diese ganze Entwicklung mußte in der neuen Auflage zu einer wesentlichen Vermehrung auch der angewandten Abschnitte über den Wasserdampf führen.

Durch diese beispiellose äußere und innere Entwicklung des Wasserdampfbetriebs, die die Dampfturbine an die erste Stelle unter den Wärmekraftmaschinen gerückt hat, und durch die gleichzeitige Entwicklung des Dieselmotors zur kompressorlosen Maschine und Großkraftmaschine ist die Gasmaschine weitgehend zurückgedrängt worden, während die gleichfalls nach dem Ottoschen Verfahren arbeitenden Leichtölmotoren als Fahrzeugmotoren das Feld behaupteten und viele konstruktive Verbesserungen erfuhren, die sich auch thermisch auswirkten.

Dagegen fehlt bisher die Gasturbine trotz ernsthaftester Bemühungen von verschiedenen Seiten noch immer. An der Entwicklung der Holzwarth-Turbine, über die vom Verfasser im Jahre 1921 in einem Vortrag auf der Hauptversammlung des Elektrotechnischen Vereins berichtet wurde, konnte zwar, nach Überwindung der großen äußeren Schwierigkeiten der Nachkriegszeit, vom Jahre 1925 ab mit großem Nachdruck weitergearbeitet werden. Jedoch erwies sich die technische Lösung als um so schwieriger, je weiter sie fortschritt. Wenn auch die Ergebnisse dieser umfangreichen experimentellen, konstruktiven und theoretischen Arbeiten noch nicht veröffentlicht werden konnten, so werden doch die Abschnitte 56 und 79 im 1. Teil und besonders der letzte Abschnitt des 2. Teils die Richtung erkennen lassen, nach der sich die Entwicklung zuletzt vollzogen hat und weiter vollziehen wird, nämlich die mehrstufige Anordnung und engste Verbindung mit der Dampfturbine, deren Fortschritte bei dem neuen Verfahren voll ausgenützt werden können.

Eine neue Auflage des II. Bandes wird vorläufig nicht erscheinen. Trotz der Herübernahme einzelner größerer Abschnitte in die fünfte Auflage des I. Bandes wird die vierte Auflage des II. Bandes ihren Wert behalten, da sie außer den mehr wissenschaftlichen Teilen der physikalischen Thermodynamik auch die Grundlagen der chemischen und chemisch-physikalischen Thermodynamik enthält.

Der weitere Ausbau der Verbrennungsvorgänge, insbesondere nach der Dissoziation der Verbrennungsprodukte, ist in dem im Jahre 1929 erschienenen Beiheft zu diesem Buche „Neue Tabellen und Diagramme für technische Feuergase und ihre Bestandteile von 0° bis 4000° C, mit Einschluß der Dissoziation nebst Begründung und Anwendungen“ erfolgt. Dieses Beiheft bildet somit eine Ergänzung zu beiden Bänden.

Die neuesten Fortschritte in der Erkenntnis des Verhaltens der spezifischen Wärme der Gase bei hohen Temperaturen, die aus dem Nernst'schen Laboratorium hervorgingen, konnten noch in Abschn. 35 des 1. Teils berücksichtigt werden.

Essen, im Mai 1930.

W. Schüle.

# Inhaltsverzeichnis.

<b>I. Der Wasserdampf im gewöhnlichen Druckgebiet.</b>		Seite
1. Der gesättigte Wasserdampf, Druck und Temperatur; spezifisches Gewicht und Volumen . . . . .		1
2. Wärmemengen bei der Dampfbildung und der Kondensation des Dampfes . . . . .		6
3. Feuchtigkeitsänderungen des gesättigten Dampfes bei beliebigen Zustandsänderungen. Kurven gleicher Feuchtigkeit (oder gleicher Dampfmenge) . . . . .		15
4. Der überhitzte Wasserdampf. Entstehung. Wärmehalt. Wahre und mittlere spezifische Wärme bei konstantem Druck. Zustandsgleichung. Grenzkurve . . . . .		17
5. Entropie des Wasserdampfes . . . . .		22
6. Ausdehnung und Verdichtung des Sattdampfes ohne Feuchtigkeitsänderung . . . . .		28
7. Ausdehnung und Verdichtung des Dampfes im wärmedichten Gefäß (adiabatische Zustandsänderung) . . . . .		29
8. Wirkliche Zustandsänderung des Dampfes bei der Ausdehnung und Verdichtung in den Dampfmaschinen.		
a) Sattdampfbetrieb . . . . .		34
b) Heißdampfbetrieb . . . . .		36
9. Zustandsänderung bei konstantem Volumen.		
a) Sattdampf . . . . .		36
b) Überhitzter Dampf . . . . .		39
10. Dampftafeln ( $TS$ - und $TVS$ -Tafel) . . . . .		41
 <b>II. Der Wasserdampf im Gebiet sehr hoher Drücke.</b>		
(Höchstdruckdampf.)		
A. Gesättigter Dampf.		
11. Allgemeine Zustandsverhältnisse . . . . .		45
12. Die Druck-Temperaturkurve . . . . .		47
13. Die Verdampfungswärme, Flüssigkeits- und Gesamtwärme . . . . .		48
14. Spezifisches Volumen und spezifisches Gewicht des gesättigten Dampfes und Wassers . . . . .		51
B. Überhitzter Wasserdampf.		
15. Spezifisches Volumen . . . . .		52
16. Druck-Temperaturmessungen bei adiabatischer Expansion . . . . .		54
17. Die spezifische Wärme bei konstantem Druck . . . . .		56

	Seite
18. Bestimmung des Wärmehalts aus Drosselversuchen . . . . .	56
19. Die Zustandsgleichung des überhitzten Dampfes . . . . .	60
20. Die adiabatische Zustandsänderung im Jakobschen Zustandsdiagramm und die Callendarschen Zustandsgleichungen . . . . .	65
21. Die Zustandsgleichung auf Grund der spezifischen Wärmen $c_p$ . . . . .	67
22. Die Dampftafeln im Hochdruckgebiet . . . . .	69

### III. Allgemeines Verhalten der Dämpfe.

#### Heiße Dämpfe, Kaltdämpfe und Gase.

23. Entstehung der Dämpfe. Heißdämpfe und Kaltdämpfe. Kritischer Zustand . . . . .	74
24. Die Clapeyron-Clausius'sche Gleichung . . . . .	80
25. Gleichgewichte zwischen dem dampfförmigen, flüssigen und festen Zustand. (Zustandsgebiete.)	
a) Flüssigkeit und Dampf . . . . .	82
b) Fester Körper und Dampf (Sublimation) . . . . .	83
c) Fester und flüssiger Körper (Schmelzung) . . . . .	84
26. Entropie und Entropiediagramme der gesättigten Dämpfe.	
a) Allgemeine Beziehungen und Heißdämpfe. (Quecksilber, Diphenyl- oxyd, Aethyläther) . . . . .	85
b) Der Wasserdampf im Kältegebiet . . . . .	89
c) Kaltdämpfe (Kohlensäure, Luft) . . . . .	92
27. Die überhitzten Dämpfe.	
a) Zustandsgebiet . . . . .	94
b) Zustandsgleichung . . . . .	94
c) Die spezifische Wärme $c_p$ . . . . .	97
d) Thermische und kalorische Zustandstafeln . . . . .	98
28. Drosselung der gesättigten und überhitzten Dämpfe und der wirklichen Gase.	
a) Feuchte Dämpfe . . . . .	100
b) Überhitzte Dämpfe . . . . .	103
c) Die wirklichen Gase. Die Thomson-Joulesche Abkühlung. Verflüssigung der Luft nach C. v. Linde . . . . .	107

#### Strömungsverhältnisse.

29. Berechnung der technischen Arbeitsfähigkeit und der Ausflußgeschwindigkeit des Wasserdampfes mittels des Wärmehalts (Wärmegefälle) .	110
30. Die $JS$ -Tafel für Wasserdampf . . . . .	114
31. Darstellung der Strömungsverhältnisse in den Entropiediagrammen der Dämpfe. Allgemeinste Form der adiabatischen Strömungsgleichung mit Widerständen.	
a) Gesättigter Dampf . . . . .	117
b) Überhitzter Dampf . . . . .	118
32. Graphische Düsen-Berechnung (Beispiel) . . . . .	120

#### Feuchte Luft.

33. Zustandsänderungen der feuchten Luft bei gleichbleibendem Druck .	123
34. Das Wärmediagramm der feuchten Luft . . . . .	131

**IV. Anwendungen.**

**A. Dampfkraftmaschinen.**

35. Die verlustfreie und die wirkliche Arbeitsfähigkeit des Dampfs. Wirkungsgrade . . . . .	139
36. Verwendung des Dampfs zur gleichzeitigen Lieferung von mechanischer Energie und Wärme. (Vereinigte Kraft- und Wärmewirtschaft)	146
37. Die gewöhnliche oder Wattsche Dampfmaschine . . . . .	151
38. Bestimmung der verlustfreien Nutzarbeit und des thermischen Wirkungsgrads mit Hilfe der Entropietafeln . . . . .	159
39. Ermittlung der theoretischen Dampfarbeit, des mittleren Druckes, des Dampfverbrauchs und thermischen Wirkungsgrads von Kolbendampfmaschinen mit schädlichem Raum und Kompression mit Hilfe der Entropie- und Volumentafeln . . . . .	161
40. Vergleich der Leistung wirklicher Dampfmaschinen mit der Arbeit der verlustfreien Maschinen . . . . .	166
41. Die Verbund-Dampfmaschine . . . . .	170
42. Die Heißdampfmaschine . . . . .	171
43. Die Stumpfsche Gleichstromdampfmaschine . . . . .	173
44. Die Gleichstromdampfmaschine mit kurzem Kolben . . . . .	173
45. Verfahren mit Wärmeaustausch zwischen dem Maschinendampf und dem Dampferzeuger.	
a) Speisewasser-Vorwärmung durch den Abdampf . . . . .	174
b) Das Regenerativ-Verfahren . . . . .	175
46. Die Zwischenüberhitzung . . . . .	184
47. Vorwärmung des Speisewassers und der Verbrennungsluft durch die Abgase des Dampfkessels . . . . .	185
48. Hochdruck- und Höchstdruckdampf . . . . .	185
49. Mittelbare Erzeugung von Höchstdruckdampf.	
a) Gesättigter Heizdampf. (Verfahren der Schmidtschen Heißdampfgesellschaft) . . . . .	190
b) Überhitzter Heizdampf (Hochdruckdampf-Umwälzverfahren nach Löffler) . . . . .	191
50. Erzeugung von Höchstdruckdampf unter Umgehung des Sättigungsgebiets. (Benson-Verfahren) . . . . .	194
51. Dampfspeicher.	
a) Allgemeine Grundlagen . . . . .	198
b) Die Gefälle-Speicher (Ruths-Speicher) . . . . .	200
c) Gleichdruckspeicher . . . . .	203

**B. Kälteerzeugung und Wärmepumpe.**

52. Kälteerzeugung mittels Kaltdämpfen . . . . .	205
53. Kälteerzeugung mittels Wasserdampf . . . . .	216
54. Die Wärmepumpe . . . . .	219
55. Destillieren und Abdampfen mittels Wärmepumpe . . . . .	225

**C. Mechanische Wirkungen strömender Gase und Dämpfe.**

56. Druck abgelenkter freier Strahlen (Aktion) . . . . .	230
57. Reaktion und Reaktionsarbeit beschleunigter Gas- und Dampfströme; reines Reaktionsrad; Vergleich mit dem Aktionsrad . . . . .	234

	Seite
58. Gleichzeitiges Auftreten von Aktions- und Reaktionskräften . . . . .	240
59. Die Wirkung des Dampfes in den Dampfturbinen . . . . .	242
60. Arbeit und Wirkungsgrad der einstufigen reibungsfreien Aktions- oder Druckturbine (Laval-Turbine) . . . . .	247
61. Arbeit und Wirkungsgrad der einstufigen reibungsfreien Überdruckturbine; Vergleich mit der Druckturbine . . . . .	249
62. Die Radgeschwindigkeit und der Gang der Berechnung für die reibungsfreie einstufige Überdruckturbine . . . . .	252

#### D. Mehrstoff-Dampfturbinen und Gasturbinen.

63. Die Zweistoff-Dampfturbine (Quecksilber-Wasserdampf-Turbine nach Emmet) . . . . .	255
64. Verbund-Explosions-Feuergas- und Wasserdampfturbine nach dem Verfahren von Holzwarth-Schüle . . . . .	259

#### Anhang.

##### Dampftabellen.

I. Gesättigter Wasserdampf von 0,02 bis 40 kg/cm <sup>2</sup> . . . . .	269
II.   "                   "           "    0 <sup>o</sup> "   250 <sup>o</sup> . . . . .	271
III.  "                   "           "   +10 <sup>o</sup> "   +50 <sup>o</sup> . . . . .	272
IIIa. "                   "           "   -20 <sup>o</sup> "   + 9 <sup>o</sup> . . . . .	273
IV.   "                   "           "    0,01  "   0,20 kg/cm <sup>2</sup> . . . . .	273
Rahmentafeln für Wasserdampf . . . . .	274
Alphabetisches Sachverzeichnis . . . . .	277

##### Tafeln im Text.

Tafel III. Entropie-Temperatur-Tafel für Wasserdampf . . . . .	41
"   IV. <i>JS</i> -Diagramm für Wasserdampf . . . . .	114

##### Tafeln im Anhang.

Tafel IIIa. Temperatur-Entropie- und Volumen-Tafel für Wasserdampf . . . . .	
"   IVa. <i>JS</i> -Tafel für Wasserdampf . . . . .	

Bemerkung: Tafel I, II und IIa befinden sich im 1. Teil.

# I. Der Wasserdampf im gewöhnlichen Druckgebiet.

## 1. Der gesättigte Wasserdampf. Druck und Temperatur; spezifisches Gewicht und Volumen.

Die Eigenschaften des Wasserdampfes zeigen sich am deutlichsten, wenn seine Entstehung aus dem flüssigen Wasser verfolgt wird.

Soll Wasser in einem offenen Gefäß, also unter dem gleichbleibenden Druck der Atmosphäre (von  $1,033 \text{ kg/cm}^2$ ) durch Wärmezufuhr verdampft werden, so steigt seine Temperatur erst auf  $100^\circ$ . Erst von da ab beginnt die Dampfbildung in der ganzen Masse. Der Druck dieses Dampfes ist gleich dem Atmosphärendruck, also  $1,033 \text{ kg/cm}^2$  abs., seine Temperatur wie die des Wassers  $100^\circ$ . Sie steigt auch bei der stärksten Wärmezufuhr nicht weiter.

Liegt auf der Wasseroberfläche im geschlossenen Dampfkessel ein höherer als der atmosphärische Druck, z. B.  $10 \text{ at abs.}$ , so ist die Wassertemperatur, bei der die Verdampfung beginnt, und daher auch die Dampftemperatur höher. Das dem Kessel während des Betriebes zugeführte Speisewasser muß erst auf diese höhere Temperatur erwärmt werden, ehe es an der Dampflieferung teilnimmt. Bei niedrigerem Druck als  $1,033 \text{ at}$ , also z. B. auf Bergen im offenen Gefäß oder in einem geschlossenen Gefäß mit teilweiseem Vakuum beginnt die Verdampfung schon unterhalb  $100^\circ$ . Wasser von  $20^\circ$  siedet z. B., wenn der Druck bis  $17,4 \text{ mm Hg}$  erniedrigt wird.

Die Dampfbildung und damit auch die Existenz des Dampfes von bestimmtem Druck ( $p$ ) ist also an ganz bestimmte vom Druck abhängige Temperaturen, die Siedetemperaturen, gebunden<sup>1)</sup>. Umgekehrt entspricht auch jeder gegebenen Dampftemperatur ein ganz bestimmter Siededruck. Der Dampf in dem Zustande, wie er sich aus dem flüssigen Wasser entwickelt, heißt gesättigt. Nur für solchen Dampf gelten die Erörterungen in diesem Abschnitt.

Der Zusammenhang zwischen Dampfdruck  $p_s$  und Dampftemperatur  $t_s$  im Siedezustand geht aus Abb. 4 hervor, in der die Dampftemperaturen als Abszissen, die Drücke als Ordinaten aufgetragen sind (Dampfdruckkurve). Die Dampftabellen im Anhang enthalten ebenfalls die zusammengehörigen Werte von  $p_s$  und  $t_s$ . Die neuesten und wohl genauesten Versuche darüber stammen aus der Physikalisch-Techn.

---

<sup>1)</sup> Die Verdunstung ist ein Verdampfungsvorgang, bei dem lediglich die freie Oberfläche des Wassers beteiligt ist. Sie ist abhängig von dem Teildruck des Wasserdampfes in der umgebenden Luft und hört erst auf, wenn dieser Druck gleich dem zur Wassertemperatur gehörigen Siededruck wird (wenn also die umgebende Luft mit Wasserdampf gesättigt ist). Im offenen Gefäß beginnt daher die Verdunstung wegen der Kleinheit des Dampfdrucks der Luft schon lange vor dem Sieden.

nischen Reichsanstalt<sup>1)</sup>. Bis dahin waren im allgemeinen Gebrauch die Werte von Regnault, die recht genau mit den neuesten Ergebnissen übereinstimmen. Andere Versuchsreihen stammen von Battelli, von Ramsay und Young, von Cailletet, sowie aus dem Münchener Laboratorium für Technische Physik (Knoblauch, Linde und Klebe)<sup>2)</sup>. Für sehr hohe Drücke vgl. Abschn. 12.

Eine allgemeine Formel, durch welche die Versuchsergebnisse zwischen 0° und 374° (kritische Temperatur) genau dargestellt werden, existierte bisher nicht. Dagegen gibt es eine große Zahl von Formeln, die sich in einem engeren Gebiet dem Verlauf der Versuchskurve recht genau anpassen lassen. Eine solche Formel, die auch von der für technische Zwecke nötigen Einfachheit ist, lautet

$$\log p_s = A - \frac{B^3}{T_s}$$

Man überzeugt sich leicht von dem Genauigkeitsgrad und den Grenzen dieser Formel, wenn man die Werte von  $\log p_s$  als Ordinaten zu den Werten von  $1/T_s$ , d. h.  $1/(273 + t_s)$  als Abszissen aufträgt. Man findet dann, daß die Punkte auf weiten Strecken in der Grenze der zeichnerischen Genauigkeit auf Geraden liegen. Zwischen sehr weiten Grenzen treten indessen merkbare Krümmungen auf. Für die drei Gebiete zwischen etwa 20° und 100°, zwischen 100° und 200° (15,8 at), zwischen 200° und 350° (168 at) können die nachstehenden Formeln angewendet werden ( $p_s$  in kg/cm<sup>2</sup>)

a) zwischen 20° und 100°:

$$\log p_s = 5,9778 - \frac{2224,4}{T_s} (p_s \text{ in kg/cm}^2).$$

Bei sehr kleinen Drücken ist u. U. die Rechnung in mm Hg erwünschter. Dafür gilt

$$\log p_s = 8,8444 - \frac{2224,4}{T_s} (p_s \text{ in mm Hg}).$$

b) zwischen 100° und 200°:

$$\log p_s = 5,6485 - \frac{2101,1}{T_s}.$$

c) zwischen 200° (15,8 at) und 350° (168 at)

$$\log p_s = 5,45142 - \frac{2010,8}{T_s}.$$

<sup>1)</sup> Im Gebiet zwischen 0° und 50° von Scheel und Heuse, zwischen 50° und 200° von Holborn und Henning, zwischen 200° und 374° von Holborn und Baumann.

<sup>2)</sup> Vgl. darüber z. B. Chwolson, Lehrbuch der Physik, Wärme; Winckelmann, Handbuch der Physik; Zeuner, Technische Thermodynamik. Forsch.-Arb. Z. V. d. I. Nr. 21.

<sup>3)</sup> Ursprünglich von van der Waals aus theoretischen Erwägungen hergeleitet. Vgl. auch Z. V. d. I. 1905: Dieterici, Die kalor. Eigenschaften des Wassers und seines Dampfes. — Außer dieser gibt es noch eine große Anzahl anderer Formeln, deren Anführung an dieser Stelle nicht möglich ist.

Eine für das ganze Sättigungsgebiet bis zum kritischen Punkt gültige Formel ist neuerdings von Callendar aufgestellt worden<sup>1)</sup>. Sie lautet für  $p$  in mm Hg

$$\log p = \text{konst} - 2903,4/T - 4,7174 \log T + 0,20956 \log \{(1+z)/(1-z)\} \\ + 0,001138 \frac{p}{T},$$

worin die Konstante rechts aus dem Druck von 760 mm bei 100° C bestimmt ist. Über die Bedeutung von  $z$  vgl. Abschn. 20. Die Gleichung ist zwar theoretisch gut begründet, aber ihrem Bau nach für praktische Rechnungen nicht verwendbar.

### Spezifisches Volumen $v_s$ und spezifisches Gewicht $\gamma_s$ .

Je höher der Dampfdruck ist, um so dichter ist der Dampf; das gleiche Dampfgewicht nimmt einen kleineren Raum ein. Verhielte sich der gesättigte Dampf hinsichtlich des Zusammenhangs von Druck, Volumen und Temperatur wie ein Gas, so wäre

$$\frac{v_{s1}}{v_{s2}} = \frac{p_{s2}}{p_{s1}} \frac{T_{s1}}{T_{s2}}$$

oder

$$p_s v_s = R T_s.$$

Diese Beziehung gilt tatsächlich mit einer gewissen, nicht allzu geringen Annäherung. Setzt man für  $R$  die Konstante des gasförmigen Wasserdampfs  $R = 47,1$ , so erhält man

$$v_s = 47,1 \frac{T_s}{p_s} \quad (p_s \text{ in kg/m}^2).$$

Wird hieraus mit den zusammengehörigen Sättigungswerten von  $p_s$  und  $T_s$  das Volumen berechnet, so findet man, daß sich stets ein etwas größerer Wert ergibt als aus den unmittelbaren Versuchen, oder der richtigen Berechnung mittels der Clapeyronschen Gleichung (Abschn. 24). Der gesättigte Dampf befindet sich also in einem Zustand von etwas größerer Dichte, als wenn er sich genau wie ein Gas mit dem Molekulargewicht des Wassers verhielte. In der Taf. III a, Anhang, ist das so berechnete Volumen als „gedachtes Gasvolumen“ eingetragen (linke Hälfte des Blattes; die Ordinaten sind die Temperaturen, die Abszissen die spez. Volumina).

Zur unmittelbaren Bestimmung des spez. Volumens des gesättigten Wasserdampfs sind zahlreiche Versuche angestellt worden. Eine genaue direkte Bestimmung begegnet großen Schwierigkeiten, weil sich der gesättigte Dampf sehr leicht, bei der geringsten Wärmeentziehung durch Gefäßwände, teilweise zu Wasser verdichtet.

Die neuesten und genauesten Versuche für Drücke bis 11 at sind im Laboratorium für Technische Physik in München ausgeführt worden<sup>2)</sup>. Diese Werte sind den im Anhang enthaltenen Dampftabellen zugrunde gelegt.

<sup>1)</sup> Engineering 1923, 2. Nov., S. 567. H. L. Callendar, Steam Tables and Equations.

<sup>2)</sup> Vgl. Abb. 26 nach Forsch.-Arb., Heft 21, Knoblauch, Linde und Klebe, Die thermischen Eigenschaften des gesättigten und des überhitzten Wasserdampfs, I. Teil, und R. Linde, II. Teil. Dasselbst finden sich auch sehr eingehende kritische Betrachtungen über andere Versuchsergebnisse. Vgl. auch Z. V. d. I. 1911, W. Schüle, Die Eigenschaften des Wasserdampfs nach den neuesten Versuchen, sowie Forsch. Arb. 220, Eichelberg, Die therm. Eigenschaften des Wasserdampfs im techn. wichtigen Gebiet. — Ferner Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 63. — Die Ergebnisse dieser und anderer Münchener Versuche sind zusammengefaßt und verarbeitet in den „Tabellen und Diagrammen für Wasserdampf“, berechnet aus der spez. Wärme, von O. Knoblauch, E. Raisch und H. Hausen (München 1923, Oldenbourg). — Die Tabellen reichen bis 60 at und 450° C.

Die Volumenwerte in den bekannten älteren Dampftabellen von Zeuner waren aus den Versuchen Regnaults über Druck, Temperatur und Verdampfungswärme nach der streng gültigen Clapeyron-Clausius'schen Gleichung berechnet. Sie stehen in einer recht guten, wenn auch nicht absoluten Übereinstimmung mit den Münchener Werten. Nach der gleichen Methode wurden die Sättigungsvolumina später von Henning (bis  $180^{\circ}$ ) und neuerdings von Jacob (bis  $310^{\circ}$ ) mit Hilfe der kalorimetrisch ermittelten Verdampfungswärmen berechnet.

Nach Mollier<sup>1)</sup> gilt mit guter Annäherung

$$v_s = \frac{1,7235}{p^{\frac{15}{16}}} (p \text{ in kg/cm}^2),$$

$$\gamma_s = 0,5802 p^{\frac{15}{16}}.$$

Für nicht zu weite Grenzen ist daher das spez. Gewicht ungefähr dem Druck proportional (in ganz roher Schätzung etwa die Hälfte der Zahl des absoluten Dampfdrucks in at).

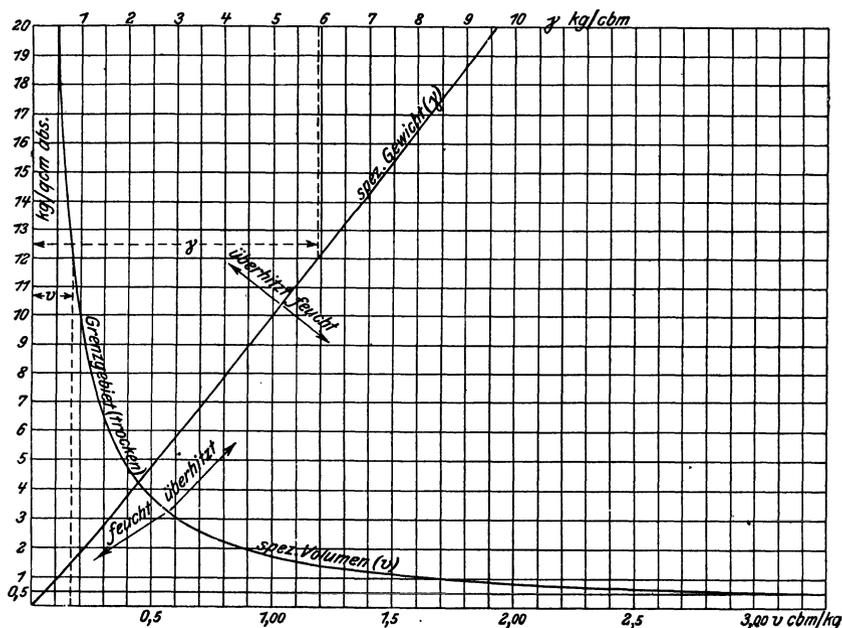


Abb. 1.

In Abb. 1 sind die Dampfdrücke als Ordinaten, die spez. Volumina und die spez. Gewichte als Abszissen aufgetragen. Die Linie des Volu-

<sup>1)</sup> R. Mollier, Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. (Berlin: Julius Springer, 1906). — 5. Aufl. 1927. — Die Tabellen reichen bis 250 at und  $550^{\circ}$  C.

mens (sog. Grenzkurve) ist eine hyperbelartige Kurve, die des Gewichts eine fast gerade, durch den Ursprung gehende Linie.

Über weiteres vgl. Abschn. 14.

**Feuchter oder nasser Dampf.** Alles Vorhergehende bezieht sich auf reinen, sog. trockenen Sattdampf. Schon bei der Dampferzeugung werden aber mehr oder weniger Flüssigkeitsteilchen in den Dampfraum mitgerissen, die als Tröpfchen im Dampfe schweben und so einen Teil der Dampfmasse bilden. Wo dies auch nicht der Fall ist, entstehen doch bei der geringsten Wärmeabgabe des Dampfes an die Gefäßwände, z. B. in allen Rohrleitungen und in den Dampfmaschinenzylindern, solche Wasserteilchen durch Rückverwandlung (Kondensation) eines Teils des reinen Dampfes. Denn wie bei der Verdampfung jedes Flüssigkeitsteilchens vom Dampfe Wärme aufgenommen (verbraucht) wird, ohne daß Druck und Temperatur zu steigen brauchen, so kann umgekehrt der Dampf Wärme nach außen abgeben, ohne daß sich  $p$  und  $t$  zu ändern brauchen; dabei geht aber eine der abgegebenen Wärmemenge genau entsprechende Gewichtsmenge Dampf in den flüssigen Zustand über. (Hierüber vgl. unten „Verdampfungswärme“). Daher existiert der Sattdampf praktisch immer als ein Gemenge von reinem Dampf mit Flüssigkeit. Er wird dann als feuchter oder, je nach dem Grade, als nasser Dampf bezeichnet. Seine Zusammensetzung wird in Gewichtsteilen angegeben. Das Gewicht  $x$  des reinen Dampfes in 1 kg feuchtem Dampf heißt verhältnismäßige Dampfmenge oder Dampfgehalt (auch spezifische Dampfmenge). Die Flüssigkeit in 1 kg Dampf wiegt dann  $1 - x$  kg; dies ist die Dampfmasse oder Feuchtigkeit. Sowohl  $x$  als  $1 - x$  werden häufig in Prozenten angegeben.  $x = 0,9$ , also  $1 - x = 0,1$  entspricht 90 v. H. Dampfgehalt und 10 v. H. Feuchtigkeit.

Das Volumen  $v$  von 1 kg feuchtem Dampf ist kleiner als das des trockenen Dampfes  $v_s$ . Denkt man sich nämlich einen Teil des letzteren bei unveränderlichem Druck kondensiert, so findet eine Raumverminderung (ohne Gewichtsverminderung) statt, da das Niederschlagswasser einen viel kleineren Raum einnimmt als der Dampf, aus dem es entstand. — Der Raum, den  $x$  kg trockener Dampf einnehmen, ist  $x \cdot v_s$ , während die übrigen  $1 - x$  kg Wasser den Raum  $(1 - x) \cdot 0,001 \text{ m}^3$  beanspruchen (1 kg Wasser = 1 l = 0,001 m<sup>3</sup>). Daher nimmt 1 kg feuchter Dampf den Raum ein

$$v = x v_s + (1 - x) \cdot 0,001.$$

Ist, wie bei allem Gebrauchsdampf, der Dampfgehalt vorwiegend, so ist  $0,001 \cdot (1 - x)$  sehr klein gegen  $x \cdot v_s$ . Es ist z. B. bei  $x = 0,75$ , was schon eine sehr erhebliche Dampffeuchtigkeit bedeutet, für Dampf von

$p = 0,1$	8	15	kg/cm <sup>2</sup>	
$v_s = 14,92$	0,246	0,136	m <sup>3</sup> /kg	
$x v_s = 11,2$	0,185	0,102	„	
$0,001 \cdot (1 - x) =$	0,000 25	0,000 25	„	Wasser.

Selbst im ungünstigsten Fall, bei 15 at, macht der Rauminhalt der Flüssigkeit noch nicht  $\frac{1}{4}$  v. H. des Gesamtraumes aus. Es genügt also weitaus, das spez. Volumen des feuchten Dampfs zu setzen

$$v = xv_s,$$

oder das spez. Gewicht

$$\gamma = \frac{\gamma_s}{x}.$$

Der feuchte Dampf ist im umgekehrten Verhältnis des Dampfgehaltes schwerer als der trocken gesättigte Dampf. Druck und Temperatur des feuchten Dampfes sind identisch mit denen des trockenen gesättigten Dampfes.

## 2. Wärmemengen bei der Dampfbildung und der Kondensation des Dampfes.

Die näheren Umstände, unter denen die Überführung des Wassers in Dampf oder des Dampfes in Wasser erfolgt, sind nicht ohne Einfluß auf die verbrauchten bzw. frei werdenden Wärmemengen. Im nachstehenden wird vorausgesetzt, daß beide Vorgänge sich unter unveränderlichem Druck, dem Siededruck  $p_s$ , abspielen.

Das flüssige, kalte Wasser soll unter einen Druck gleich dem gewünschten Siededruck gesetzt und dann unter diesem Druck durch Wärmezufuhr verdampft werden. Der Fall liegt im Dampfkessel vor, wo das kalte Wasser durch die Speisepumpe erst auf den Kesseldruck gebracht (und in den Kessel geschafft) wird, wonach erst die Wärmeaufnahme beginnt. Von der zur Förderung des Wassers aus der Atmosphäre in den Kessel nötigen Arbeit, dem Speisungsaufwand, wird als Anteil an dem gesamten Energieaufwand der Dampferzeugung zunächst abgesehen.

Ein Beispiel für den entgegengesetzten Vorgang ist die Kondensation des Dampfes in den Kondensatoren der Dampfmaschinen. Dort erfolgt die Verwandlung des (niedrig gespannten) Dampfes in Wasser und dessen weitere Abkühlung unter dem unveränderlichen Kondensatordruck (Unterdruck).

Der Vorgang der Dampferzeugung aus kaltem Wasser zerfällt also in zwei Abschnitte, die Erwärmung des Wassers bis zur Siedetemperatur und die Verdampfung,

Abb. 2; ebenso sind bei der Kondensation zu unterscheiden die Verwandlung des Dampfes in Wasser von der Siedetemperatur und die Abkühlung des Wassers (im Normalfall bis  $0^0$ ).

### a) Erwärmung bis zur Siedetemperatur.

Die Wärmemenge, die zur Erwärmung von 1 kg Wasser von  $0^0$  bis zu der dem jeweiligen Siededruck entsprechenden Temperatur erforderlich ist, heißt Flüssigkeitswärme,  $q$ . Man kann, mit  $c$  als spez. Wärme des flüssigen Wassers, setzen

$$q = c_m \cdot t.$$

Die spez. Wärme  $c$  kann als unabhängig vom Druck angenommen werden. Dagegen nimmt sie mit der Temperatur von etwa  $20^0$  bis zu den höchsten Temperaturen, unter denen flüssiges Wasser bestehen kann ( $374^0$ ), stetig zu.

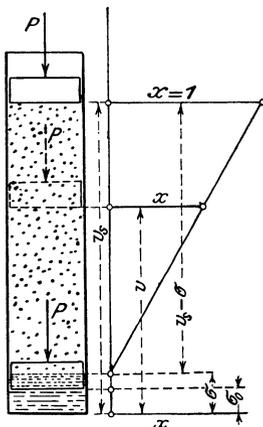


Abb. 2.

Zwischen  $0^{\circ}$  und  $100^{\circ}$  sind die Unterschiede sehr gering. Die mittlere spez. Wärme  $c_m$  ist daher in diesem Gebiete nahezu identisch mit der wahren spez. Wärme  $c$ ; jedenfalls kann man in diesem Gebiet für alle praktischen Zwecke setzen

$$c = c_m = 1.$$

Damit wird auch

$$q \approx t.$$

Dagegen wird bei höheren Temperaturen

$$q > t,$$

wenn auch innerhalb des praktisch verwerteten Temperaturgebietes der Unterschied nicht groß ist. Bei  $200^{\circ}$  hat man z. B.

$$q = 203,1 \text{ kcal.}$$

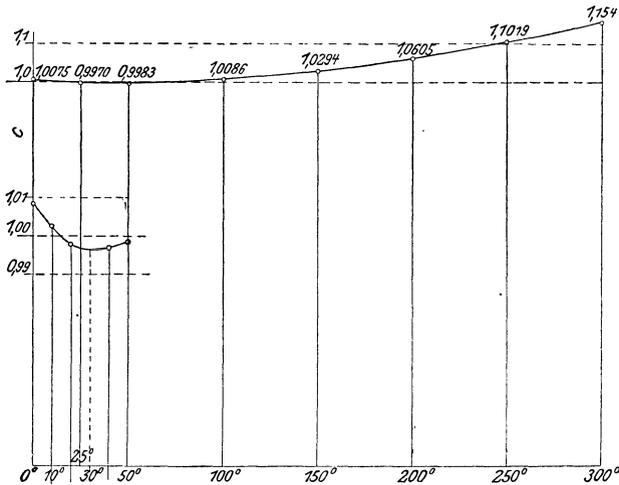


Abb. 3.

Abb. 3 zeigt die Veränderung von  $c$  mit der Temperatur zwischen  $0^{\circ}$  und  $300^{\circ}$  (87,4 at Siededruck). In den Tabellen I und II im Anhang sind die Werte von  $q$  zwischen  $0^{\circ}$  und  $250^{\circ}$  enthalten.

Nach Dieterici<sup>1)</sup> ist zwischen  $40^{\circ}$  und  $300^{\circ}$  die wahre (augenblickliche) spez. Wärme

$$c = 0,9983 - 0,0001037 t + 0,000002073 t^2,$$

und die mittlere spez. Wärme

$$c_m = 0,9983 - 0,00005184 t + 0,0000006912 t^2.$$

Etwas abweichend von diesen Werten ist nach den Versuchen in der Physik. Technischen Reichsanstalt<sup>2)</sup> für

$0^{\circ}$	$5^{\circ}$	$10^{\circ}$	$15^{\circ}$	$20^{\circ}$	$25^{\circ}$	$30^{\circ}$	$35^{\circ}$	$40^{\circ}$	$50^{\circ}$
$c = [1,005]$	1,0030	1,0013	1,0000	0,9990	0,9983	0,9979	0,9979	0,9981	0,9996

<sup>1)</sup> Z. V. d. I. 1905, S. 362.

<sup>2)</sup> Holborn, Scheel und Henning, Wärmetabellen, S. 60.

Gleichzeitig mit der Temperatur nimmt bei der Erwärmung auch das Volumen  $\sigma$  des Wassers zu<sup>1)</sup>. Bis 100° beträgt die Zunahme 4,33 v. H. des Volumens bei 4°, bis 200° 15,7 v. H., bis 300° schon 38,7 v. H. Die mittleren Ausdehnungskoeffizienten für je 1° betragen also bis zu diesen Temperaturen  $0,0433/96 = 1/2218$  bzw.  $1/1248$  bzw.  $1/766$ , zeigen also eine bedeutende Zunahme mit der Temperatur.

Der Unterschied zwischen dem Volumen  $v_s$  des gesättigten Dampfes von  $t_s^0$  und dem des Wassers von 0° ( $\sigma_0$ ) ist die Raumvergrößerung infolge der Erwärmung und Verdampfung ( $v_s - \sigma_0$ ), während die Raumvergrößerung durch die Verdampfung allein  $v_s - \sigma$  ist. Für sehr viele Fälle, und immer dann, wenn die Differenz  $v_s - \sigma$  vorkommt, ist es innerhalb der gebräuchlichen Dampfdrücke völlig ausreichend,  $\sigma = 0,001$  zu setzen, bei Drücken über 3 at bis 15 at, wenn man will,  $\sigma = 0,0011$  ( $m^3/kg$ ). Für sehr hohe Drücke vgl. Abschn. 14.

In den Tabellen 1 und 2 im Anhang ist  $\sigma$  nicht in  $m^3/kg$ , sondern in Liter/kg angegeben.

Die verhältnismäßige Raumvergrößerung bei der Dampfbildung ist  $v_s/\sigma$ . Dieser Wert ist bei 100° gleich  $1,674/0,00104 = 1610$ , bei 200° gleich  $0,1287/0,00116 = 111$ ; dagegen bei 50° gleich  $12,02/0,00101 = 11900$ !

Bei der Raumvergrößerung des Wassers während der Erwärmung unter dem Siededruck leistet das Wasser die Ausdehnungsarbeit  $p_s(\sigma - \sigma_0)$ , in Abb. 2 die Hubarbeit des Kolbens zwischen  $\sigma_0$  und  $\sigma$ . Dieser Teil, der nach der Erwärmung nicht mehr als Wärme im Wasser, sondern als äußere potentielle Energie vorhanden ist, ist nur ein sehr kleiner Bruchteil der Flüssigkeitswärme. Selbst bei 200° (15,83 at) ist erst

$$A p_s(\sigma - \sigma_0) = \frac{15,8 \cdot 10000 \cdot (1,1566 - 1,0001)}{427 \cdot 1000} = 0,058 \text{ kcal. ,}$$

gegen  $q = 203,1$  kcal.

**b) Verdampfung.** Nachdem die Siedetemperatur erreicht ist, beginnt die Verdampfung. Die gesamte, von da ab zugeführte Wärme wird zur Dampfbildung verbraucht, ohne daß die geringste Temperaturänderung eintritt. Die Wärmemenge  $r$ , die nötig ist, um 1 kg Wasser von der dem Siededruck entsprechenden Siedetemperatur vollständig in Dampf überzuführen, heißt Verdampfungswärme<sup>2)</sup>.

Bei der Verdampfung wird die Wärme  $r$  ganz in Arbeit umgesetzt. Einerseits ist die äußere Arbeit zu leisten, die zur Überwindung des Druckes  $p_s$  bei der Raumvergrößerung  $v_s - \sigma$  notwendig ist, also  $p_s(v_s - \sigma)$  mkg (in Abb. 2 die Hubarbeit des Kolbens von  $\sigma$  bis  $v_s$ ). Ihr entspricht die gleichwertige Wärmemenge  $A p_s(v_s - \sigma)$ , die als „äußere Verdampfungswärme“ bezeichnet wird.

Durch diesen Betrag wird jedoch der Verbrauch  $r$ , wie die Versuche

<sup>1)</sup> Bekannt ist die für das Naturleben so wichtige Abweichung hiervon zwischen 0° und ca. 4°, wo das Volumen bei der Erwärmung abnimmt, bei der Abkühlung zunimmt.

<sup>2)</sup> Früher „latente Wärme“, weil sie als Wärme bei der Verdampfung verschwindet und erst bei der Kondensation des Dampfes wieder zum Vorschein kommt.

zeigen, noch lange nicht gedeckt. Es verschwindet also von der zugeführten Wärme noch außerdem der Betrag

$$r - \frac{1}{427} p_s (v_s - \sigma) = \rho \text{ kcal}$$

im Dampf.

Dies ist nur durch den Umstand zu erklären, daß zur Lösung des inneren (molekularen) Zusammenhanges der Flüssigkeit, wie sie zur Dampfentwicklung nötig ist, die mechanische Arbeit  $427 \rho$  mkg verbraucht wird. (Innere Arbeit.)

Demgemäß hat man sich die Verdampfungswärme  $r$  als Summe einer „äußeren“ und einer „inneren“ Verdampfungswärme zu denken,

$$r = \frac{1}{427} p_s (v_s - \sigma) + \rho.$$

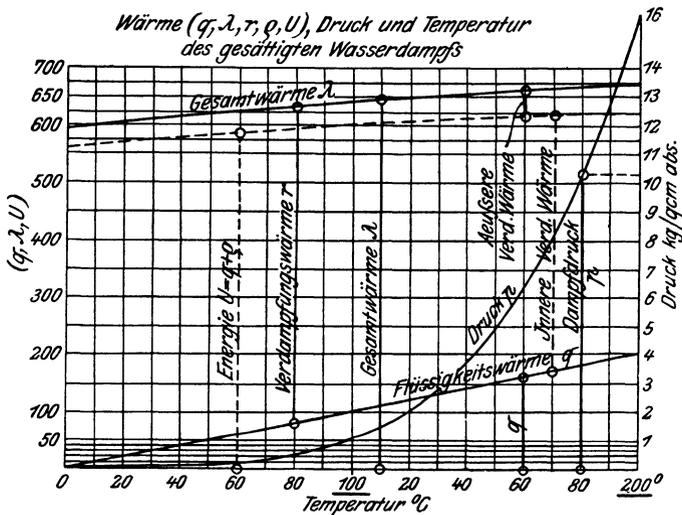


Abb. 4.

Von diesen beiden Teilen ist die innere Verdampfungswärme trotz der sehr bedeutenden Raumvergrößerung bei der Verdampfung der weitaus größere. Aus Abb. 4 ist dies ersichtlich. Die gestrichelte Linie zerlegt  $r$  in die beiden Teile.

Hiernach ist nun der gesamte Wärmebedarf zur Herstellung von 1 kg trockenem, gesättigten Dampfes aus Wasser von  $0^\circ$  bei Verdampfung unter dem unveränderlichen Siededruck

$$\lambda = q + r.$$

Dieser Wert wird als Gesamtwärme bezeichnet. Es ist die Wärmemenge, die aus der Feuerung eines Dampfkessels in jedes dem Kessel zugeführte kg Speisewasser übergehen muß, wenn dieses mit  $0^\circ$  in den Kessel eintritt und den Kessel als trockener Dampf verläßt.

Kommt, wie immer, das Speisewasser mit mehr als  $0^\circ$  in den Kessel, so ist der Wärmearaufwand  $\lambda'$  um die Flüssigkeitswärme  $q_0$  des Speisewassers bei der Temperatur  $t_0$  kleiner als der obige, von  $0^\circ$  an gerechnete Wert, also

$$\lambda' = \lambda - q_0.$$

Tritt der Dampf feucht aus dem Kessel aus, so ist ein weiterer Betrag abzuziehen, vgl. unten.

### Werte der Verdampfungs- und Gesamtwärme.

Die weitaus zuverlässigsten älteren Werte von  $\lambda$  stammten aus Versuchen von Regnault. Sie waren in den Zeunerschen Dampftabellen aufgenommen und können mit großer Annäherung durch die bekannte Gleichung

$$\lambda = 606,5 + 0,305 t_s$$

dargestellt werden. Für die Verdampfungswärme  $r$  folgte hieraus, wenn man  $q \cong t$  setzte,

$$r = \lambda - q = 606,5 - 0,695 t_s.$$

Man erkennt daraus, daß  $r$  im Verhältnis zur Flüssigkeitswärme groß ist. Für  $t_s = 100^\circ$  hat man z. B.

$$q = 100$$

$$r \cong 536,$$

d. h. zur Verdampfung von 1 kg Wasser von  $100^\circ$  ist 5,36mal so viel Wärme erforderlich, als zur Erhitzung von  $0^\circ$  auf  $100^\circ$ , und der gesamte Wärmearaufwand zur Verdampfung von 1 kg Wasser von  $0^\circ$  unter atmosphärischem Druck beträgt rd. 636,5 kcal.

Ferner zeigten die Versuche, wie die Gleichung für  $r$  lehrt, daß die Verdampfungswärme um so kleiner wird, je höher die Dampftemperatur, also der Dampfdruck ist. Bei  $200^\circ$  erhält man  $r = 462,8$  kcal, also 73 kcal weniger als bei  $100^\circ$ .

Dagegen nimmt  $\lambda$  von den kleinsten bis zu Dampfdrücken von 30 bis 40 at stetig zu, wenn auch verhältnismäßig langsam. Bei  $200^\circ$  hat man  $\lambda = 666$  gegen 636,5 bei  $100^\circ$ . Innerhalb der im Dampfkesselbetrieb bisher gebräuchlichen Drücke zwischen 5 und 15 at ändert sich also  $\lambda$  nur sehr wenig, d. h. der Wärmearaufwand für die Dampferzeugung ist bei allen Drücken fast gleich groß. Für sehr hohe Drücke vgl. Abschn. 18.

Die neuesten und genauesten Versuche über die Verdampfungswärme stammen aus der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt<sup>1)</sup>. Sie bestätigen in überraschend genauer Weise die Regnaultschen Gesamtwärmen, die über  $100^\circ$  nur um 0,4 v. H. kleiner, zwischen  $70^\circ$  und  $100^\circ$  um weniger als 0,1 v. H. kleiner, und erst unterhalb  $50^\circ$  um 0,6 bis 1 v. H. größer sind. Die Tabellen im Anhang enthalten diese Werte von  $r$  (bis  $250^\circ$ ) und als Gesamtwärmen  $\lambda$  die Summen aus diesen und den Werten von  $q$  nach Dieterici.

Für sehr hohe Drücke vgl. Abschn. 13.

<sup>1)</sup> F. Henning, Die Verdampfungswärme des Wassers und das spezifische Volumen seines Dampfes zwischen  $30^\circ$  und  $180^\circ$ . Z. V. d. I. 1909, S. 1768; ebenda 1929, S. 504, M. Jakob, Die Verdampfungswärme des Wassers und das spez. Volumen von Satteldampf für Temperaturen bis  $210^\circ$ ; S. 629, dass. zwischen  $210^\circ$  und  $250^\circ$  C.

**Speisungsaufwand und Wärmeinhalt bei konstantem Druck.**

Der Speisungsaufwand, d. h. die zum Hineindrücken des Wassers in den Kessel aus der Atmosphäre erforderliche Arbeit, ohne Rücksicht auf die Nebenverluste bei diesem Vorgang, beträgt im Wärmemaß

$$A(p - p_0) \sigma_0 \text{ kcal,}$$

wenn  $p_0$  der äußere Luftdruck in  $\text{kg/m}^2$  ist.

Dieser Wert ist gegenüber den Wärmemengen, die bei der Dampfbildung auftreten, äußerst gering. Für  $p = 20 \cdot 10000$ , d. h. 20 at, wird er erst

$$\frac{19 \cdot 10000 \cdot 0,001}{427} = 0,45 \text{ kcal/kg.}$$

Da der Speisungsaufwand nur mittelbar, unter Umständen auch gar nicht aus der vom Dampf im Kessel aufgenommenen Wärme  $\lambda$  bestritten wird, außerdem in Wirklichkeit, ausgedrückt in Wärme aus der Kesselfeuerung, ein großes Vielfaches des ideellen Wertes betragen kann<sup>1)</sup>, so ist es üblich und der Klarheit der Verhältnisse wegen zweckmäßiger, ihn nicht dem Energieaufwand für die Verdampfung zuzurechnen.

Unter „Wärmeinhalt bei konstantem Druck“ versteht man gemäß Abschnitt 47, 1. Teil und 29 die Größe

$$J = U + A p v.$$

Setzt man

$$U = q + \varrho, \quad v = v_s,$$

für trockenen Dampf, so wird

$$J = q + \varrho + A p v_s,$$

oder

$$= q + \varrho + A p (v_s - \sigma) + A p \sigma.$$

Die Summe der drei ersten Werte ist  $\lambda$ , so daß man erhält

$$J = \lambda + A p \sigma;$$

der „Wärmeinhalt“ ist also um den kleinen Wert  $A p \sigma$ , d. h. bei höheren Drücken fast genau um den ideellen Speisungsaufwand, größer als die Gesamtwärme. Im vorliegenden Zusammenhang erscheint die Bezeichnung „Wärmeinhalt“ nicht glücklich, weil  $\lambda$  und nicht  $J$ , die aus der Feuerung in 1 kg Dampf eingehende und darin enthaltene Wärme darstellt.

**Innere Energie des Dampfes.** Bei der Verdampfung wird nur die Arbeit  $A p (v_s - \sigma)$  nach außen abgegeben (äußere Verdampfungswärme), während der Teil  $\varrho$  der Verdampfungswärme, der zur Leistung innerer Arbeit verbraucht wird, im Dampf verbleibt. Auch die Flüssigkeitswärme  $q$  ist nach der Verdampfung im Dampf noch enthalten. Von der gesamten dem Dampf zugeführten Wärme befindet sich also die Menge  $q + \varrho$  als Energieinhalt im Dampf.

Man bezeichnet

$$q + \varrho = U$$

als Energie des Dampfes (auch innere Energie).

Von Bedeutung ist dieser Wert insbesondere bei der adiabatischen Ausdehnung des Dampfes, deren Arbeit ganz aus  $U$  bestritten wird

<sup>1)</sup> Z. B., wenn Dampf aus dem Kessel verwendet wird, um eine Dampfpeispumpe (Kolbenpumpe) zu betreiben, oder wenn eine Speisepumpe von der Transmission aus angetrieben wird.

Abschn. 7 und bei der Kondensation von Dampf bei unveränderlichem Gesamtraum (Abschn. 9). In Abb. 4 finden sich die Werte von  $U$  für trocken gesättigten Dampf bei den verschiedenen Temperaturen.

Die als Raumarbeit bei der Verdampfung nach außen abgegebene Wärme  $Ap(v_s - \sigma)$  ist nicht als verloren zu betrachten. Wenn nämlich der Dampf unter unveränderlichem Druck wieder verflüssigt wird, so leistet der äußere Druck  $p_s$  bei der Raumverminderung die Arbeit  $p_s(v_s - \sigma)$ , die im Dampfe in Wärme übergeht, ganz ähnlich wie bei der Abkühlung eines Gases (Abschn. 26, 1. Teil), vgl. auch Abb. 2. Nur infolge dieses Umstandes wird bei der Kondensation des Dampfes unter dem Siededrucke genau die gleiche Wärme aus dem Dampf frei (bzw. muß ihm entzogen werden, um ihn zu verflüssigen), wie bei der Verdampfung unter dem gleichen Druck aufzuwenden war.

Findet jedoch die Verdampfung unter konstantem Druck, also bei wachsendem Volumen statt, dagegen die Verflüssigung unter unveränderlichem Volumen, daher bei sinkendem Druck, so wird im letzteren Falle eine um den Wert  $Ap_s(v_s - \sigma)$  geringere Wärmemenge frei. Dafür entsteht im Dampfraum ein Unterdruck, vermöge dessen der äußere Luftdruck noch Arbeit zu leisten vermag.

**Feuchter Dampf.** Die im feuchten Dampf enthaltenen Wärmemengen sind, für die Gewichtseinheit, geringer als im trockenen Dampf. Da 1 kg reiner Dampf die Gesamtwärme  $q + r$  erfordert, so müssen für den Dampfgehalt von  $x$  kg in 1 kg feuchtem Dampf  $(q + r)x$  kcal aufgewendet werden; außerdem für den Feuchtigkeitsgehalt von  $(1 - x)$  kg  $(1 - x)q$  kcal Flüssigkeitswärme. Daher ist die Gesamtwärme von 1 kg feuchtem Dampf, gerechnet von  $0^\circ$  an,  $(q + r)x + q(1 - x)$  oder

$$\lambda_f = q + xr.$$

Mit  $v$  als Volumen des Dampfes erhält man auch

$$\lambda_f = q + xq + Ap(v - \sigma),$$

da  $q$ , die Flüssigkeitswärme, im feuchten Dampf in gleichem Betrag aufzuwenden ist wie im trockenen, während als innere Verdampfungswärme nur  $xq$  kcal und als äußere Verdampfungswärme nur  $Ap(v - \sigma)$  kcal nötig sind.

Verglichen mit der Gesamtwärme  $q + r$  des trockenen Dampfes ist die des feuchten um  $(q + r) - (q + xr)$ , also um  $(1 - x)r$  kcal kleiner. Hat man nun Speisewasser von  $t_0^\circ$ , so ist der gesamte Wärmearaufwand zur Herstellung von 1 kg feuchtem Dampf mit  $x$  Gewichtsteilen Dampfgehalt

$$\lambda_f' = \lambda - q_0 - (1 - x)r,$$

worin  $\lambda$ ,  $q_0$  und  $r$  den Dampftabellen zu entnehmen sind.

Man erhält z. B. für Dampf von 9 at Überdruck mit 5 v. H. Feuchtigkeit bei  $t_0 = 15^\circ$  Speisewassertemperatur wegen  $p_s = 9 + 1 = 10$  (bei 735,5 mm Barometerstand)

$$\begin{aligned} \lambda_f' &= 662,5 - 15,05 - 0,05 \cdot 481,1 \\ &= \underline{623,5} \text{ kcal/kg.} \end{aligned}$$

Die Energie des feuchten Dampfes erhält man als Summe der Flüssigkeitswärme  $q$  und der inneren Verdampfungswärme  $xq$

$$U_f = q + xq.$$

Beispiele. 1. Ein Dampfkesselmanometer zeigt auf  $7,5 \text{ kg/cm}^2$ . Wie hoch ist die Dampftemperatur, wenn das Barometer zur gleichen Zeit auf  $710 \text{ mm Hg}$  steht?

Die absolute Dampfspannung ist

$$p = 7,5 + \frac{710}{735,6} = 7,5 + 0,966 = \underline{8,466 \text{ kg/cm}^2 \text{ abs.}}$$

Nach den Dampftabellen ist daher

$$t = 172,1 - 2,6 \cdot \frac{0,034}{0,5} \text{ (Interpolation von } 8,5 \text{ rückwärts)} = \underline{172,0^\circ}$$

2. Wieviel wiegen  $10 \text{ m}^3$  feuchter Dampf von  $7 \text{ at}$  Überdruck mit  $12 \text{ v. H.}$  Feuchtigkeit?

$1 \text{ m}^3$  trockener Dampf von  $7 + 1,033 = 8,033 \text{ at}$  abs. wiegt nach Tabelle  $4,086 + 0,232 \cdot \frac{0,033}{0,5} = 4,239 \text{ kg}$ .

Mit  $x = 1 - 0,12 = 0,88$  ist daher das Gewicht von  $1 \text{ m}^3$  des feuchten Dampfes  $\frac{4,239}{0,88} = 4,81 \text{ kg}$ . Es wiegen somit  $10 \text{ m}^3$   $48,1 \text{ kg}$ .

3. Eine  $1000 \text{ PS}$ -Dampfturbine verbrauche stündlich für  $1 \text{ PS}$   $7 \text{ kg}$  gesättigten Dampf. Wenn nun der Dampf sowohl im Hochdruck- als im Niederdruckgebiet mit  $100 \text{ m/sec}$  axialer Geschwindigkeit aus den Leiträdern austritt, wie groß müssen die Leitradquerschnitte sein a) im Hochdruckgebiet bei  $7 \text{ kg/cm}^2$  und  $x = 0,95$ , b) im Niederdruckgebiet bei  $0,08 \text{ kg/cm}^2$  abs. und  $x = 1$ ?

Stündliches Dampfgewicht  $1000 \cdot 7 = 7000 \text{ kg}$ , sekundliches Dampfgewicht  $\frac{7000}{3600} = 1,945 \text{ kg}$ .

a) Volumen von  $1 \text{ kg}$  bei  $7 \text{ at}$  abs. gleich  $0,2778 \text{ m}^3$  für trockenen Dampf. Für den feuchten Dampf  $0,95 \cdot 0,2778 = 0,2638 \text{ m}^3$ , daher von  $1,945 \text{ kg}$  gleich  $\underline{0,513 \text{ m}^3/\text{sec}}$ . Bei  $100 \text{ m}$  Geschwindigkeit ist also ein Querschnitt von  $\frac{0,513}{100} \cdot 10\,000 = \underline{51,3 \text{ cm}^2}$  erforderlich.

b) Bei  $0,08 \text{ at}$  abs. ist das spez. Volumen des trockenen Dampfes  $18,45 \text{ m}^3/\text{kg}$ . Daher ist der Querschnitt  $\frac{18,45 \cdot 1,945}{100} \cdot 10\,000 = \underline{3590 \text{ cm}^2}$ , also rd.  $70$  mal größer als im Hochdruckgebiet.

4. Ein Dampfkessel liefert den Dampf für eine  $100 \text{ PS}$ -Dampfmaschine, die für  $1 \text{ PSh}$   $9 \text{ kg}$  Dampf von  $8 \text{ kg/cm}^2$  abs. verbrauche. Welche Wärmemenge muß aus der Feuerung stündlich auf das Kesselwasser übergehen? Temperatur des Speisewassers  $15^\circ$ .

Stündliche Dampflieferung  $900 \text{ kg}$ . Nach der Tabelle Gesamtwärme des trockenen Dampfes bei Speisewasser von  $0^\circ$  gleich  $660,9 \text{ kcal}$ ; bei  $15^\circ$  Wassertemperatur  $660,9 - 15 = 645,9 \text{ kcal}$ . Der Dampf muß somit in der Stunde  $900 \cdot 645,9 = 581\,310 \text{ kcal}$  aufnehmen. Bei  $70 \text{ v. H.}$  Kessel-Wirkungsgrad und Kohle von  $7000 \text{ kcal/kg}$  Heizwert entspricht dies einer stündlichen Kohlenmenge von  $\frac{581\,310}{0,7 \cdot 7000} = 118,5 \text{ kg}$ .

5. Im Zylinder einer Dampfmaschine, die mit trockenem gesättigtem Dampf von  $10 \text{ at}$  abs. betrieben wird, nehme der Dampf durch die Abkühlung an den Zylinderwandungen während der Einströmung eine Feuchtigkeit von  $15 \text{ v. H.}$  an. Wieviel von der mit dem Dampf zugeführten Wärme geht an die Wandungen über?

Die Gesamtwärme von 1 kg trockenem Dampf von 10 at ist 662,5. An die Wände geht mindestens die Verdampfungswärme von 0,15 kg, also nach Tabelle  $0,15 \cdot 481,1 = 72,2$  kcal. über, d. i.  $\frac{72,2}{662,5} \cdot 100 = 10,9$  v. H. der Gesamtwärme.

6. Ein mittels Niederdruck-Dampfheizung zu erwärmender Raum brauche stündlich 100 000 kcal. Wieviel Kilogramm Dampf von 0,2 at Überdruck müssen stündlich in die Heizkörper eintreten,

a) wenn das Niederschlagswasser mit der dem Dampfdruck entsprechenden Siedetemperatur in den Kessel zurücklaufen würde?

b) wenn das Wasser mit  $80^\circ$  aus den Heizkörpern abfließt, und bis zum Kessel, in den es zurückgeleitet wird, weitere  $30^\circ$  verliert?

a) Die Verdampfungswärme  $r$  wird als Verflüssigungswärme jedem Kilogramm Heißdampf entzogen. Dies sind für Dampf von  $1,033 + 0,20 = 1,233$  at abs.  $r = 536,5$  kcal. Daher muß der Heizkörper stündlich  $100\,000/536,5 = 186,5$  kg Dampf erhalten. Wenn weder vom Kessel zum Heizkörper, noch von da zurück zum Kessel Wärmeverluste auftreten, so wird die Dampfwärme in vollem Maße nutzbar gemacht und der Wirkungsgrad der Heizung ist gleich 1. Der Kessel hat stündlich 100 000 kcal aus der Feuerung aufzunehmen.

b) Der Gewinn an Wärme aus 1 kg Dampf ist  $536,5 + 105 - 80 = 561,5$  kcal. Da jedoch das  $50^\circ$  warme Dampfwasser zurückgespeist wird, so sind im Kessel auf 1 kg Dampf nur  $536,5 + 105 - 50 = 591,5$  kcal zu übertragen, also stündlich  $\frac{100\,000 \cdot 591,5}{561,5} = 105\,100$  kcal. Der Wirkungsgrad der Heizung, ohne Zuleitung und Kessel, beträgt  $561,5/591,5 = 0,95$ .

7. Eine Abdampfturbine verbraucht für die Kilowattstunde 20 kg Dampf von 1,14 at abs. mit 24,5 v. H. Feuchtigkeitsgehalt. Wie groß ist der hinsichtlich des Wärmewertes gleichwertige Dampfverbrauch in trockenem Dampf von gleichem Druck?

Die Gesamtwärme des trockenen Dampfes von 1,14 at abs. ist 640, bezogen auf Speisewasser von  $15^\circ$  nur  $640 - 15 = 625$ . Die Gesamtwärme des feuchten Dampfes von  $1 - x = 0,245$  Wassergehalt ist um  $0,245 r = 0,245 \cdot 537,3 = 131,3$  kcal kleiner, also nur  $625 - 131,3 = 493,7$  kcal. Der gesuchte Dampfverbrauch ist daher  $\frac{20 \cdot 493,7}{625} = 15,8$  kg für 1 kWh.

8. Aus einer Wasserreinigungsanlage, in der das zufießende kalte Wasser von  $t_0^\circ$  durch Dampf aus dem Kessel angewärmt wird, fließen stündlich  $G$  kg gereinigtes und auf  $t_0$  erwärmtes Speisewasser der Speisepumpe zu. Es soll ermittelt werden, wie groß die für das Anwärmen verbrauchte Dampfmenge  $G_2$  und wie groß die Frischwassermenge  $G_1$  ist, unter der Annahme, daß der Anwärmedampf trocken gesättigt ist.

Das Frischwasser erwärmt sich um  $t - t_0$  Grad, nimmt also  $G_1 (t - t_0)$  kcal auf. Der Dampf kondensiert und kühlt sich auf  $t^\circ$  ab, wobei er die Wärmemenge  $G_2 (\lambda - t)$  kcal abgibt. Beide Wärmemengen sind gleich, also

$$G_1 (t - t_0) = G_2 (\lambda - t).$$

Ferner ist

$$G_2 = G - G_1.$$

Daraus folgt

$$G_1 = G \frac{\lambda - t}{\lambda - t_0}$$

$$G_2 = G \frac{t - t_0}{\lambda - t_0}.$$

Es wird z. B. für  $t_0 = 15^\circ$ ,  $t = 60^\circ$ ,  $\lambda = 664$  (ca. 10 at abs.)

$$G_1 = G \cdot \frac{664 - 60}{664 - 15} = 0,932 G,$$

$$G_2 = 0,068 G.$$

9. Bei den Mischkondensatoren der Dampfmaschinen kann man aus der Temperatur  $t_0$  des zufließenden kalten Kühlwassers und der Temperatur  $t_m$  des abfließenden Warmwassers auf das Verhältnis  $n$  der Kühlwassermenge zur kondensierten Dampfmenge schließen.

Der Dampf im Dampfzylinder besitze am Ende der Expansionsperiode, wenn er auszuströmen beginnt, den Druck  $p_e$  und den Dampfgehalt  $x_e$ , daher die Gesamtwärme  $\lambda - (1 - x_e)r$ .

Wenn nun der Dampf, ohne Arbeit zu verrichten, in den Kondensator ausströmt, so ändert sich, wie im Abschn. 28 gezeigt, sein „Wärmeinhalt“ nicht, also praktisch auch seine Gesamtwärme nicht. Jedes kg Dampf bringt somit die Wärme  $\lambda - (1 - x_e)r$  in den Kondensator mit. Indem es sich dort durch Vermischung mit dem Kühlwasser verflüssigt, gibt es diese Wärmemenge, weniger der Flüssigkeitswärme bei  $t_m$ , ab, also die Wärme  $\lambda - (1 - x_e)r - t_m$  kcal. Zu 1 kg Dampf gehören  $n$  kg Kühlwasser. Dieses erwärmt sich um  $t_m - t_0$  Grad, wobei es die Wärme  $n(t_m - t_0)$  kcal aufnimmt. Beide Wärmemengen sind gleich, also

$$\lambda - (1 - x_e)r - t_m = n(t_m - t_0),$$

somit

$$n = \frac{\lambda - (1 - x_e)r - t_m}{t_m - t_0}.$$

Der Druck  $p_e$  liegt in den Grenzen um 0,8 bis 1,5 at, also  $\lambda$  zwischen 635 und 643 (Durchschn. 640),  $r$  zwischen 543 und 533 (Durchschn. 538). Damit wird

$$n = \frac{640 - (1 - x_e)538 - t_m}{t_m - t_0}.$$

Wird nun z. B. abgelesen  $t_0 = 12^\circ$ ,  $t_m = 30^\circ$ , so ist

$$n = \frac{610 - (1 - x_e)538}{18}.$$

Wäre nun der zu kondensierende Dampf trocken,  $x_e = 1$ , so würde

$$n = 33,9.$$

Wäre er dagegen feucht, mit  $x_e = 0,75$  Dampfgehalt, so würde

$$n = 26,4.$$

Die beiden Annahmen führen zu wesentlich verschiedenen Ergebnissen. Bei Vorausberechnungen pflegt man von der ersten auszugehen, was eine größere Sicherheit gewährt. Bei Untersuchungen an Maschinen wird man den wahren Wert  $x_e$  wenigstens annähernd einzuführen haben.

### 3. Feuchtigkeitsänderungen des gesättigten Dampfes bei beliebigen Zustandsänderungen. Kurven gleicher Feuchtigkeit (oder gleicher Dampfmenge).

Der Zustand des feuchten Dampfes ist bestimmt durch seinen Druck (Sättigungsdruck) und den verhältnismäßigen Dampf- oder Feuchtigkeitsgehalt ( $x$  bzw.  $1 - x$ ). Da mit dem letzteren Werte auch das spez. Volumen  $v \cong x v_s$  festliegt, so ist der Dampfzustand auch durch Druck und Volumen gegeben. Trägt man in ein Koordinatensystem mit  $p$  als Ordinaten,  $v$  als Abszissen zusammengehörige Werte von  $p$  und  $v$  ein, Abb. 5, so kommt der Punkt  $A$  bei feuchtem Dampf innerhalb der Grenzkurve zu liegen. Denn bei gleichem Druck hat der feuchte Dampf ein kleineres Volumen ( $CA$ ) als der trockene ( $CA_s$ ). Der Dampfgehalt  $x$  wird durch das Verhältnis  $CA : CA_s$  dargestellt, der Feuchtigkeitsgehalt  $1 - x$  durch  $AA_s : CA_s$ .

Genauer ist nach Abschn. 2

$$v = x v_s + (1 - x) \sigma,$$

daher

$$x = \frac{v - \sigma}{v_s - \sigma}.$$

Trägt man in Abb. 5 noch die Volumina  $\sigma$  von 1 kg Wasser ein, die den verschiedenen Drucken bzw. Dampftemperaturen entsprechen, so wird

$$x = \frac{A_v A}{A_w A_s}.$$

Der Unterschied ist für Wasserdampf bei allen gewöhnlich vorkommenden Spannungen verschwindend<sup>1)</sup>. Die Kurve der Wasservolumina heißt untere Grenzkurve.

Dehnt sich der Dampf von  $A$  an nach einem beliebigen Gesetze aus, Linie  $AA_1$ , so ändert sich im allgemeinen der Feuchtigkeitsgrad.

In  $A_1$  Abb. 5 ist z. B. die Feuchtigkeit  $\frac{A_1 A_{s1}}{C_1 A_{s1}}$  kleiner als in  $A$ .

Es hat also von  $A$  bis  $A_1$  eine Verdampfung von Flüssigkeit stattgefunden.

Denkt man sich eine Linie  $AA_1'$  so eingetragen, daß  $A_1'$  die Strecke  $C_1 A_{s1}$  im gleichen Verhältnis teilt, wie  $A$  die Strecke  $CA_s$ , so ist längs  $AA_1'$  die Feuchtigkeit unveränderlich. In Abb. 5 stellt  $AA_1'$  die Linie mit 35 v. H. Feuchtigkeit ( $x=0,65$ ) dar. Ist diese

Linie einmal vorhanden, so läßt sich ohne weiteres erkennen, ob sich bei irgendeiner von  $A$  ausgehenden Zustandsänderung Dampf niederschlägt oder ob Feuchtigkeit verdampft. — Auf der strichpunktierten Linie  $AB_1$  findet z. B. Vergrößerung des Feuchtigkeitsgrades statt; ebenso auf einer Vertikalen von  $A$  nach unten (Abkühlung bei konstantem Volumen). Auf einer Wagerechten durch  $A$  nach rechts findet, wie selbstverständlich, Verdampfung statt.

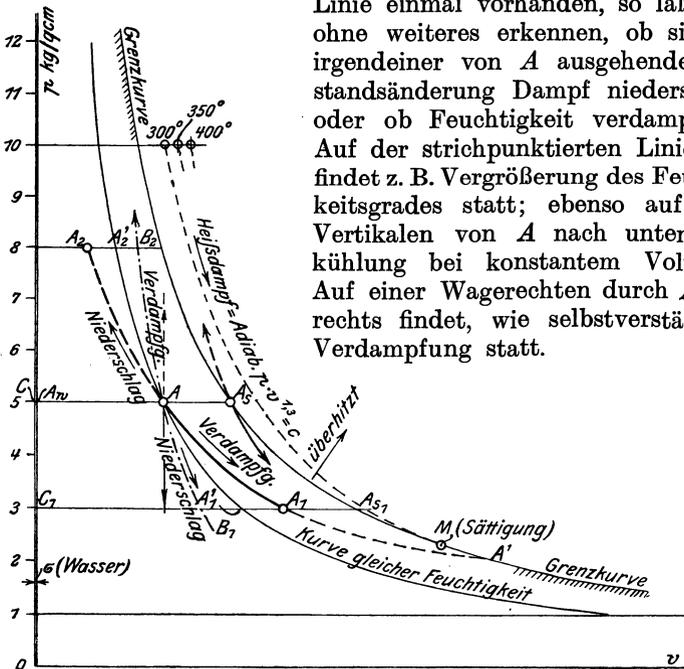


Abb. 5.

Bei Verdichtung von  $A$  aus nach  $AA_2$  tritt Dampfniederschlag ein, nach  $AB_2$  dagegen Verdampfung.

<sup>1)</sup> Vgl. dagegen für Kohlensäure Abb. 38 und für Hochdruckdampf Abb. 28.

Bei der Ausdehnung und Verdichtung von feuchtem Dampf kann also je nach dem Verlauf der Zustandsänderung entweder Verdampfung oder Dampfniederschlag eintreten.

Die gleiche Art der Zustandsänderung (stetige Kurve durch  $A$ ), die bei Ausdehnung Niederschläge bewirkt, ergibt bei Verdichtung Dampftrocknung, und umgekehrt.

Ursprünglich trockener Dampf, Punkt  $A_s$ , wird bei Ausdehnung, die unterhalb der Grenzkurve verläuft, stets feucht; bei Verdichtung kann er überhitzt werden (z. B. bei adiabatischer Zustandsänderung).

Die Kurven gleicher Feuchtigkeit sind der Grenzkurve ähnlich, folgen also ebenfalls der Beziehung  $p^{15} \cdot v = \text{konst.}$

Beispiel. In das Diagramm einer mit gesättigtem Dampf betriebenen Kondensations-Dampfmaschine, Abb. 12, Abschn. 8 ist die Volumenkurve des trocken gesättigten Dampfs eingetragen, gemäß der durch einen Versuch bestimmten, bei 1 Hub in die Maschine eintretenden Dampfmenge. Die wahre Kurve der Dampfvolumina im Zylinder verläuft, wie man erkennt, ganz im Gebiet des feuchten Dampfs. Die verhältnismäßigen Dampfgehalte  $x$  sind als Ordinaten zu den jeweiligen Kolbenstellungen eingetragen. Grundlagen wie in Abschn. 40, Beispiel a).

#### 4. Der überhitzte Wasserdampf. Entstehung. Wärmeinhalt.

##### Wahre und mittlere spezifische Wärme bei konstantem Druck.

##### Zustandsgleichung. Grenzkurve.

Wenn dem gesättigten (und trockenen) Dampf, wie er vom Dampfkessel geliefert wird, an einer vom Wasserspiegel entfernten Stelle noch weiter Wärme aus Feuergasen zugeführt wird, so vergrößert sich sein Volumen, und seine Temperatur steigt über die zum Kesseldruck gehörige Sättigungstemperatur. Dabei soll, wie dies immer bei der praktischen Überhitzung zutrifft, der Raum, in dem der Dampf die zusätzliche Wärme aufnimmt (Überhitzer), in freier Verbindung mit dem Dampfraum des Kessels stehen. Dann herrscht auch im Überhitzer der gleiche Druck wie im Kessel.

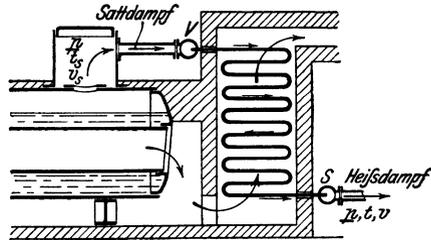


Abb. 6.

Abb. 6 zeigt, unter Hinweglassung aller für den praktischen Betrieb erforderlichen Absperrventile, die Anordnung. Aus dem Dom tritt der Sattldampf in einen Verteilkörper  $V$ , an den eine Reihe nebeneinander liegender Rohrschlangen angeschlossen ist. Diese bilden den eigentlichen Überhitzer. Die Überhitzerrohre vereinigen sich beim Austritt aus dem Heizraum in einem Sammler  $S$ , an den die Heißdampfleitung anschließt. Der Dampf tritt in den Verteiler  $V$  mit der Kesseltemperatur  $t_s$ , erhitzt sich beim Durchströmen der Rohre von oben nach unten und tritt in den Sammler mit der Tem-

peratur  $t > t_s$  ein. Da gleichzeitig sein Volumen von  $v_s$  auf  $v$  wächst, so verläßt er die Überhitzerrohre mit größerer Geschwindigkeit, als er ihnen aus  $V$  zuströmte.

Ob zur Überhitzung die Abgase des Kessels verwendet werden oder eine besondere Feuerung angeordnet ist, bleibt selbstverständlich für die Eigenschaften des Heißdampfes, um die es sich hier allein handelt, ganz gleich.

Überhitzter Dampf oder Heißdampf ist demnach Dampf, dessen Temperatur höher ist als die seinem Drucke gemäß den Dampftabellen entsprechende Sättigungstemperatur. Hat z. B. Dampf von 9 at abs. eine Temperatur von  $300^\circ$ , so ist er um  $300 - 174,6 = 125,4^\circ$  überhitzt; ist bei gleicher Temperatur der Druck nur 5 at abs., so beträgt die Überhitzung  $300 - 151,1 = 148,9^\circ$ .

Der überhitzte Zustand läßt sich auch aus dem spez. Volumen oder spez. Gewicht erkennen, da ja das Dampfvolumen bei der Überhitzung wächst bzw. das spez. Gewicht abnimmt. Dampf ist überhitzt, wenn ein bestimmtes Gewicht bei gleichem Druck einen größeren Raum einnimmt, als es als Satttdampf gemäß den Tabellen einnehmen würde; oder wenn im gleichen Raume dem Gewicht nach weniger Dampf enthalten ist, als der Raum bei gleichem Druck Satttdampf fassen könnte. So ist z. B. der atmosphärische Wasserdampf gewöhnlich im überhitzten Zustand; erst bei der beginnenden Wolken- und Nebelbildung tritt er in das Sättigungsgebiet ein. (Überhitzter Dampf heißt auch ungesättigt.)

**Gesamtwärme.** Die Herstellung des Heißdampfes setzt das Vorhandensein von Satttdampf vom gleichen Druck voraus, erfordert also in jedem Falle zunächst den Wärmeaufwand für Satttdampf,  $q + r$  kcal. Dazu tritt die Überhitzungswärme.

Das allgemeine Verhalten des in der Überhitzung begriffenen Dampfes stimmt mit dem der Gase überein. Ein Teil der unter konstantem Druck zugeführten Überhitzungswärme wird zur Temperatursteigerung, der andere zur Ausdehnungsarbeit verbraucht. Die ganze Wärmemenge, die zur Erwärmung von 1 kg Dampf um je  $1^\circ$  aufzuwenden ist, heißt wie bei den Gasen spez. Wärme bei konstantem Druck,  $c_p$ .

Man nahm früher an, daß  $c_p$  unabhängig von der Temperatur und dem Drucke sei und den Wert 0,48 besitze. Durch die Versuche von Knoblauch und Jakob<sup>1)</sup> und die späteren Münchener Versuche ist endgültig entschieden, daß diese Annahme nicht entfernt zutrifft.  $c_p$  ist vielmehr um so größer, je höher bei gleicher Temperatur der Druck ist; bei gleichem Druck wird  $c_p$  vom Sättigungspunkt aus mit steigender Temperatur zunächst kleiner, um dann von  $250$  bis  $300^\circ$  an wieder langsam zuzunehmen. Abb. 7 läßt diese Art der Abhängigkeit erkennen<sup>2)</sup>.

Die Überhitzungswärme richtet sich nach dem Mittelwert der spez. Wärme zwischen den betreffenden Temperaturen, wie dies für den Fall der Veränderlichkeit der spez. Wärme in Abschn. 11, 1. Teil ausgeführt ist. Aus den Kurven Abb. 7 sind von Knoblauch die Werte  $(c_p)_m$  für die verschiedenen Drücke und Temperaturen be-

<sup>1)</sup> Forsch.-Arb. 35 u. 36, 1906. — Über die neuesten Versuche vgl. Abschn. 17.

<sup>2)</sup> Nach Knoblauch u. Raisch, Z. V. d. I. 1922, S. 418.

rechnet worden, vgl. die umstehende Zahlentafel<sup>1)</sup>). Die Zahlen gelten zwischen der Sättigungstemperatur, die unter dem Druck vermerkt ist, und den Heißdampftemperaturen in der ersten Vertikalspalte.

Der Wärmehalt kann nun nach

$$\lambda = q + r + (c_p)_m \cdot (t - t_s)$$

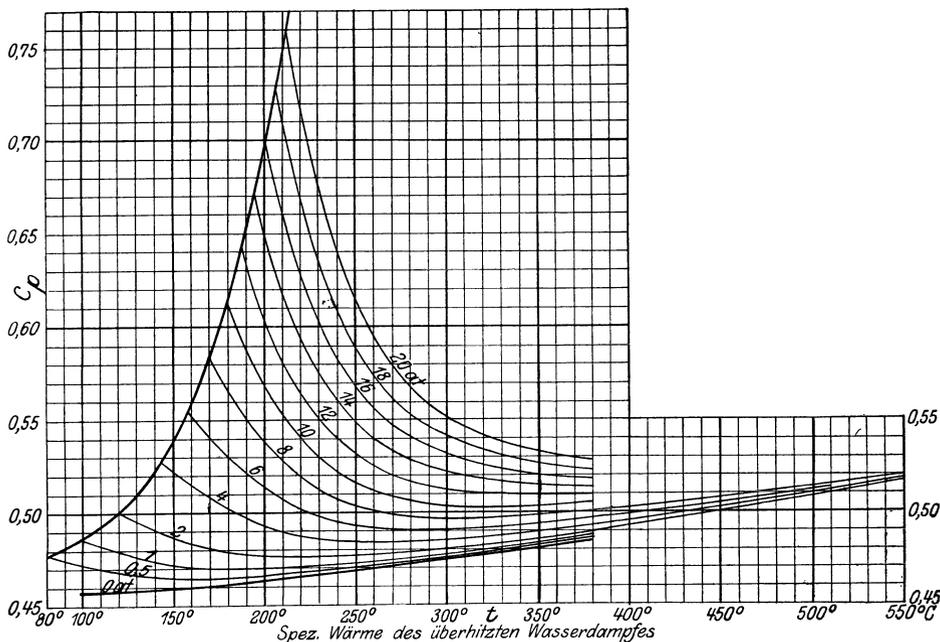


Abb. 7.

berechnet werden.  $q + r$  ist aus den Dampftabellen zu entnehmen. Unmittelbar kann  $\lambda (= i)$  aus der Tafel IVa entnommen werden<sup>2)</sup>.

**Die Zustandsgleichung.** Während bei Satttdampf einem bestimmten Druck  $p$  nur eine einzige Temperatur und, wenn der Dampf trocken ist, ein einziges Volumen zugehört, kann Heißdampf von bestimmtem Druck jede Temperatur besitzen, die höher ist als die zu seinem Druck  $p$  gehörige Satttdampf-temperatur, und jedes Volumen, das größer ist als das seinem Drucke entsprechende Satttdampfvolumen. Die drei Zustandsgrößen  $p, v, T$  sind unter sich, wie bei den Gasen, durch eine Beziehung, die Zustandsgleichung des Heißdampfes, verbunden. Der Heißdampf verhält sich zwar im allgemeinen wie die Gase. Die bekannte Gasgleichung

$$p v = R T$$

gibt jedoch keine hinreichende Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen, besonders nicht in der Nähe des Sättigungsgebietes.

<sup>1)</sup> Nach Knoblauch u. Raisch, Z. V. d. I. 1922, S. 418.

<sup>2)</sup> Über die Münchener Tabellen und Diagramme vgl. S. 3, Fußnote 2.

Mittlere spez. Wärme  $c_{p,m}$  für überhitzten Wasserdampf.

$p =$	0,5 at	1	2	4	6	8	10	12	14	16	18	20
$t_s =$	80,9 °C	99,1	119,6	142,9	158,1	169,6	179,1	187,1	194,2	200,5	206,2	211,4
$c_{p,s} =$	0,479	0,487	0,499	0,525	0,551	0,578	0,605	0,633	0,663	0,694	0,726	0,760
120°	0,473	0,486	—	—	—	—	—	—	—	—	—	—
140	0,471	0,481	0,494	—	—	—	—	—	—	—	—	—
160	0,469	0,476	0,490	0,517	—	—	—	—	—	—	—	—
180	0,468	0,474	0,487	0,512	0,538	0,569	—	—	—	—	—	—
200	0,467	0,473	0,485	0,507	0,530	0,556	0,584	0,615	0,653	—	—	—
220	0,467	0,473	0,483	0,503	0,524	0,546	0,570	0,596	0,625	0,657	0,692	0,733
240	0,467	0,472	0,482	0,500	0,519	0,539	0,559	0,581	0,605	0,631	0,659	0,689
260	0,467	0,472	0,481	0,497	0,515	0,533	0,551	0,570	0,590	0,611	0,635	0,658
280	0,468	0,472	0,480	0,496	0,512	0,527	0,544	0,562	0,579	0,597	0,617	0,636
300	0,469	0,473	0,480	0,495	0,510	0,524	0,539	0,555	0,570	0,585	0,603	0,619
320	0,470	0,473	0,480	0,494	0,508	0,521	0,535	0,548	0,563	0,577	0,592	0,607
340	0,470	0,474	0,481	0,493	0,507	0,518	0,532	0,545	0,557	0,570	0,583	0,597
360	0,471	0,474	0,481	0,494	0,506	0,516	0,529	0,540	0,552	0,565	0,576	0,588
380	0,472	0,475	0,482	0,494	0,505	0,515	0,527	0,538	0,548	0,560	0,570	0,581
400	—	—	0,483	0,494	0,505	0,514	—	—	—	—	—	—
450	—	—	0,485	0,495	0,505	0,513	—	—	—	—	—	—
500	—	—	0,487	0,497	0,505	0,513	—	—	—	—	—	—
550	—	—	0,490	0,499	0,506	0,513	—	—	—	—	—	—

Nach den Versuchen in München ist es möglich geworden, Gleichungen aufzustellen, die mit großer Genauigkeit innerhalb des Versuchsgebietes, wohl auch eine erhebliche Strecke darüber hinaus, Gültigkeit besitzen. Nach R. Linde ist (Forschungsarbeiten, Heft 21)

$$pv = RT - p(1 + ap) \left[ C \left( \frac{373}{T} \right)^3 - D \right],$$

worin

$$R = 47,10; \quad a = 0,000\,002; \quad C = 0,031; \quad D = 0,0052^1).$$

Als Näherungsgleichung, die für die meisten technischen Rechnungen, insbesondere die Berechnung des spez. Volumens oder Gewichts aus Druck und Temperatur, ausreicht, gibt R. Linde (frühere Gleichung von Tumlirz)

$$pv = 47,1 T - 0,016 p,$$

oder

$$p(v + 0,016) = 47,1 T \quad (p \text{ in kg/m}^2).$$

In dieser Form hat die Gleichung Ähnlichkeit mit der Gasgleichung. Sie unterscheidet sich von dieser nur durch das Glied  $0,016 p$  bei  $v$ . — Das zu einem Druck  $p$  und einer Temperatur  $T$  gehörige spez. Volumen ist somit

$$v = \frac{47,1 T}{p} - 0,016,$$

das spez. Gewicht  $\gamma = \frac{1}{v}$ . Für  $p$  in  $\text{kg/cm}^2$  wird

$$\gamma = \frac{10\,000}{\frac{47,1 T}{p} - 160}.$$

Diese Beziehungen verlieren ihre Gültigkeit vollständig, sobald der Dampf bei einer Zustandsänderung in das Satttdampfgebiet eintritt. Dies ist der Fall, wenn  $p$  und  $v$  oder  $p$  und  $T$  oder  $v$  und  $T$  Werte annehmen, die sich gemäß den für Satttdampf gültigen Dampftabellen entsprechen. — In Abb. 1 trennt die Kurve, welche die zusammengehörigen Werte  $p_s$  und  $v_s$  gemäß den Dampftabellen wiedergibt, das Gebiet der überhitzten von dem der feuchten Dämpfe. Sie heißt daher auch Grenzkurve. Ihre Gleichung lautet sehr angenähert

$$p^{\frac{1}{6}} \cdot v_s = 1,7235. \quad (p \text{ in kg/cm}^2)$$

Beispiele. 1. Welche Wärmemenge wird zur Überhitzung von 1 kg Satttdampf von  $10 \text{ kg/cm}^2$  abs. bis auf  $350^\circ$  gebraucht? Um wieviel v. H. ist also die Gesamtwärme dieses Heißdampfs größer als die des Satttdampfs von  $10 \text{ kg/cm}^2$ ?

Die Temperatur des Satttdampfes ist  $179,1^\circ$ , die Überhitzung also  $t - t_s = 350 - 179,1 = 170,9^\circ$ . Die spez. Wärme zwischen  $179,1^\circ$  und  $350^\circ$  ist bei  $10 \text{ at}$   $(c_p)_m = 0,530$ , daher die Überhitzungswärme  $0,530 \cdot 170,9 = 90,7 \text{ kcal}$ .

<sup>1)</sup> Weiteres vgl. Abschn. 19, sowie Band II, Abschn. 9.

Die Gesamtwärme des Sattdampfes ist 663,8, daher die des Heißdampfes  $\lambda = 663,8 + 90,7 = 754,5$  kcal; die letztere ist um  $\frac{90,7 \cdot 100}{663,8} = 13,6$  v. H. größer.

2. Der in den Dampfmaschinen verwendete Heißdampf hat in der Regel nicht über  $350^\circ$  Temperatur. Wievielmal größer ist also höchstens das Volumen dieses Heißdampfes gegenüber Sattdampf von gleichem Druck bei 1, 4, 8, 13 kg/cm<sup>2</sup> abs.?

Es ist  $v = \frac{47,1 T}{p} = 0,016$ , also mit  $T = 273 + 350 = 623$  abs.

$p = 10000$	40000	80000	130000 kg/m <sup>2</sup>
$v = 2,918$	0,717	0,351	0,210 m <sup>3</sup> /kg.

Für Sattdampf ist

$v_s = 1,722$	0,471	0,246	0,156,
---------------	-------	-------	--------

die Volumvergrößerung also

$\frac{v}{v_s} = 1,69$	1,52	<u>1,43</u>	<u>1,35</u> .
------------------------	------	-------------	---------------

Überschlägig kann auch, wie bei den Gasen,  $\frac{v}{v_s} = \frac{T}{T_s}$  gesetzt werden.

Für 8 at würde hiernach mit  $T_s = 273 + 169,5 = 442,5$  das Verhältnis  $\frac{v}{v_s} = \frac{623}{442,5} = 1,41$ .

3. Überhitzter Dampf von  $p$  at und  $t^0$  dient zur Heizung einer gleich großen Menge von feuchtem Dampf von  $p'$  at und  $t'^0$  mit  $x$  Gewichtsteilen Dampfgehalt. Wieviel Feuchtigkeit läßt sich verdampfen, wenn die Temperatur des überhitzten Dampfes auf  $t_1^0$  fällt?  $p$  und  $p'$  sollen unveränderlich sein.

Mit  $(c_p)_m$  als mittl. spez. Wärme zwischen Sättigung  $t_s$  und  $t^0$ , und  $(c_p)_{m_1}$  als mittl. spez. Wärme zwischen  $t_s^0$  und  $t_1^0$  wird die dem Heißdampf entzogene Wärme

$$(c_p)_m(t - t_s) - (c_p)_{m_1}(t_1 - t_s).$$

Die zur Erhöhung des Dampfgehaltes im feuchten Dampf von  $x$  auf  $x_1$  nötige Verdampfungswärme ist  $(x_1 - x)r$ . Daher

$$x_1 - x = \frac{(c_p)_m(t - t_s) - (c_p)_{m_1}(t_1 - t_s)}{r}.$$

Es sei z. B.  $p = 10$  at abs.,  $t = 350^\circ$ ,  $t_1 = 300^\circ$ ;  $p' = 1$  at abs. Dann ist  $t_s = 179,1^\circ$ ,  $t - t_s = 170,9$ ,  $t_1 - t_s = 120,9$ ; ferner  $(c_p)_m = 0,530$ ,  $(c_p)_{m_1} = 0,539$ ,  $r = 538,8$ , somit

$$x_1 - x = \frac{0,530 \cdot 170,9 - 0,539 \cdot 120,9}{538,8} = 0,047.$$

Daher verdampfen 4,7 v. H. Feuchtigkeit. — Mit völlig ausreichender Genauigkeit könnte man in diesem Falle auch setzen  $x_1 - x = \frac{50 \cdot 0,530}{539,1} = 0,049$ .

## 5. Entropie des Wasserdampfes.

In Abschn. 33, 1. Teil ist der Begriff der Entropie aus dem bekannten Verhalten der idealen Gase hergeleitet worden. Für die Zustandsänderungen der Dämpfe liegen nun die Verhältnisse mit Bezug auf die Entropiegröße gerade umgekehrt wie bei den Gasen. Erst wenn man den Begriff der Entropie als bekannt und auf die Dämpfe anwendbar voraussetzt, lassen sich die Zustandsänderungen der Dämpfe, besonders in Hinsicht der verarbeiteten Wärmemengen, theoretisch verfolgen. Die allgemeine Bedeutung des Entropiebegriffes und seine Anwendbarkeit auf alle Arten und Zustände von Körpern folgte aus

dem zweiten Hauptsatz der Mechanischen Wärmetheorie (Abschn. 44, 1. Teil). Daß der Entropiebegriff, wie er oben bei den Gasen gewonnen worden ist, sich auch auf Dämpfe jeden Zustandes anwenden läßt, ist eben der Ausdruck des zweiten Hauptsatzes für die Zustandsänderungen der Dämpfe. Diese haben erst vollkommene Aufklärung erfahren, nachdem Clausius den zweiten Hauptsatz gefunden und den Entropiebegriff daraus entwickelt hatte.

### a) Sattdampf.

Nach Abschn. 44 u. 53, 1. Teil erhält man die Wärmemenge, die der Gewichtseinheit (des Gases bzw. Dampfes) bei einer beliebigen kleinen Zustandsänderung zuzuführen oder zu entziehen ist, aus

$$dQ = TdS.$$

Hierin ist  $T$  die augenblickliche absolute Temperatur,  $dS$  die kleine Änderung der Entropie  $S$  (Zunahme oder bei Wärmeentziehung Abnahme).

Die Entropie  $S$  ist eine Größe, die nur vom augenblicklichen Zustand des Dampfes abhängt, also durch die diesem Zustande entsprechenden Werte von  $p$ ,  $v$ ,  $T$  eindeutig bestimmt ist. Wie der Dampf in diesen Zustand gelangt, ist für  $S$  ganz gleichgültig. Wenn es daher auch nicht möglich ist, so wie bei den Gasen den Wert von  $S$  aus den allgemeinen Beziehungen zwischen  $p$ ,  $v$ ,  $T$  und  $Q$  herzuleiten, weil diese ihren genauen Formen nach nicht bekannt sind, so kann man dazu ebensogut eine beliebige spezielle Zustandsänderung benutzen, deren Verlauf bekannt ist. Setzt man für einen beliebigen Anfangszustand, z. B. bei Dämpfen für Wasser von  $0^\circ$ , die Entropie gleich  $S_0$  oder gleich Null, so läßt sich aus den durch Versuche genau bekannten Vorgängen bei der Erwärmung und Verdampfung unter konstantem Druck die Änderung  $S - S_0$  der Entropie zwischen zwei beliebigen Zuständen bestimmen.

Der Zuwachs der Entropie für einen sehr kleinen Teil der Zustandsänderung ist allgemein

$$dS = \frac{dQ}{T}.$$

Zunächst ist das kalte Wasser, das unter einem Druck gleich dem jeweiligen Siededruck stehen muß, bis auf die Siedetemperatur  $T_s$  zu erhitzen. Setzt man die spez. Wärme des flüssigen Wassers  $c = \text{konst} = 1$  voraus, so sind zur Erwärmung um  $dT$  Gerade

$$dQ = cdT = dT \text{ kcal}$$

erforderlich. Dabei wächst die Entropie gemäß

$$dS = \frac{dQ}{T}$$

um

$$dS = \frac{dT}{T}.$$

Durch Summation der kleinen aufeinanderfolgenden Zuwächse  $\frac{dT_1}{T_1}, \frac{dT_2}{T_2}, \frac{dT_3}{T_3} \dots$  (Integration) von  $0^0$  bis zur Siedetemperatur  $T_s$  folgt

$$S_w = \ln \frac{T_s}{273}$$

(Entropievermehrung des flüssigen Wassers) oder

$$S_w = 2,303 \log \frac{T_s}{273}.$$

Im Entropie-Temperaturdiagramm wird also die Wassererhitzung durch eine logarithmische Linie dargestellt (wie bei den Gasen die Erwärmung unter konstantem Volumen oder Druck), Abb. 8. Die Fläche unter  $A_0 A_1$  ist gleich der Flüssigkeitswärme  $q$ .

Während der nun folgenden Verdampfung unter konstantem Druck steigt die Temperatur nicht mehr; diese isothermische Zustandsänderung entspricht im Diagramm der Geraden  $A_1 A_2$ , die Entropie wächst von  $S_w$  auf  $S$  um  $S'$ . Die dabei vom Dampf aufgenommene Wärme, also die Verdampfungswärme  $r$ , wird durch die unter  $A_1 A_2$  liegende Rechteckfläche dargestellt. Diese hat den Inhalt  $T_s S'$ , also ist

$$r = T_s S'$$

$$S' = \frac{r}{T_s}$$

(Entropievermehrung während der Verdampfung).

Der gesamte Entropiezuwachs vom flüssigen Wasser von  $0^0$  bis zum trockenen Dampf von  $T_s = 273 + t_s$  ist also

$$S = 2,303 \log \frac{T_s}{273} + \frac{r}{T_s}$$

(Entropie des trockenen Sattdampfes).

Die Entropie des feuchten Dampfes mit  $x$  Gewichtsteilen Dampf auf 1 kg ergibt sich aus der Überlegung, daß zwar die gesamte Flüssigkeitswärme  $q$  für 1 kg aufzuwenden ist, für den Verdampfungsvorgang aber nur  $xr$  kcal. Während der Verdampfung von  $x$  Gewichtsteilen Wasser von der Siedetemperatur  $T_s$  nimmt demnach die Entropie zu um

$$S'_x = \frac{xr}{T_s},$$

somit ist der ganze Unterschied gegenüber Wasser von  $0^0$

$$S_x = 2,303 \log \frac{T_s}{273} + \frac{xr}{T_s}.$$

In Abb. 8 ist das Verhältnis der Strecken  $A_1 F = x r / T_s$  und  $A_1 A_2 = r / T_s$  gleich dem Dampfgehalt  $x$  des feuchten Dampfes.

Berechnet man auf diese Weise die Entropie des trockenen Sattdampfes für verschiedene Drücke und trägt diese Werte als Abszissen zu den Temperaturen als Ordinaten auf, so ergibt sich die Kurve  $A_2 B$  („obere Grenzkurve“ im Entropie-Temperaturdiagramm).

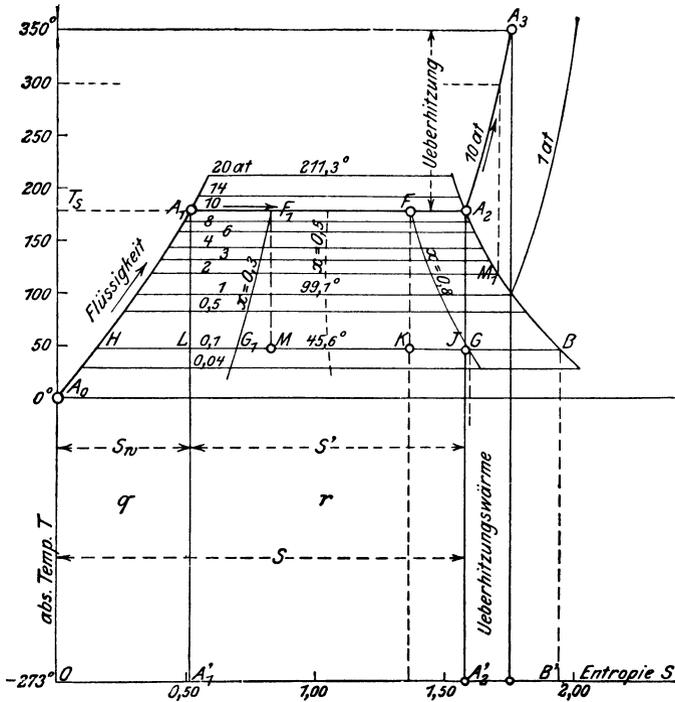


Abb. 8.

Ferner erhält man durch Teilung der zwischen der oberen und unteren Grenzkurve liegenden Abszissen-Strecken die Kurven gleicher Feuchtigkeit (oder Dampfmenge), von denen drei, für  $x = 0,8, 0,5$  und  $0,3$  in Abb. 8 eingetragen sind.

In Texttafel III ist die obere Grenzkurve (für trockenen Sattdampf) in größerem Maßstabe aufgetragen. Zwischen die eingezeichneten Kurven gleicher Feuchtigkeit können beliebige andere eingeschaltet werden. Die untere Grenzkurve (für flüssiges Wasser) ist des größeren Maßstabes wegen in Tafel III weggelassen.

Die unter einer beliebigen Kurve im  $TS$ -Diagramm liegende Fläche bis zur Abszissenachse ( $-273^{\circ}$ ) ist die bei der Zustandsänderung nach dieser Kurve zugeführte oder (bei abnehmender Entropie) entzogene Wärme, genau wie bei den Gasen. Demgemäß stellt in Abb. 8 dar: Fläche  $OA_0A_1A_1'$  die Flüssigkeitswärme bei der Temperatur  $T_s$ ; Rechteck  $A_1A_2A_2'A_1'$  die Verdampfungswärme  $r$ ;

Fläche  $OA_0A_1A_2A_2'$  die Gesamtwärme  $\lambda$  des trockenen Dampfes, die Fläche unter  $OA_0A_1F$  die Gesamtwärme des feuchten Dampfes von der Temperatur  $T_s$  und dem Dampfgehalt 0,8; die Fläche unter  $A_0HK$  die Gesamtwärme des feuchten Dampfes vom Zustand bei  $K$  (Dampfgehalt  $HK:HB$ ); die Fläche unter  $FG$  die bei der Ausdehnung unter konstanter Dampfmasse von  $F$  nach  $G$  zuzuführende Wärme, die gleiche Fläche die bei der Verdichtung mit konstanter Dampfmasse von  $G$  nach  $F$  zu entziehende Wärme; desgleichen die Fläche  $A_2BB'A_2'$  die Wärmemenge, die dem trockenen Dampf vom Anfangszustand  $A_2(T_s)$  zuzuführen ist, wenn er bei der Expansion bis  $B$  trocken bleiben soll.

Überträgt man irgendeine Kurve eines Druck-Volumendiagramms ins  $TS$ -Diagramm, so stellt die unter der Kurve des  $TS$ -Diagramms liegende Fläche die Wärme dar, die bei der Zustandsänderung nach jener Druckvolumen-Kurve zuzuführen oder zu entziehen ist. So ist z. B. in Abb. 15 die Expansionslinie des Dampfmaschinenendiagramms Abb. 12 abgebildet. Die unter der Entropiekurve liegende Fläche ist die während der Expansion dem kg Dampf aus den Wandungen zugeführte Wärme, etwa 41 kcal.

**Genauer Wert der Flüssigkeitsentropie.** Zur Aufzeichnung der Entropietafeln müssen möglichst genaue Werte der Flüssigkeitsentropie benutzt werden, weil sich auf der Kurve der Flüssigkeitsentropie alle übrigen Kurven aufbauen.

Nun gilt, wenn  $c$  die spez. Wärme des Wassers ist,

$$dS = c \cdot \frac{dT}{T}.$$

Nach Dieterici ist, mit Gültigkeit von  $40^\circ$  an aufwärts,

$$c = 0,9983 - 0,0001037t + 0,000002073t^2.$$

Hieraus wird mit  $t = T - 273$

$$c = 1,18111 - 0,00123556T + 0,000002073T^2.$$

Man erhält hiermit

$$dS_w = 1,18111 \frac{dT}{T} - 0,00123556 dT + 0,000002073 T dT.$$

Durch Integration in den Grenzen  $T$  und  $273 + 40 = 313$  wird

$$S_w - S_{40^\circ} = 1,18111 \ln \frac{T}{313} - 0,00123556(T - 313) + 0,0000010365(T^2 - 313^2)$$

oder, mit  $\log$  statt  $\ln$  und  $t$  statt  $T$  in den nicht logarithmischen Gliedern

$$S_w - S_{40^\circ} = 0,025127 + 2,71962 \log \frac{T}{313} - 0,00066963t + 0,0000010365t^2.$$

Nun ist, wie man aus den Werten der spez. Wärmen nach Abb. 3 zwischen  $0^\circ$  und  $40^\circ$  auf graphischem Wege finden kann,

$$S_{40^\circ} = 0,13689^1),$$

daher

$$S_w = 0,16202 + 2,71962 \log \frac{T}{313} - 0,00066963t + 0,0000010365t^2$$

gerechnet von  $0^\circ$  an, mit Gültigkeit von  $40^\circ$  bis  $300^\circ$ .<sup>2)</sup>

<sup>1)</sup> Nach den Münchener Tabellen 0,13675, nach Mollier 0,1367.

<sup>2)</sup> Zwischen  $0^\circ$  und  $40^\circ$  läßt sich die spez. Wärme nicht durch die obige Formel darstellen (Dieterici). Die Entropiewerte der Tafeln in diesem Gebiet sind graphisch und durch stufenweise Rechnung bestimmt worden.

Man erhält z. B. für

$t = 100^\circ$	$200^\circ$	$300^\circ$
$S_m = 0,3124$	$0,5572$	$0,7686.$

Hiernach ist die Flüssigkeitskurve der Entropietafel III a gezeichnet.

### b) Überhitzter Dampf.

Wäre die spez. Wärme  $c_p$  des Heißdampfes unveränderlich, so ließe sich die Entropie aus der Zustandsänderung bei konstantem Druck, dem gewöhnlichen Überhitzungsvorgang, ohne weiteres bestimmen. Mit

$$dQ = c_p dT = T dS$$

wäre

$$dS = c_p \cdot \frac{dT}{T}.$$

Bezogen auf trockenen Satttdampf als Ausgangszustand würde sich hieraus durch Summation bis zur jeweiligen Überhitzungstemperatur ergeben:

$$S - S_s = c_p \ln \frac{T}{T_s}.$$

Im Entropiediagramm wäre also  $A_2 A_3$  eine logarithmische Linie, wie bei den Gasen, und wie die Flüssigkeitslinie  $A_0 A_1$ . Sie würde etwa doppelt so steil als die letztere ansteigen, weil  $c_p$  bei mäßigen Drücken für Heißdampf rd. halb so groß ist (0,5), als für Wasser ( $c = 1$ ).

In Wirklichkeit trifft diese Voraussetzung über  $c_p$  nicht zu. Besonders in der Nähe der Sättigung nimmt  $c_p$  mit wachsender Überhitzung erst stark ab, um dann wieder zuzunehmen (Abschn. 4). Die obige Rechnung gibt daher die Verhältnisse nur überschlägig richtig. Da das Veränderungsgesetz von  $c_p$  verwickelt und durch eine einfache Formel nicht darstellbar ist, so können auch die richtigen Entropiewerte nicht ohne weiteres in einer allgemeinen Formel ausgesprochen werden. Die Versuche von Knoblauch und Jakob und die weiteren Münchener Versuche über  $c_p$  ermöglichen aber die zahlenmäßige Berechnung der Entropie für alle in Betracht kommenden Drücke und Temperaturen ohne Aufstellung einer Formel. Für eine kleine Zustandsänderung unter konstantem Druck gilt, ob  $c_p$  veränderlich oder unveränderlich ist

$$dQ = c_p dT = T dS,$$

daher

$$dS = \frac{c_p}{T} \cdot dT.$$

Ist nun, Abb. 9,  $DE$  die Kurve, die für einen bestimmten Druck das Veränderungsgesetz von  $c_p$  wiedergibt, so kann man für

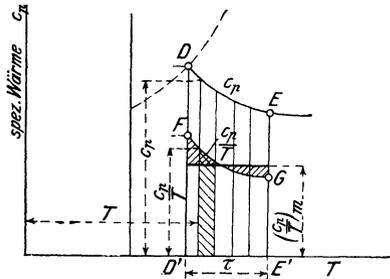


Abb. 9.

beliebig viele Punkte dieser Kurve die Quotienten  $c_p/T$  ausrechnen. Trägt man diese als Ordinaten zu den Temperaturen als Abszissen auf, so erhält man die Kurve  $FG$ .

Das Flächenelement dieser Kurve zwischen zwei Ordinaten hat die Größe  $\frac{c_p}{T} \cdot dT$ , ist also gleich der elementaren Entropieänderung.

Die Fläche  $FG E' D'$  ist somit gleich der ganzen Änderung der Entropie während der Überhitzung um  $\tau^0$ . Diese Fläche kann entweder planimetriert oder durch Zerlegung in schmale Streifen berechnet werden. Ist ihre mittlere Höhe  $\left(\frac{c_p}{T}\right)_m$ , so ist der Entropiezuwachs während der Überhitzung um  $\tau^0$

$$S - S_s = \left(\frac{c_p}{T}\right)_m \cdot \tau.$$

Auf diesem Wege sind die Kurven konstanten Druckes im Heißdampfgebiet der Texttafel III und der Tafel IIIa punktweise bestimmt worden<sup>1)</sup>.

### 6. Ausdehnung und Verdichtung des Sattdampfes ohne Feuchtigkeitsänderung (vgl. Abschn. 3).

In Abschn. 3 ist dargelegt, in welchem Zusammenhange Druck und Volumen bei dieser Art der Zustandsänderung stehen. Es war für trockenen Dampf

$$p^{\frac{15}{16}} \cdot v_s = \text{konst.}$$

Für anfänglich feuchten Dampf mit dem Dampfgehalt  $x_0$  ist wegen

$$v = x_0 v_s$$

bei vorwiegendem Dampfgehalt

$$p^{\frac{15}{16}} \cdot v = x_0 \cdot \text{konst} = \text{konst.}$$

Welche Wärmemengen jedoch dem Dampf zuzuführen bzw. zu entziehen sind, damit er bei der Ausdehnung oder Verdichtung diesem Gesetze folgt, dies kann jetzt mit Hilfe der Entropie leicht entschieden werden.

Wird im Entropiediagramm, Abb. 8,  $A_2$  (trockener Sattdampf) als Ausgangspunkt gewählt, so ändert sich bei der vorliegenden Zustandsänderung die Entropie nach der oberen Grenzkurve  $A_2 B$ . Die Entropie wächst also bei der Ausdehnung. Die hierbei zuzuführende Wärmemenge ist gleich der unter  $A_2 B$  liegenden Fläche  $A_2 B B' A_2'$ . Bei stärkerer Ausdehnung ist diese Wärmemenge im Verhältnis zu

<sup>1)</sup> Vgl. Z. V. d. I. 1911, S. 1506: W. Schüle, Die Eigenschaften des Wasserdampfes nach den neuesten Versuchen.

dem Wärmearbeit für die vorangegangene Dampfbildung nicht unerheblich.

Wird diese Wärme dem Dampf nicht oder nicht im vollen Betrage zugeführt, so findet ein teilweiser Dampfiederschlag statt.

Wird umgekehrt  $B$  als Ausgangspunkt gewählt und von  $B$  bis  $A_2$  verdichtet, so nimmt die Entropie um den Betrag  $B'A_2'$  ab. Die unter  $BA_2$  liegende Fläche stellt daher abzuführende Wärme vor. Wird diese Wärme bei der Verdichtung nicht oder nicht im vollen Betrage abgeleitet, so muß der Dampf in den überhitzten Zustand übergehen. Wird mehr Wärme entzogen, so wird er während der Verdichtung (und trotz dieser) feucht.

Mit Rücksicht auf diese Wärmeverhältnisse ist nicht zu erwarten, daß z. B. in den Dampfmaschinenzylindern die Ausdehnung und Verdichtung ohne Feuchtigkeitsänderung vor sich gehe.

Es erscheint auf den ersten Anblick widersinnig, daß dem Dampf, wenn er, ohne seine Feuchtigkeit zu ändern, von dem Druck von 10 at auf 0,1 at oder weniger, wie in Abb. 8, expandiert, Wärme zuzuführen ist. Denn der trocken gesättigte Dampf von 0,1 at erfordert ja und enthält nach den Tabellen weniger Wärme als der von 10 at. Dieser Widerspruch löst sich dadurch, daß die gesamte zusätzlich zugeführte Wärme und noch ein Teil der Eigenwärme bei der Ausdehnung in mechanische Arbeit übergeht und aus dem Dampfe verschwindet.

Bei anfänglich feuchtem Dampf mit der Dampfmenge  $x_0$  (Punkt  $F$ ) verläuft im Entropiediagramm die Zustandlinie nach  $FG$ ; diese Linie teilt jede Wagerechte zwischen der oberen und unteren Grenzkurve im gleichen Verhältnis  $x_0$ . Denn nach Abschn. 5 ist  $x_0 = \frac{A_1 F}{A_1 A_2}$  und dieses Verhältnis soll bei sinkendem Druck unverändert bleiben. Die unter  $FG$  liegende Fläche bis zur Abszissenachse ist die bei der Ausdehnung zuzuführende Wärme. Bei der Verdichtung ( $GF$ ) ist die gleiche Wärme abzuleiten. — Linie  $FG$  ist für  $x = 0,8$ , also 20 v. H. Feuchtigkeit gezeichnet;  $F_1 G_1$  gilt für  $x = 0,3$ , also sehr nassen Dampf. Im letzten Falle nimmt die Entropie, im Gegensatz zur Kurve für  $x = 0,8$ , bei der Ausdehnung ab. Daher ist nicht, wie bei vorwiegendem Dampfgehalt, Wärme zuzuleiten, sondern abzuleiten, wenn der Dampfgehalt unverändert bleiben soll. Der annähernd der  $T$ -Achse parallele Verlauf der Kurve  $x = 0,5$ , Abb. 8 läßt erkennen, daß hier ungefähr die Grenze zwischen Wärmezufuhr und Wärmeentziehung liegt. Genaueres läßt die Entropietafel für jeden beliebigen Dampfzustand erkennen.

## 7. Ausdehnung und Verdichtung des Dampfes im wärmedichten Gefäß (adiabatische Zustandsänderung).

### a) Sattdampf.

Mit Bezugnahme auf den vorangehenden Abschnitt läßt sich leicht erkennen, daß feuchter Dampf mit überwiegendem Dampfgehalt bei adiabatischer Ausdehnung noch feuchter, dagegen bei adiabatischer

Verdichtung trockener wird. Denn es fehlt hier die bei der Ausdehnung erforderliche Wärmezufuhr bzw. die bei der Verdichtung nötige Wärmeentziehung, um die Niederschläge bzw. die Trocknung zu verhindern. Mit Bezugnahme auf Abschnitt 5 ist daher ersichtlich, daß die Dampfadiabate bei Ausdehnung schneller fällt, bei Verdichtung schneller steigt als die Kurven gleicher Feuchtigkeit.

Genauereres ergibt sich über die Feuchtigkeitsänderung und damit für die Volumenänderung bei gegebener Druckänderung, wenn man vom Entropiediagramm ausgeht. Die adiabatische Zustandsänderung wird hier durch eine vertikale Gerade dargestellt (unveränderliche Entropie; vgl. Abschn. 33, 1. Teil); Linie  $A_2G$ , Abb. 8 entspricht z. B. der Expansion von anfänglich trockenem Sattdampf von 10 auf 0,1 at abs. Die Feuchtigkeit am Ende ist  $1 - x = JB/BH = \text{rd. } 0,2$ . — Linie  $FK$  stellt die Expansion von 10 auf 0,1 at bei 20 v. H. anfänglicher Feuchtigkeit dar. Die Feuchtigkeit am Ende ist  $1 - x = KB/BH = 0,326$ . — Für Zwischenpunkte läßt sich der Dampf- oder Feuchtigkeitsgehalt in gleicher Weise abmessen.

Geht man jedoch von heißem Wasser von der Siedetemperatur aus, Punkt  $A_1$ , Linie  $A_1L$ , so findet Verdampfung statt. Die bei der adiabatischen Raumvergrößerung gebildete Dampfmenge beträgt  $HL/HB = \text{rd. } 0,2$  Bruchteile der Dampfmasse. Die Temperatur sinkt in allen drei Fällen nach den Dampftabellen von  $179,1^{\circ}$  auf  $45,4^{\circ}$ .

Übrigens findet Dampfbildung, also nicht Dampfniederschlag wie bei anfänglich vorwiegendem Dampfgehalt, auch schon bei Dampf vom Zustande  $F_1$  statt ( $x = 0,3$ ). Denn die Kurve gleicher Dampfmenge  $F_1G_1$  läuft von der adiabatischen Vertikalen  $F_1M$  nach links, nicht mehr, wie bei  $FG$ , nach rechts. Dem Punkt  $M$  entspricht ein größerer Dampfgehalt als dem Punkt  $G_1$ , die Dampfmenge nimmt von anfänglich 30 v. H. auf  $HM/HB = 0,38$  zu.

Die der Ausdehnung nach  $FK$  entsprechende Druckvolumenkurve (Dampfadiabate) kann nun leicht gezeichnet werden. Ist  $v_0 = x_0(v_s)_0$  das Anfangsvolumen,  $v = xv_s$  ein beliebiges Endvolumen, so ist die verhältnismäßige Raumvergrößerung

$$\frac{v}{v_0} = \frac{x}{x_0} \cdot \frac{v_s}{(v_s)_0}.$$

Die spez. Volumina  $v_s$  und  $(v_s)_0$  des trockenen Dampfes sind aus den Dampftabellen entsprechend der Anfangstemperatur  $t_0$  und der Endtemperatur  $t$  (oder nach  $p$  und  $p_0$ ) zu entnehmen, während  $x_0$  gegeben und  $x$  aus dem Entropiediagramm abzugreifen ist. Wenn das Entropie-Temperaturdiagramm vorliegt, kann also eine beliebige Dampfadiabate mit Hilfe einfachster Zahlenrechnungen verzeichnet werden, indem die zu beliebigen Drücken  $p \leq p_0$  gehörigen Werte des Volumens

$$v = v_0 \cdot \frac{x}{x_0} \cdot \frac{v_s}{(v_s)_0}$$

berechnet werden.

Kurve  $AB$ , Abb. 10, stellt die Adiabate von anfänglich trockenem Satt-dampf bei Ausdehnung von 10 auf 0,5 at abs. dar. Die Raumvergrößerung für den Druckabfall von 10 auf 3 at wäre z. B. nach den Dampftabellen

$$\frac{(v_s)_3}{(v_s)_{10}} = \frac{0,619}{0,198} = 3,12,$$

wenn der Dampf trocken bliebe. Nach der Entropietafel besitzt er aber, nachdem er sich auf 3 at (132,9°) ausgedehnt hat, nur noch  $x = 0,925$  Dampfgehalt. Im gleichen Verhältnis ist auch sein Raum kleiner (s. Abschn. 1), also ist das Ausdehnungsverhältnis nur  $0,925 \cdot 3,12 = 2,886$ , somit  $(EF) = 2,886 \cdot (DA)$ .

Die absolute Ausdehnungsarbeit wird ganz auf Kosten der Eigenwärme (Energie) des Dampfes geleistet, da ja keine Wärmezufuhr stattfindet. Die Energie ist nach Abschn. 2 am Anfang  $U_0 = q_0 + x_0 \varrho_0$ , am Ende  $U = q + x \varrho$ . Der Unterschied  $U_0 - U$  stellt das Wärmeäquivalent der Dampfarbeit  $L$  dar. Sonach ist

$$L = 427 \cdot [q_0 + x_0 \varrho_0 - (q + x \varrho)] \text{ mkg/kg.}$$

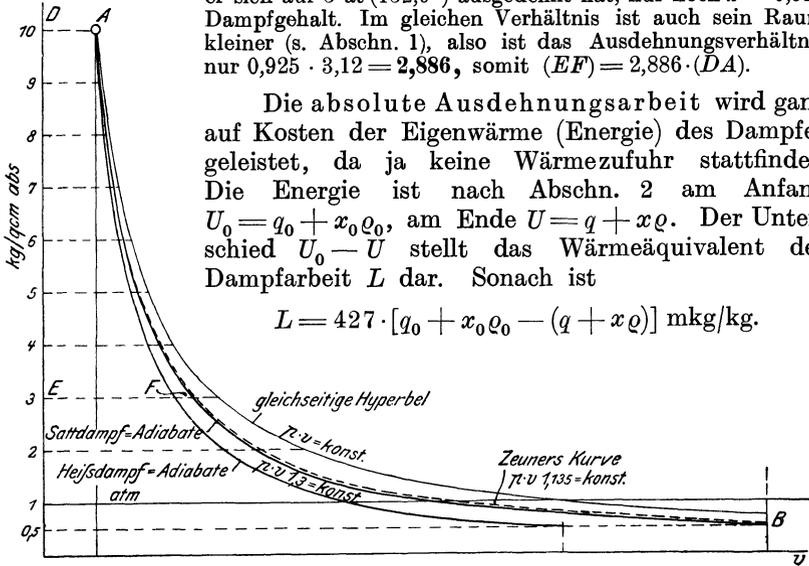


Abb. 10.

$q_0, \varrho_0, q$  und  $\varrho$  können, wenn der Anfangsdruck  $p_0$  und der Enddruck  $p$  gegeben sind, aus den Dampftabellen entnommen werden. Der Dampfgehalt  $x$  am Ende ist, wie oben gezeigt, aus der Entropietafel zu entnehmen. — Ganz dasselbe gilt für die Verdichtungsarbeit.

In Abb. 10 ist die unter der Kurve  $AB$  liegende Fläche bis zur  $v$ -Achse die Dampfarbeit bei Ausdehnung von 10 auf 0,5 at. Mit  $x_0 = 1$  (trockener Dampf) ergibt die Entropietafel  $x = 0,849$ . Mit den übrigen Werten aus der Dampftabelle ist daher

$$L = 427 [181,2 + 436,4 - 80,8 - 0,849 \cdot 511,9] = 427 \cdot 103,3.$$

Es werden also 103,3 kcal. in absolute Dampfarbeit umgesetzt, also  $L = 44200$  mkg geleistet.

**Näherungsgleichungen nach Zeuner.** Für Dampf vom anfänglichen Dampfgehalt  $x$  ist die Dampfadabate angenähert darstellbar durch die Hyperbel

$$p v^{1,035 + 0,1x} = \text{konst.}$$

Für anfänglich trockenen Dampf gilt also mit  $x = 1$

$$p v^{1,135} = \text{konst.}$$

Bei  $x = 0,8$  Anfangsdampfgehalt ist z. B.

$$p v^{1,115} = \text{konst.}$$

Es ist klar, daß der Exponent der adiabatischen Kurve größer sein muß als derjenige der Kurven gleichen Dampfgehaltes (1,0667), weil das Volumen im adiabatischen Fall mit sinkendem Druck weniger rasch zunimmt. Mit wachsender anfänglicher Feuchtigkeit nehmen jedoch die Entropiekurven  $x = \text{konst}$  bei Drücken über 1 at einen wesentlich steileren Verlauf, d. h. die Kurven gleicher Feuchtigkeit nähern sich dem adiabatischen Verlauf. Daher ist die von Zeuner angegebene Verkleinerung des adiabatischen Exponenten bei zunehmender anfänglicher Dampfmasse erklärlich.

Die Beziehungen sind bis etwa  $x = 0,7$  und höchstens 20fache Druckänderung anwendbar. Abb. 10 zeigt die Näherungskurve für trockenen Dampf (gestrichelt). Die Dampfarbeit ist, wie in früheren Fällen (Abschn. 31, 1. Teil) die Gasarbeit, mit  $1,035 + 0,1 x = m$

$$L = \frac{p_0 v_0}{m - 1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right]$$

$$= \frac{p_0 v_0}{m - 1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{v_0}{v} \right)^{m-1} \right].$$

Für das obige Beispiel wird nach dieser Formel

$$L = \frac{10000 \cdot 10 \cdot 0,198}{0,135} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{0,5}{10} \right)^{0,119} \right] = 44000 \text{ mkg.}$$

gegen 44200 mkg oben.

### b) Heißdampf.

Die Druckvolumenkurve befolgt bei adiabatischer Zustandsänderung mit guter Annäherung das hyperbolische Gesetz

$$p v^{1,3} = \text{konst.} \dots \dots \dots (1)$$

Diese Beziehung (mit dem Exponenten 1,33) ist schon von Zeuner auf Grund seiner genäherten Zustandsgleichung des Heißdampfs und der (unzutreffenden) Annahme konstanter spez. Wärme  $c_p$  abgeleitet worden. Mittels der genaueren Zustandsgleichung von Callendar hat indessen Mollier die gleiche Beziehung gewonnen. Obwohl auch dieser Herleitung die nur annähernd richtige Annahme zugrunde liegt, daß  $c_p$  für sehr kleine Drücke, aber hohe Temperaturen unveränderlich sei, so dürfte die Gleichung doch den praktischen Anforderungen an Genauigkeit genügen. Über weiteres vgl. Abschn. 20.

Danach fällt und steigt die Adiabate des Heißdampfes rascher als die des Sattdampfes, aber nicht ganz so rasch wie die der Gase. Denn der Exponent 1,3 liegt zwischen dem der Gase 1,4 und dem des Sattdampfes 1,135. In Abb. 10 ist auch die Heißdampfadiabate aufgetragen.

Die Temperatur sinkt bei adiabatischer Ausdehnung, während sie bei der Verdichtung steigt, wie bei den Gasen. Durch unmittelbare Versuche fanden Hirn und Cazin, daß die verhältnismäßige Temperatur- und Druckänderung der Beziehung

$$\frac{T}{T_0} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,236} \dots \dots \dots (2)$$

folgen.

Nach Callendar (Mollier) soll der Exponent  $n = 0,231 = \frac{3}{13}$  sein; für Gase ist er 0,286 (bei gewöhnlicher Temperatur). Aus der auf Grund der Münchener Versuche berechneten ersten Entropietafel des Verfassers ergab sich z. B.

für  $t_0 = 376^\circ$ ,  $p_0 = 12$  at bei Expansion auf

$p = 8$	$6$	$4$	$2$	$1$
$n = 0,222$	$0,220$	$0,221$	$0,233$	$0,232;$

dagegen für  $t_0 = 380^\circ$ ,  $p_0 = 2$  at bei Expansion bis ca. 0,2 at im Durchschnitt  $n = 0,234$ .

Am raschesten erhält man die Temperaturänderung unmittelbar aus den Entropietafeln, vgl. Abschn. 10.

Die absolute Dampfarbeit folgt, wenn von Gl. 1 ausgegangen wird, wie bei den Gasen als Fläche der allgemeinen Hyperbel zwischen zwei Ordinaten

$$L = \frac{p_0 v_0}{m - 1} \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{m-1}{m}} \right],$$

also mit  $m = 1,3$

$$L = \frac{10}{3} p_0 v_0 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,231} \right] \dots \dots \dots (3)$$

oder

$$L = \frac{10}{3} p_0 v_0 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{v_0}{v} \right)^{0,3} \right] \dots \dots \dots (3a)$$

je nachdem das Ausdehnungsverhältnis der Drücke  $\left( \frac{p}{p_0} \right)$  oder der Räume  $\left( \frac{v_0}{v} \right)$  gegeben ist.

Beispiel. Welche absolute Arbeit gibt 1 kg Heißdampf von  $400^\circ$  bei Ausdehnung von 10 at abs. auf 0,5 at ab, vorausgesetzt, daß der Dampf am Ende noch überhitzt wäre?

Nach der Zustandsgleichung ist

$$p_0 v_0 = 47,1 \cdot (273 + 400) - 0,016 \cdot 10000 \cdot 10 = 30098$$

somit 
$$L = \frac{10}{3} \cdot 30098 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{0,5}{10} \right)^{0,231} \right] = \underline{50105 \text{ mkg/kg}}$$

(gegen 44200 mkg bei Sattedampf).

Bei gleichem Anfangs- und Endvolumen ist zwar die adiabatische Arbeit des Heißdampfes kleiner als die des Sattedampfes. Denn die unter der steiler abfallenden Heißdampfadiabate liegende Arbeitsfläche ist bei gemeinsamem Ausgangspunkte *A* die kleinere, Abb. 10. Für das gleiche Dampfgewicht ist aber, wie das letzte Beispiel und die Formel lehrt, die Heißdampfarbeit größer wegen des größeren Wertes von  $v_0$  in dem Produkte  $p_0 v_0$ .

**Übergang in den Sättigungszustand.** Bei adiabatischer Ausdehnung nähert sich der Heißdampf mit sinkendem Druck immer mehr dem Sättigungszustand. Sobald er in diesen eintritt, verliert die Gleichung  $p v^{1,3} = \text{konst}$  ihre Gültigkeit und der Dampf expandiert nach  $p v^{1,135} = \text{konst}$  weiter.

In Abb. 5 ist die Heißdampfadiabate für 10 at und  $300^{\circ}$  Anfangstemperatur eingetragen. Sie schneidet die Grenzkurve bei  $M$ . Bei 2,3 at hat der Dampf also die Überhitzung völlig verloren. Je höher die Anfangstemperatur ist, z. B.  $350^{\circ}$ ,  $400^{\circ}$ , Abb. 5, um so länger bleibt er überhitzt.

Aus dem Entropiediagramm Abb. 8 geht das gleiche noch einfacher und bestimmter hervor. Die Expansion beginnt auf dem Punkt der Linie  $A_2 A_3$  gleichen Druckes (10 at) bei  $300^{\circ}$  und verläuft nach der gestrichelten Vertikalen, die bei  $M_1$  auf der Grenzkurve endet. Bei Expansion bis auf den dem Punkt  $M_1$  entsprechenden Druck wird also der Heißdampf eben gesättigt. Nach der Tafel sind dies 2,0 at abs., entsprechend  $120^{\circ}$ .<sup>1)</sup>

## 8. Wirkliche Zustandsänderung des Dampfes bei der Ausdehnung und Verdichtung in den Dampfmaschinen.

### a) Sattdampfbetrieb.

Die Indikator diagramme von Dampfmaschinen zeigen, daß bei Sattdampfbetrieb die Ausdehnungslinie durchschnittlich das Gesetz

$$p v = \text{konst. (gleichseitige Hyperbel)}$$

befolgt, wonach also der Druck im gleichen Verhältnis abnimmt, wie der Raum zunimmt.

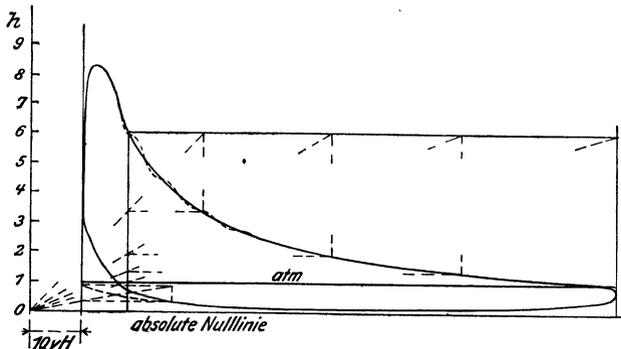


Abb. 11.

Es kommt nicht selten vor, daß die Diagrammlinien genau nach diesem Gesetze verlaufen. Abb. 11 zeigt z. B. das Diagramm einer Ventildampfmaschine, bei dem dies zutrifft<sup>2)</sup>. Um den Verlauf richtig beurteilen zu können, genügt das vom Indikator gelieferte Diagramm allein nicht. Es muß auch die verhältnismäßige Größe des schädlichen Raumes bekannt sein; außerdem der Federmaßstab (Schreibstiftweg für  $1 \text{ kg/cm}^2$ ) und der Barometerstand, um die absolute Nulllinie ziehen zu können. Auch müssen die Absperrorgane für den Dampfeinlaß und -auslaß und der Dampfkolben dicht sein. — Bei dem Diagramm Abb. 11 sind diese Voraussetzungen erfüllt.

<sup>1)</sup> Die Münchener  $J$ - $S$ -Tafel ergibt 2,1 at,  $122^{\circ}$ ; die Molliersche  $J$ - $S$ -Tafel 2,0 at,  $120^{\circ}$ .

<sup>2)</sup> Zylinderdurchm. 310, Hub 520 mm, 115 Umdr. i. d. M., Mantel- und Deckelheizung.

Bei der gleichen Maschine erweist sich der Verlauf der Expansionslinie als abhängig von der Größe der Füllung. Bei großer Füllung verläuft sie häufiger unter, bei kleiner über der Hyperbel. Auch der Umstand, ob die Maschine mit Auspuff oder Kondensation arbeitet, ist von Einfluß, desgleichen die Mantel- und Deckelheizung.

Bei Sattdampfbetrieb ist der Zylinderdampf zu Beginn der Expansion immer von recht erheblicher Feuchtigkeit (häufig 20 v. H. und mehr). Denn wenn auch der Dampf der Maschine trocken zufließt, so schlägt sich doch während der Einströmung ein Teil an den Zylinderwänden nieder, die kälter als der Frischdampf sind. Dem feuchten Dampf mit  $x_0 = 0,8$  anfänglichem Dampfgehalt würde nun nach Zeuner in einem die Wärme nicht leitenden Gefäße die Expansionslinie (Adiabate)  $p v^{1,115} = \text{konst}$  entsprechen. Die gleichseitige Hyperbel fällt aber langsamer als diese Kurve, und daraus folgt, daß der Dampf während der Expansion Wärme aus den Wänden aufnimmt.

Würde der Feuchtigkeitsgehalt während der Expansion unverändert bleiben, was nach Abschn. 5 Wärmezufuhr erfordert, so müßte die Expansionslinie nach  $p v^{1,067} = \text{konst}$  verlaufen, also noch unterhalb der gleichseitigen Hyperbel. Daher nimmt der Dampfgehalt fortwährend zu, die Feuchtigkeit ab, wenn das Indikatordiagramm nach der noch flacheren Kurve  $p v = \text{konst}$  verläuft. Abb. 12 zeigt dies für ein Diagramm der obigen Maschine maßstäblich; vgl. auch Abb. 15 rechts den Verlauf im Entropiediagramm.

Die bei der Einströmung an den Wänden niedergeschlagene Feuchtigkeit behält ihre anfängliche Temperatur länger, als der bei der Ausdehnung sich rasch abkühlende Dampf. Da gleichzeitig der Druck fällt, so tritt eine sehr schnell verlaufende Verdampfung dieser Niederschläge ein (Nachverdampfen), die noch durch die Wärme der bei der Einströmung erhitzten Wände unterstützt wird.

Die Verdichtungslinie im Dampfzylinder folgt im Gegensatz zur Expansionslinie nur ausnahmsweise der gleichseitigen Hyperbel. Ohne Wärmeabgabe während der Verdichtung würde sie nach dem Gesetz  $p v^{1,135} = \text{konst}$  verlaufen, also schneller ansteigen als die Hyperbel. Letztere würde also Wärmeentziehung während der Verdichtung voraussetzen. Da jedoch die Wände, wie Versuche von Callendar und Nicolson bewiesen haben, selbst während der vorhergegangenen Ausströmung nicht erheblich unter ihre Mitteltemperatur abgekühlt werden, so geben sie besonders im Anfang der Kompression Wärme an den Dampf ab. Somit ist ein weit steilerer Verlauf der Verdichtungslinie als nach  $p v = \text{konst}$  wahrscheinlich. Tatsächlich verläuft in der Mehrzahl der Fälle die Verdichtungslinie erheblich über der Hyperbel, was sich besonders in einem viel höheren Enddruck äußert, als  $p v = \text{konst}$  entsprechen würde (Abb. 11 und 13).

Man findet nicht selten in der technischen Literatur die Ausdehnungsline nach  $p v = \text{konst}$  als „Isotherme“ bezeichnet, obwohl jeder weiß, daß dem kleineren Druck bei feuchtem Dampf auch die kleinere Temperatur entspricht. Diese Ausdrucksweise ist um so mehr störend, als die Isotherme des Sattdampfes gar nicht durch eine Kurve, sondern durch eine zur Volumenachse parallele Gerade dargestellt wird. Diese ebenso überflüssige als falsche Bezeichnungsweise, die aus der Theorie der Gase entlehnt ist, sollte vermieden werden. Nicht besser ist die in diesem Zusammenhange selbst in maßgebenden technischen Werken zu findende Bezeichnung „Mariottesche Linie“.

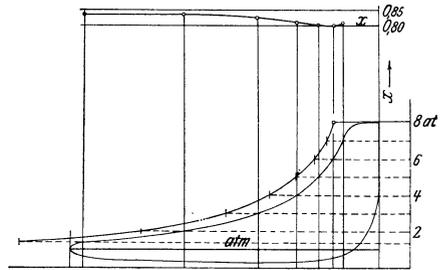


Abb. 12.

### b) Heißdampfbetrieb.

Die wirkliche Ausdehnungslinie verläuft bei Heißdampfbetrieb anders und zwar fällt sie rascher als bei Satttdampf, Abb. 13. Dies ist ganz im Einklang mit der Tatsache, daß im wärmedichten Gefäß der gleichen Volumvergrößerung bei Heißdampf ein stärkerer Druckabfall entspricht als bei Satttdampf. Wenn nun auch der Wärmeaustausch zwischen Dampf und Wandungen die Verhältnisse ändert, so bleibt doch dieser grundsätzliche Unterschied bestehen.

Bei Satttdampf verläuft die Ausdehnungslinie über der Dampfadiabate. Bei Heißdampf ist das gleiche der Fall. Sucht man Hyperbeln mit gebrochenen Exponenten zu ziehen, die sich den Linien der Indikatorgramme möglichst anschließen, so findet man, daß die Exponenten sich zwischen 1,25 und 1 bewegen, niemals aber den adiabatischen Wert 1,3 erreichen.

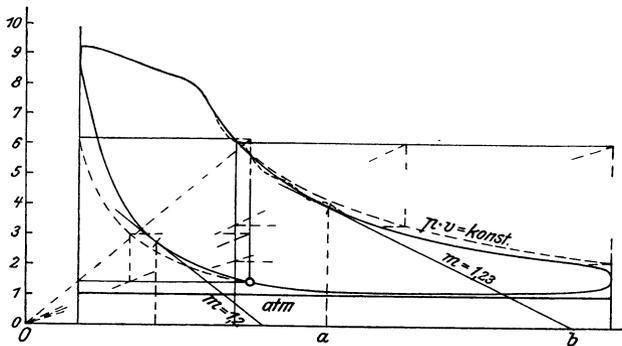


Abb. 13.

Bei der Beurteilung der wirklichen Ausdehnungslinien ist wohl zu beachten, daß der Heißdampf schon beim Beginn der Ausdehnung weitaus nicht mehr die Temperatur besitzt, mit der er dem Zylinder aus der Leitung zuströmt. Er wird durch den Einfluß der kälteren Zylinderwände während des Einströmungsvorganges bedeutend abgekühlt. Bei nur geringer anfänglicher Überhitzung geht diese durch die Eintrittsabkühlung ganz verloren, so daß die Ausdehnung mit trockenem oder feuchtem Satttdampf beginnt. In solchen Fällen verläuft die Expansionslinie wie bei Satttdampf, manchmal recht genau, als gleichseitige Hyperbel.

Bei starker Überhitzung, wobei mehr die Überhitzungsgrade als die Dampftemperatur maßgebend sind, geht die Abkühlung nicht bis zur Sättigung, so daß die Ausdehnung mit Heißdampf beginnt, dessen Temperatur je nach den besonderen Umständen mehr oder weniger unter der Zufußtemperatur liegt. In dieser Hinsicht spielen die Größe der Füllung und die Art des Betriebs (Auspuff, Kondensation, Einzylinder- oder Verbundmaschine) die Hauptrolle.

In den seltensten Fällen wird der Dampf bis zum Ende der Ausdehnung überhitzt bleiben. Der Übergang in den Satttdampfzustand, der in Abschn. 7 behandelt ist, findet je nach den Umständen in größerer oder kleinerer Entfernung vom Anfang der Expansion statt. Für die Verdichtungslinie gilt im allgemeinen dasselbe wie bei Satttdampf. (Vgl. Abb. 13, Heißdampfmaschine mit Auspuff.)

## 9. Zustandsänderung bei konstantem Volumen.

### a) Satttdampf.

Wird trockener oder feuchter Satttdampf in einem Gefäß von unveränderlicher Größe, aus dem kein Dampf entnommen wird, von außen abgekühlt, so schlägt sich ein Teil des Dampfes nieder und der Druck und die Temperatur fallen.

Geht man von dem Druck- oder Temperaturabfall aus, so läßt sich leicht die zugehörige Wärmemenge  $Q$  und die Niederschlagsmenge ermitteln.

Mit  $p_0$  als Anfangsdruck und  $x_0$  als anfänglichem Dampfgehalt ( $x_0 = 1$  für trockenen Dampf) wird das anfängliche Volumen von 1 kg

$$v_0 \cong x_0 \cdot (v_s)_0.$$

Mit  $x$  als Dampfgehalt nach der Abkühlung ist das Volumen am Ende

$$v = x v_s.$$

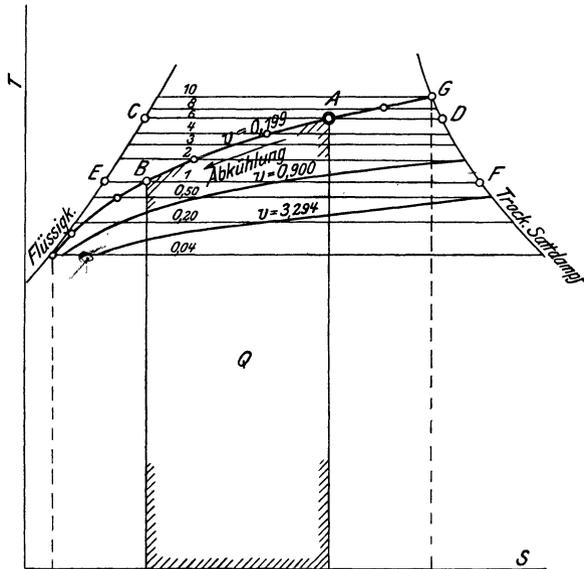


Abb. 14.

Da das Volumen und das Gewicht unverändert bleibt, so ist

$$v_0 = v,$$

somit

$$x = x_0 \cdot \frac{(v_s)_0}{v_s}.$$

Von jedem Kilogramm der gesamten Dampfmenge werden also

$$x_0 - x = x_0 \cdot \left(1 - \frac{(v_s)_0}{v_s}\right) \text{ kg}$$

in Flüssigkeit verwandelt. Die Werte  $v_s$  und  $(v_s)_0$  sind als Trockendampfäume für die Spannungen  $p$  und  $p_0$  den Dampftabellen zu entnehmen.

Da mit der Abkühlung keine Raumänderung verbunden ist, so wird auch keine äußere Arbeit auf den Dampf übertragen und in Wärme umgesetzt, und ebensowenig entweicht ein Teil der Wärme als mechanische Arbeit. Die entzogene Wärme geht daher ganz auf Kosten der Flüssigkeitswärme  $q$  und der inneren Verdampfungswärme  $q$ .

Die Summe von beiden, die nach Abschn. 2 als Energie des Dampfes bezeichnet wird, ist am Anfang

$$U_0 = q_0 + x_0 \varrho_0,$$

am Ende

$$U = q + x \varrho.$$

Der Unterschied ist die zu entziehende Wärme

$$U_0 - U = Q_v = q_0 + x_0 \varrho_0 - q - x \varrho.$$

Da  $x$  nach dem obigen bekannt ist und  $q_0, \varrho_0, q, \varrho$  aus den Dampftabellen hervorgehen, so kann  $Q_v$  berechnet werden.

Im Entropiediagramm läßt sich diese Zustandsänderung in nachstehender Weise darstellen, Abb. 14. Der dem Anfangszustand des feuchten Dampfes mit dem Dampfgehalt  $x_0$  entsprechende Punkt  $A$  liegt in Höhe der Satttdampf-temperatur  $T_0$  so, daß

$$CA : CD = x_0 \text{ (vgl. Abschn. 5).}$$

Der Punkt  $B$ , der einer beliebigen Endtemperatur  $T$  entspricht, teilt  $EF$  so, daß

$$EB : EF = x.$$

Mit dem obigen Werte von  $x$  wird daher

$$\frac{EB}{EF} = \frac{CA}{CD} \cdot \frac{(v_s)_0}{v_s}.$$

Hiermit ist die Lage des zu  $A$  gehörigen beliebigen Punktes  $B$  bestimmt.

Er teilt  $EF$  in dem leicht auszurechnenden Verhältnis  $\frac{CA}{CD} \cdot \frac{(v_s)_0}{v_s}$ .

Die unter  $AB$  liegende Fläche ist die Wärme  $Q_v$ .

In Abb. 14 sind einige Kurven konstanten Volumens eingetragen.

Wird  $AB$  über  $B$  hinaus verlängert, so nähert sich die Kurve immer mehr der unteren Grenzkurve, kommt aber nicht mit ihr zum Schnitt, entsprechend

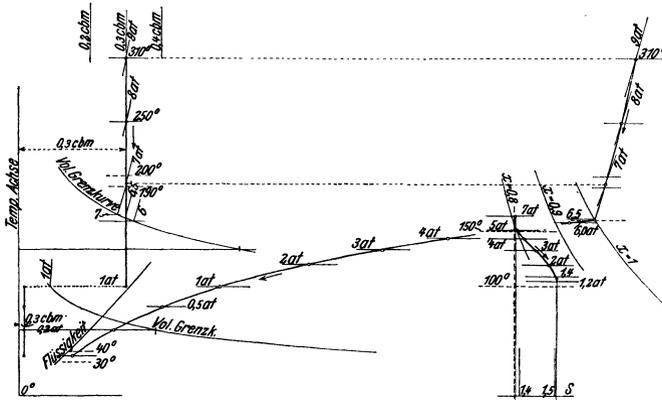


Abb. 15.

der Tatsache, daß auch bei starker Abkühlung immer noch eine gewisse Dampfmenge bestehen bleibt, die freilich dem Gewicht nach schließlich verschwindend klein wird.

Bei Verlängerung über  $A$ , entsprechend einer Wärmezufuhr, kommt die Kurve zum Schnitt mit der oberen Grenzkurve. In  $G$  ist alle Feuchtigkeit dampfförmig geworden. Bei weiterer Wärmezufuhr tritt der Dampf in das Überhitzungsgebiet.

Sehr einfach lassen sich die Entropiekurven  $v = \text{konst}$  in der  $TVS$ -Tafel eintragen. Man hat nur nach Abb. 15 durch den Anfangspunkt im  $TV$ -Teil der Tafel eine Vertikale ( $v = \text{konst}$ ) zu ziehen. Ihre Schnittpunkte mit den Wagrechten gleichen Druckes bezeichnen den bis dahin erreichten Feuchtigkeitsgrad. Die Punkte gleich großer Feuchtigkeit im  $TS$ -Teil der Tafel ergeben die Entropiekurve  $v = \text{konst}$ . — Die Entropiekurve zwischen 7 und 1,4 at bezieht sich auf Abschn. 8.

**b) Überhitzter Dampf.**

Während der Druck  $p$  und die Temperatur  $T$  des feuchten Dampfes bei dieser Zustandsänderung sich gemäß den Dampftabellen entsprechen, ändern sich diese Größen beim überhitzten Dampf in ähnlicher Weise wie bei den Gasen.

Bei unveränderlichem Raum gilt für Gase

$$\frac{p}{p_0} = \frac{T}{T_0} = \frac{273 + t}{273 + t_0}$$

d. h. der Druck steigt oder fällt im gleichen Verhältnis mit der absoluten Temperatur.

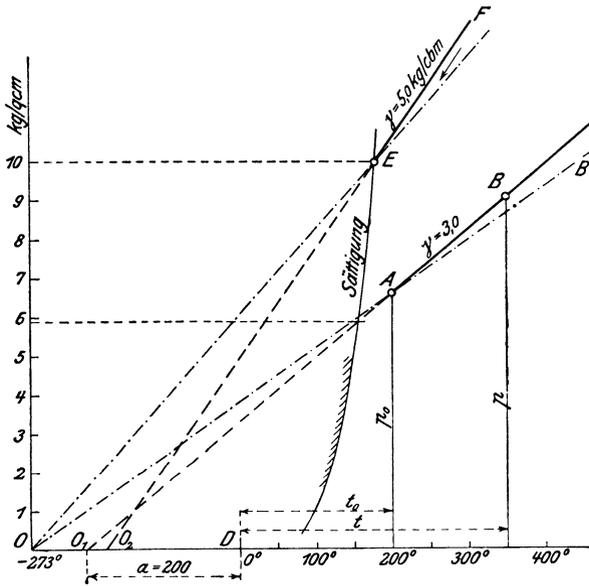


Abb. 16.

Ein ähnliches Gesetz besteht nach den Münchener Versuchen für den überhitzten Wasserdampf (Abb. 26, Abschn. 15). Es gilt

$$\frac{p}{p_0} = \frac{a + t}{a + t_0}$$

Während nun für Gase (gleichgültig wie hoch Druck, Temperatur und Volumen sind) stets  $a = 273$  zu setzen ist, hat  $a$  beim überhitzten Dampf kleinere Werte als 273. Für ein und dasselbe spez. Volumen oder spez. Gewicht ist  $a$  unveränderlich, wenn Druck oder Temperatur zu- oder abnehmen.

In Abb. 16 sind die Temperaturen als Abszissen, die Drücke als Ordinaten aufgetragen. In  $A$  als Anfangszustand sei der Druck  $p_0$ , die Temperatur  $t_0$ .

Für ein Gas würde nun der Druck proportional der absoluten Temperatur steigen und die Zustandsänderung wäre durch die gerade Linie  $AB'$  dargestellt, die durch den absoluten Nullpunkt geht. Beim überhitzten Dampf ist nun zwar die Zustandslinie auch gerade, aber sie geht nicht durch  $O$ , sondern durch den weiter innen auf der Abszissenachse liegenden Punkt  $O_1$ , und es ist

$$O_1D = a^0.$$

Linie  $AB$  gilt für  $\gamma = 3 \text{ kg/m}^3$ , während  $EF$  in gleicher Weise für  $\gamma = 5 \text{ kg/m}^3$ , also für dichteren Dampf gilt. Für diesen hat auch  $a$  einen anderen Wert, der Schnittpunkt  $O_2$  liegt näher bei  $D$ .

Die nachstehende Zahlentafel für  $a$  ist durch graphische Interpolation und Ausgleichung aus den Münchener Versuchen gewonnen.

Spez. Gew. kg/m <sup>3</sup>	Sättig. Druck at	$a$ °C	Spez. Gew. kg/m <sup>3</sup>	Sättig. Druck at	$a$ °C
0,5	0,83	258,0	3,5	6,8	192,2
1,0	1,8	243,5	4,0	7,8	186,0
1,5	2,8	230,5	4,5	8,9	180,4
2,0	3,8	218,6	5,0	10,0	175,5
2,5	4,7	209,0	5,5	11,1	171,0
3,0	5,9	200,0			

Im  $TVS$ -Diagramm läßt sich die Drucksteigerung im  $TV$ -Teil ohne weiteres ablesen; auch kann die Entropiekurve durch wagrechtes Übertragen auf die Linien gleichen Druckes ohne weiteres gezeichnet werden, Abb. 15.

Beispiele. 1. Welche Wärmemenge gibt 1 m<sup>3</sup> trockener Satttdampf von 10 at abs., der in einem Gefäß von unveränderlichem Inhalt und ohne Verbindung mit einem anderen Dampfraum bis auf 60° C abgekühlt wird, dabei nach außen ab? Welcher Druck herrscht am Ende im Dampfraum, wie groß ist der Dampfgehalt ( $x$ )?

Zum Anfangszustand gehört das spez. Volumen  $(v_s)_0 = 0,1980 \text{ m}^3/\text{kg}$  des trockenen Dampfes, zum Endzustand gemäß der Temperatur von 60°  $v_s = 7,677$ . Daraus folgt der Dampfgehalt am Ende

$$x = x_0 \cdot \frac{0,1980}{7,677} = 0,0258.$$

Der Dampf besteht also zu  $100 - 2,58 = 97,42$  v. H. Gewichtsteilen aus Flüssigkeit. Sein Druck ist nach den Dampftabellen noch 0,203 at abs.

Die Energie war am Anfang für 1 kg nach den Tabellen  $181,2 + 436,4 = 617,6$  kcal, am Ende ist sie

$$q + xq = 59,9 + 0,0258 \cdot 526,4 = 73,5 \text{ kcal.}$$

Daher sind

$$Q = 617,6 - 73,5 = 544,1 \text{ kcal/kg}$$

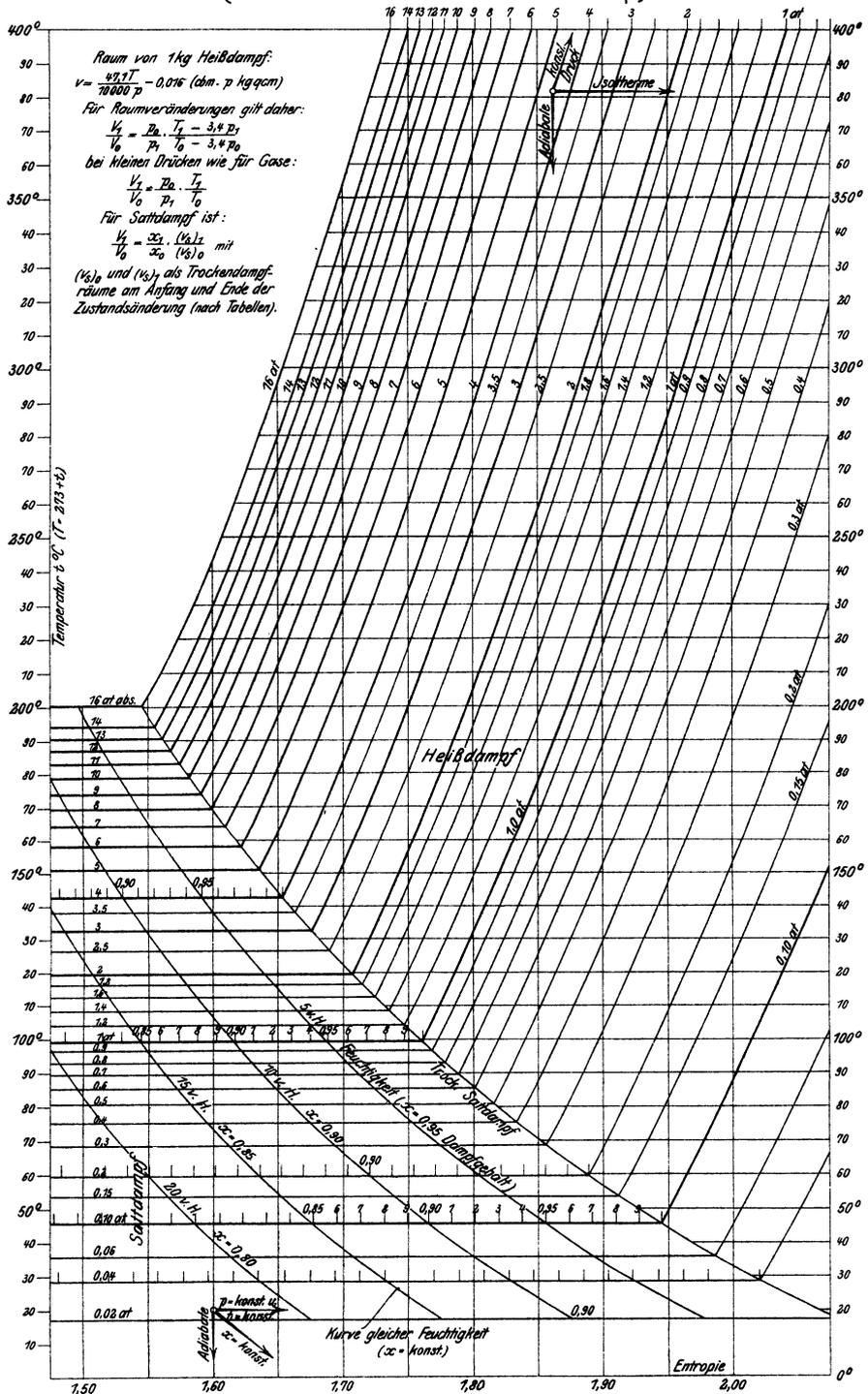
abgegeben worden. Das Gewicht von 1 m<sup>3</sup> von 10 at ist 5,018 kg. Daher wurden von 1 m<sup>3</sup> im ganzen

$$5,018 \cdot 544,1 = 2710 \text{ kcal.}$$

abgegeben.

Bei Abkühlung unter konstantem Druck (gewöhnlicher Fall) würde der Dampf die Wärme  $\lambda_0 - q$ , also  $663,8 - 59,9 = 603,9$  kcal/kg abgeben, also  $5,018 \cdot 603,9 = 3030 \text{ kcal/m}^3$ .

### Entropie - Temperaturtafel für gesätt. u. überhitzten Wasserdampf. (nach den Münchener Versuchen über $c_p$ )



2. Wieviel Druck verliert überhitzter Dampf von 13 at abs. und 380°, wenn er bei unveränderlichem Volumen um 150° abgekühlt wird?

Das spez. Volumen berechnet sich aus dem Anfangszustand zu

$$v_0 = \frac{47,1 \cdot (273 + 380)}{13 \cdot 10000} - 0,016 = 0,2204,$$

also das spez. Gewicht

$$\gamma_0 = \frac{1}{0,2204} = 4,54.$$

Hierzu gehört nach der Zahlentafel

$$a = 180.$$

Somit ist

$$\frac{p}{p_0} = \frac{180 + 230}{180 + 380} = 0,732,$$

daher

$$p = 13 \cdot 0,732 = 9,52.$$

Der Druck sinkt also um

$$13 - 9,52 = \underline{3,48 \text{ at.}}$$

3. In einem Überhitzer bleibe bei Abstellen des Betriebes trockener Satt-  
dampf von 10 at abs. zurück. Wie hoch steigt der Druck, wenn später Feuer-  
gase von 550° über den Überhitzer geführt werden, ohne daß dieser mit dem  
Kessel oder mit der Leitung in Verbindung gesetzt wird?

Zunächst steigt der Druck wieder auf 10 at. Dann ist alle Flüssigkeit  
verdampft und der Dampf wird jetzt bei unveränderlichem Raum überhitzt.  
Dem Sättigungsdruck von 10 at entspricht  $a = 175,5$ . Wenn nun der Dampf  
bis auf 550° erhitzt wird, so steigt der Druck im Verhältnis

$$\frac{p}{p_0} = \frac{175,5 + 550}{175,5 + 179} = 2,05.$$

Der Druck erreicht also

$$10 \cdot 2,05 = 20,5 \text{ at abs.}$$

Viel gefährlicher wird die Drucksteigerung, wenn im Überhitzer feuchter  
Dampf oder Flüssigkeit zurückgeblieben ist, weil der Druck so lange nach der  
sehr steilen Sättigungskurve Abb. 16 steigt, bis alle Flüssigkeit verdampft ist.  
Erst dann beginnt der erheblich langsamere Anstieg nach der schrägen Über-  
hitzungsgeraden (*EF*).

## 10. Dampf tafeln.

(*TS*- und *TVS*-Tafel.)

1. Die *TS*-Tafel (Texttafel III) enthält Kurven gleichen Druckes  
und gleichen Dampfgehalts in den gewöhnlich verwendeten Grenzen  
des Druckes und der Temperatur für gesättigten und überhitzten  
Dampf. Die Kurven des Heißdampfgebiets sind nach den Münchener  
Versuchen berechnet.

Raumänderungen im Heißdampfgebiet können mit Hilfe der links  
oben vermerkten Formel von Linde-Tumlirz und im Sattdampf-  
gebiet unter Heranziehung der Dampf tabellen verfolgt werden.

Die Flüssigkeitsgrenzkurve ist nicht in der Tafel enthalten. Da-  
gegen umfaßt die folgende Tafel das ganze Gebiet der Flüssigkeit und  
des Dampfes von den kleinsten bis zu den größtmöglichen Spannungen  
des Sattdampfes und bis zu Heißdampf temperaturen von 450°, ein-  
schließlich des Volumens.

2. Die Temperatur-Volumen-Entropie (*TVS*)-Tafel III a.<sup>1)</sup>

In dieser Tafel (im Anhang) sind die Temperaturen als Ordinaten aufgetragen, als Abszissen einerseits das Volumen, andererseits die Entropie. Es sind also zwei Tafeln in einer vereinigt, eine Zustandstafel *TV* und eine Wärmetafel *TS*. Für die erstere mußten drei verschiedene Volumenmaßstäbe angenommen werden, um die Volumina vom kritischen an bis zu demjenigen des Dampfes von 0,04 at unterzubringen; für das Gebiet unter 1 at bis 0,04 at der kleinste Maßstab, für das Gebiet von 40 at bis 1 at ein größerer und für das kritische Gebiet von 226 at bis 40 at der größte Maßstab, so wie es die drei verschieden hoch liegenden hyperbelartigen Kurvenscharen auf der linken Hälfte des

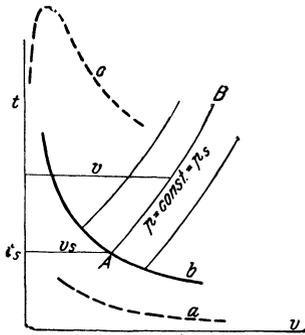


Abb. 17.

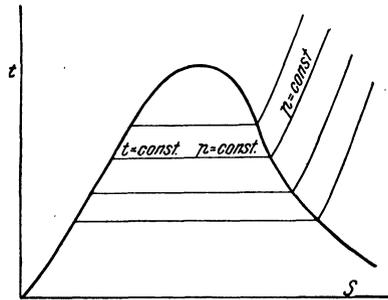


Abb. 18.

Blattes zeigen. Textabb. 17 und 18 lassen die Grundformen beider Einzeltafeln erkennen. Die *TS*-Tafel bedarf einer besonderen Erläuterung nicht. Sie reicht von der Flüssigkeit von 0° (ganz links unten) einerseits und vom trockenen Dampf von rd. 0,04 at andererseits (ganz rechts unten) bis zum kritischen Punkt, enthält also beide Grenzkurven, die sich dort vereinigen, in ihrer ganzen Ausdehnung. Im Gebiet des überhitzten Dampfes reicht die Tafel bis 450° und 120 at. Einige Kurven höheren Druckes sind außerdem eingetragen. Im Überhitzungsgebiet dieser Tafel sind Linien unveränderlichen Druckes eingetragen, deren Entropiewerte ursprünglich nach den ersten Münchener Versuchen über die spezifische Wärme berechnet waren. Sowohl im Sattdampf- wie im Heißdampfgebiet wurde auf die üblichen Kurven unveränderlichen Volumens verzichtet. Als Ersatz dafür wurden eben die Volumina selbst in Funktion der Temperatur aufgetragen, so daß man für jeden Dampfzustand Temperatur, Volumen und Entropie als Strecken entnehmen kann, während sich der Druck aus den eingeschriebenen Zahlen ergibt.

<sup>1)</sup> Zuerst veröffentlicht vom Verf. in der Z.V.d.I. 1911, S.1506. Die dortige *TVS*-Tafel ist in etwas kleinerem Maßstab gehalten. Auch enthält sie keine Kurven  $i = \text{konst}$  und weniger Volumenkurven. — Über die auf Grund der neuen Forschungsergebnisse vorgenommenen Änderungen vgl. Abschn. 22.



1 m<sup>3</sup> = 200 mm. Der Maßstab für das Volumen im unteren Gebiete befindet sich am unteren Rand des Blattes; es ist 1 m<sup>3</sup> = 10 mm.

Im Entropiediagramm sind Kurven gleicher Feuchtigkeit eingetragen. Mit ihrer Hilfe kann man leicht für Punkte des Entropiediagramms im Gebiete des feuchten Dampfes das Volumen bestimmen, indem man im Volumendiagramm auf der Wagerechten gleicher Temperatur (und gleichen Druckes) den Punkt gleich großer Feuchtigkeit aufsucht. Gemäß der Beziehung

$$v = \text{rd. } xv_s$$

kann der Volumenpunkt auch eingerechnet werden, indem man vom Sättigungsvolumen (Grenzkurve)  $x$  Bruchteile nimmt. Für sehr nassen Dampf ( $x < 0,5$ ) ist  $v$  um den Betrag 0,001 ( $1 - x$ ) größer.

Im Gebiete des überhitzten Dampfes findet man zu irgend einem Punkt des Entropiediagramms den zugehörigen im Volumendiagramm, indem man wagerecht auf die Kurve gleich hohen Druckes herübergeht.

In dieser Weise kann man beliebige Zustandsänderungen im Entropiediagramm ohne weiteres ins Volumendiagramm übertragen. Gleichzeitig erhält man auch neben Volumen und Temperatur den Druck. Umgekehrt läßt sich jede Zustandsänderung aus dem Volumendiagramm ins Entropiediagramm übertragen und damit die Wärmemenge bestimmen, die für 1 kg bei der Zustandsänderung zu- oder abgeleitet wird.

Aus dem Volumendiagramm allein lassen sich die Änderungen des Volumens mit der Temperatur bei gleich gehaltenem Druck auf den Kurven gleichen Druckes, die Änderung des Druckes und der Temperatur bei unverändertem Volumen auf den Senkrechten und die Änderungen von Druck und Volumen bei unveränderlicher Temperatur auf den Wagerechten ohne weiteres ablesen.

Die Änderungen des Druckes mit der Temperatur bei adiabatischer Zustandsänderung ergeben sich in bekannter Weise auf den Senkrechten im Entropiediagramm. Die gleichzeitigen Volumenänderungen findet man auf den Schnittpunkten der Wagerechten (gleicher Temperatur) mit den Linien gleichen Druckes im Volumendiagramm. Im Gebiet des feuchten Dampfes sind die Punkte mit gleich großem Dampfgehalt aufzusuchen, wie oben erwähnt.

Bekanntlich hat Zeuner für die adiabatische Druck-Volumenkurve die Gleichung

$$pv^{\frac{4}{3}} = \text{konst}$$

angegeben, während nach Mollier (Callendar)

$$p(v - 0,001)^{1,3} = \text{konst. bzw. } p \cdot v^{1,3} = \text{konst}$$

sein soll. Die Untersuchung verschiedener Adiabaten in der vorliegenden Tafel ergab gute Übereinstimmung mit der Gleichung von Callendar, während der Exponent von Zeuner zu groß erscheint. Genaueres über diesen Exponenten vgl. Abschn. 20 sowie Bd. II, Abschn. 9.

Die Adiabaten des gesättigten Dampfes können an Hand der Tafel von beliebig hohen Drücken an, bis zum kritischen, in gleicher Weise verfolgt werden. Es würde zu weit führen, an dieser Stelle zu erörtern, welche Ersatzgleichungen sich etwa dafür aufstellen lassen.

## II. Der Wasserdampf im Gebiet sehr hoher Drücke.

(Höchstdruckdampf.)

Für Dampfdrücke über 20 at bestand bis zum Jahre 1921 kein allgemeineres technisches Interesse, da bis dahin zum Betrieb der Dampfmaschinen keine höheren Dampfdrücke als 16 bis höchstens 20 at, im allgemeinen nur etwa 12 bis 13 at Überdruck verwendet wurden. Um diese Zeit gab Wilhelm Schmidt, dem auch die 25 Jahre früher erfolgte Einführung des überhitzten Dampfes in den Dampfmaschinenbetrieb zu verdanken ist, die Ergebnisse seiner eingehenden Versuche mit einer vierstufigen Dampfmaschine von 150 PS bekannt, die mit Dampf von 58 at abs. und  $450^{\circ}$  Temperatur arbeitete. Nachdem durch diese Maschine der Beweis erbracht war, daß die Anwendung so hoher Dampfdrücke in Verbindung mit hoher Anfangstemperatur eine wesentliche Verminderung des Wärmeverbrauchs für die Leistungseinheit ergibt und daß der Bau von Dampfmaschinen und Dampfkesseln für solche Drücke und Temperaturen möglich ist, wandte sich das allgemeine Interesse im Inland und Ausland, besonders in Deutschland und Nordamerika den sehr hohen Dampfdrücken zu. Auch die wissenschaftlich-technische Forschung erhielt dadurch einen mächtigen Antrieb, der im Laufe der letzten Jahre zu einer wesentlichen Vervollständigung unserer Kenntnis von den Eigenschaften des Wasserdampfes geführt hat.

### A. Gesättigter Dampf.

#### 11. Allgemeine Zustandsverhältnisse.

Die Zustandsverhältnisse, die beim Hochdruckdampf eintreten, erkennt man am besten, wenn man die Dampferzeugung unter konstantem Druck, wie sie durch Abb. 20 dargestellt ist, bei immer höheren Dampfdrücken vor sich gehen läßt.

Im kalten Zustand ( $0^{\circ}$ ) hat das flüssige Wasser das Volumen  $\sigma_0$  je Kilogramm und stehe unter dem Druck  $p_1$ . Bei Wärmezufuhr unter diesem konstanten Druck wächst zunächst mit der steigenden Temperatur das Volumen des Wassers bis zur Erreichung der Siedetemperatur  $t_1$  auf  $\sigma_1$ . Während der Verdampfung bleibt  $t_1$  unverändert, während das Dampfvolumen entsprechend der verdampften Wassermenge  $x$  anwächst und für  $x=1$  den Wert  $v_{s_1}$  erreicht, der um den Betrag  $v_{s_1} - \sigma_1$  größer ist als das Wasservolumen. Für einen höheren Druck  $p_2$  ist das Flüssigkeitsvolumen  $\sigma_2$  im Siedezustand größer, das Dampfvolumen  $v_{s_2}$  kleiner und der Unterschied des Dampf- und

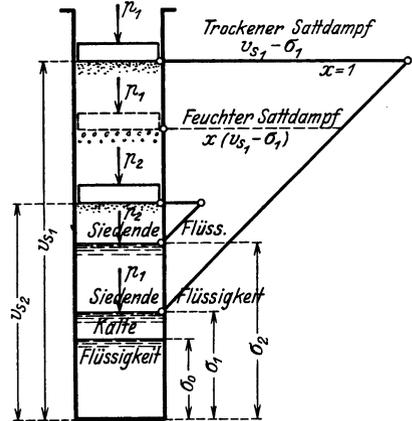


Abb. 20.

Flüssigkeitsvolumens ebenfalls kleiner, wie es das kleine Dreieck in Abb. 20 zeigt.

Bei noch höherem Dampfdruck  $p_k$  wird eine Grenze erreicht, wo das Dampfvolmen gleich dem Flüssigkeitsvolumen im Siedezustand wird, also eine Verdampfung und entsprechende Volumvergrößerung nicht mehr stattfindet. Bei diesem Druck, der als kritischer Druck bezeichnet wird, und der entsprechenden (kritischen) Siedetemperatur  $t_k$  befindet sich die erhitzte Flüssigkeit, ohne den Zustand des nassen Dampfes durchlaufen zu müssen, schon im Dampfzustand. Wird dem Wasser nach Erreichung des kritischen Zustandes beim konstanten Druck  $p_k$  weitere Wärme zugeführt, so steigt die Temperatur sofort über die kritische, im Gegensatz zu dem Verdampfungsvorgang bei unterkritischen Drücken, wo die Temperatur erst steigt, nachdem alles Wasser verdampft ist.

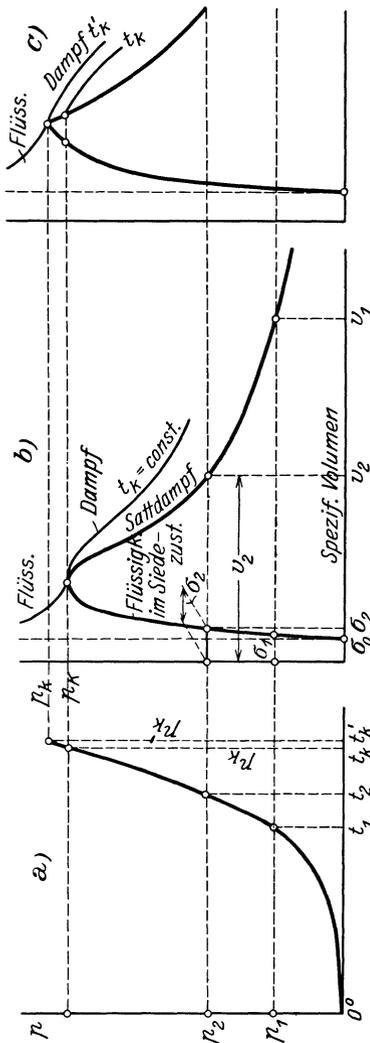


Abb. 21.

Das Dampfvolmen nimmt bei den unterkritischen Drücken erst nach vollendeter Verdampfung gemäß dem Ausdehnungsgesetz der überhitzten Dämpfe zu, dagegen bei dem kritischen Druck sofort nach Überschreitung der kritischen Temperatur. Trägt man, wie in Abb. 21b und c die Volumina von Flüssigkeit und gesättigtem Dampf als Abszissen zu den Dampfdrücken als Ordinaten auf, so erhält man zwei Kurven (die Grenzkurven), die sich im kritischen Zustandspunkt treffen. Der Übergang dieser beiden Kurven ineinander kann entweder stetig sein wie in Abb. 21b, oder unstetig wie in Abb. 21c. Bisher galt ein stetiger Übergang der Kurven, dem auch ein stetiger Übergang aus dem flüssigen in den dampfförmigen Zustand des Wassers entsprechen würde,

als allein möglich und natürlich. Nach den neuen experimentellen Forschungen von Callendar ist jedoch auch ein unstetiger Übergang aus dem einen in den anderen Aggregatzustand möglich, aber nur wenn das Wasser vollkommen frei von gelöster Luft ist (was allerdings im technischen Betrieb kaum je der Fall sein wird).

## 12. Die Druck-Temperaturkurve.

Die Sättigungsdrücke in Abhängigkeit von der Temperatur sind bis zum kritischen Zustand von verschiedenen Forschern bestimmt worden. Ältere Versuche sind diejenigen von Cailletet und Colardeau, von Battelli und von de Laval; als die genauesten gelten bis heute die in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt ausgeführten Versuche von Holborn und Baumann<sup>1)</sup>. Schematisch wird der Verlauf der Druck-Temperaturkurve durch eine Kurve, wie Abb. 21a links dargestellt. Abb. 22 zeigt die letzteren Versuche maßstäblich. Der kritische Druck beträgt 225 at, die kritische Temperatur 374°. Callendar hat zunächst bestätigt, daß bei 374° und 226,5 at in einer Kapillarröhre zwar der Meniskus, jedoch nicht die Trennungsfläche zwischen Wasser und Dampf, verschwindet, also die Oberflächenspannung des Wassers Null wird, wie schon Traube und Teichner gezeigt hatten. Entgegen den Erfahrungen von Holborn und Baumann hat jedoch Callendar mit Wasser, aus dem auch die geringsten Spuren von Luft entfernt worden waren, den Sättigungsdruck bis 257 at und die Sättigungstemperatur bis 380,5° zu steigern vermocht. Ferner hat Callendar ermittelt, daß das Volumen des flüssigen Wassers zwischen 374° und 380,5° unter der gleichen Vor-

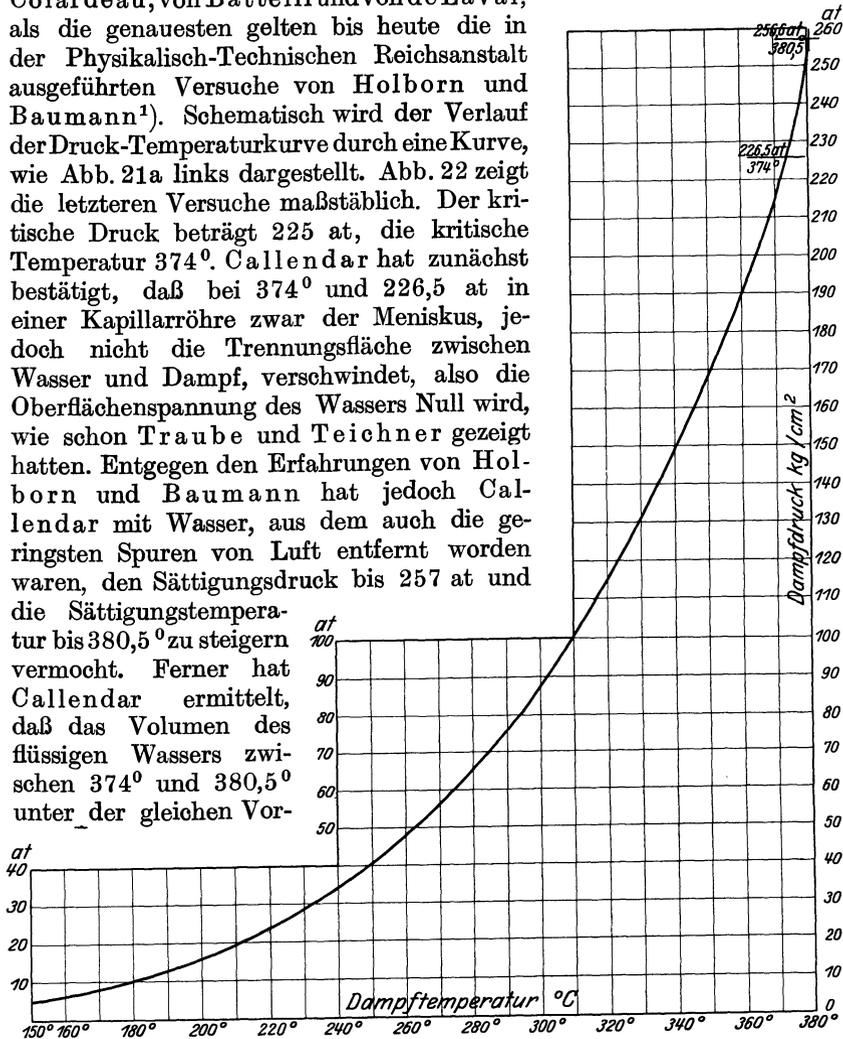


Abb. 22.

aussetzung noch wächst und das Dampfvolumen noch abnimmt. In diesem Zustandsgebiet können Dampf und Wasser, wie bei den unterkritischen Drücken, in jedem Verhältnis gemischt sein. Der Zustand

<sup>1)</sup> Versuche von Keyes und Smith am Massachusetts Institute of Technology ergaben damit nahe übereinstimmende Werte.

dieses Gemisches scheint jedoch nicht stabil zu sein und das Gleichgewicht wird durch die geringsten Beimischungen von Gasen gestört.

### 13. Die Verdampfungswärme, Flüssigkeits- und Gesamtwärme.

Da im kritischen Zustand keine Verdampfung mehr stattfindet, so verschwindet dort auch die Verdampfungswärme, und der gesamte Aufwand an Wärme zur Dampferzeugung aus kaltem Wasser besteht daher aus der Flüssigkeitswärme. Dieser Zustand tritt nach Callendar bei luftfreiem Wasser erst bei  $380,5^{\circ}$  ein, während bei  $374^{\circ}$ , wo nach der bisherigen Anschauung die Verdampfungswärme verschwinden sollte, diese noch einen meßbaren Betrag von  $72,4$  kcal/kg besitzt.

Die Verdampfungswärmen sind neuerdings durch Versuche von Jakob in der Physikalisch-Technischen Reichsanstalt von  $210^{\circ}$  bis  $250^{\circ}$  kalorimetrisch sehr genau bestimmt worden. (Festschrift zum 70. Geburtstag von Prof. Stodola, Zürich 1929<sup>1</sup>.) Die Zahlentafel unten enthält diese Werte nebst den von Jakob daraus berechneten Werten des Sättigungsvolumens<sup>2</sup>). Sie wurden von Jakob an die bis  $180^{\circ}$  reichenden älteren kalorimetrisch bestimmten Verdampfungswärmen von Holborn und Henning angeschlossen, wobei sich ergab, daß die ausgeglichenen Werte dieser Versuche in der Nähe von  $180^{\circ}$  etwas zu groß waren. In Abb. 23 sind die Jakobschen sowie die Holborn-Henningschen Werte eingetragen nebst der Kurve, die vom Verfasser (1911) auf Grund älterer Volumenmessungen von Ramsay und Young und Battelli von  $180^{\circ}$  bis zum kriti-

#### Zahlentafel.

Verdampfungswärme und spez. Volumen des gesättigten Wasserdampfes nach Jakob.

$t$ ° C	$r$ kcal/kg	$v_s$ m <sup>3</sup> /kg	$t$ ° C	$r$ kcal/kg	$v_s$ m <sup>3</sup> /kg
30	580,1	32,93	150	504,6	0,3920
40	574,6	19,54	160	496,9	0,3064
50	569,0	12,06	170	488,9	0,2421
60	563,3	7,687	180	480,6	0,1938
70	557,3	5,063	190	471,9	0,1562
80	551,6	3,411	200	462,8	0,1271
90	545,5	2,358	210	453,3	0,1041
100	539,2	1,672	220	443,3	0,08599
110	532,7	1,210	230	432,8	0,07146
120	526,0	0,8913	240	421,7	0,05970
130	519,1	0,6677	250	409,9	0,05011
140	512,0	0,5087	310		

<sup>1</sup>) Sowie Forsch. Arb. Heft 310.

<sup>2</sup>) Neuerdings wurden diese Versuche von Jakob bis  $310^{\circ}$  ausgedehnt.

schen Punkt unter engstem Anschluß an die Holborn-Henning-schen Versuche gezogen worden war. Im kritischen Gebiet (von  $350^{\circ}$  bis  $380,5^{\circ}$ ) sind ferner die Verdampfungswärmen nach Callendar eingetragen, die erst bei  $380,5^{\circ}$  gleich Null werden.

Daß die vom Verfasser früher gezogene Linie zwischen  $180^{\circ}$  und  $330^{\circ}$  zu hoch verläuft, wurde einerseits durch ihren zu genauen Anschluß an die Holborn-Henning-schen Werte, andererseits dadurch verursacht, daß die Volumen-

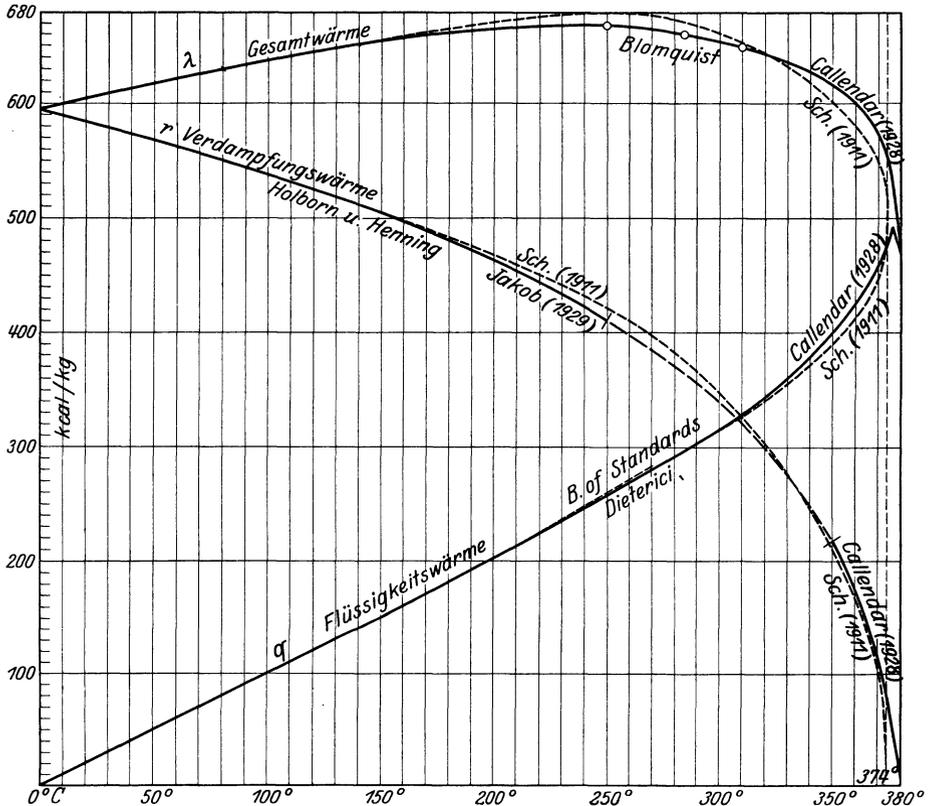


Abb. 23.

messungen von Ramsay und Young in der Nähe der Sättigung nicht sicher genug waren. Durch die thermodynamischen Berechnungen von Eichelberg (Forsch. Arbeiten Heft 220, 1920), die sich auf die Münchener Messungen der spezifischen Wärme stützten, war es später sehr wahrscheinlich geworden, daß die Verdampfungswärmen in diesem Gebiet kleiner sind, wie jetzt durch die Jakob-schen Versuche endgültig bewiesen ist. Im eigentlichen kritischen Gebiet verläuft dagegen die frühere Kurve nahe bei der Callendar-schen, endigte aber nach den bisherigen Anschauungen schon bei  $374^{\circ}$ .

In der gleichen Abbildung sind auch die Flüssigkeitswärmen eingetragen bis  $310^{\circ}$  nach Dieterici, im kritischen Gebiet von  $350^{\circ}$

bis  $380,5^{\circ}$  nach Callendar<sup>1)</sup>). Callendar hat auf Grund der Vorstellung, daß das flüssige Wasser von Siedetemperatur ein gleich großes Volumen von Dampf gelöst enthalte, für die Flüssigkeitswärme die Formel aufgestellt

$$q = c \cdot t + r \cdot \frac{\sigma}{v_s - \sigma},$$

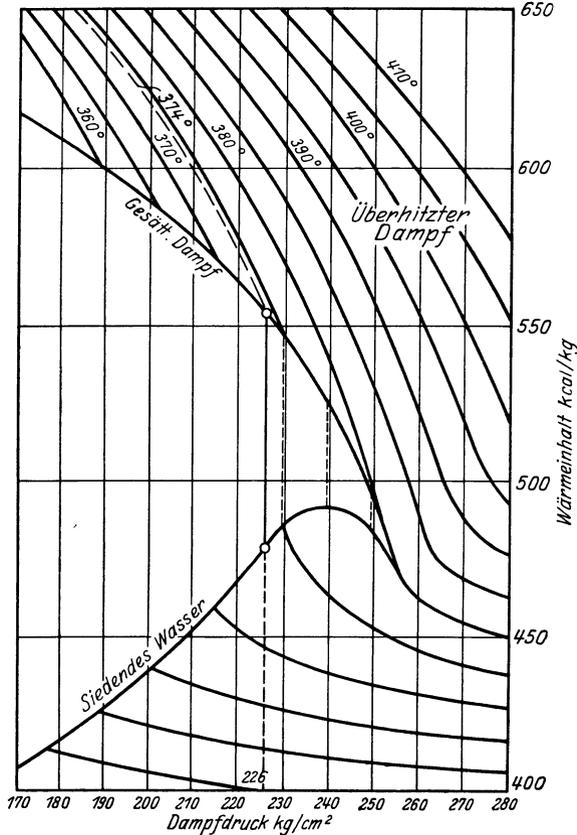


Abb. 24.

die bis zum kritischen Zustand mit den Versuchswerten gut übereinstimmen soll.

Endlich sind in Abb. 23 die Gesamtwärmen  $q + r$  eingetragen, die bei  $240^{\circ}$  einen Höchstwert von 668 kcal erreichen, um von da ab bis zum kritischen Punkt auf 552 kcal/kg (bei  $374^{\circ}$ ) bzw. auf 466 kcal (bei  $380,5^{\circ}$ ) zu fallen. (Vgl. auch S. 58.)

<sup>1)</sup> Auch die neueren Versuchsergebnisse des Bureau of Standards zwischen  $0^{\circ}$  und  $270^{\circ}$  sind nach *Mechan. Engineering* 1929, Nr. 2, S. 126 in Abb. 23 eingetragen. Sie stimmen bis  $200^{\circ}$  genau mit denen von Dieterici überein und werden erst von da ab etwas größer. Neuerdings sind diese Messungen weiter ausgedehnt worden. (*Mech. Eng.* 1930, Febr.)

Abb. 24 zeigt nach Callendar<sup>1)</sup> die Wärmehalte von Flüssigkeit und Dampf als Ordinaten zu den Sättigungsdrücken als Abszissen. Bei 380,5° befand sich nach Callendar das Gemisch im Zustand der reinen Flüssigkeit und der ganze Dampf war kondensiert.

#### 14. Spezifisches Volumen und spezifisches Gewicht des gesättigten Dampfes und Wassers.

Für das Gebiet von 180° bis 250° (rd. 10 at bis 40,5 at) wurden die spezif. Dampfvolamina von Jakob aus seinen genauen Messungen der Verdampfungswärme mit Hilfe der Clapeyron-Clausius'schen Gleichung berechnet, unter Zugrundelegung der Holborn-Baumanschen Dampfdruckkurve. Die Jakob'schen Werte sind sicher zur Zeit die genauesten. (Vgl. Zahlentafel S. 48.)

Im kritischen Gebiet sind die Werte  $\gamma_s = 1/v_s$  und  $\gamma_f = 1/\sigma$  für den Dampf und die Flüssigkeit nach Callendar (in Abb. 25) aufgetragen und außerdem gestrichelt nach der früheren Berechnung des Verfassers. Es ist daraus ersichtlich, daß die früheren, mit *Sch.* bezeichneten Dampfgeichte (bis 372°) mit den Callendarschen Werten fast genau übereinstimmen. — Im Flüssigkeitsgebiet sind die Abweichungen größer, weil die mit *Sch.*

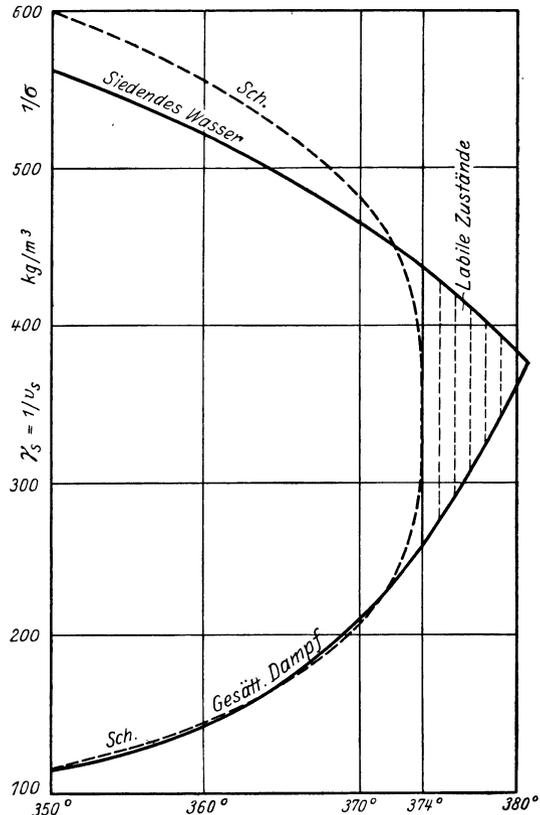


Abb. 25.

bezeichnete Kurve an die Werte von Ramsay und Young, die bis 270° reichen, angeschlossen wurde, wogegen sich die Callendarsche Kurve an die Werte von Waterson, die tiefer verlaufen und bis 320° reichen, anschließt (Bd. II, 4. Aufl., Abb. 130).

<sup>1)</sup> Engineering 1928, Okt. 26, Steam tables and equations.

## B. Überhitzter Wasserdampf.

### 15. Spezifisches Volumen.

Ausführliche ältere Versuche zur unmittelbaren Bestimmung des spez. Volumens des überhitzten Dampfes sind zwischen  $180^{\circ}$  und  $270^{\circ}$  von Ramsay und Young und bis zum kritischen Zustand von Battelli ausgeführt worden. Es ergab sich jedoch später, daß diesen Versuchen in der Nähe der Sättigung erhebliche Ungenauigkeiten

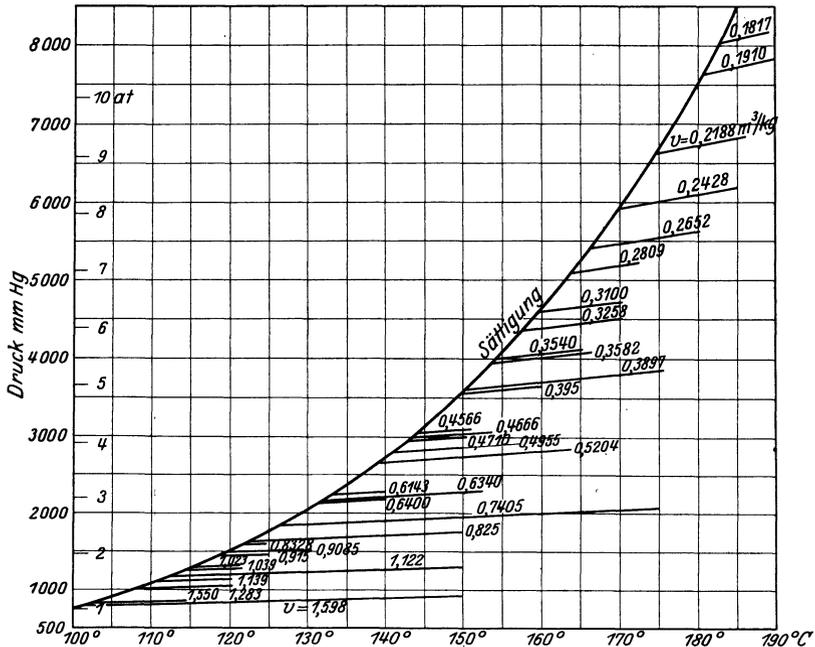


Abb. 26.

anhaften, die sich aus dem Einfluß der Wandungen der Meßröhre erklären. Versuche, bei denen dieser Nachteil durch Heizung der Wandungen und Wahl eines Gefäßes statt einer Röhre vermieden wurde, wurden erstmals im Münchener Laboratorium für Technische Physik ausgeführt. (Forsch. Arb. Nr. 21, Knoblauch, Linde und Klebe.) Der Dampf wurde bei konstantem Volumen erhitzt und es wurden die in Abb. 26 enthaltenen Kurven gleichen Volumens im  $p, t$ -Diagramm erhalten, aus denen die in Abschn. 4 enthaltene Zustandsgleichung des überhitzten Dampfes von R. Linde hergeleitet wurde. Außerdem wurde dort auch die Dampfdruckkurve neu bestimmt, so daß durch Rückwärtsverlängerung der Kurven gleichen Volumens in Abb. 26 auch die Sättigungsvolumina ermittelt werden konnten. Diese Versuche lagen im Bereich von 1 bis 11 at.

Nach einer ähnlichen Methode wurden neuerdings Versuche im Gebiete von 90 bis 260 at im Massachusetts Institute of Technology von Smith ausgeführt, die in Abb. 27 wiedergegeben sind, in der die

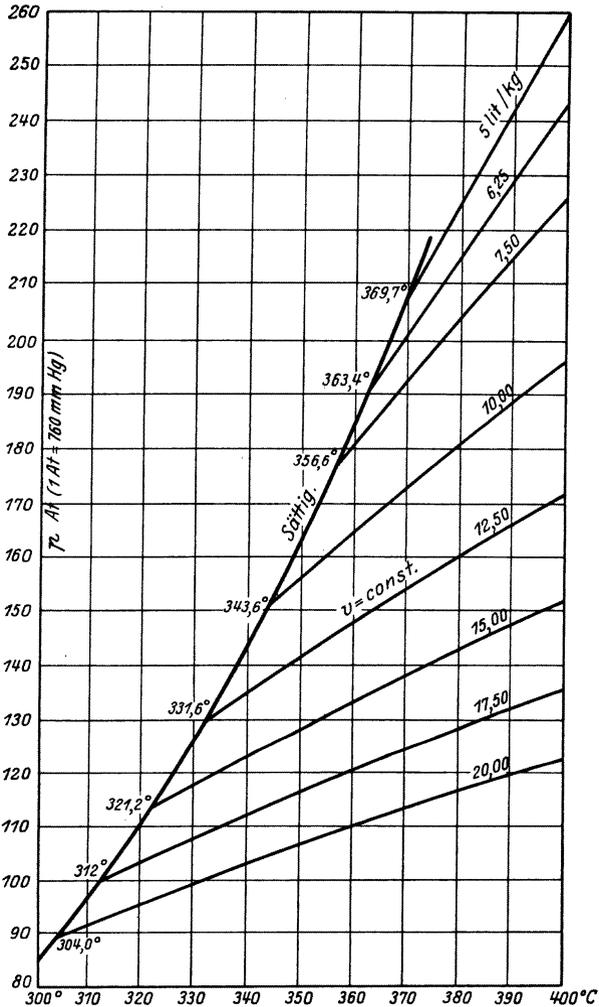


Abb. 27.

Sättigungsdrücke und Temperaturen nach den dortigen Bestimmungen, die mit denen von Holborn-Baumann nahe übereinstimmen, eingetragen wurden, womit sich wiederum die Sättigungsvolumina ergaben.

In Abb. 28 sind nach diesen und den Callendarschen Versuchen die Volumina als Abszissen zu den Drücken als Ordinaten im Gebiet

zwischen 100 at und 260 at aufgetragen, im überhitzten Gebiet für Temperaturen von  $330^{\circ}$  bis  $400^{\circ}$  (Isothermen).

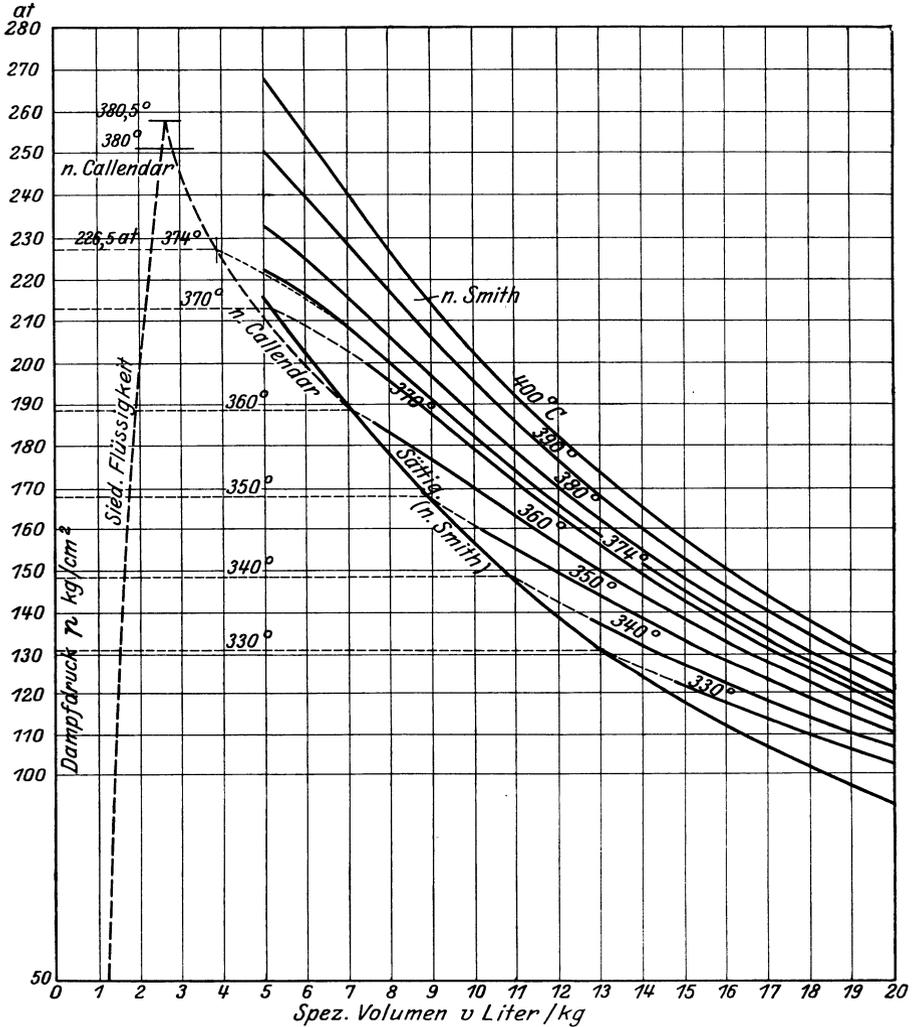


Abb. 28.

## 16. Druck-Temperaturmessungen bei adiabatischer Expansion.

Die ersten Messungen mit Expansion von überhitztem Wasserdampf bei Drücken von einigen at wurden von Hirn und Cazin ausgeführt, die den Dampf aus einem geschlossenen Gefäß ausströmen ließen und den Druck- und Temperaturverlauf im Inneren des Gefäßes, der bei rascher Entleerung adiabatisch erfolgt, bestimmten.

Dabei ergab sich der einfache Zusammenhang

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,236},$$

Später fand Callendar auf ähnlichem Wege das Gesetz

$$\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{3}{13}}$$

oder

$$\frac{p}{p_0} = \left(\frac{T}{T_0}\right)^{\frac{13}{3}}.$$

Da der Hirnsche Exponent  $0,236 = 12,7/3$  ist, so sind die beiden Exponenten fast identisch.

Nach Callendar<sup>1)</sup> gilt nun diese Beziehung bis zum kritischen Druck und nicht nur, wie seither angenommen wurde, in einem auf gewöhnliche Drücke und Temperaturen beschränkten Gebiet. Daraus folgert Callendar weiter, daß auch die bekannte adiabatische Druckvolumengleichung

$$p v^{1,3} = \text{konst}$$

bis zu den höchsten Drücken Geltung behält und hier höchstens durch die etwas genauere Form

$$p \cdot (v - b)^{1,3} = \text{konst}$$

ersetzt zu werden braucht.

Schließlich gilt auch noch

$$(v - b) \cdot T^{\frac{10}{3}} = \text{konst}$$

bzw.

$$v \cdot T^{\frac{10}{3}} = \text{konst.}$$

Alle drei Beziehungen gelten nur im eigentlichen Überhitzungsgebiet und werden ungültig, wenn der Dampf im Verlaufe der adiabatischen Expansion gesättigt wird.

Hiernach können (nach Callendar) die adiabatischen Druck-, Volumen- und Temperaturänderungen bis zu den höchsten Drücken und Temperaturen, die im Dampfbetrieb auftreten, wie bei den einfachen Gasen, jedoch mit dem Exponenten  $k = 1,3$  berechnet werden, und somit auch die Dampfarbeit, soweit sie im Überhitzungsgebiet geleistet wird. Für technische Berechnungen ist dies eine sehr wertvolle Vereinfachung, wenn sie sich als ausreichend genau bewähren sollte. (Vgl. Abschn. 20.)

<sup>1)</sup> Engineering 1928, S. 530. Steam Tables and Equations. Extended by direct experiments to 4000 lb. p. square inch and 400° C.

### 17. Die spezifische Wärme bei konstantem Druck.

Die spezifische Wärme  $c_p$  ist in dem unter Leitung von Prof. Osc. Knoblauch stehenden Laboratorium für Technische Physik

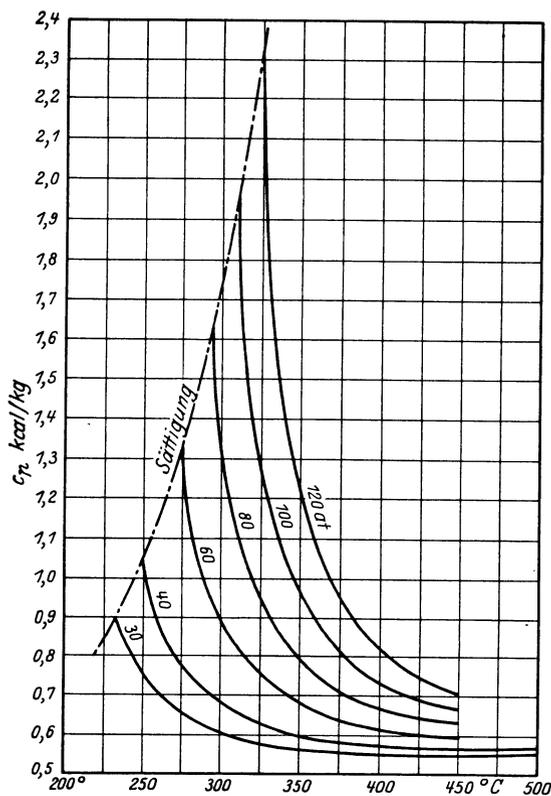


Abb. 29.

in München über das ganze Druckgebiet bis 120 at und bis zu Temperaturen von 450°, bei Drücken bis 8 at bis 550°, durch unmittelbare (kalorimetrische) Versuche bestimmt worden. Die letzte dieser ausgedehnten Versuchsreihen zeigt Abb. 29, aus der ersichtlich ist, daß die bei den tieferen Drücken früher festgestellte eigenartige Abhängigkeit der spez. Wärme von Druck und Temperatur auch für die Drücke bis 120 at gilt. Weitere Versuche bis 250 at und in der Nähe des kritischen Zustandes sind an der gleichen Stelle in Vorbereitung<sup>1)</sup>.

Aus Abb. 29 geht hervor, daß z. B. bei 100 at die spez. Wärme des überhitzten Dampfes an der Sättigungsgrenze rd. 2 ist, also doppelt so groß als diejenige des

flüssigen Wassers bei gewöhnlichen Temperaturen (1) und viermal so groß, als die des überhitzten Dampfes von 1 at (rd. 0,5).

### 18. Bestimmung des Wärmeinhalts aus Drosselversuchen.

Man kann den Wärmeinhalt von gesättigtem oder überhitztem Dampf vom Druck  $p_1$  und der Temperatur  $T_1$  unmittelbar dadurch bestimmen, daß man den Dampf beim konstanten Druck  $p_1$  in einem Kalorimeter verflüssigt und die Verflüssigungswärme kalorimetrisch bestimmt, oder auch dadurch, daß man die zur Erhitzung und Verdampfung des Wassers und zur Überhitzung des Dampfes aufzuwendende Wärmemenge, die auf elektrischem Wege erzeugt wird, mißt<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> O. Knoblauch und We. Koch, Z. V. d. I. 1928, S. 1733, Die spez. Wärme des überhitzten Wasserdampfes von 30 bis 120 at und von Sättigungstemperatur bis 450°.

<sup>2)</sup> In dieser Weise hat Jakob die Verdampfungswärme bis 310° bestimmt.

Man kann aber den Wärmeinhalt auch mittelbar bestimmen, indem man von dem Umstand Gebrauch macht, daß bei der Drosselung vom Druck  $p_1$  auf den kleineren Druck  $p_2$  der Wärmeinhalt unverändert bleibt (Abschn. 60 und Bd. II, Abschn. 11). Wenn man also den Dampf vom hohen Druck  $p_1$  bis auf den atmosphärischen Druck  $p_0$  drosselt, indem man ihn in ein Gefäß ausströmen läßt, das in freier Verbindung mit der Atmosphäre steht, so besitzt er auch nach der Drosselung noch den anfänglichen Wärmeinhalt  $i_1$ . Bildet man das Ausströmungsgefäß als Durchströmungskalorimeter aus, so kann man mit ihm den Wert von  $i_1$  unter dem atmosphärischen Druck bestimmen.

Kennt man jedoch aus anderweitigen Versuchen den Wärmeinhalt des überhitzten Dampfes von atmosphärischem Druck in Abhängigkeit von der Temperatur, so genügt es, die Temperatur  $t_0$  des gedrosselten Dampfes, die kleiner ist als  $t_1$ , zu messen. Der Wärmeinhalt  $i_0$  im Zustand  $p_0, t_0$  ist dann gleich dem gesuchten Wärmeinhalt  $i_1$  im Zustand  $p_1, t_1$  (Abb. 30).

Diesen Weg hat zuerst Griebmann<sup>1)</sup> beschritten. Später haben Davis und Kleinschmidt in Amerika das gleiche Verfahren

bis Drücken von 42 at und Temperaturen von  $360^\circ$  durchgeführt. Nach dem gleichen Grundsatz bestimmte Havliček<sup>2)</sup> den Wärmeinhalt des überhitzten Dampfes bei Drücken von 52, 100, 156, 202 und 253 at und Temperaturen bis  $500^\circ$  (Abb. 31). Durch das gleiche Verfahren wurden auch die in Abb. 24 enthaltenen Werte des Wärmeinhalts von Callendar gewonnen, mit denen die Werte von Havliček gut übereinstimmen.

Auch für trocken gesättigten Hochdruckdampf genügt die Messung der Drosselungstemperatur  $t_0$ , da der Dampf nach der Drosselung überhitzt ist. So bestimmte Blomquist den Wärmeinhalt von gesättigtem Dampf bis 100 at, wobei er die in Abb. 32 enthaltenen Werte erhielt<sup>3)</sup>. Die Werte für 50, 70 und 100 at sind aus dieser

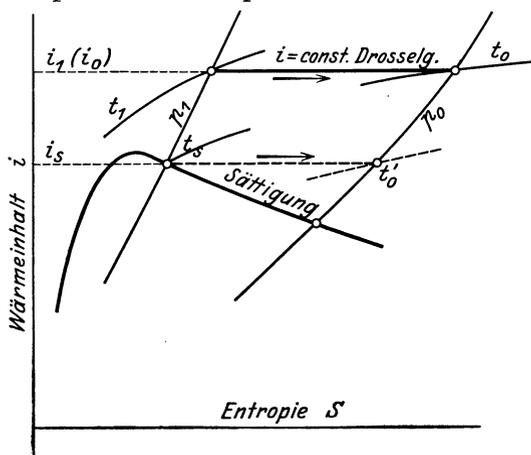


Abb. 30.

<sup>1)</sup> Forsch.-Arb. Heft 13 (1906), Beitrag zur Erzeugungswärme des überhitzten Wasserdampfes und seines Verhaltens in der Nähe der Kondensationsgrenze.

<sup>2)</sup> Festschr. Prof. Stodola, S. 202. Neuzeitliche Versuche über die physikal. Eigenschaften des Hochdruckdampfes.

<sup>3)</sup> Sonderheft II der Z. V.d.I. über Hochdruckdampf (nach Teknisk Tidsskrift). Die Versuche wurden in Göteborg an einem Atmos-Dampferzeuger für 110 at Betriebsdruck durchgeführt.

Abbildung nach der früheren Abb. 23 übertragen und zeigen eine genaue Übereinstimmung mit der dort eingetragenen Kurve des Wärmeinhalts von gesättigtem Dampf.

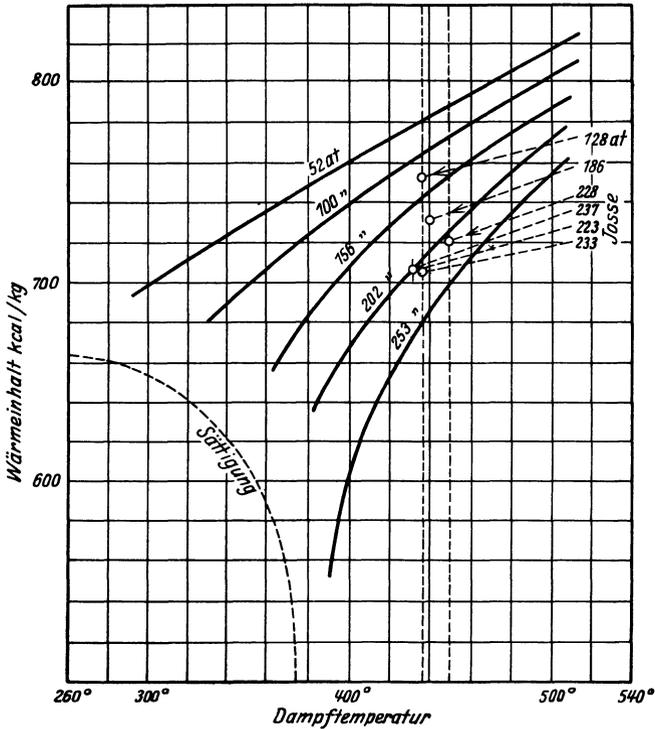


Abb. 31.

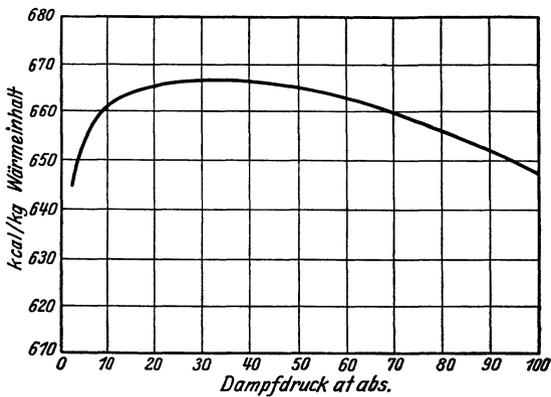


Abb. 32.

Bei Drücken, die höher als etwa 130 at sind, ist nach der *J-S*-Tafel der Dampf nach der Drosselung auf 1 at feucht. Dann genügt die Messung der Temperatur  $t_0$  allein nicht mehr.



## Zahlentafel.

Wärmeinhalt des überhitzten Wasserdampfs bei sehr hohen Drücken nach Versuchen von Josse.

Druck at abs.	Temperatur ° C	Wärmeinhalt kcal/kg
248	380	512
244	379	520
242	378	509
231	374	480
195	361	498
145	338	523

**19. Die Zustandsgleichung des überhitzten Dampfs.**

Die allgemeine Beziehung zwischen Druck  $p$ , Volumen  $v$  und abs. Temperatur  $T$  muß bei sehr hoher Überhitzung und niedrigem Druck stetig in die Zustandsgleichung der Gase

$$p v = R T$$

oder

$$v = R T/p$$

übergehen, z. B. für den in den Feuergasen der Verbrennungsmotoren enthaltenen Wasserdampf. Bei höheren Dampfdrücken und mäßiger Überhitzung, wie sie im Dampfmaschinen- und Dampfturbinenbetrieb auftreten, und besonders in der Nähe der Sättigung, ist jedoch das Volumen des Wasserdampfs nach allen unmittelbaren Messungen und mittelbaren Berechnungen kleiner, als es nach der Gasgleichung für gegebene Werte von  $p$  und  $T$  sein würde. Man kann daher die allgemeine Zustandsgleichung in der Form schreiben

$$v = \frac{R T}{p} - \Delta v,$$

worin  $\Delta v$  die vom Druck- und Temperaturzustand des Dampfes abhängige Verminderung des Dampfvolmens gegenüber dem gasartig gedachten Zustand des Dampfes darstellt. Graphisch kann man im  $v, T$ -Diagramm diese Beziehung darstellen wie in Abb. 19, Abschn. 22, in der die Strecke  $BB' = \Delta v$  ist und die durch den Ursprung gehende Gerade den Verlauf des Volumens bei steigender Temperatur und konstantem Druck darstellt, wenn der Dampf dem Gasgesetz folgen würde, die eingetragene Kurve dagegen die wirklichen Dampfvolmina. Am größten ist für einen gegebenen Dampfdruck die Abweichung des Dampfvolmens vom Gaszustand an der Sättigungsgrenze, mit  $\Delta v = AA'$ .

Die Größe  $\Delta v$  ist eine Funktion des Druckes und der Temperatur

$$\Delta v = f(p, T).$$

Es wäre aber auch denkbar, daß  $\Delta v$  nur eine Funktion des Druckes oder der Temperatur allein wäre, wie in einem Teil der vielen früher

aufgestellten Zustandsgleichungen angenommen war. In der Zustandsgleichung von Zeuner

$$p v = R T - C p^m$$

ist z. B.  $\Delta v$  nur vom Druck, aber nicht von der Temperatur abhängig. In der später aufgestellten Gleichung von Tumlirz und R. Linde

$$p v = R T - C \cdot p$$

ist der Wert  $\Delta v$  sowohl vom Druck als von der Temperatur unabhängig und von unveränderlicher Größe ( $C = 0,016 = \Delta v$ ).

Nach der Gleichung von Callendar, die auch von Mollier (mit veränderten Zahlenwerten) übernommen wurde,

$$p v = R T - C \cdot \frac{p}{T^{10/3}}$$

ist dagegen

$$\Delta v = \frac{C}{T^{10/3}},$$

also eine Funktion der Temperatur allein.

Nach der zweiten Gleichung von R. Linde, die in Abschn. 4 enthalten ist, ist

$$\Delta v = (1 + a p) \left[ C \cdot \left( \frac{373}{T} \right)^3 - D \right],$$

also eine Funktion der Temperatur und des Druckes.

Diese Gleichung gibt nun zwar die Münchener Versuche über das Volumen, auf Grund deren sie aufgestellt wurde, sehr gut wieder, sie versagt jedoch von einer gewissen Temperatur ab, weil der Klammerausdruck bei hohen Temperaturen negativ werden kann, was nicht möglich ist, da dann  $-\Delta v$  positiv wird. Dies ist der Fall für

$$C \cdot \left( \frac{373}{T} \right)^3 - D = 0,$$

und mit  $D = 0,0052$ ,  $C = 0,031$  folgt

$$T = 677, \quad t = 404^{\circ}.$$

Diese Gleichung gilt also nur bis in die Nähe von etwa  $400^{\circ}$ . Aus ihr geht aber deutlich hervor, daß  $\Delta v$  eine Funktion von  $p$  und  $T$  sein wird. Setzt man in der Gleichung

$$p v = R T - f(p, T)$$

oder

$$\frac{p v}{T} = R - \frac{1}{p} f(p, T)$$

den Ausdruck rechts

$$R - \frac{1}{p} f(p, T) = R'$$

und schreibt sie in der Form

$$\frac{p v}{T} = R',$$

so wird beim überhitzten Dampf der Wert  $R'$ , der gleich dem Quotienten  $p v/T$  ist, nicht wie bei den Gasen eine Konstante (die Gaskonstante), sondern eine mit  $p$  und  $T$  veränderliche Größe sein, deren Wert um so weiter von der Gaskonstante des Wasserdampfs (47,1) abweicht, je weiter sich der Dampf vom Gaszustand entfernt. Kennt man nun aus Messungen zusammengehörige Werte von  $p$ ,  $v$  und  $T$  oder kann man solche anderweit durch Berechnung ermitteln,

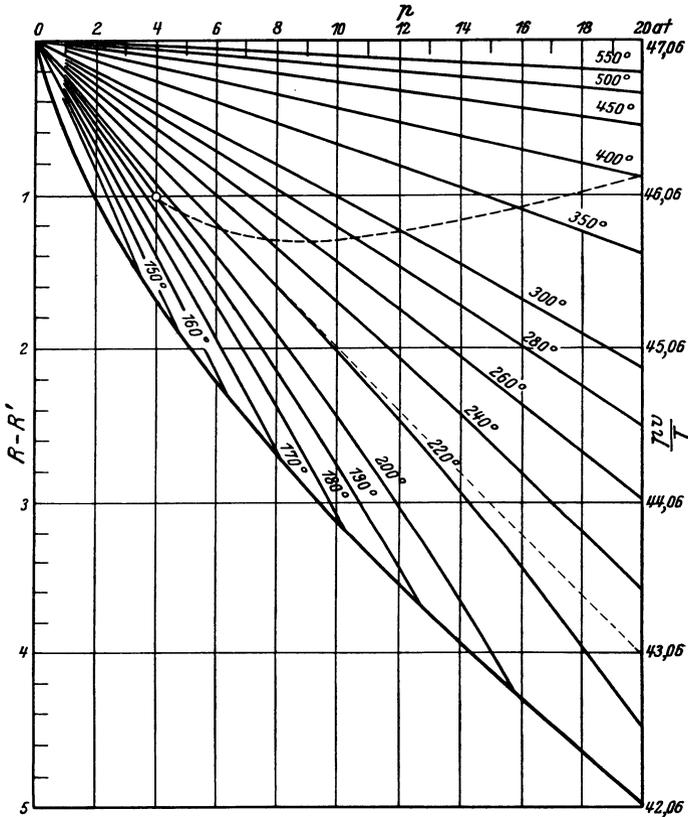


Abb. 34.

ohne die Zustandsgleichung selbst zu kennen, und trägt man die Werte  $p v/T$  als Ordinaten zu  $p$  (oder  $T$ ) als Abszissen auf, so erhält man ein genaues Bild von der Abweichung des überhitzten Dampf vom Gaszustand<sup>1)</sup>. Diesen Weg hat zuerst M. Jakob beschritten<sup>2)</sup>, indem er mit Hilfe der Münchener Messungen der spezifischen Wärme genaue Werte des Volumens auf graphischem Wege berechnete und dann die Diagramme mit den Koordinaten  $p v/T$  und  $p$  bzw.  $p v/T$  und  $T$  zeichnete, von denen das erstere in Abb. 34 maßstäblich wiedergegeben ist.

<sup>1)</sup> Vgl. auch 1. Teil; Gase, Abschn. 74.    <sup>2)</sup> Z. V. d. I. 1912, S. 1980.

Dieses Diagramm läßt zunächst erkennen, daß  $R'$  sich mit dem Druck und der Temperatur ändert und um so kleiner ist, je höher der Druck und je niedriger die Temperatur ist. Mit dem Wert  $\Delta v$  steht  $R'$  in dem Zusammenhang

$$R' = R - \Delta v \cdot \frac{p}{T}$$

oder

$$\Delta v = (R - R') \cdot \frac{T}{p},$$

worin  $R - R'$  die Ordinaten der Kurven Abb. 34 unter der durch  $R = 47,06$  gehenden Abszissenachse sind. Man kann hiernach  $\Delta v$  für einen beliebigen Dampfzustand aus Abb. 34 berechnen. So wäre z. B. für 15 at und  $350^{\circ}$   $R - R' = 1$ , also

$$\Delta v = 1 \cdot \frac{273 + 350}{15 \cdot 10000} = \frac{41,5}{10000} = 0,00415.$$

Für den Verhältniswert  $\Delta v/v$  folgt

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{R - R'}{R'}$$

also für den gleichen Dampfzustand

$$\frac{\Delta v}{v} = \frac{1}{46,1} \quad \text{oder} \quad 100 \frac{\Delta v}{v} = 2,2 \%$$

Dagegen wäre für den gleichen Druck, aber  $200^{\circ}$ ,

$$R - R' = 4,0, \quad R' = 43,1, \quad 100 \Delta v/v = 9,3 \%$$

und

$$\Delta v = 126/10000 = 0,0126.$$

Ob nun  $\Delta v$  eine Funktion von  $T$  oder  $p$  oder beiden ist, ergibt sich wie folgt. Es ist

$$\frac{R - R'}{p} = \frac{\Delta v}{T}.$$

Der Quotient  $(R - R')/p$  stellt die Neigung ( $\text{tg } \alpha$ ) der Verbindungslinie des Anfangspunktes der Kurvenschar in Abb. 34 mit einem beliebigen Kurvenpunkt auf einer Kurve  $T = \text{konst}$  dar. Ist nun  $\Delta v$  eine Funktion von  $T$  allein, so ist für eine solche Kurve  $\Delta v/T$  unveränderlich und daher auch der Neigungswinkel  $\alpha$ ; die Kurve selbst wird also zu einer Geraden. Würde also  $\Delta v$  nur eine Funktion von  $T$  sein, so würde das Diagramm Abb. 34 aus einem Bündel gerader Strahlen bestehen, was nicht der Fall ist. Indessen weichen sämtliche Kurven der Abb. 34 bis zu einer gewissen, für jede Temperatur verschiedenen Druckgrenze, die in Abb. 34 (vom Verfasser) eingetragen ist, von der geraden Richtung nicht merkbar ab. Daraus ist ersichtlich, daß in dem Zustandsgebiet unterhalb dieser Grenze  $\Delta v$  nur von der Temperatur, aber nicht, oder nur unmerklich, vom

Druck abhängt, wie es z. B. die Callendarsche (ursprüngliche) Gleichung verlangt. Darüber hinaus aber krümmen sich die Strahlen der Abb. 34 merklich und  $\Delta v$  hängt daher in diesem Zustandsgebiet sowohl von  $T$  als von  $p$  ab.

Die Werte  $R'$  werden in diesem zweiten Gebiet um so kleiner, die Werte  $R - R'$  um so größer, verglichen mit dem geradlinigen Verlauf der Strahlen, je höher bei einer bestimmten Temperatur der

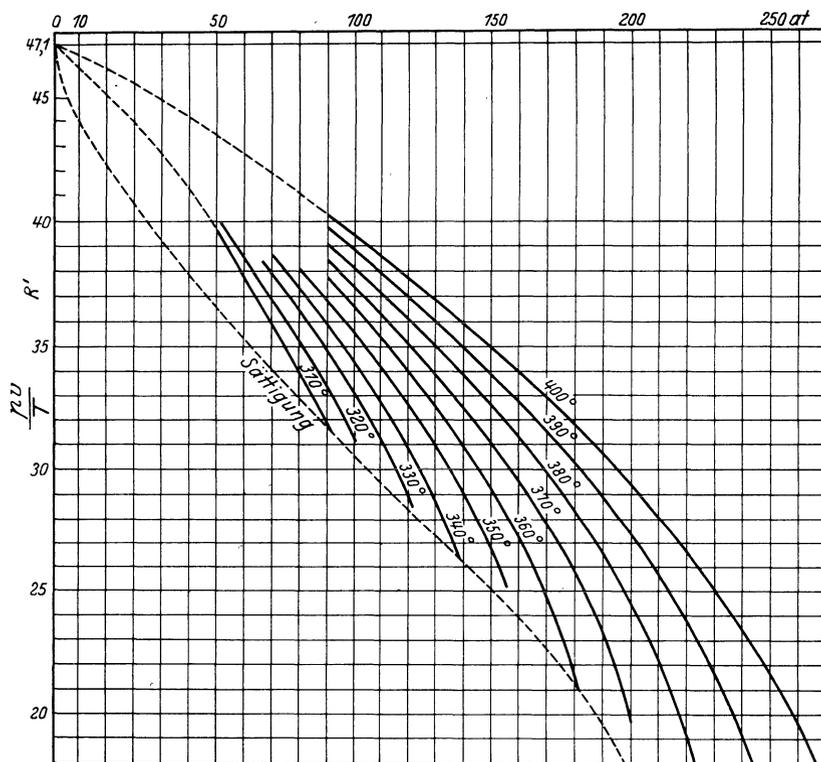


Abb. 35.

Dampfdruck ist. Für 220° ist z. B. noch bei 7 at die Abweichung der Strahlen von der Geraden verschwindend klein, bei 15 at beträgt sie fast 0,2 Einheiten von  $R'$ , bei 20 at schon 0,5 Einheiten.

Das erste Jakob-Diagramm erstreckte sich nur bis 20 at. Ein gleiches Diagramm, das bis zu Drücken von 250 at und Temperaturen bis 400° reicht, hat neuerdings J. H. Keenan<sup>1)</sup> auf Grund der oben erwähnten amerikanischen Messungen des spez. Volumens aufgetragen (Abb. 35). Es zeigt grundsätzlich den gleichen Verlauf wie das Jakobsche und läßt erkennen, daß die Werte  $R'$  zwischen 100 und 250 at im gleichen Sinne, wie von Jakob bis 20 at festgestellt wurde, weiter

<sup>1)</sup> Mechan. Engineering 1928, S. 157. — In Mechan. Eng. 1929 (Febr.) hat Keenan dieses Diagramm erweitert und nach den neuesten Versuchen ergänzt.

abnehmen und bei 100 bis 120 at schon auf  $R' = 34$  bis 38, bei 250 at gar auf 19 bis 24 gefallen sind. In diesen Gebieten ist somit die Abweichung des Dampfes vom Gasgesetz sehr bedeutend, da  $100 \Delta v/v$  für  $R' = 34$  gleich  $38,5 \%$ , für  $R' = 20$   $135 \%$  ist, d. h. das gedachte Gasvolumen ist um  $38,5$  bzw.  $135 \%$  größer als das wirkliche Dampfolumen, wie auch Taf. IIIa erkennen läßt.

## 20. Die adiabatische Zustandsänderung im Jakobschen Zustandsdiagramm und die Callendarschen Zustandsgleichungen.

Nach Callendar gilt im ganzen Zustandsgebiet für adiabatische Zustandsänderungen

$$\frac{p}{T^{13/3}} = \frac{p_0}{T_0^{13/3}} = \text{konst.}$$

Im unteren Zustandsgebiet gilt nach 19 die ursprüngliche Callendarsche Zustandsgleichung

$$\frac{p(v-b)}{T} = R - C \cdot \frac{p}{T^{13/3}}.$$

Da nun längs einer Adiabate der Quotient  $\frac{p}{T^{13/3}}$  unveränderlich (gleich seinem Anfangswert) ist, so ist auch der Ausdruck auf der rechten Seite dieser Gleichung längs einer Adiabate unveränderlich und daher

$$\frac{p(v-b)}{T} = \text{konst}$$

oder für nicht allzu hohe Drücke ebenso genau

$$\frac{pv}{T} = \text{konst.},$$

wie Callendar festgestellt hat.

Daraus geht hervor, daß die adiabatische Ausdehnung oder Verdichtung im Jakobschen  $pv/T$ ,  $p$ -Diagramm (Abb. 34) durch waagrechte, der  $p$ -Achse parallele Gerade dargestellt wird. Man kann also jedenfalls im unteren Zustandsgebiet die adiabatischen Druck- und Temperaturänderungen aus diesem Diagramm in allereinfachster Weise ablesen und erhält damit auch die Volumenänderungen gemäß

$$\frac{p_2 v_2}{T_2} = \frac{p_1 v_1}{T_1},$$

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2} \cdot \frac{T_2}{T_1},$$

und zwar nicht etwa angenähert, weil diese Gleichung wie die Gasgleichung aussieht, sondern genau.

Den Einfluß des Druckes auf  $\Delta v$ , der im oberen Zustandsgebiet mit wachsendem Drucke immer stärker hervortritt, berück-

sichtigt Callendar<sup>1)</sup>) dadurch, daß er dem im unteren Zustandsgebiet gültigen Ausdruck für  $\Delta v$

$$\Delta v_0 = \frac{C}{T^{10/3}}$$

einen Korrektionsfaktor in Form einer geometrischen Reihe beifügt und demgemäß setzt

$$\begin{aligned} \Delta v &= \Delta v_0 \cdot \left( 1 + \frac{1}{z^2} + \frac{1}{z^4} + \dots \right) \\ &= \Delta v_0 \cdot \frac{1}{1 - z^2}. \end{aligned}$$

Darin wird  $z$  so gewählt, daß für die adiabatische Zustandsänderung die auch im oberen Zustandsgebiet gültige Beziehung

$$\frac{p}{T^{13/3}} = \text{konst}$$

erfüllt wird. Dies ist der Fall, wenn

$$z = k \cdot \Delta v_0 \cdot \frac{p}{T}$$

gesetzt wird. Die Zustandsgleichung im oberen Zustandsgebiet nimmt dann die Form an

$$v - b = \frac{R \cdot T}{p} - \Delta v_0 \cdot \frac{1}{1 - \left( k \cdot \Delta v_0 \cdot \frac{p}{T} \right)^2}.$$

Für adiabatische Änderungen wird wegen

$$\Delta v_0 \cdot \frac{p}{T} = \frac{C \cdot p}{T^{13/3}}$$

und mit  $p/T^{13/3} = \text{konst}$  der Ausdruck im Nenner des zweiten Gliedes rechts in der vorletzten Gleichung konstant. Schreibt man diese Gleichung wieder in der Form

$$\frac{p(v - b)}{T} = R - \Delta v_0 \cdot \frac{p}{T} \cdot \frac{1}{1 - \left( k \Delta v_0 \cdot \frac{p}{T} \right)^2},$$

so erkennt man, daß für adiabatische Zustandsänderungen der ganze Ausdruck rechts unveränderlich wird, also auch der Ausdruck links, so daß wieder, wie im unteren Zustandsgebiet,

$$\frac{p \cdot (v - b)}{T} = \text{konst}$$

oder in ausreichender Entfernung vom kritischen Volumen

$$\frac{p v}{T} = \text{konst}$$

<sup>1)</sup> H. L. Callendar, Steam Tables and Equations. Engineering 1928, Oktob. 26 u. Nov. 2.

wird. Daraus folgt, daß auch im oberen Zustandsgebiet, wie es durch die amerikanischen Versuche (Abb. 35) im  $p v/T$ -Diagramm dargestellt wird, die adiabatischen Zustandsänderungen nach wagerechten (der  $p$ -Achse parallelen) Geraden vor sich gehen. Es wird einer weiteren Untersuchung, z. B. mit Hilfe von Entropiediagrammen, die aus den Münchener spezifischen Wärmen abgeleitet werden können, vorbehalten bleiben müssen, festzustellen, ob diese überaus einfache Beziehung tatsächlich bis in das Gebiet des kritischen Druckes Geltung behält. Ist dies der Fall, so können die adiabatischen Zustandsänderungen über das gesamte Zustandsgebiet des überhitzten Dampfes in gleich einfacher Weise durch die aus dem unteren Zustandsgebiet gültigen Formeln ausgedrückt und rechnerisch (ohne Entropiediagramme) oder graphisch in einem Jakob-Diagramm verfolgt werden.

Nach einer vom Verfasser für eine Reihe von Drücken mit Hilfe der Callendarschen Koeffizienten ( $k = 2,229$  für lbs/square inch,  $\text{cm}^3/\text{g}$  und  $^\circ\text{C}$ , und  $k = 2,0318$  für  $\text{kg}/\text{m}^2$  und  $\text{m}^3/\text{kg}$ ) durchgeführten Berechnung fallen die aus der Callendarschen Hochdruckgleichung berechenbaren Werte von  $p v/T$  durchweg größer aus, als nach den amerikanischen Versuchen (Abb. 35). Da jedoch die letzteren auch noch nicht endgültig sind, so muß die Entscheidung noch offen bleiben.

## 21. Die Zustandsgleichung auf Grund der spezifischen Wärmen $c_p$ .

Nach den thermodynamischen Gesetzen besteht ein enger Zusammenhang zwischen der Zustandsgleichung des überhitzten Dampfes und seinen spezifischen Wärmen, der durch die Differentialbeziehung

$$\left(\frac{dc_p}{dp}\right)_T = -AT \cdot \left(\frac{d^2v}{dT^2}\right)_p$$

dargestellt wird<sup>1)</sup>. Die linke Seite stellt die Änderung der spezifischen Wärme mit dem Druck bei konstanter Temperatur dar, und auf der rechten Seite treten nur die Zustandsgrößen  $T$  und  $v$  auf. Die gleiche Rechnung, die zuerst von M. Jakob nach dieser Gleichung auf graphischem Wege durchgeführt wurde, um hiernach das Volumen in Abhängigkeit von der Temperatur bei konstantem Druck zu ermitteln, kann auch analytisch ausgeführt werden. Dazu ist es nötig, die spezifischen Wärmen in ihrem durch die Münchener Versuche ermittelten Verlauf durch eine analytische Funktion von  $p$  und  $T$  darzustellen. Solche Berechnungen sind durchgeführt worden von R. Plank<sup>2)</sup>, von Eichelberg<sup>3)</sup>, von Goodenough in Amerika, sowie vom Münchener Laboratorium für Technische Physik selbst in den von Knoblauch, Raisch und Hausen herausgegebenen Tabellen und Diagrammen für Wasserdampf (1923). Auch Mollier hat in der 2. bis 5. Auflage seiner Neuen Tabellen und Diagramme für Wasserdampf (1925—1929) den gleichen Weg beschritten.

Je nach der Form der analytischen Beziehung, durch die die Münchener  $c_p$ ,  $T$ -Kurven dargestellt wurden, fällt auch die Zustands-

<sup>1)</sup> Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 6.

<sup>2)</sup> Z. V. d. I., 1916, S. 187.

<sup>3)</sup> Forsch.-Arb. V. d. I., Nr. 220, 1920. In Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 9 ausführlich wiedergegeben.

gleichung aus. Einen entscheidenden Erfolg auf diesem Wege hatte zuerst Eichelberg, der nicht nur eine einfache Zustandsgleichung gewann, sondern auch alle übrigen Zustandswerte, insbesondere den Wärmeinhalt und die Entropie durch verhältnismäßig einfache Ausdrücke darstellen konnte. Seine Zustandsgleichung lautet

$$p v = 47,06 T - \frac{1,139 p}{\left(\frac{T}{100}\right)^3} - \frac{11 615 p \left(\frac{p}{10 000} + 2\right)^{2,2}}{\left(\frac{T}{100}\right)^{14}}.$$

In ihrem zweiten Glied bestätigt diese Gleichung die Callendarsche Gleichung des unteren Zustandsgebiets, in ihrem dritten Glied wird sie dem Einfluß des Druckes auf die Abweichung vom Gasgesetz im oberen Zustandsgebiet gerecht. Bis zu welchen höchsten Drücken sie Geltung behält, bedarf noch der Feststellung.

Ferner fand Eichelberg, daß das bekannte Gesetz

$$p v^{1,3} = \text{konst}$$

für die adiabatische Ausdehnung des überhitzten Wasserdampfs mit nur geringen Abweichungen des Exponenten  $k$  von 1,3 im ganzen, durch seine Gleichungen gedeckten Zustandsgebiet Geltung behält, in Übereinstimmung mit Callendar, der auf ganz verschiedenem Wege zum gleichen Ergebnis kam.

Auf dieser Tatsache fußend fand dann Mollier, daß sich die Münchener Messungswerte für  $c_p$  als Funktion des Callendarschen Ausdrucks  $\frac{p}{T^{\frac{13}{3}}}$  darstellen lassen. Mollier fand schließlich die Zustandsgleichung

$$\frac{p v}{T} = 47,1 - 0,02 \frac{p}{\left(\frac{T}{100}\right)^{\frac{13}{3}}} - \frac{1,9}{10^6} \frac{p^3}{\left(\frac{T}{100}\right)^{15}}$$

oder mit  $T$  multipliziert

$$p v = 47,1 T - \frac{2 p}{\left(\frac{T}{100}\right)^{\frac{10}{3}}} - \frac{19 000 \cdot \left(\frac{p}{10 000}\right)^3}{\left(\frac{T}{100}\right)^{14}}.$$

Diese Gleichung stimmt mit der Eichelbergschen in ihrem Bau und in der Größe der Exponenten von  $T$  und  $p$  überein und zeigt nur einen bei hohen Drücken verschwindenden Unterschied im Zähler des dritten Glieds, der davon herrührt, daß Eichelberg die Änderung der spez. Wärmen  $c_p$  mit der Temperatur bei sehr kleinen Drücken (nach einer Gleichung von Goodenough) berücksichtigt hat, wogegen Mollier davon absieht.

Bezüglich der Münchener Zustandsgleichung muß auf die Wasserdampftabellen von Knoblauch, Raisch und Hausen verwiesen werden, die demnächst in neuer, bis auf sehr hohe Drücke erweiterter Auflage erscheinen.

## 22. Die Dampftafeln im Hochdruckgebiet.

Zwei Höchstdruck-Dampftafeln, die im Sättigungsgebiet bis zum kritischen Zustand und im Überhitzungsgebiet bis 80 at und 450<sup>0</sup> reichten, sind erstmals vom Verfasser im Jahre 1911 (in der Zeitschr. d. VDI) veröffentlicht worden. Die eine Tafel, die in Abschn. 10 beschrieben und im Anhang mit den erforderlichen Ergänzungen enthalten ist, ist eine Doppeltafel auf einem Blatt, in der die Temperaturen als Ordinaten und die Volumina, sowie die Entropien als Abszissen aufgetragen sind. Die zweite Tafel war eine *JS*- oder Mollier-Tafel, die in der damaligen Form noch in Bd. II, 4. Aufl., enthalten und mit den durch die neueren Versuche bedingten Berichtigungen diesem Band beigelegt ist (Tafel IV a).

Die Heißdampfgebiete in diesen Tafeln waren auf Grund der Münchener Versuche über die spezifischen Wärmen gezeichnet und später mit dem Fortschritt dieser Versuche (bis 20 at) ergänzt worden. Das Satttdampfgebiet war auf Grund der damals vorliegenden zahlreichen Versuchsergebnisse entworfen, wie in Bd. II ausführlich dargelegt ist. Diese Tafeln waren somit ein unmittelbarer, durch keine Interpolationsformel getrübtter Ausdruck des damaligen Standes der experimentellen Wasserdampfforschung, soweit diese Forschung reichte, und die noch nicht oder nicht ausreichend erforschten Gebiete wurden durch geeignete Verbindung der Versuchsergebnisse mit thermodynamischen Zusammenhängen ergänzt. Eine willkürliche Extrapolation war an keiner Stelle verwendet worden. Die Werte des Satttdampfgebietes wurden in Dampftabellen niedergelegt, die von Grund aus neu und ohne Heranziehung bereits vorhandener Tabellen des Gebietes damals üblicher Drücke und Temperatur berechnet waren<sup>1)</sup>.

Seit den letzten 6 Jahren sind nun sehr beträchtliche Fortschritte in der experimentellen Forschung über den Wasserdampf gemacht worden, wie oben beschrieben ist, und auf Grund dieser neuen Versuchsergebnisse sind nunmehr die beiden Dampftafeln ergänzt und neu gezeichnet worden, wiederum ohne jede Verwendung von Formeln.

Zur Zeit sind in Deutschland und Nordamerika umfangreiche Versuchsarbeiten im Gange, die auch die kritischen und überkritischen Zustandsgebiete umfassen und die Anfertigung von Tafeln mit endgültiger Genauigkeit zum Ziel haben. In England hat Callendar auf Grund eigener Versuche solche Tafeln bis zu 280 at bearbeitet und zunächst der British Electrical and Allied Industries Research Association vorgelegt<sup>2)</sup>. In Deutschland sind die bekannten Mollierschen „Neuen Tabellen und Diagramme für Wasserdampf“ in 6. Auflage (1928) erschienen, die bis 250 at und 550<sup>0</sup> C reichen. Eine Neubearbeitung der Münchener Tabellen und Diagramme für Wasserdampf ist nach der Z. V. d. I. bis 120 at und darüber im Gange, und die Münchener Versuche über  $c_p$  sollen bis über den kritischen Zustand ausgedehnt werden, wobei sich zeigen wird, ob die Callendarschen Beobachtungen auch hinsichtlich des Verhaltens der spezifischen Wärme im kritischen Zustand bestätigt werden<sup>3)</sup>.

Von den Änderungen ist zunächst die Satttdampf-Grenzkurve der Entropietafel oberhalb 10 at zu erwähnen. Ihre Änderung ist bedingt durch die oben erwähnten neuen Versuche von Jakob über die Verdampfungswärme, die eine wesentlich andere Fortsetzung der  $r$ -Werte

<sup>1)</sup> Mit Hilfe dieser Tabellen und der beiden Dampftafeln wurden die thermodynamischen Berechnungen für die Höchstdruck-Dampfmaschinen von Wilhelm Schmidt ausgeführt.

<sup>2)</sup> Veröffentlicht im Engineering, Mai 1929.

<sup>3)</sup> Ein ausschließlich auf amerikanischen Messungen fußendes *JS*-Diagramm von sehr großem Bereich hat Keenan herausgegeben (Mech. Engineering, Febr. 1929).

oberhalb 8 at (rd. 180°) ergaben, als nach den bis dahin gültigen Werten von Holborn und Henning und den älteren Volumenmessungen von Ramsay und Young zu erwarten war.

Auch die Flüssigkeits-Grenzkurve der Entropietafel weicht von dem älteren Verlauf ab, aber erst von etwa 310° an, sie ist von da ab bis zum kritischen Zustand auf Grund der Callendarschen, durch Versuche ermittelten Flüssigkeitswärmen erneuert, indem aus diesen Werten (Abb. 23) die Entropieänderungen nach der Beziehung

$$dS_f = \frac{dq}{T}$$

stufenweise berechnet wurden. Es ist bemerkenswert, daß diese Linie verhältnismäßig wenig von dem früheren Verlauf abweicht, dessen schätzungsweise Festlegung mangels Versuchen über die gerade in diesem Gebiet sehr schnell mit der Temperatur anwachsende spez. Wärme der Flüssigkeit im Siedezustand die meisten Schwierigkeiten verursacht hatte (vgl. Bd. II, 4. Aufl., S. 337).

Im kritischen Gebiet selbst, das nach Callendar zwischen 374 und 380,5° C liegt, sind die Versuchsergebnisse von Callendar berücksichtigt. Wie die Tafel zeigt, besitzt das  $TS$ -Diagramm hier nach keine abgerundete Kuppe, wie es der bisherigen Anschauung entsprach, sondern eine umgebogene Spitze. Sowohl der Flüssigkeitsast (links), als der Dampfaste (rechts), die von dieser Spitze ausgehend sich an die Flüssigkeits- und Dampf-grenzkurve anschließen, wurden auf Grund der Callendarschen Werte der Flüssigkeits- und Verdampfungswärme berechnet.

In dem Gebiet der Dampf-Grenzkurve zwischen 250° und 350° wurden die Entropiewerte auf Grund der Verdampfungswärmen berechnet, die sich durch Verbindung der Jakobschen  $r$ -Kurve mit den Callendarschen Werten von  $r$  im kritischen Gebiet ergaben (Abb. 23).

Im Überhitzungsgebiet behalten zwar die Kurven gleichen Druckes zwischen 10 und 20 at ihren eigenen Verlauf, da sie auf Grund der Münchener  $c_p$ -Werte berechnet sind, sie mußten aber wegen der Abweichung der Sättigungskurve wagrecht verschoben werden. Für die Drücke von 30, 40, 60, 80, 100 und 120 at sind neue Kurven nach den Münchener Versuchen über  $c_p$ , die bis 120 at reichen, auf Grund der Beziehung

$$dS = c_p \cdot \frac{dT}{T} = c_p d \ln T = 2,303 c_p d \log T$$

auf graphisch-rechnerischem Wege ermittelt worden, indem die Werte von  $c_p$  als Ordinaten zu  $\log T$  als Abszissen aufgetragen wurden, wobei dann die Flächen unter diesen Kurven gleich den Entropieänderungen sind.

Im kritischen Gebiet selbst sind weitere 3 Kurven gleichen Druckes für die Sättigungstemperaturen 360°, 370° und 380,5° ein-

getragen, die aus den Callendarschen Versuchswerten über den Wärmeinhalt des überhitzten Dampfes auf Grund der Beziehung

$$T dS_p = dJ$$

oder

$$dS_p = \frac{dJ}{T}$$

auf graphisch-rechnerischem Wege bestimmt wurden.

Im Volumenteil der Tafel wurden die Volumina im Sättigungszustand für Flüssigkeit und Dampf im kritischen Gebiet nach den Callendarschen Messungen (Abb. 25) eingetragen, wobei sich statt der bisherigen Abrundung (also stetigem Übergang von Flüssigkeit und gesättigtem Dampf ineinander) eine Spitze ergibt (also unstetiger Übergang). Zwischen 10 und 40 at weicht das Satt dampfvolumen, das nach Jakob eingetragen wurde, im Maßstab des Diagramms nur wenig von der früheren Kurve ab. Zwischen 250° und 350° wurde das Volumen, das bei etwa 320° mit dem früheren übereinstimmen muß, weil bei dieser Temperatur auch die Verdampfungswärmen übereinstimmen, mit stetigem Übergang unter Anschluß an die Callendarsche und Jakobsche Kurve eingetragen. Schließlich wurden auch noch die Sättigungsvolumina nach den amerikanischen Versuchen bei 304° bis 370° C aufgetragen. — Im Überhitzungsgebiet wurden die Volumina für wachsende Temperaturen bei den gleichbleibenden Drücken von 110, 120, 130, 140, 150, 160, 180, 200, 220 und 230 At<sup>1)</sup> nach den amerikanischen Messungen (Abb. 27) eingetragen.

In der *JS*-Tafel (Taf. IV a, Anhang) sind gegenüber den älteren Tafeln geändert: die Sättigungslinie von 8 at aufwärts und sämtliche Linien im Heißdampfgebiet vom gleichen Druck ab. Die Kurven konstanten Druckes sind mit den in der *TS*-Tafel enthaltenen Werten der Entropie und den Wärmegehalten nach den Münchener  $c_p$ -Messungen übertragen, in der kritischen Gegend nach den Callendarschen Werten des Wärmeinhalts.

Im kritischen Gebiet der *JS*-Tafel kommen die charakteristischen Änderungen nach den neuen Callendarschen Messungen nur sehr undeutlich zum Ausdruck, wie auch Callendar selbst bemerkt. Der kritische Zustand selbst ist in der Tafel nicht aufgenommen<sup>2)</sup>.

Bemerkung. Nach Fertigstellung beider Tafeln erschienen die auf Grund der Beschlüsse der Internationalen Dampftafelkonferenz in London (Juli 1929) herausgegebenen „Rahmentafeln für Wasserdampf nebst Erläuterungen“<sup>3)</sup>, die im Anhang abgedruckt sind und einen Vergleich der Tafelwerte und Dampftabellen mit den vorläufigen, international vereinbarten Werten des Wärmeinhalts und des spez. Volumens des Wassers, des gesättigten und überhitzten Dampfes von 0° bis 550° und 1 at bis 250 at gestatten.

<sup>1)</sup> In dem amerikanischen Bericht sind physikalische Atmosphären zugrunde gelegt, 1 At = 1,033 kg/cm<sup>2</sup>.

<sup>2)</sup> Vgl. darüber die Arbeit von Honigmann, Fußnote 1, S. 198.

<sup>3)</sup> Z.V.d.I. 1929, S. 1856.

### III. Allgemeines Verhalten der Dämpfe.

#### Heiße Dämpfe, Kaltdämpfe und Gase.

##### 23. Entstehung der Dämpfe. Heißdämpfe und Kaltdämpfe. Kritischer Zustand.

Die gewöhnliche Art der Entstehung von Dämpfen ist die Dampfbildung durch Verdampfung von Flüssigkeiten, wie Wasser, Öle, Alkohol, Äther, Quecksilber. Um solche Stoffe, die im gewöhnlichen Druck- und Temperaturzustand (1 at, 15°) flüssig sind, in Dampf zu verwandeln, müssen sie zunächst auf die Siedetemperatur  $t_s$  erhitzt werden, die je nach dem äußeren Druck, unter dem die Flüssigkeiten stehen, höher oder tiefer liegt (Siededruck  $p_s$ ). Alsdann können sie, durch Zufuhr einer für jeden Stoff verschiedenen Wärmemenge, der Verdampfungswärme, in gesättigten Dampf verwandelt werden, wobei die Temperatur unverändert bleibt, falls der Druck konstant erhalten wird. Diese Dämpfe haben, solange sie mit der Flüssigkeit in Berührung stehen, die Siedetemperatur und werden als gesättigte Dämpfe bezeichnet. Je nach dem Druck kann die Siedetemperatur erheblich höher als 100° sein, z. B. für 10 at bei Wasserdampf 179°, bei Quecksilber 400°. Solche Dämpfe können daher als „Heißdämpfe“ bezeichnet werden. Alles was in Abschn. 1 bis 22 über den Wasserdampf ausgeführt ist, gilt grundsätzlich für alle anderen Dämpfe von chemisch einheitlichen, bei den Siedetemperaturen nicht dissoziierenden Stoffen. Nur sind die Siedetemperaturen und Siededrucke, Flüssigkeits-, Verdampfungs- und Gesamtwärmen der verschiedenen Stoffe sehr verschieden. Abb. 22, S. 47 zeigt die Dampfdruckkurve des Wasserdampfes. In Abb. 36 und 36a<sup>1)</sup> sind die Dampfdruckkurven von Quecksilber und Phenyläther (sog. Diphenyloxyd  $C_6H_5OC_6H_5$ ) aufgetragen, zwei Stoffe, die neuerdings für den Betrieb von Dampfkraftanlagen eine gewisse Bedeutung erlangt haben (Abschn. 26, 63). Wird ein gesättigter Dampf bei unveränderlichem Druck über seine Sättigungstemperatur hinaus erhitzt (Abschn. 4), so tritt er in das Gebiet der überhitzten Dämpfe ein. Je weiter sich dabei seine Temperatur von der Sättigungstemperatur entfernt, desto mehr nähert er sich in seinen Eigenschaften den vollkommenen Gasen.

---

<sup>1)</sup> Nach Physikal. Zeitschr. 1926, S. 265, F. Bernhardt, Sättigungsdrücke von Quecksilber bis 2000 kg/cm<sup>2</sup>.

Im Gegensatz zu den Heißdämpfen entstehen die gesättigten Kaltdämpfe aus Stoffen, die im gewöhnlichen Druck- und Temperaturzustand (1 at, rd. 15<sup>o</sup>) gasförmig sind, z. B. CO<sub>2</sub>, NH<sub>3</sub>, SO<sub>2</sub>, deren Dampfdruckkurven in Abb. 37 enthalten sind, sowie CO, Luft, O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>. Bei solchen Stoffen geht die Dampfbildung auf dem um-

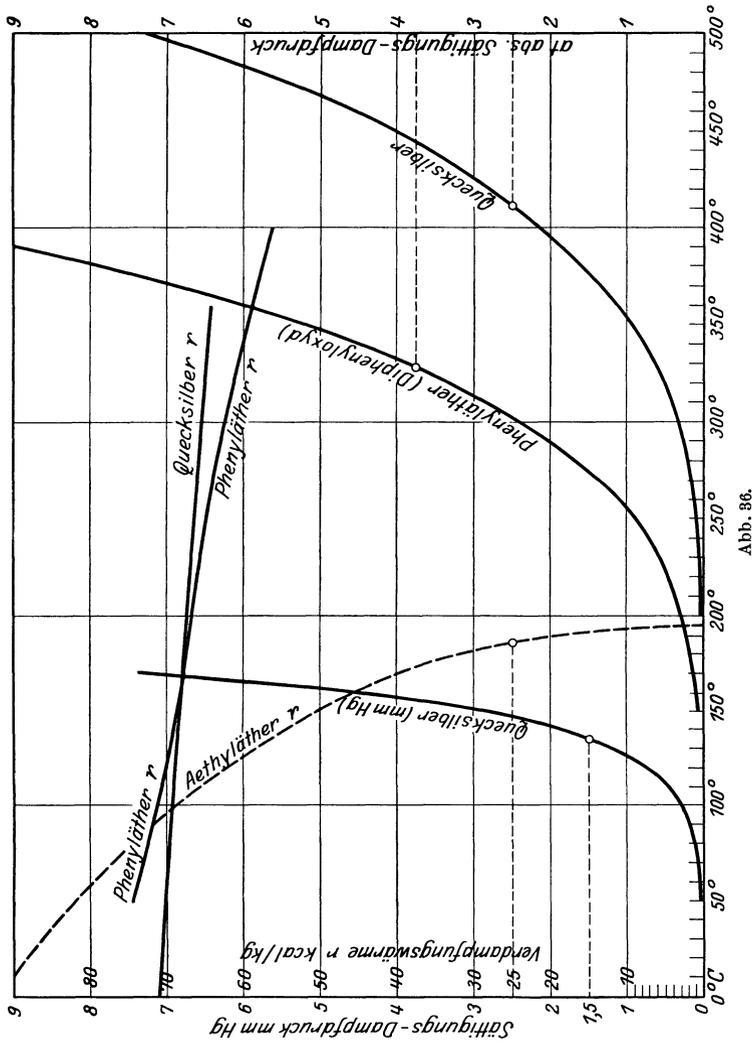


Abb. 36.

gekehrten Wege vor sich, indem ihnen Wärme entzogen werden muß, um sie an die Sättigungsgrenze zu bringen, von der aus sie dann durch Entziehung weiterer Wärme (der Verflüssigungswärme, die gleich der Verdampfungswärme ist) in den flüssigen Siedezustand versetzt werden können. Dieser Vorgang läßt sich indessen nicht so einfach verwirk-

lichen, wie die Bildung der Heißdämpfe, da Kühlkörper von ausreichend niedriger Temperatur, um diese Stoffe bei atmosphärischem

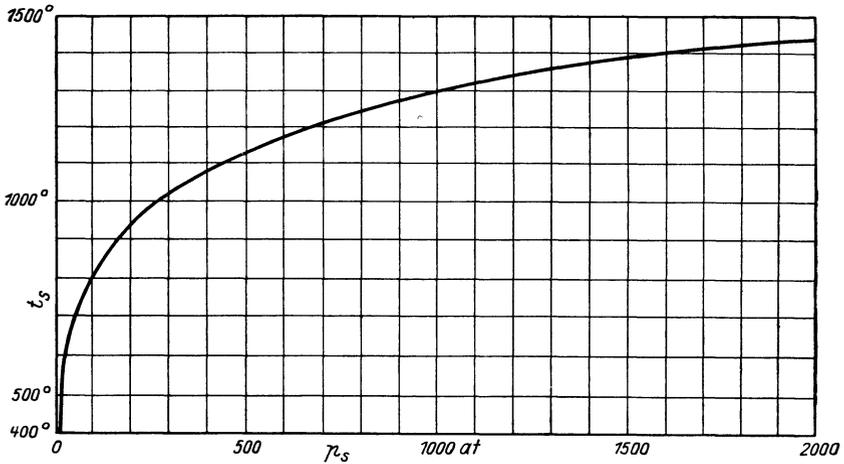


Abb. 36 a.

Druck zu verflüssigen, in der Natur nicht vorhanden sind, und die verfügbare Kühlwassertemperatur von etwa 10° C für die meisten

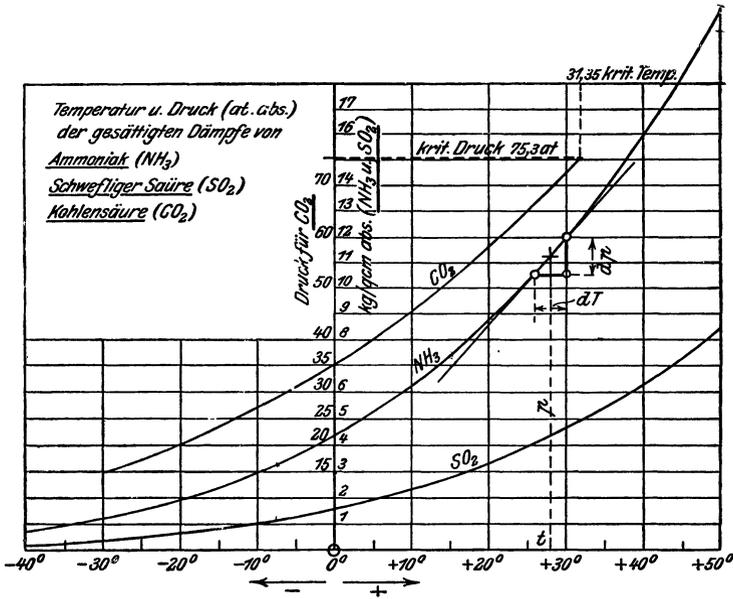


Abb. 37.

dieser Stoffe zur Verflüssigung oder Dampf Bildung auch unter den höchsten Drücken nicht ausreicht. Diese Verhältnisse sind hauptsächlich durch die Versuche, die sog. beständigen Gase durch Druck



immer näher, bis es im Punkte  $K$ , Abb. 38, diesem gleich wird. Während unterhalb dieses Punktes Flüssigkeit und Dampf beliebig gemischt sein können (feuchter Dampf, Punkt  $B_1$ ), ist bei dem Druck und der Temperatur des kritischen Punktes  $K$  der Unterschied zwischen Flüssigkeit und Dampf, insbesondere der Unterschied in der Dichte (dem spez. Gewicht) verschwunden. Auch bei allen höheren Temperaturen als der kritischen von  $31,35^{\circ}$  (genauer  $31,0^{\circ}$  C) besteht kein Unterschied mehr zwischen Gas, Dampf oder Flüssigkeit, auch bei den höchsten Drücken nicht, wie der Verlauf der Isothermen bei  $35^{\circ}$  und  $50^{\circ}$  zeigt.

**Grenzkurve.** Wie der Wasserdampf, so befinden sich die Dämpfe überhaupt im „überhitzten“ Zustand, wenn ihre Temperatur höher ist, als die zu ihrem Druck gehörige Satttdampf- oder Verflüssigungstemperatur.

Wird ein beliebiger überhitzter Dampf vom Zustand  $A$  (vgl. Abb. 38) bei unveränderlicher Temperatur so weit verdichtet, bis in  $B$  der Sättigungsdruck eben erreicht ist, so ist  $B_0B$  das spez. Volumen des trockenen Satttdampfes. Trägt man die durch Versuch ermittelten spez. Volumina als Abszissen zu den zugehörigen Sättigungsdrücken als Ordinaten auf, so erhält man eine Kurve  $GG$ , die schon beim Wasserdampf als Grenzkurve bezeichnet wurde. Sie läßt erkennen, ob der Dampf in irgendeinem durch Druck und Volumen gekennzeichneten Zustande überhitzt, trocken gesättigt oder feucht ist. Punkte  $A$  rechts der Kurve bedeuten überhitzten, Punkte  $B$  auf der Kurve trockenen, Punkte links von der Kurve feuchten Satttdampf. Der „Dampfgehalt“ im letzteren Falle wird durch das Verhältnis  $B'B_1 : B'B$ , der Feuchtigkeitsgehalt durch  $B_1B : B'B$  ausgedrückt.

Trägt man in die gleiche Figur noch die spez. Volumina  $B_0B'$  der reinen Flüssigkeit bei den jeweiligen Sättigungsdrücken (und Temperaturen) ein, so entsteht die untere Grenzkurve  $G'G'$ . Diese scheidet die von Dämpfen freie von der mit Dämpfen vermischten Flüssigkeit (flüssige Kohlensäure mit Siedetemperatur vom gleich warmen feuchten Kohlensäuredampf).

Die in Abb. 38 gezeichnete Grenzkurve der Kohlensäure läßt erkennen, daß die untere und die obere Grenzkurve stetig ineinander übergehen. Rückt man auf  $G'G'$  dem höchsten Punkte  $K$  immer näher, so wird die Flüssigkeit immer wärmer, ihr Druck und ihr Volumen nehmen zu. Rückt man auf  $GG$  von unten immer höher, so wird der Satttdampf immer wärmer, sein Druck steigt, sein Volumen wird kleiner, er wird immer dichter. Im Punkte  $K$  („kritischer Punkt“) sind die Werte von Temperatur, Druck und Volumen gleich groß für Flüssigkeit und für trockenen Dampf.

Der Vorgang der Verflüssigung eines Dampfes vom überhitzten Zustand aus (z. B. von Kohlensäure von 1 at abs. und  $15^{\circ}$ ) spielt sich gemäß Abb. 38 wie folgt ab. Von  $A$  aus wird der Dampf zunächst auf irgendeinem Wege  $AB$  (z. B. isothermisch, also unter kräftiger Wärmeabfuhr) verdichtet; dabei wird je nach dem Verlauf der Verdichtungslinie der Satttdampfzustand  $B$  bei höherem oder weniger hohem

Drucke und entsprechender Temperatur erreicht. Von  $B$  ab braucht der Druck nicht weiter gesteigert zu werden. Dagegen ist zur nunmehr einsetzenden Verflüssigung die Entziehung der Verdampfungswärme  $r$  erforderlich. Diese hat für jeden Stoff und für jeden Druck, wie beim Wasserdampf, andere Werte. Mit der zunehmenden Verflüssigung nimmt das Volumen ab; der zur vorangegangenen Verdichtung benützte Kolben muß dementsprechend weiter vorrücken; dabei bleibt mit der Temperatur auch der Druck des Gemisches von Flüssigkeit und Dampf unverändert. Bei der praktischen Ausführung wird im Zylinder wesentlich nur verdichtet, während die Abkühlung und Verflüssigung in einem besonderen Kühlgefäß (Kondensator) unter unveränderlichem Druck erfolgt. Ist das Volumen bis  $B_0 B'$  verkleinert und die ganze, der vorliegenden Gewichtsmenge entsprechende Verdampfungswärme ins Kühlwasser übergetreten, so liegt dampffreie Flüssigkeit von der dem Druck entsprechenden Siedetemperatur vor.

Die Flüssigkeit auf den Isothermen links von der unteren Grenzkurve (Abb. 38) befindet sich, verglichen mit Satttdampf von gleichem Druck, im Zustande der Unterkühlung<sup>1)</sup> (unter die ihrem Drucke entsprechende Siedetemperatur bei allen Drücken über ca. 0,02 at abs., Kohlensäure bei Drücken über 52 at. Durch Erwärmung auf die Siedetemperatur gelangt sie, bei gleichbleibendem Drucke, an die Grenze des gesättigten Dampfzustandes, falls ihr Druck kleiner als der kritische ist. Ist aber ihr Druck größer als der kritische, so tritt sie in das Gebiet der überhitzten Dämpfe über, ohne vorher gesättigt zu werden. Solange dabei ihre Temperatur noch kleiner als die kritische ist, kann man sie als unterkühlte, nachher als überhitzte Flüssigkeit bezeichnen, ebensogut aber als überhitzten Dampf oder Gas. Eine Grenze zwischen tropfbarer Flüssigkeit und Dampf gibt es in diesen Gebieten nicht.

Bei der Verdichtung des überhitzten Dampfes oder Gases von  $A$  aus kann es je nach dem Anfangszustand und dem besonderen, von der Kühlung abhängigen Verlauf der Verdichtungslinie leicht vorkommen, daß die Grenzkurve überhaupt nicht getroffen wird, z. B. wenn Kohlensäure von gewöhnlicher Temperatur ohne hinreichende Kühlung verdichtet wird. Wenn bei der Verdichtung keine niedrigeren Temperaturen als 31,3° erreicht werden, so ist es auch durch den stärksten Druck nicht möglich, die Verflüssigung einzuleiten, da nirgends der Grenzzustand des trockenen Satttdampfes erreicht wird. Bei höherer Temperatur als der dem Punkte  $K$  entsprechenden „kritischen Temperatur“, die nur von der Natur des Körpers abhängt, ist die Verflüssigung schlechthin unmöglich, wenn der Druck auch noch so hoch getrieben wird.

Soll daher eine Dampfart verflüssigt werden, deren kritische Temperatur tiefer liegt als die gewöhnlichen Kühlwasser- oder Lufttemperaturen, so muß ihre Temperatur künstlich unter den kritischen Wert erniedrigt werden.

Je tiefer die Temperatur des überhitzten Dampfes unter der kritischen Temperatur liegt, bei um so kleinerem Druck kann die Verflüssigung erfolgen. Die Zahlentafel enthält die kritischen Werte für  $Cl_2$ ,  $CO_2$ ,  $NH_3$ ,  $SO_2$  und  $H_2O$ .

<sup>1)</sup> Ein davon wesentlich verschiedener Zustand, die Abkühlung unter die Gefrieretemperatur, ohne daß der Körper fest wird, wird auch als Unterkühlung bezeichnet.

Über unterkühlten Satttdampf vgl. Bd. II, 4. Aufl., 16.

**Möglichkeit der Verflüssigung von Gasen.** Bevor der Begriff der kritischen Dampftemperatur gefunden und der oben besprochene Verlauf der Grenzkurve durch Versuche mit Kohlensäure und späterhin mit anderen Dämpfen bekannt geworden war, war es nicht gelungen, die gewöhnlichen Gase in den flüssigen Zustand überzuführen. Wenn aber die Gase nichts anderes als hoch überhitzte Dämpfe sind, so mußte es möglich sein, sie nach Abkühlung unter ihre kritische Temperatur zu verflüssigen. Die praktische Schwierigkeit liegt nur darin, daß die kritischen Temperaturen der eigentlichen Gase, wie Sauerstoff, Stickstoff, Luft, Wasserstoff außerordentlich tief liegen, vgl. untenstehende Zahlentafel. Ehe es möglich war, bis zu so tiefen Temperaturen zu gelangen, konnte die Verflüssigung der Gase auch durch die höchsten Drücke nicht gelingen.

Kritische Zustandswerte (und Siedepunkte ( $t_s$ )  
bei atmosphärischem Druck).

Stoff	$t_k^0$	$p_k$ kg m <sup>2</sup>	$v_k$ l/kg	$t_s$ bei 760 mm
Cl <sub>2</sub>	+ 141	83,9	—	— 36,6
CO <sub>2</sub>	+ 31,0	75,2	2,16	— 78
NH <sub>3</sub>	+ 132,9	116,2	5,22	— 33,7
SO <sub>2</sub>	+ 156	81,5	1,92	— 8
H <sub>2</sub> O	+ 374	225	2,9	+ 100
O <sub>2</sub>	— 118,8	51,35	—	— 183,0
N <sub>2</sub>	— 147,1	34,59	3,216	— 195,6
H <sub>2</sub>	— 242	11	—	— 252,8
Luft	— 140,6	40,4	2,86	— 191
CO	— 141	37,2	—	— 190

Nachdem es im Juli 1908 Prof. Kamerlingh Onnes in Leiden gelungen war, das Helium zu verflüssigen<sup>1)</sup>, können heute alle bekannten Gase verflüssigt werden. Onnes fand für Helium eine kritische Temperatur von  $-268^0$ , einen kritischen Druck von ca. 2,3 at. Unter atmosphärischem Druck erfolgte die Verflüssigung bei  $-268,5^0$ . Bei Verdampfung fiel die Temperatur bis  $-270^0$ . Der tiefste Druck, bei dem noch flüssiges Helium erhalten wurde, war 0,15 mm Hg, wobei die Temperatur nur noch  $1,15^0$  vom absol. Nullpunkt entfernt war.

Der Vorgang der Verdampfung unter gleichbleibendem Druck ist hinsichtlich der dabei in Betracht kommenden Wärmevergänge auch bei den Kalt-Dämpfen grundsätzlich identisch mit dem der Verdampfung des Wassers (Abschn. 1). Die Absolutwerte von  $q$ ,  $r$ ,  $\rho$ ,  $\lambda$  sind aber für verschiedene Dampfarten sehr verschieden. Während z. B. die Verdampfungswärme  $r$  für Wasserdampf ungefähr 500 kcal/kg beträgt, ist sie für Ammoniak (in genügender Entfernung vom kritischen Punkt) nur etwa 300 kcal, für SO<sub>2</sub> rd. 90 kcal, für CO<sub>2</sub> nur 65 kcal.

<sup>1)</sup> H. Kamerlingh Onnes, Untersuchungen über die Eigenschaften der Körper bei niedrigen Temperaturen, welche Untersuchungen unter anderem auch zur Herstellung von flüssigem Helium geführt haben. (Communic. Leiden Laborat. Suppl. No. 35, Nobelpreisrede.)

Bezüglich  $r$  ist eine Erscheinung sehr bemerkenswert, die auch beim Wasserdampf zum Ausdruck kam, daß nämlich  $r$  gegen den kritischen Punkt hin immer kleiner wird, um schließlich in diesem selbst Null zu werden. Abb. 39 zeigt die Abnahme der Verdampfungswärme mit zunehmender Temperatur für Kohlensäure, Abb. 36 für einige andere Stoffe.

Umgekehrt nimmt die Flüssigkeitswärme in steigendem Maße zu, um im kritischen Punkte ihren höchsten Wert zu erreichen. Die Gesamtwärme  $\lambda$  erreicht einen größten Wert noch vor dem kritischen Punkt, worauf sie wieder abnimmt, um im kritischen Punkt gleich der Flüssigkeitswärme zu werden, Abb. 39.

Bei Beachtung des über den kritischen Zustand oben Gesagten und der Abb. 38 ist dies begreiflich. Die Raumzunahme bei der Verdampfung wird nach oben immer kleiner, um im kritischen Punkt Null zu werden. Daher wird dort die äußere Verdampfungswärme Null. Aber auch die innere Verdampfungswärme verschwindet im kritischen Punkte, weil die Flüssigkeit ihren Aggregatzustand behält. Die Gesamtwärme ist dann gleich der Flüssigkeitswärme.

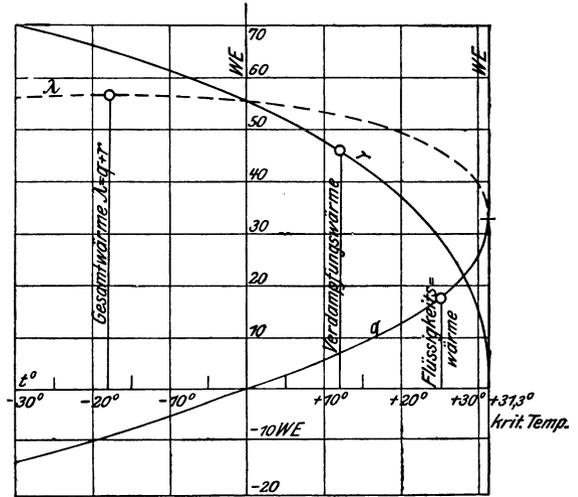


Abb. 39.

Das gleiche Verhalten zeigt auch der Wasserdampf in der Nähe der kritischen Stelle (vgl. Abb. 23).

**Kaltdampfmaschinen als Abwärmekraftmaschinen.** Ein mit flüssiger  $\text{SO}_2$  gefüllter Kessel vermag, wenn er mit etwa  $60^\circ$  warmen Abdampf einer Kondensations-Wasserdampfmaschine geheizt wird, Säuredampf von einem Druck bis gegen 11 at zu liefern.

Diesen Umstand kann man benützen, um die sonst verlorene Wärme des Abdampfs der Kondensationsdampfmaschinen zur Arbeitsverrichtung nutzbar zu machen. Anstatt mit dem Kühlwasser, wie gewöhnlich, beschickt man den Oberflächenkondensator der Dampfmaschine mit flüssiger  $\text{SO}_2$  als Kühlkörper. Aus der Säure entwickeln sich bei der Wärmeaufnahme Dämpfe, die je nach der Abdampftemperatur bis 13 at Druck besitzen. Mit diesen betreibt man einen ganz wie eine Einzylinderdampfmaschine arbeitenden Motor, der als „Abwärmekraftmaschine“ bezeichnet wird.

Die Abdämpfe dieser Maschinen müssen selbst wieder verflüssigt werden, und zwar, der Arbeitsweise der Dampfmaschine entsprechend, unter unveränderlichem Druck und ohne Anwendung eines Kompressors. Wenn Kühlwasser von  $10^\circ$  zur Verfügung ist, so kann man die Verflüssigung unter einem Säuredruck von 3–4 at erreichen. Das Arbeitsgefälle des Säuredampfs zwischen 13 und 4 at kann also in der Säuremaschine gewonnen werden. Trotzdem der gesamte Wärmeverbrauch der Kraftmaschinenanlage bei gleicher Leistung dadurch

erheblich vermindert werden kann, arbeiten solche Abwärmeanlagen wegen der hohen Anschaffungskosten nur in besonderen Fällen wirtschaftlich. Näheres vgl. Josse, Mitteilungen aus d. Maschinenlaborat. d. Kgl. Techn. Hochschule z. Berlin II, III.

Die Verwertung der „Abwärme“ der Kolbendampfmaschinen hat jedoch ganz andere Wege genommen, seitdem erkannt worden ist, daß Dampfturbinen mit Wasserdampf von sehr niedriger Spannung vorteilhaft arbeiten. Niederdruckdampfturbinen, die den Abdampf von Auspuffdampfmaschinen weiter verarbeiten, werden als „Abwärme-Turbinen“ bezeichnet. Mit den oben erwähnten Kaltdampfmaschinen haben sie nichts gemein, sie arbeiten wie jede andere Dampfturbine.

#### 24. Die Clapeyron-Clausiusche Gleichung.

Zwischen der Verdampfungswärme  $r$ , der Raumvergrößerung bei der Verdampfung unter gleichbleibendem Druck und der Dampfdruckkurve besteht eine Beziehung, die nicht nur für den Verdampfungsvorgang, sondern auch für den Schmelz- und Sublimationsvorgang von grundlegender Bedeutung ist.

Im Punkte  $A$ , Abb. 40, liege 1 kg tropfbare Flüssigkeit von der zu dem Drucke  $p$  gehörigen Siedetemperatur  $T$  vor. Ihr Raum sei  $\sigma$ .

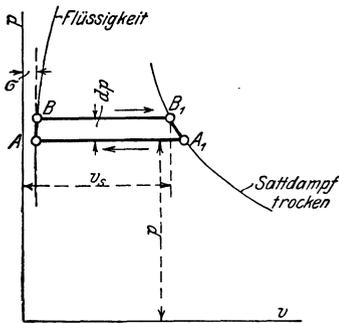


Abb. 40.

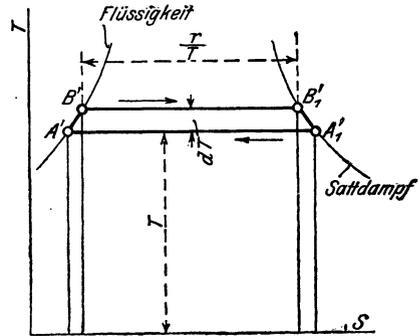


Abb. 41.

Der Druck werde nun um einen sehr geringen Betrag  $dp$  erhöht und es werde soviel Wärme zugeführt, daß die Flüssigkeit die zu dem etwas höheren Drucke  $p + dp$  gehörige höhere Siedetemperatur  $T + dT$  annimmt. Die Zustandsänderung  $AB$  erfolge auf der unteren Grenzkurve. Die zuzuführende Wärme ist dann gleich dem Unterschiede der Flüssigkeitswärmen für die Drücke  $p$  und  $p + dp$ . Sie wird im Wärmediagramm, Abb. 41, durch die unter  $A'B'$  liegende Fläche bis zur Abszissenachse dargestellt. Nun werde die Flüssigkeit bei dem Drucke  $p + dp$  vollständig in Dampf verwandelt. Dabei wächst ihr Raum um  $BB_1 = v_s - \sigma$ , ihre Entropie um  $B'B_1' = \frac{r}{T}$ . Die zuzuführende Verdampfungswärme  $r$  ist das unter  $B'B_1'$  liegende Rechteck bis zur Abszissenachse. Weiter dehne sich der trockene Dampf vom Volumen  $v_s$  so aus, daß er trocken bleibt, bis er in  $A_1$  den Anfangsdruck  $p$

erreicht hat.  $B_1 A_1$  ist dann ein Element der oberen Grenzkurve. Die hierbei zugeführte Wärme ist der ganze Streifen unter  $B_1' A_1'$ .

Von  $A_1$  aus werde der Dampf bei unveränderlichem Drucke vollständig niedergeschlagen, in  $A$  erreicht er dann wieder den Ausgangszustand der Flüssigkeit. Hierbei mußte eine Wärmemenge gleich dem Rechteck unter  $A_1' A'$  entzogen werden.

Bei dem Kreisprozeß  $AB B_1 A_1 A$ , den der Dampf auf diese Weise beschrieben hat, ist nun eine Arbeit gleich der Fläche  $AB B_1 A_1$  vom Dampfe abgegeben und eine äquivalente Wärmemenge gleich  $A' B' B_1' A_1'$  verwandelt worden (Abschn. 50, 1. Teil). Die Arbeitsfläche ist  $(v_s - \sigma) dp$ , wenn man die kleinen Ecken unter  $AB$  und  $A_1 B_1$ , die im Grenzfall verschwinden, vernachlässigt. Die verwandelte Wärmemenge ist  $\frac{r}{T} \cdot dT$ , ihr Arbeitswert  $427 \frac{r}{T} \cdot dT$ .

Somit gilt

$$(v_s - \sigma) dp = 427 \frac{r}{T} \cdot dT$$

oder

$$\frac{r}{v_s - \sigma} = \frac{1}{427} T \cdot \frac{dp}{dT}.$$

Dies ist die Clapeyron-Clausiusche Gleichung.

Der Quotient  $\frac{dp}{dT}$  stellt die Neigung der Dampfspannungskurve beim Drucke  $p$  dar, Abb. 37, ist also mit dieser gegeben. Ist außerdem die Raumvergrößerung bei der Verdampfung bekannt ( $v_s - \sigma$ ), so kann  $r$  (ohne Versuch) aus der Gleichung berechnet werden. Oder es kann, wenn  $r$  durch Versuch bekannt ist,  $v_s - \sigma$  berechnet werden. Diesen Weg hatte schon Zeuner bei seiner Berechnung der Dampftabellen aus den Versuchen von Regnault eingeschlagen.

Sind endlich aus Versuchen alle Größen der Gleichung einzeln bekannt, so müssen die Versuchswerte sich nach der Gleichung zusammenschließen. Dies ist eine der schärfsten Proben auf die Richtigkeit des ersten und zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie. Nach den besten Versuchen über die Dampfspannungskurve, die Verdampfungswärme und das Volumen des gesättigten Dampfes trifft diese Probe in denkbar schärfster Weise zu, wie ein Vergleich der aus  $r$  und  $dp/dT$  berechenbaren Dampfvolumina<sup>1)</sup> und der durch den unmittelbaren Versuch gefundenen Volumina<sup>2)</sup> lehrt.

Bemerkung. Die obige Gleichung stellt eine allgemein gültige Beziehung zwischen den Größen  $p$ ,  $T$  und  $v$  im trockenen Sättigungszustand und den

<sup>1)</sup> Z. V. d. I. 1909, S. 1768: Holborn und Henning, Die Verdampfungswärme des Wassers usw.

<sup>2)</sup> Forsch.-Arb. Heft 21 (1905): Knoblauch, Linde und Klebe, Die thermischen Eigenschaften des gesättigten und überhitzten Wasserdampfes. — Die Gegenüberstellung der Werte findet sich in Z. Ver. deutsch. Ing. 1911, S. 1506 ff.

Größen  $r$  und  $\sigma$  dar. Sie ermöglicht daher die Prüfung von empirischen Gleichungen, die zwischen einzelnen dieser Größen auf Grund von Versuchen aufgestellt sind oder die Herleitung solcher Gleichungen, wie z. B. der Beziehung zwischen  $p$  und  $T$  im Sättigungszustand (Dampfdruckkurve). Für die letztere erhält man z. B., wenn man als Näherungsgleichung im Sättigungszustand die Gasgleichung

$$p v_s = R T_s$$

zu Hilfe nimmt und  $\sigma$  gegen  $v_s$  vernachlässigt,

$$\frac{dp}{p} = \frac{r}{AR} \frac{dT}{T^2}.$$

Setzt man noch  $r = \text{const}$ , so wird

$$\ln p_s = \text{const} - \frac{r}{AR} \frac{1}{T_s},$$

die identisch ist mit der in Abschn. 1 angegebenen Gleichung. Bei den vereinfachenden Annahmen, die dieser Gleichung zugrunde liegen, ist es selbstverständlich, daß sie sich nur über beschränkte Gebiete verwenden läßt. Durch genauere Annahmen, indem man z. B.  $r$  als Funktion der Temperatur und für die Beziehung zwischen  $p$ ,  $v$ ,  $T$  eine genauere Zustandsgleichung einführt, kann man auch Dampfdruckgleichungen von weiterem Gültigkeitsbereich erhalten.

## 25. Gleichgewichte zwischen dem dampfförmigen, flüssigen und festen Zustand.

(Zustandsgebiete.)

### a) Flüssigkeit und Dampf.

Aus flüssigem Wasser von  $t > 0^0$ , das ein durch einen luftdichten Kolben verschlossenes Gefäß (Abb. 42a) ganz ausfüllt und dessen

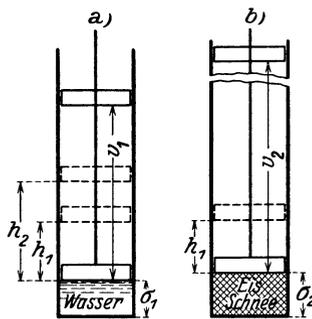


Abb. 42.

Temperatur von außen her konstant erhalten wird, entwickelt sich, wenn der Kolben plötzlich auf eine bestimmte Höhe  $h_1$  angehoben wird, so lange Dampf, bis in dem vom Kolben freigemachten Raum ein ganz bestimmter Dampfdruck, der sogenannte Sättigungsdruck  $p_s$ , herrscht. Erst wenn dieser Druck erreicht ist, bildet sich kein weiterer Dampf mehr, und es herrscht somit Gleichgewicht zwischen der Flüssigkeit und dem Dampf. Hebt man den Kolben plötzlich weiter bis  $h_2$ , so beginnt die Dampfbildung von neuem und dauert so lange, bis der Druck in dem

Gesamtraum wieder gleich  $p_s$  geworden ist. Dies kann fortgesetzt werden, bis alle Flüssigkeit verdampft ist (Hubraum gleich  $v_1$ ). Bei allen zwischen  $\sigma_1$  und  $\sigma_1 + v_1 = v_s$  liegenden Werten des Gesamtvolumens von Flüssigkeit und Dampf herrscht also Gleichgewicht, und dieses wird auch nicht gestört, wenn der jeweilige Flüssigkeitsrest im Dampfraum zerstäubt wird und somit feuchter oder nasser Dampf vorliegt. Diese Dampfdruckkurve  $I$  ist in Abb. 43 mit den Temperaturen als Or-

dinaten und den Drücken als Abszissen für  $H_2O$  in mm Hg<sup>1)</sup>, für  $CO_2$ <sup>2)</sup> in at abs. aufgetragen.

### b) Fester Körper und Dampf (Sublimation).

Befindet sich in dem durch einen Kolben verschlossenen Gefäß (Abb. 42b) statt flüssigem Wasser Eis, z. B. von  $-10^{\circ}$ , dessen Temperatur von außen konstant erhalten wird, so bildet sich bei plötzlicher Hebung des Kolbens um eine bestimmte Höhe  $h_1$  gleichfalls so lange Dampf unmittelbar (ohne Verflüssigung) aus dem Eis, bis in dem freigemachten Raum ein ganz bestimmter Druck, der Eisdampfdruck oder Sublimationsdruck  $p'_s$ , erreicht ist. Von da an hört die

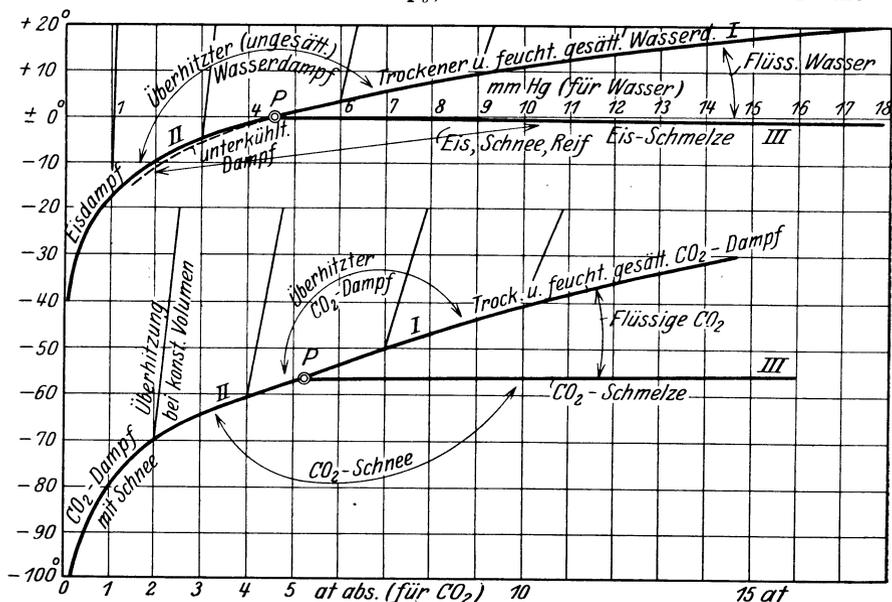


Abb. 43.

weitere Dampfbildung auf, und es herrscht ein Gleichgewichtszustand zwischen Eis und Dampf. Die Dampfbildung beginnt erst wieder, wenn der Kolben weiter bis  $h_2$  angehoben wird. Man kann durch immer weitere Hebung des Kolbens (praktisch durch „Auspumpen“) schließlich das ganze Eis in Dampf verwandeln, der dann das Sättigungsvolumen  $v'_s$  besitzt. — Bei allen Werten des Gesamtvolumens zwischen  $\sigma_2$  und  $v'_s$  herrscht ein Gleichgewichtszustand, der sich auch nicht ändert, wenn der jeweilige Eisrest (der auch aus Schnee oder Reif bestehen kann) mit dem Dampf vermischt wird, so daß ein inniges Gemisch von Schnee und Dampf vorliegt.

<sup>1)</sup> Nach Holborn, Scheel und Henning, Wärmetabellen der Phys.-Techn. Reichsanstalt.

<sup>2)</sup> Nach R. Plank und J. Kuprianoff, Die thermischen Eigenschaften der Kohlensäure im gasförmigen, flüssigen und festen Zustand. Berlin 1929.

Die Kurve *II* der Sublimationsdrücke ist in gleicher Weise wie unter a) in Abb. 43 eingetragen, und zwar für  $H_2O$  und  $CO_2$  (nach den gleichen Quellen).

Diese Kurve schneidet sich mit der Kurve unter a) in einem Punkt *P*; in dem durch diesen Punkt gekennzeichneten Temperatur- und Druckzustand (und nur in diesem) können also Flüssigkeit, Dampf und fester Körper (z. B. Wasser, Wasserdampf und Eis oder Schnee) in Berührung miteinander im dauernden Gleichgewicht bestehen. Für Wasser liegt dieser Zustand bei  $0^0$ <sup>1)</sup> und 4,579 mm Hg Druck, für  $CO_2$  bei  $-56,6^0$  und 5,29 at abs.

### c) Fester und flüssiger Körper (Schmelzung).

Das in dem Gefäß Abb. 42b enthaltene Eis soll geschmolzen werden. Unter einem äußeren Druck von 1 at ist dies nur möglich bei einer Temperatur von  $0^0$ , die so lange unverändert bleibt, bis alles Eis geschmolzen ist. Hat das Eis nicht  $0^0$ , sondern z. B.  $-1^0$ , so muß es erst auf  $0^0$  erwärmt werden, um schmelzen zu können. Setzt man jedoch das Eis von  $-1^0$  durch den Kolben unter einen Druck von 130 at, so schmilzt es, ausreichende Wärmezufuhr vorausgesetzt, schon bei  $-1^0$ , und das Eis-Wassergemisch behält diese Temperatur, bis alles Eis geschmolzen ist. Weitere Drucksteigerung bewirkt eine weitere Senkung des Schmelzpunktes. Bei anderen Stoffen, wie z. B.  $CO_2$ , die nicht wie das Eis ihr Volumen beim Schmelzen verkleinern, sondern vergrößern, bewirkt Drucksteigerung eine Hebung des Schmelzpunktes. Um beträchtliche Änderungen der Schmelztemperatur hervorzubringen, sind sehr bedeutende Drucksteigerungen erforderlich, weshalb die Schmelzdrucklinien *III* (in Abb. 43) fast wagrecht verlaufen.

Die Schmelzdruckkurve muß durch den Schnittpunkt *P* der beiden Dampfdruckkurven gehen, weil dieser Punkt auch das Gleichgewicht „fest-flüssig“ mit enthält. Der Punkt *P* wird als Fundamentalkpunkt oder Tripelpunkt (dreifacher Punkt) bezeichnet.

Die Richtungen der drei Gleichgewichtsdruckkurven, die durch den Quotienten

$$\frac{dp}{dT}$$

dargestellt werden, folgen sämtlich aus der Clapeyron-Clausius'schen Gleichung, Abschn. 24, die nicht nur für die Verdampfung, sondern auch für die Sublimation und Schmelzung gilt, wenn man statt der Verdampfungswärme  $r$  die Sublimationswärme ( $r + s$ ) bzw. die Schmelzwärme  $s$  einführt, sowie die entsprechenden Volumina des festen Zustandes und des Eisdampfes. Man erhält also

für die Gleichgewichtskurven

*I* flüssig-dampfförmig:

$$\frac{dp'}{dT} = 427 \frac{r}{T} \frac{1}{v_{s_1} - \sigma_1}, \quad \dots \dots \dots \quad (I)$$

<sup>1)</sup> Nach M. Planck, Vorles. üb. Thermodynamik, genauer bei  $+0,0075^0$  C mit Rücksicht auf die Abhängigkeit der Schmelztemperatur vom Schmelzdruck.

II fest-dampfförmig:

$$\frac{dp''}{dT} = 427 \frac{r+s}{T} \cdot \frac{1}{v_{s_2} - \sigma_2}, \dots \dots \dots \text{(II)}$$

III fest-flüssig:

$$\frac{dp'''}{dT} = 427 \frac{s}{T} \cdot \frac{1}{\sigma_1 - \sigma_2} \dots \dots \dots \text{(III)}$$

Aus Gl. II und I folgt, daß die Sublimationskurve rascher mit der Temperatur ansteigt als die Verdampfungskurve, weil  $r + s > r$  ist. Aus Gl. III folgt für Wasser, daß bei steigendem Schmelzdruck ( $+ dp'''$ ) die Schmelztemperatur fällt ( $dT -$ ), weil  $\sigma_{flüss} < \sigma_{fest}$  ist, während bei  $CO_2$ , wo  $\sigma_{fl} > \sigma_{fest}$  ist, die Schmelztemperatur mit dem Druck steigt. Außerdem ist ersichtlich, daß die Schmelzdruckkurve sehr viel steiler verläuft als die Dampfdruckkurven, weil die Raumänderung  $\sigma_{fl} - \sigma_{fest}$  sehr viel kleiner ist als  $v_s - \sigma$ .

**26. Entropie und Entropiediagramme der gesättigten Dämpfe.**

**a) Allgemeine Beziehungen und Heißdämpfe  
(Quecksilber, Diphenyloxyd, Äthyläther).**

Für die Entropie und die Entropiediagramme aller Dämpfe gilt grundsätzlich das gleiche wie für den Wasserdampf (Abschn. 5). Um im  $TS$ -Diagramm die Flüssigkeitsgrenzkurve zeichnen zu können, muß die spez. Wärme  $c_{fl}$  der Flüssigkeit im Siedezustand bekannt sein. Es ist dann nach Abschn. 5

$$dS_{fl} = \frac{c_{fl} \cdot dT}{T}.$$

Ist  $c_{fl}$  konstant (unabhängig von  $T$ ), so wird

$$S_{fl} = c_{fl} \cdot \ln \frac{T}{T_0},$$

wenn bei  $T_0 (= 273)$  die Entropie gleich null gesetzt wird. Ist  $c_{fl}$ , wie immer in der Nähe des kritischen Zustandes, eine Funktion von  $T$ , so kann  $S_{fl}$  am einfachsten graphisch wie in Abschn. 5 oder Abschn. 10 ermittelt werden. Im  $TS$ -Diagramm stellt die Subtangente der Flüssigkeitskurve den Wert  $c_{fl}$  dar (Abb. 66, 1. Teil).

Die Entropie des trocken gesättigten Dampfes ist nach Abschn. 5

$$S_s = S_{fl} + \frac{r}{T},$$

und man erhält die obere Grenzkurve im  $TS$ -Diagramm, indem man die Abszissen der unteren Grenzkurve um  $\frac{r}{T}$  verlängert. Beim Wasserdampf ergibt sich so für die obere Grenzkurve eine von der Vertikalen durch den kritischen Punkt nach rechts (im Sinne zunehmender Entropie) verlaufende Kurve. Die Neigung dieser Kurve gegen die Abszissenachse in einem beliebigen Punkt ist gleich  $dS_s/dT$ . Wenn dieser Wert

negativ ist, so daß bei zunehmender Temperatur ( $+dT$ ) die Entropie abnimmt ( $-dS_s$ ), so hat die obere Grenzkurve den Verlauf wie beim Wasserdampf (Kurve I, Abb. 44). Dieser Verlauf, bei dem also die Entropiekurve mit sinkender Temperatur nach rechts von der Vertikalen abweicht, bedeutet, daß bei adiabatischer Expansion der Wasserdampf feucht wird, bei adiabatischer Kompression dagegen überhitzt (Punkte E und C).

Ob das eine oder andere der Fall sei, war vor der Entdeckung des II. Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie eine offene Frage, die sich nicht entscheiden ließ. Man war im allgemeinen der Ansicht, daß der Dampf bei der Kompression trocken gesättigt bleibe. In der Theorie und selbst in der Praxis der Kolbendampfmaschine spielte diese Frage eine große Rolle<sup>1)</sup>. Durch die Verwendung anderer Dämpfe als Wasserdampf zum Betrieb von Dampfmaschinen, wie sie zur Zeit im Gange ist (Quecksilber, Phenyläther), erhält diese Frage von neuem praktische Bedeutung.

Es ist nämlich denkbar, daß die obere Grenzkurve für andere Dämpfe einen ganz anderen Verlauf nimmt als für den Wasserdampf. Leitet man den Ausdruck für die Entropie des gesättigten Dampfes nach  $T$  ab, so wird die Neigung der Tangenten der oberen Grenzkurve:

$$\begin{aligned} \frac{dS_s}{dT} &= \frac{dS_{fl}}{dT} + \frac{d}{dT} \frac{r}{T}, \\ &= \frac{c_{fl}}{T} + \frac{1}{T} \left( \frac{dr}{dT} - \frac{r}{T} \right), \\ &= \frac{1}{T} \left[ c_{fl} + \frac{dr}{dT} - \frac{r}{T} \right]. \end{aligned}$$

Dieser Wert kann negativ, null oder positiv werden, je nachdem

$$\frac{r}{T} \begin{matrix} \geq \\ < \end{matrix} \frac{dr}{dT} + c_{fl}$$

ist.  $\frac{dr}{dT}$ , die verhältnismäßige Abnahme der Verdampfungswärme mit zunehmender Temperatur, ist stets negativ, so daß auch der Ausdruck

$$\frac{dr}{dT} - \frac{r}{T}$$

stets negativ ist. Je nachdem dieser Ausdruck nun absolut größer oder kleiner als  $c_{fl}$  ist, wird die Entropiekurve nach I oder II (Abb. 44) verlaufen.

Beim Wasserdampf ist z. B. für 10 at  $t_s = 179,1$ ,  $r = 482,6$ , also  $r/T = 1,067$ ;  $r$  nimmt nach den Dampftabellen in diesem Gebiet für je  $5^\circ$  Temperatursteigerung um 3,6 bis 3,7 kcal ab, also für  $1^\circ$  um rd. 0,7 ( $= dr/dT$ ). Somit ist

$$\frac{dr}{dT} - \frac{r}{T} = -0,7 - 1,067 = -1,767,$$

<sup>1)</sup> Auf dieser, wie sich später ergab, unrichtigen Anschauung war z. B. die Regenerativ-Dampfmaschine von William Siemens begründet. Vgl. jedoch Abschn. 45b.



Da  $c_{fl} = 0,033$  ist, so folgt

$$c_s = -0,1185.$$

Da  $c_s$  negativ ist, so nimmt das  $T$ - $S$ -Diagramm des Quecksilberdampfs die Form I (Abb. 44) des Wasserdampfs an<sup>1)</sup>.

Für Phenyläther (Diphenyloxyd) wird bei  $t = 300^\circ$ ,  $r = 62,5$ ,  $dr/dT = -6/100$ ,  $c_{fl} = 0,4$ , also

$$c_s = 0,4 - \frac{62,5}{573} - \frac{6}{100} = 0,4 - 0,169 = +0,331.$$

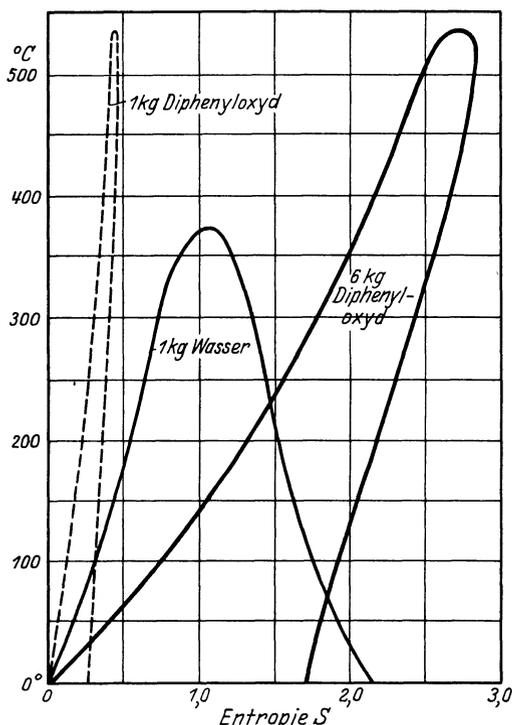


Abb. 45.

Dieser Dampf besitzt also im Gegensatz zum Wasserdampf eine positive spez. Wärme (auf der oberen Grenzkurve). Wenn man ihn unter Erhaltung der Sättigung verdichten will, muß man ihm gleichzeitig  $0,331 \text{ kcal/l}^0$  Wärme zuführen; unterbleibt diese Wärmezufuhr (adiabatische Verdichtung), so wird der Dampf feucht. Bei adiabatischer Ausdehnung tritt der Dampf, im Gegensatz zum Wasserdampf, in das Überhitzungsgebiet ein, wie auch der Verlauf der Adiabate im  $T$ - $S$ -Diagramm zeigt, wobei selbstverständlich seine Temperatur fällt.

Abb. 45 zeigt die  $T$ - $S$ -Diagramme von Diphenyloxyd und Wasser<sup>2)</sup>. Ferner zeigt Abb. 46 das  $T$ - $S$ -Diagramm eines Petroleumdestillats<sup>3)</sup>, das aus Petroleum (Leuchtöl) durch Destillation

(zwischen  $180^\circ$  und  $200^\circ$  gewonnen wurde, sowie das des Äthyläthers<sup>4)</sup>.

<sup>1)</sup> Ein vollständiges  $T$ - $S$ -Diagramm des Quecksilbers ist in dem Werk von Stodola, Dampf- und Gasturbinen, 5. Aufl., 1922, S. 1090, enthalten, mit Linien gleichen Druckes, gleichen Volumens und gleichen Wärmeinhalts im Gebiet des feuchten und überhitzten Dampfs bis zu Temperaturen von  $600^\circ$  und Drücken von 20 at abs.

<sup>2)</sup> Nach Feuerungstechnik 1927, Heft 9, O. Knabner, Diphenyl-Zweistoff-Kraftanlagen. (Nach Dow, Power Plant Engineering, Bd. 30, Aug. 1926.)

<sup>3)</sup> Nach Forsch.-Arb. 116, H. Hort, Untersuchung von Flüssigkeiten, die als vermittelnde Körper im oberen Prozeß einer Mehrstoffdampfmaschine Verwendung finden können. — Dasselbst wurden noch weitere Stoffe untersucht.

<sup>4)</sup> Nach R. Plank, Zeitschr. f. Techn. Physik 1922, Nr. 1 u. 3: Über das Verhalten gesättigter Dämpfe.

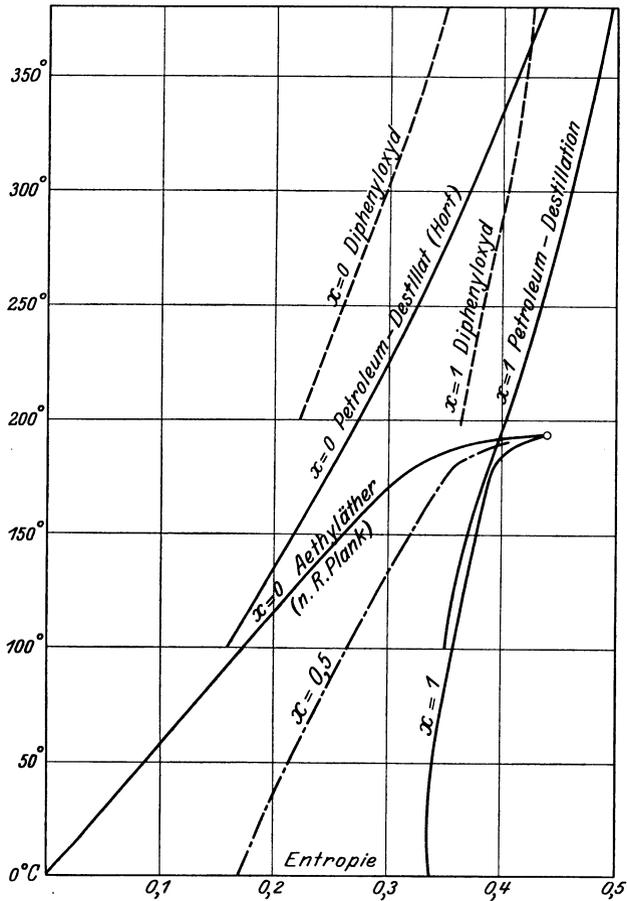


Abb. 46.

**b) Der Wasserdampf im Kältegebiet.**

Unterhalb 0° C kann nach Abschn. 25 das Wasser bei gewöhnlichen Drücken nur dampfförmig oder fest (kristallförmig) als Eis, Schnee, Reif bestehen. Bei 0° stoßen also auch im Entropiediagramm die beiden Gebiete der flüssig-dampfförmigen und fest-dampfförmigen Zustände zusammen. In Abb. 47 ist das *TS*-Diagramm zunächst oberhalb 0° (bis 100°) mit den aus Abschn. 5 bekannten Werten der Entropie der Flüssigkeit und des Dampfes aufgetragen. Die Dampfdrücke sind den Wagrechten gleicher Temperatur links in mm Hg, rechts in at beigeschrieben<sup>1)</sup>. Bei 0° ist der Dampfdruck über Wasser und über Eis 4,58 mm Hg. Der Nullpunkt *P* ist zugleich der Tripelpunkt (Abschn. 25).

<sup>1)</sup> Nach Holborn, Scheel und Henning, Wärmetabellen d. Phys.-Techn. Reichsanstalt.

Wird nun dem bei  $0^{\circ}$  flüssigen Wasser (Zustand bei  $P$ ) die Schmelzwärme  $s = 79$  kcal/kg entzogen, so gefriert es, sei es als Eisblock oder in Form fein zerteilter Eis- oder Schneekristalle (Schneeflocken), wobei die Entropie bis zur vollständigen Verwandlung in den Kristallzustand, um  $79/273$  Entropie-Einheiten abnimmt (Eispunkt  $E$ ). Wird von da ab das Eis weiter abgekühlt, so nimmt seine Entropie entsprechend seiner spez. Wärme  $c_{fest}$  ab um

$$\Delta S_f = \int_{273}^T \frac{c_{fest} \cdot dT}{T}.$$

$c_{fest}$  hat bei  $0^{\circ}$  den Wert rd. 0,5 und nimmt mit sinkender Temperatur (bis  $-50^{\circ}$  auf rd. 0,45) ab, um in der Nähe von  $-273^{\circ}$  den Wert 0 zu erreichen. Hiernach ist in Abb. 47 die Eis- bzw. Schnee-Grenzkurve  $EE'$  zwischen  $0^{\circ}$  und  $-50^{\circ}$  C eingetragen. Wird nun das Eis bei  $0^{\circ}$  sublimiert, d. h. ohne vorherige Verflüssigung in den Dampfzustand übergeführt (Abschn. 25), so muß die Entropie bis zu dem Betrag der Entropie des trocken gesättigten Wasserdampfes von  $0^{\circ}$ , die aus dem Verdampfungsvorgang bekannt ist, anwachsen, da der trockene gesättigte Dampfzustand und der schneefreie Eisdampfzustand bei  $0^{\circ}$  identische Zustände darstellen. Die von  $E$  bis  $P$  zugeführte Sublimationswärme ist gleich der Schmelzwärme  $s = 79$  kcal, die von  $P$  bis  $F$  zugeführte Sublimationswärme gleich der Verdampfungswärme  $r = 594,8$  kcal, und die Entropieänderung bei der Sublimation ist

$$S_s - S_{fest} = \frac{79 + 594,8}{273} = \frac{673,8}{273}.$$

Wird ferner das Eis bei irgend einer anderen Temperatur, z. B. bei  $-15^{\circ}$ , sublimiert, so kann es durch Zufuhr eines Teiles oder der ganzen Sublimationswärme in ein Eisdampf-Schneegemisch bzw. in schneefreien Eisdampf verwandelt werden. Nun ändert sich aber die Sublimationswärme ähnlich wie die Verdampfungswärme mit der Temperatur<sup>1)</sup>. Sie kann aus ihrem Wert bei  $0^{\circ}$  ermittelt werden, wenn man die spez. Wärme des Eisdampfes und des Schnees bei konstantem Druck für das Temperaturgebiet von  $0^{\circ}$  bis  $-t^{\circ}$  kennt. Sie steigt bis  $-50^{\circ}$  nur wenig an, um später abzufallen, und kann im Mittel zwischen  $0^{\circ}$  und  $-50^{\circ}$  gleich 675 kcal/kg angenommen werden. Die Entropieänderung bei der Sublimation mit der Temperatur  $T = 273 - t$  ist also gleich  $675/T$ . Hiernach ist die Linie  $FF'$  des schneefreien Eisdampfes in Abb. 47 eingetragen. — Für die Eisdampf-Schneegemische mit dem Dampfgehalt  $x'$  (kg/kg) und dem Schneegehalt  $1 - x'$  erhält man die Entropiewerte wie beim gesättigten Dampf oberhalb  $0^{\circ}$  durch gleichmäßige Einteilung der zwischen den beiden Grenzkurven liegenden Strecken  $GH$  (in 10 gleiche Teile). — Den Wagrechten gleicher Temperatur unterhalb  $0^{\circ}$  sind die Eisdampfdrücke in mm Hg gleichfalls beigezeichnet<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Vgl. Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 18, Berechnung der Dampfdruckkonstanten für Wasserdampf und des Dampfdrucks über Eis.

<sup>2)</sup> Nach den Wärmetabellen d. Phys.-Techn. Reichsanstalt.

Beispiel. Feuchter Wasserdampf von  $+20^{\circ}$  mit  $40\%$  Feuchtigkeit dehnt sich adiabatisch bis  $-15^{\circ}$  aus. Den Schneegehalt bei  $0^{\circ}$  und bei  $-15^{\circ}$  zu ermitteln. — Strecke  $MN$ , Abb. 47, ergibt bei  $N$   $x' = 0,6$ , also  $1 - x' = 0,4$  oder  $40\%$  Schneegehalt, bei  $0^{\circ}$   $x' = 0,63$ ,  $1 - x' = 0,37$  oder  $30\%$ .

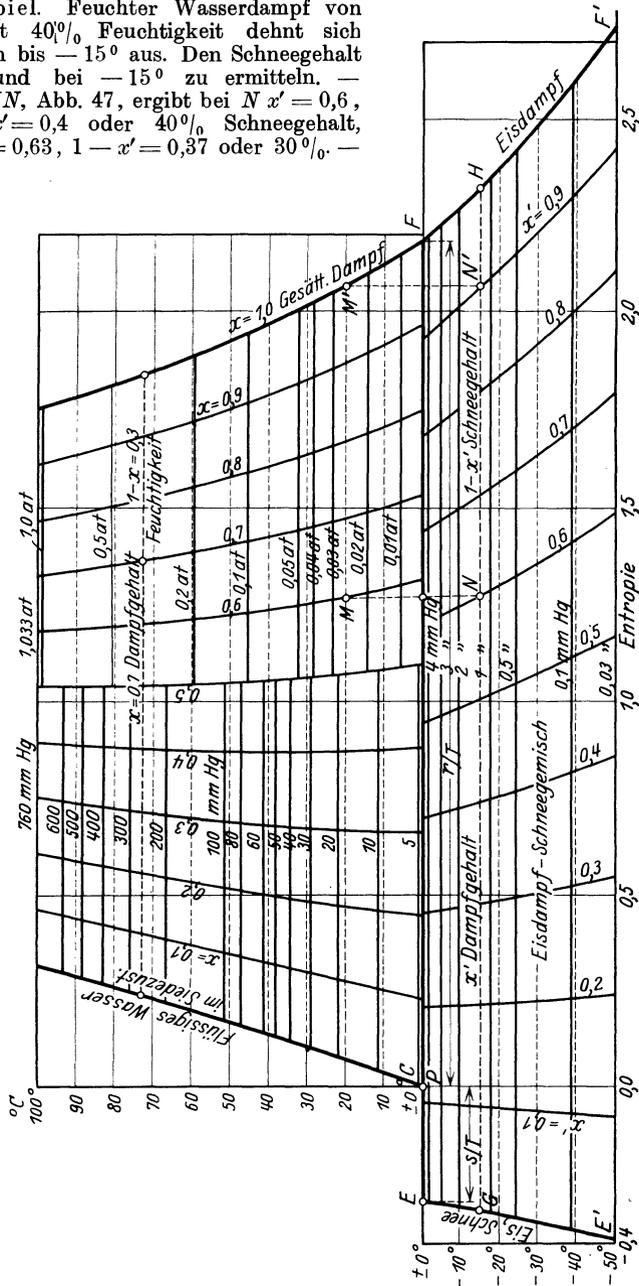


Abb. 47.

Dehnt sich dagegen trockner Satttdampf von  $+20^{\circ}$  bis  $-15^{\circ}$  aus, Strecke  $M'N'$ , so enthält der Eisdampf am Ende nur  $10\%$  Schnee.

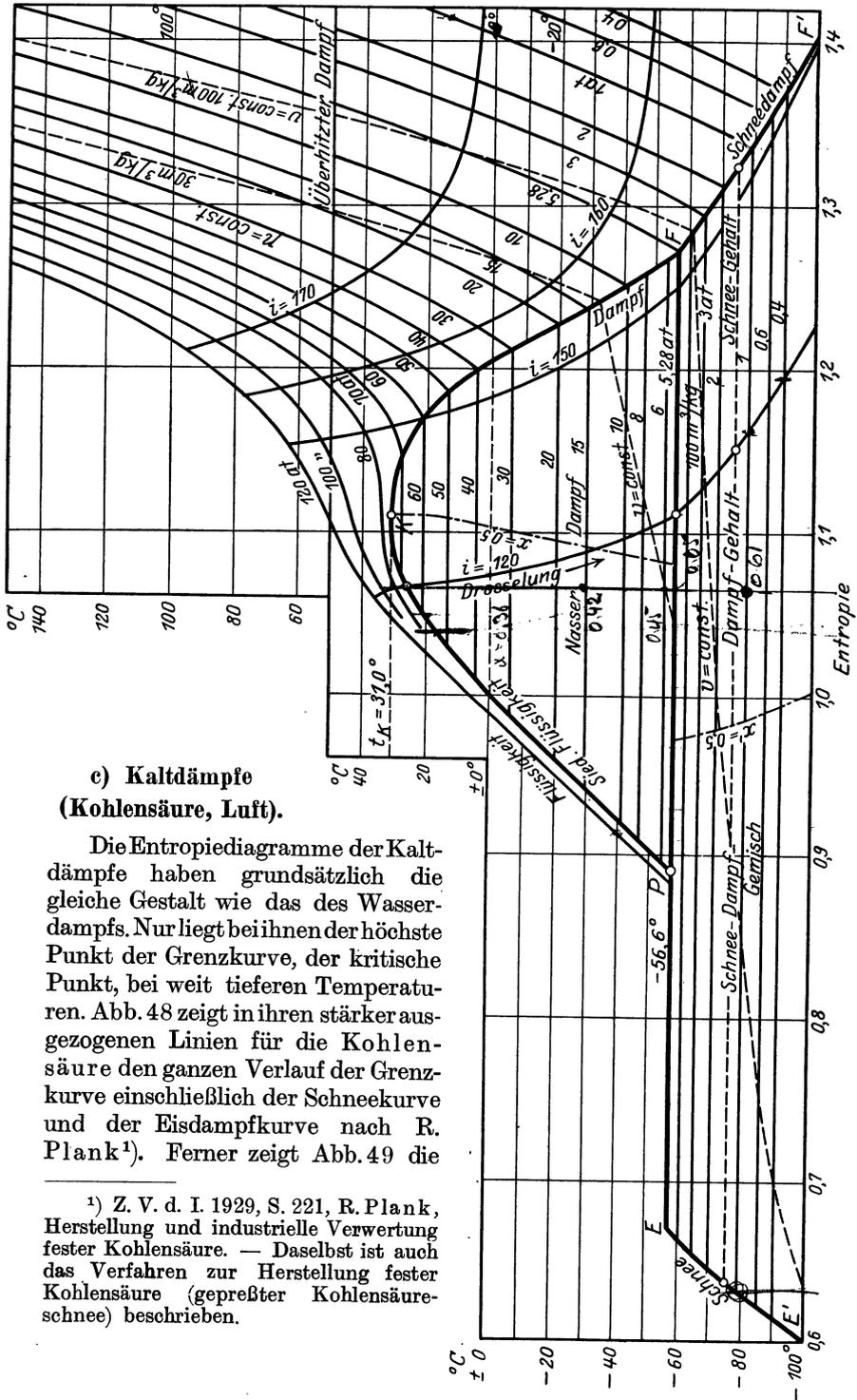


Abb. 48.

**c) Kaltdämpfe  
(Kohlensäure, Luft).**

Die Entropiediagramme der Kaltdämpfe haben grundsätzlich die gleiche Gestalt wie das des Wasserdampfs. Nur liegt bei ihnen der höchste Punkt der Grenzcurve, der kritische Punkt, bei weit tieferen Temperaturen. Abb. 48 zeigt in ihren stärker ausgezogenen Linien für die Kohlensäure den ganzen Verlauf der Grenzcurve einschließlich der Schneekurve und der Eisdampfcurve nach R. Plank<sup>1)</sup>. Ferner zeigt Abb. 49 die

<sup>1)</sup> Z. V. d. I. 1929, S. 221, R. Plank, Herstellung und industrielle Verwertung fester Kohlensäure. — Dasselbst ist auch das Verfahren zur Herstellung fester Kohlensäure (gepreßter Kohlensäureschnee) beschrieben.

Flüssigkeits- und Dampfdruckkurve von Luft nach Hausen<sup>1)</sup>. Die ganze Grenzkurve liegt hier sehr tief im Kältegebiet, unterhalb der kritischen Temperatur von  $-140,4^{\circ}\text{C}$ . Die Linien gleichen Druckes für die Flüssigkeitsdampfgemische sind hier nicht

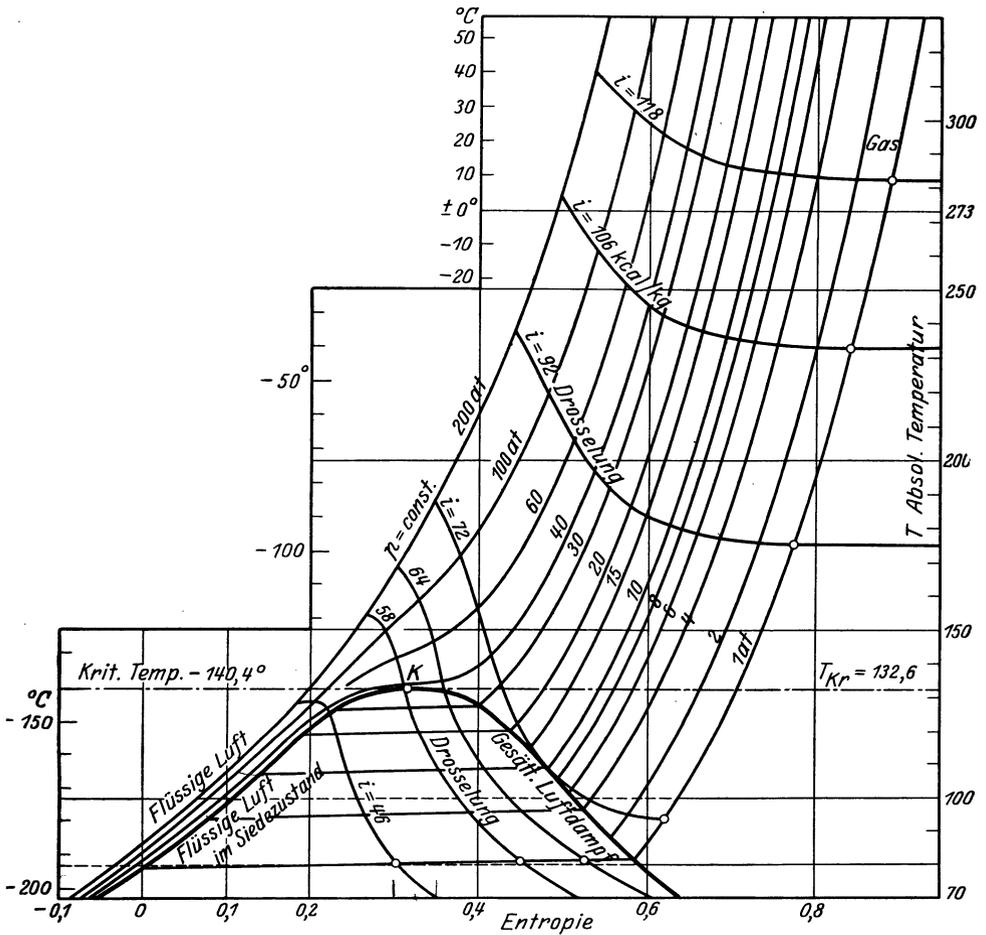


Abb. 49.

wagrechte Gerade wie bei den einfachen Stoffen, sondern von links nach rechts leicht ansteigende Linien, weil die Luft ein Gemisch von Sauerstoff und Stickstoff ist, die bei gleichem Druck verschiedene Siedetemperaturen besitzen.

<sup>1)</sup> Forsch.-Arb. 1926, S. 274, H. Hausen, Der Thomson-Joule-Effekt und die Zustandsgrößen der Luft bei Drücken bis zu 200 at und Temperaturen zwischen  $+10^{\circ}$  und  $-175^{\circ}\text{C}$ .

## 27. Die überhitzten Dämpfe.

a) **Zustandsgebiet.** In der Technik pflegt man als überhitzte Dämpfe solche Dämpfe zu bezeichnen, die, wie der überhitzte Wasserdampf, durch Erhitzung gesättigter Dämpfe beim konstanten Sättigungsdruck  $p_s$  über die Sättigungstemperatur  $t_s$  hinaus entstanden sind. Handelt es sich um Dämpfe aus Stoffen, die bei gewöhnlichen Temperaturen und atmosphärischem Druck flüssig sind, wie Wasser oder Quecksilber, so fällt die Temperatur der überhitzten Dämpfe in das Gebiet der hohen Temperaturen; handelt es sich aber um Kältdämpfe, so fällt sie u. U. sogar in das Kältegebiet. Kohlendämpfe sind schon bei  $0^\circ\text{C}$  und 1 at um rd.  $79^\circ$  überhitzt, weil die Sättigungstemperatur bei 1 at  $t_s = -78,9^\circ\text{C}$  beträgt.

Das Zustandsgebiet der überhitzten Dämpfe liegt also im  $p, v$ -Diagramm oder im  $T, S$ -Diagramm jenseits der Dampf-Grenzkurve (Abb. 48), jedoch in ihrer Nähe und wird von ihr nach unten begrenzt. In weiterer Entfernung von der Grenzkurve, d. h. bei Temperaturen, die sehr viel höher sind als die zum Druck gehörige Sättigungstemperatur, z. B. für Wasserdampf oder Kohlendämpfe von 1 at Temperaturen von  $1000^\circ\text{C}$  und darüber, gelangen die überhitzten Dämpfe in das Gebiet des vollkommenen Gaszustandes, in dem sie dem Gesetz  $p v = R T$  folgen. Zum Unterschied von den vollkommenen Gasen bezeichnet man in der Physik als wirkliche Gase solche, die sich zwar im Zustandsgebiet der überhitzten Dämpfe befinden, aber doch von der Sättigungsgrenze weit entfernt sind oder einen Druck größer als der kritische Druck besitzen und sich daher nicht mehr in den Sättigungszustand überführen lassen.

b) **Zustandsgleichung.** In ihren Eigenschaften weichen die überhitzten Dämpfe von den vollkommenen Gasen um so mehr ab, je näher sie dem Sättigungsgebiet liegen. Die Art dieser Abweichungen ist in Abschn. 74, 1. Teil näher auseinandergesetzt (Abb. 159). Diese Abweichungen sind grundsätzlich für alle Stoffe gleichartig und werden durch die van der Waals'sche Zustandsgleichung im wesentlichen richtig dargestellt.

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = R T. \quad \dots \dots \dots (1)$$

Man kann daher diese Gleichung auch als die mittlere Zustandsgleichung für alle überhitzten Dämpfe ansprechen.

Handelt es sich um Zustandsgebiete ferne dem kritischen Zustand, wo  $b$  gegen  $v$  vernachlässigt werden kann, so geht Gl. 1 in die Form über

$$\left(p + \frac{a}{v^2}\right) \cdot v = R T$$

oder

$$p v = R T - \frac{a}{v}. \quad \dots \dots \dots (2)$$

Das Glied  $a/v$  rechts stellt also die Abweichung vom vollkommenen Gaszustand im Sinne von Abschn. 74, Teil 1 dar. In der Form

$$v = \frac{R T}{p} - \frac{a}{p v} \quad \dots \dots \dots (2a)$$

ist ersichtlich, daß das Volumen des überhitzten Dampfes immer kleiner ist, als es beim gleichen  $p, T$  nach der Gasgleichung

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

sein würde.

Da die von der Waalssche Gleichung keineswegs auf das Gebiet der Sättigungs-Ferne beschränkt ist, sondern auch noch an der Sättigungsgrenze alle wesentlichen Eigenschaften qualitativ richtig darstellt, so lassen sich an ihr auch die verschiedenen technischen Näherungsgleichungen auf ihre grundsätzliche Richtigkeit prüfen. Die viel gebrauchte Näherungsgleichung für den überhitzten Wasserdampf

$$pv = RT - cp \dots \dots \dots (3)$$

enthält z. B. das Korrektionsglied in der grundsätzlich unrichtigen Form  $cp$  statt  $a/v$ . Setzt man in Gl. 2 in dem Glied  $a/v$  das Volumen  $v$  angenähert gleich  $RT/p$ , so erhält man die Gleichung

$$pv = RT - \frac{ap}{RT}.$$

In dem Korrektionsglied muß also außer dem Druck auch noch die Temperatur vorkommen (Abschn. 19). Gl. 3 kann also, bei geeigneter Wahl von  $c$ , die Zustandsverhältnisse und insbesondere das spez. Volumen  $v$  höchstens für eine mittlere Dampftemperatur  $T$  annähernd richtig wiedergeben.

Für die Richtigkeit einer Zustandsgleichung im Überhitzungsgebiet hat sich als schärfster Maßstab in neuerer Zeit das Verhalten der spezifischen Wärme  $c_p$  ergeben, das zuerst für den Wasserdampf durch die bekannten Münchener Versuche, später auch für andere Dämpfe, wie Ammoniak, Kohlensäure, Luft festgestellt worden ist. Die Münchener Versuche hatten einen bis dahin gänzlich unbekanntem und unerwarteten Anstieg der spez. Wärme in Sättigungsnähe ergeben. Gerade ein solcher Anstieg war aber nach der von der Waalsschen Gleichung zu erwarten<sup>1)</sup>, wenn auch der Betrag des wirklichen Anstiegs noch größer ist, als sich mit Hilfe dieser Gleichung berechnen läßt. Auch der erhebliche Anstieg der spez. Wärme mit dem Druck bei gleicher Temperatur, der durch die Versuche von Holborn und Jakob festgestellt wurde<sup>2)</sup>, folgt, sogar quantitativ wenig abweichend, aus der von der Waalsschen Gleichung. Auch die Drosselungserscheinungen der überhitzten Dämpfe und wirklichen Gase können gleichfalls mit Hilfe der von der Waalsschen Gleichung gut dargestellt werden<sup>3)</sup>, wie später besonders die Drosselversuche im Münchener Laboratorium für technische Physik<sup>4)</sup> erwiesen haben. Es kann daher über die grundsätzliche Richtigkeit der von der Waalsschen Gleichung im Überhitzungsgebiet kein Zweifel bestehen, jedoch muß man, um den Abweichungen der einzelnen Gase von diesem mittleren Verhalten zu tragen, den konstanten Wert  $a$  in Gl. 1 und 2 durch eine Funktion der Temperatur ersetzen, wie zuerst Clausius mit Rücksicht auf das abweichende Verhalten der  $\text{CO}_2$ -Dämpfe besonders in der Nähe des kritischen Punktes gezeigt hat.

<sup>1)</sup> Vgl. Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 6.

<sup>2)</sup> Forsch.-Arb. 187 u. 188; vgl. Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 6.

<sup>3)</sup> Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 11.

<sup>4)</sup> Forsch.-Arb. 274.

Man hat also mit

$$a = f(T)$$

Gl. 2a in der Form zu schreiben

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{f(T)}{pv}$$

Setzt man hierin<sup>1)</sup>

$$f(T) = \frac{a_0}{T^n},$$

so wird

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{a_0}{pvT^n},$$

und, wenn man in dem Korrektionsglied  $pv = RT$  setzt,

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{b_0}{T^{n+1}}.$$

Dies ist die bekannte Zustandsgleichung des Wasserdampfes von Callendar (Abschn. 19), in der

$$n + 1 = \frac{13}{3}, \quad \text{also} \quad n = \frac{10}{3}$$

gesetzt ist.

Plank setzt dagegen  $n + 1 = 4$ ,  $n = 3$  und findet damit eine gute Übereinstimmung mit den Münchener Versuchswerten für  $c_p$ .

Für Ammoniak setzt Plank  $n = 3,6$  und findet damit eine gute Übereinstimmung mit den amerikanischen Messungen der spezifischen Wärme.

Für Kohlensäure findet R. Plank<sup>2)</sup> die Zustandsgleichung

$$v = \frac{RT}{p} - \frac{a + b \cdot p}{\left(\frac{T}{100}\right)^{\frac{10}{3}}}$$

mit  $a = 0,0825$ ,  $b = 1,225 \cdot 10^{-7}$  und  $p$  in  $\text{kg/m}^2$ ,  $R = 19,273$ , mit Gültigkeit bis zu Drücken von 40 at und bis zur Sättigungsgrenze.

Man kann nun die Zustandsgleichungen auch noch auf weitere Zustandsgebiete ausdehnen und die Versuche, die einfache van der Waals'sche Gleichung durch Einführung von Funktionen für  $a$  und  $b$  in quantitative Übereinstimmung mit den Versuchsergebnissen der einzelnen Stoffe zu bringen, sind sehr zahlreich<sup>3)</sup>. Es hat sich jedoch ergeben, daß sich eine analytische Form der Zustandsgleichung, die

<sup>1)</sup> Plank, R., Über die spez. Wärme von überhitzten Dämpfen. Z. Techn. Physik 1924, Nr. 9.

<sup>2)</sup> R. Plank und I. Kuprianoff, Die thermischen Eigenschaften der Kohlensäure im gasförmigen, flüssigen und festen Zustand. (Beihefte zur Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie, Reihe 1). Berlin 1929.

<sup>3)</sup> Vgl. besonders Handbuch der Physik, Bd. X, Thermische Eigenschaften der Stoffe, Kap. 3, I. D. van der Waals jr., Zustand der gasförmigen und flüssigen Körper.

das gesamte Zustandsgebiet besser wiedergibt als die van der Waalsche, nicht finden läßt. Für technische Zwecke ist die graphische Darstellung der Zustandsverhältnisse durch Zustandstafeln, wie sie insbesondere für den Wasserdampf ausgebildet worden ist, im allgemeinen das zweckmäßigste, weil sich auf diesem Wege auch alle Versuchsergebnisse berücksichtigen lassen. Die neueren Zustandstafeln für Wasserdampf, Kohlensäure<sup>1)</sup> und Luft, die von allen Stoffen am genauesten und über das weiteste Zustandsgebiet zutreffen, sind durch möglichst genaue Verwertung der Versuchswerte in Verbindung mit streng gültigen thermodynamischen Beziehungen gewonnen worden.

c) Die spezifische Wärme  $c_p$ . Für die Erkenntnis des Verlaufs der spez. Wärme  $c_p$  der überhitzten Dämpfe bis zur Sättigungsgrenze sind die bekannten Münchener Versuche über den Wasserdampf grundlegend geworden. An der Sättigungsgrenze steigt  $c_p$  mit steigendem Dampfdruck und bei gleichbleibendem Druck fällt es mit wachsender Überhitzung, um schließlich einen Kleinstwert zu durchschreiten und dann wieder mit steigender Temperatur zu wachsen. Für sehr kleine Drücke, im Grenzfall  $p=0$ , folgt  $c_p$  dem im 1. Teil, Abschn. 12, 13 und 35 gezeigten Verlauf für Gase. Dieser Gasgrenzkurve nähern sich im  $c_p, t$ -Diagramm, Abb. 50, alle  $c$ -Kurven konstanten Druckes und Abb. 50 dürfte allgemein für alle einheitlichen Stoffe den Verlauf von  $c_p$ , jedoch nur unterhalb des kritischen Druckes darstellen<sup>2)</sup>.

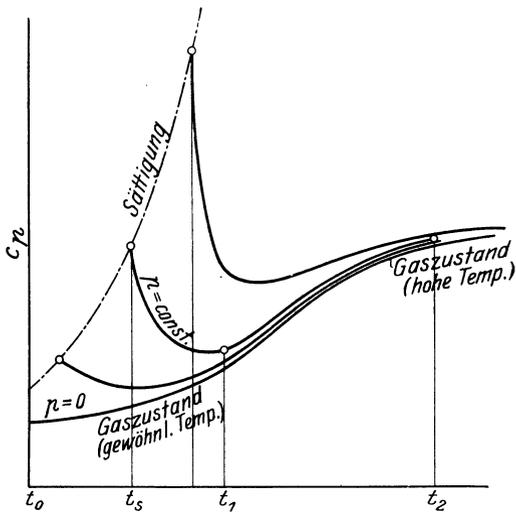


Abb. 50.

Im kritischen Punkt selbst, also am Ende der Sättigungskurve, wird  $c_p$  unendlich groß (bei einheitlichen Stoffen), wie auch die van der Waalssche Gleichung ergibt<sup>3)</sup>. Bei überkritischen Drücken, also z. B. für Luft bei mehr als 40 at, für  $\text{CO}_2$  bei mehr als 75,4 at, folgt  $c_p$  einer anderen Gesetzmäßigkeit, die in Abb. 51 dargestellt ist, und zwar maßstäblich für Luft nach Hausen (Forsch. Arb. 274). Danach besitzt  $c_p$  für jeden Druck einen Höchstwert, der um so kleiner ist, je höher der Druck ist, und der kritischen Temperatur

<sup>1)</sup> Siehe Fußnote 2, Seite 96.

<sup>2)</sup> Über die analytische Darstellung von  $c_p$  vgl. für Wasserdampf Bd. II, Abschn. 9, sowie besonders die Arbeit von R. Planck, Zeitschr. f. Techn. Physik 1924, Nr. 91 für  $\text{H}_2\text{O}$  und  $\text{NH}_3$ . — Für Luft vgl. Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 14 c.

<sup>3)</sup> Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 6, Abb. 15.

um so näher liegt, je näher der Druck dem kritischen Druck liegt. Auch dieses Verhalten läßt sich aus der van der Waalsschen Zustandsgleichung herleiten<sup>1)</sup>.

Eine groß angelegte Versuchsreihe über die Abhängigkeit von  $c_p$  vom Druck bei gleichbleibender Temperatur ist von Holborn und Jakob ausgeführt worden<sup>2)</sup>. Auch die hierbei gefundene Gesetzmäßigkeit ließ sich im wesentlichen aus der van der Waalsschen Gleichung herleiten<sup>1)</sup>. Über den Verlauf von  $c_p$  bei Drücken bis

über 200 at und Temperaturen zwischen  $+60^\circ$  und  $-123^\circ$  vgl. Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 14b.

Nach alledem ist  $c_p$ , wenn man das gesamte Zustandsgebiet der überhitzten Dämpfe und wirklichen Gase betrachtet, eine mit dem Druck und der Temperatur stark veränderliche Größe, die verwickelten

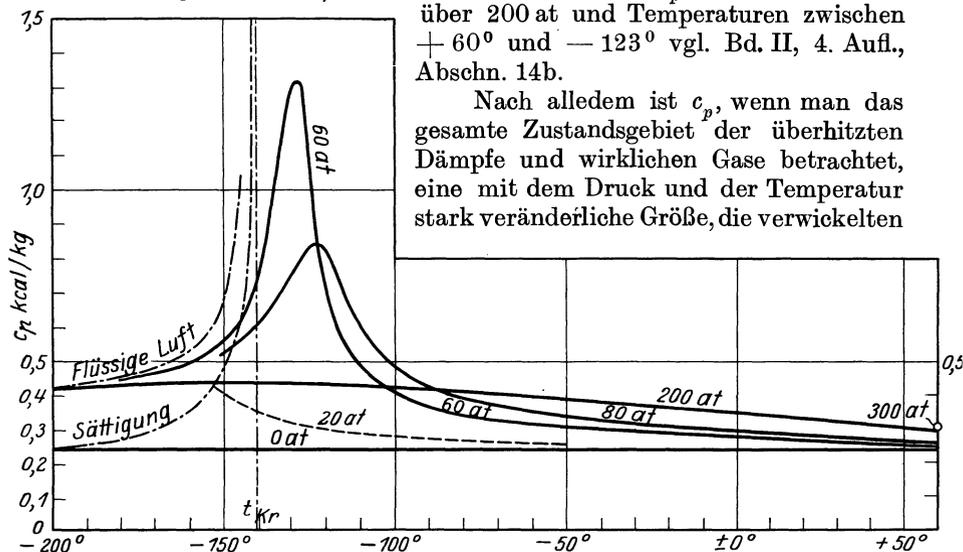


Abb. 51.

Gesetzen folgt, jedoch in ihrem wesentlichen Verhalten aus der van der Waalsschen Zustandsgleichung erklärt werden kann. (Vgl. besonders die Darstellung in Bd. II, sowie von Jakob in der Zeitschr. f. Techn. Physik 1923, S. 460.)

**d) Thermische und kalorische Zustandstafeln.** Der Zustand eines überhitzten Dampfes und wirklichen Gases kann, wie der eines vollkommenen Gases, durch eine Beziehung zwischen den drei Zustandsgrößen  $p, v$  und  $T$  dargestellt werden, entweder in analytischer oder in graphischer Form. Eine Tafel dieser Art für Luft zeigt z. B. Abb. 159, 1. Teil, in der die Produkte  $p v$  für  $T = \text{konst}$  als Ordinaten zu  $p$  als Abszissen aufgetragen sind; auch das gewöhnliche Diagramm der Isobaren mit  $t$  und  $v$  als Koordinaten (nach Abb. 5, 1. Teil), sowie das Jakobsche Diagramm für  $\text{H}_2\text{O}$  mit  $p v/T$  als Ordinaten und  $p$  als Abszissen sind thermische Zustandstafeln.

Solche Tafeln enthalten jedoch keine Angaben über die Wärmemengen, die in den Gasen und Dämpfen enthalten sind. Diesem

<sup>1)</sup> Bd. II, 4. Aufl., Abschn. 6, Abb. 15 und 17.

<sup>2)</sup> Forsch. Arb. 187 und 188 (1916). Die spez. Wärme  $c_p$  der Luft bei  $60^\circ$  und 1 bis 300 at.

Zweck dienen die Zustandstafeln, in denen z. B. die Wärmeinhalte ( $J$ ) als Ordinaten, die Temperaturen als Abszissen für gleichbleibende Drücke enthalten sind, wie z. B. die  $J, t$ -Tafel für Wasserdampf nach Abb. 33 oder die zuerst von Mollier angewandten  $J, p$ -Tafeln, die als kalorische Zustandstafeln zu bezeichnen sind. Eine derartige, das ganze Zustandsgebiet umfassende Tafel für Kohlensäure ist von Plank und Kuprianoff in großem Maßstab entworfen worden (vgl. Fußnote S. 96). Auch die üblichen Entropietemperaturtafeln gehören zu den kalorischen Zustandstafeln, weil durch sie Wärmemengen zur Darstellung gebracht werden.  $T, S$ -Tafeln für  $\text{CO}_2$  und für Luft zeigen die Abb. 48 und 49 nach Plank und Kuprianoff für  $\text{CO}_2$  und nach

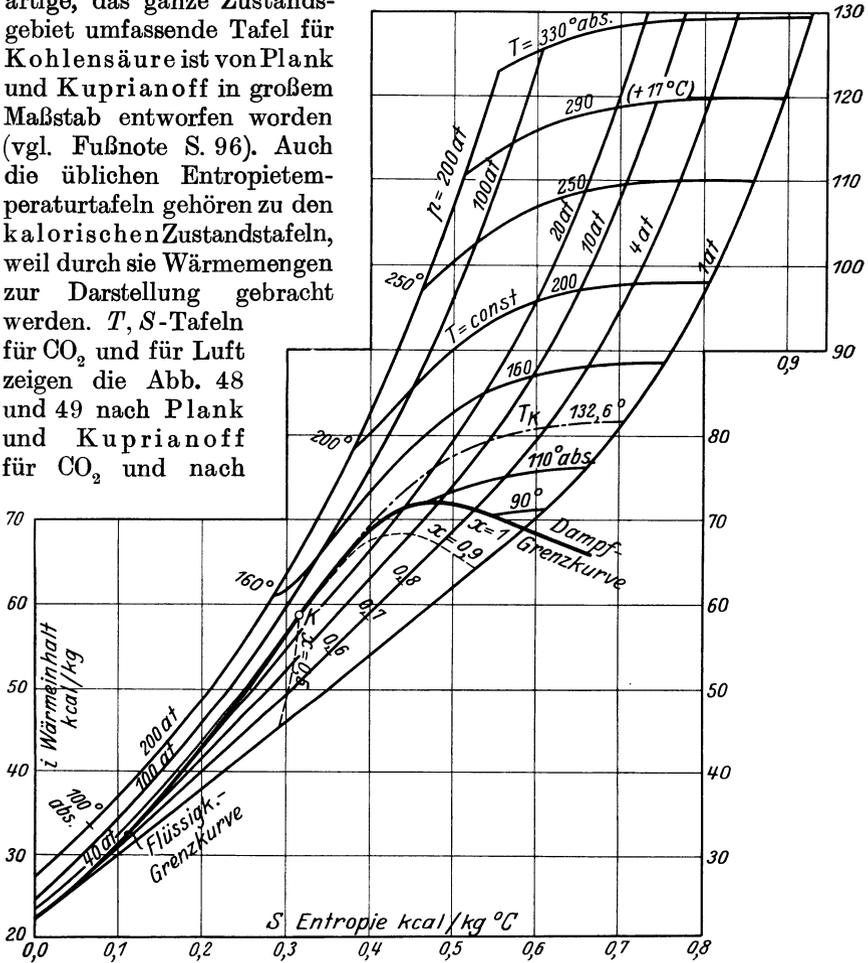


Abb. 52.

Hausen für Luft. Auch die zuerst von Mollier angewandten  $J, S$ -Tafeln sind kalorische Zustandstafeln. Eine solche Tafel, die das gesamte Zustandsgebiet für Luft umfaßt, ist von Hausen in Forsch.-Arb. 274 (1926) entworfen, als erste das tiefe Kältegebiet bis  $-200^\circ$  umfassende  $J, S$ -Tafel. In ihrem allgemeinen Verlauf stimmt diese Tafel überein mit der bekannten  $J, S$ -Tafel des Wasserdampfes, wie Abb. 52 zeigt.

**28. Drosselung der gesättigten und überhitzten Dämpfe und der wirklichen Gase.**

Die allgemeinen, für alle Körper gültigen Verhältnisse bei der Drosselung sind im Abschn. 60, 1. Teil behandelt. Dort ergab sich als Kennzeichen dieser Zustandsänderung die Gleichheit der Wärmehalte vor und nach der Drosselung

$$i_1 = i_2,$$

vorausgesetzt, daß die Strömungsgeschwindigkeit unverändert bleibt oder sich nur wenig ändert. Diese Beziehung wird im nachstehenden auf die Dämpfe angewandt. Von besonderer Bedeutung ist der Drosselvorgang für die mit Dämpfen arbeitenden Kältemaschinen und für die Verflüssigung der Gase.

**a) Feuchte Dämpfe.** *a)* Überwiegender Dampfgehalt. Für diesen Fall ist sehr annähernd

$$i = \lambda = q + xr$$

(Gesamtwärme, Abschn. 2).

Daher gilt für den Drosselvorgang

$$q_1 + x_1 r_1 = q_2 + x_2 r_2,$$

somit

$$x_2 = x_1 \cdot \frac{r_1}{r_2} + \frac{q_1 - q_2}{r_2} \dots \dots \dots (1)$$

Wegen

$$q_1 - q_2 \cong t_1 - t_2 \text{ (nur für Wasser)}$$

ist auch

$$x_2 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{t_1 - t_2}{r_2} \dots \dots \dots (1a)$$

Hieraus läßt sich für gegebenen Anfangs- und Enddruck aus dem gegebenen anfänglichen Dampfgehalt  $x_1$  der Dampfgehalt  $x_2$  nach der Drosselung berechnen.

Daß hier, wie bei den Gasen, die Temperatur erhalten bliebe, davon kann hiernach keine Rede sein. Denn solange der Dampf feucht bleibt,  $x_2 < 1$ , fällt mit dem sinkenden Druck die Temperatur gemäß den Dampftabellen. Die Vernichtung der Strömungsenergie kann zunächst nur eine Verdampfung von Feuchtigkeit nach sich ziehen. Dies geht aus der letzten Gleichung hervor. Schreibt man diese in der Form

$$x_2 = x_1 - x_1 \frac{r_2 - r_1}{r_2} + \frac{t_1 - t_2}{r_2},$$

so wird

$$x_2 = x_1 + \frac{t_1 - t_2 - x_1(r_2 - r_1)}{r_2}.$$

Mittels der Dampftabellen ist leicht festzustellen, daß das zweite Glied unter allen Umständen positiv ist, also  $x_2 > x_1$  wird, d. h. Trocknung stattfindet. So wird z. B. bei Drosselung von  $p_1 = 5 \text{ kg/cm}^2$  auf

	4	3	2	1	kg/cm <sup>2</sup>
$t_1 - t_2 = 8,2^0$		18,2 <sup>0</sup>	31,4 <sup>0</sup>	51,9 <sup>0</sup>	
$r_2 - r_1 = 5,7$		12,6	21,3	34,2	kcal.

$r_2 - r_1$  ist also immer kleiner als das zugehörige  $t_1 - t_2$  und, da  $x_1 < 1$  ist, das zweite Glied im Zähler des Bruches um so mehr kleiner als das erste. Der Bruch ist also positiv,  $x_2 > x_1$ .

Soll feuchter Dampf durch Drosseln gerade getrocknet werden, so muß

$$1 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{t_1 - t_2}{r_2}$$

sein, d. h. 
$$x_1 = \frac{r_2 - (t_1 - t_2)}{r_1} \dots \dots \dots (2)$$

Kleiner als dieser Wert darf der anfängliche Dampfgehalt nicht sein.

Es sei z. B. Dampf von 10 at abs. durch Drosselung auf 8,5 at zu trocknen. Wie groß darf der Feuchtigkeitsgehalt höchstens sein?

Mit

$$r_1 = 484,6, \quad r_2 = 489,9, \quad t_1 = 178,9, \quad t_2 = 172,0$$

wird 
$$x_1 = \frac{489,9 - (178,9 - 172)}{484,6} = \frac{483}{484,6}$$

also die Feuchtigkeit

$$1 - x_1 = \frac{1,6}{484,6}$$

oder

$$\frac{1,6 \cdot 100}{484,6} = 0,33 \text{ v. H.}$$

Die trocknende Wirkung der Drosselung ist in diesem Falle recht gering.

In gleicher Weise können z. B. durch Drosselung von 1 at abs. auf 0,1 at 5,1 v. H. Feuchtigkeit verdampft werden

(z. B. beim Ausströmen des Dampfes in Kondensationsdampfmaschinen).

Sehr bequem ist hier die JS-Tafel zur Ermittlung des Endzustandes. Auch im Gebiet der feuchten Dämpfe wird die Drosselung durch wagerechte Gerade dargestellt. Wird z. B. Dampf von 10 at mit 7,2 v. H. Feuchtigkeit auf 1 at abgedrosselt, so ist am Ende  $x_2 = 0,985$ .

Gesättigter trockener Dampf wird bei der Drosselung, wie ein Blick auf die JS-Tafel zeigt, überhitzt. Wird z. B. trockener Satt-dampf von 10 at auf 1 at gedrosselt, so ist seine Endtemperatur  $155^\circ$ , anstatt  $99^\circ$ , er ist um  $56^\circ$  überhitzt, Abb. 53.

Ebenso einfach liefert die JS-Tafel das Endergebnis, wenn feuchter Dampf bei der Drosselung in überhitzten übergeht, Abb. 53, während die rechnerische Behandlung in diesem Falle umständlich wird.

Zur Messung der Dampfnaße wird die Trocknung mittels Drosselung in dem sog. Drosselkalorimeter verwendet<sup>1)</sup>. Da die Ausströmung dabei

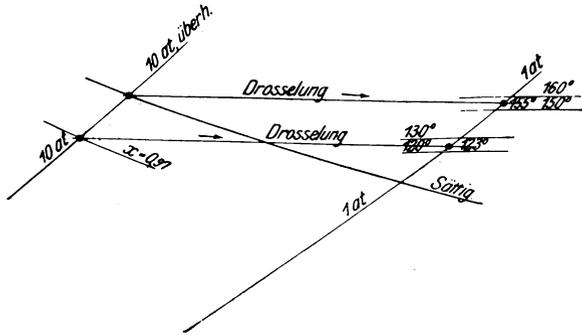


Abb. 53.

<sup>1)</sup> Eine sehr eingehende wissenschaftliche und praktische Untersuchung des Drosselkalorimeters enthält Forsch.-Arb. Heft 98 u. 99: A. Sendtner, Die Bestimmung der Dampf Feuchtigkeit mit dem Drosselkalorimeter und seine Anwendung zur Prüfung von Wasserabscheidern. (Mitteilung aus dem Laboratorium f. techn. Physik in München.)

in die Atmosphäre erfolgen muß, so ist das Verfahren nur für geringe Feuchtigkeitsgrade anwendbar (bis höchstens 5 v. H., je nach der Dampfspannung). Aus der bei der Drosselung eintretenden Überhitzung kann in Verbindung mit der Anfangs- und Endspannung des Dampfes auf den ursprünglichen Feuchtigkeitsgrad  $y$  geschlossen werden. Es ist

$$i_1 = i_2,$$

wobei  $i_1$  für den anfänglich feuchten,  $i_2$  für den überhitzten Zustand nach der Drosselung gilt. Beträgt diese Überhitzung  $\tau$  Grade, so ist

$$i_2 = i_2' + c_{pm} \tau,$$

mit  $i_2'$  als Wärmeinhalt des trockenen Sattdampfes vom Enddruck. Ferner ist  $i_1 = i_1' - y r_1$ , mit  $i_1'$  als Wärmeinhalt des trockenen Dampfes vom Anfangsdruck. Daher ist

$$i_1' - y r_1 = i_2' + c_{pm} \tau,$$

somit

$$y = \frac{i_1' - i_2' - c_{pm} \tau}{r_1}.$$

Wegen der Veränderlichkeit von  $c_{pm}$  ist es aber einfacher, die JS-Tafel zu benutzen und von dem bekannten Endzustand ausgehend den unbekanntem Anfangszustand nach Abb. 53 zu suchen.

$\beta$ ) Überwiegender Flüssigkeitsgehalt und reine Flüssigkeit vom Siedezustand. Hier ist statt der Näherung  $i = \lambda$  der genaue Ausdruck für  $i$  einzuführen. Nach der Definition ist

$$i = U + A p v.$$

Nun ist für feuchten Dampf (Abschn. 2)

$$U = q + x \rho,$$

daher

$$i = q + x \rho + A p v.$$

Andererseits ist die Gesamtwärme

$$\lambda = q + x \rho + A p (v - \sigma)$$

(s. Abschn. 2). Der Ausdruck  $i$  ist daher um  $A p \sigma$  größer als die Gesamtwärme. Es ist

$$i = q + x r + A p \sigma$$

(für Wasser  $\sigma = 0,001$ ). Für die Zustände vor und nach der Drosselung gilt nun

$$q_1 + x_1 r_1 + A p_1 \sigma_1 = q_2 + x_2 r_2 + A p_2 \sigma_2.$$

Da nun, wenigstens in einiger Entfernung vom kritischen Zustand,  $\sigma_1 \cong \sigma_2 = \sigma$  ist, so folgt

$$x_2 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{q_1 - q_2}{r_2} + A \frac{p_1 - p_2}{r_2} \cdot \sigma \dots \dots \dots (3)$$

Verglichen mit dem entsprechenden Wert bei überwiegendem Dampfgehalt ist  $x_2$  jetzt um das letzte Glied größer, d. h. es findet eine stärkere Verdampfung statt.

Für anfänglich reine Flüssigkeit von der Siedetemperatur wird mit  $x_1 = 0$

$$x_2 = \frac{q_1 - q_2}{r_2} + A \frac{p_1 - p_2}{r_2} \sigma \dots \dots \dots (3a)$$

Für Wasser kann  $q_1$  und  $q_2$  durch  $t_1$  und  $t_2$  ersetzt werden.

Beispiele: 1. Flüssiges Wasser von 9 at abs. mit der Siedetemperatur von 174,4° strömt in einen Raum über, in dem sich Dampf von 1,03 at abs. befindet.

Wie groß ist der Dampfgehalt nach der Ausströmung?

Mit  $t_1 = 174,4^\circ, \quad t_2 = 100^\circ, \quad r_2 = 539,1$

wird der Dampfgehalt nach der Abdrosselung

$$x_2 = \frac{174,4 - 100}{539,1} + \frac{9 - 1,03}{427 \cdot 539,1} \cdot 10000 \cdot 0,001 = 0,1378 + 0,00035 = \underline{0,1381} . .$$

Der Einfluß des zweiten Gliedes ist sehr gering. Die Formel 1 unter a) würde auch hier genügen.

2. Flüssiges Ammoniak von 12,01 at abs. und der hierzu gehörigen Siedetemperatur von +30° wird auf 2,92 at abs. abgedrosselt. Wieviel von der Flüssigkeit verdampft?

Der Gegenspannung von 2,92 at entspricht die Siedetemperatur -10°. Die Verdampfungswärme bei dieser Temperatur ist  $r_2 = 322,3$  kcal; die Flüssigkeitswärmen sind bei +30°

$$q_1 = 23,49 \text{ kcal,}$$

bei -10°

$$q_2 = -8,83 \text{ kcal;}$$

$$\sigma = 0,0016 \text{ m}^3/\text{kg.}$$

Damit wird

$$x_2 = \frac{23,49 + 8,83}{322,3} + \frac{12,01 - 2,92}{427 \cdot 322,3} \cdot 10000 \cdot 0,0016 = 0,1158 + 0,0011 = 0,1169 .$$

11,69 Gewichtsteile des flüssigen Ammoniaks verdampfen demnach bei der Drosselung. Auch hier würde Gl. 1 genügen.

Im  $TS$ -Diagramm wird der Drosselvorgang nach Abb. 54 dargestellt, Linie  $A_0B_0$  für siedende Flüssigkeit,  $A_1B_1$  für feuchten Dampf. Punkt  $B_0$  liegt so, daß die schraffierten Flächen unter  $GA_0$  und  $C_0B_0$  gleich sind; Punkt  $B_1$  so, daß die schraffierten Flächen unter  $GA_0A_1$  und  $C_1B_1$  gleich sind. Dann sind auch die Wärmeinhalte bei  $A_0$  und  $B_0$  bzw. bei  $A_1$  und  $B_1$  gleich.

b) Überhitzte Dämpfe. Einen Ausdruck für den Energieinhalt  $U$  dieser Körper findet man am einfachsten, wenn man bedenkt, daß bei der adiabatischen Ausdehnung die ganze absolute Gasarbeit aus der eigenen Energie des expandierenden Körpers stammt. Nun ist bekannt, daß z. B. überhitzter Wasserdampf bei adiabatischer Ausdehnung das Gesetz

$$pv^k = \text{konst} \quad (k = 1,3)$$

befolgt.

Gleiche Gesetzmäßigkeit läßt sich, wenigstens innerhalb bestimmter Grenzen, auch für andere überhitzte Dämpfe (z. B. Ammoniak, schweflige Säure, Kohlensäure) annehmen. Die absolute Ausdehnungsarbeit wird dabei (vgl. Abschn. 30)

$$L = \frac{1}{k-1} (pv - p_0v_0),$$

mit  $p, v$  als Endzustand,  $p_0, v_0$  als Normalzustand. Es ist daher

$$U - U_0 = \frac{A}{k-1} (pv - p_0v_0) . . . . . (9)$$

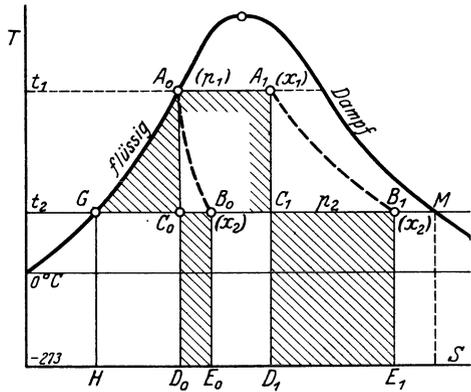


Abb. 54.

Hiermit geht die Drosselgleichung, unter Vernachlässigung der Bewegungsenergie und Weglassung von  $U_0$  sowie  $p_0 v_0$  auf beiden Seiten über in

$$\frac{A}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) + A p_1 v_1 - A p_2 v_2 = 0,$$

oder

$$\frac{k}{k-1} p_1 v_1 = \frac{k}{k-1} p_2 v_2,$$

einfacher

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 \dots \dots \dots (10)$$

Bei der Drosselung bleibt das Produkt aus Druck und spez. Volumen unverändert.

Auf die gleiche Form läßt sich auch die Gleichung für die Gasdrosselung bringen.

Für Wasserdampf (Heißdampf) gilt nun in erster Annäherung

$$p_1 v_1 = R T_1 - 0,016 p_1$$

$$p_2 v_2 = R T_2 - 0,016 p_2.$$

Daher ist

$$T_1 - T_2 = \frac{0,016}{R} (p_1 - p_2),$$

mit  $R = 47,1$

$$T_1 - T_2 = t_1 - t_2 = \frac{p_1 - p_2}{2940} \quad (p \text{ in kg/m}^2),$$

$$t_1 - t_2 = 3,4 (p_1 - p_2) \quad (p \text{ in kg/cm}^2).$$

Im Gegensatz zu den Gasen entsteht also bei der Drosselung von Heißdampf ein Temperaturabfall. Werden z. B.  $2,5 \text{ kg/cm}^2$  Druck abgedrosselt, so nimmt die Temperatur gleichzeitig ab um

$$t_1 - t_2 = \frac{2,5 \cdot 10000}{2940} = 8,5^\circ,$$

also in recht merkbarer Weise.

Genauere Werte als diese Näherungsrechnungen ergeben für überhitzten Wasserdampf die Entropietafeln. In der  $T$ - $S$ -Tafel IIIa ist die Zustandsänderung bei der Drosselung durch die Kurven  $i = \text{konst}$  dargestellt. So wie diese mit sinkendem Druck fallen, fällt auch die Temperatur bei der Drosselung.

Die Tafel ergibt z. B., wenn anfänglich trockener Sattdampf von 7 at gedrosselt wird, von

	7—5	5—3	3—1 at,
eine Abkühlung um	6°	6°	7,5°.

Dagegen wenn trockener Sattdampf von anfänglich 15 at gedrosselt wird

15—13	13—11	11—9	9—7	7—5	5—3	3—1 at
3,3°	3,7°	3,9°	4,5°	4,7°	5,3°	6,7°.

Wird dagegen anfänglich überhitzter Dampf von rd.  $300^\circ$  von 11 at an abgedrosselt, so ergibt sich für die Stufen

11—9	9—7	7—5	5—3	3—1 at
1,3°	1,5°	1,7°	2°	3,3°.

In Wirklichkeit ist also das Verhalten des Wasserdampfs bei der Drosselung viel weniger einfach, als es nach der Tumlirz-Lindeschen Gleichung und unter der obigen Voraussetzung über die Energie scheint, und die obige allgemeine Beziehung gibt viel zu hohe Werte der Abkühlung.



nur von der Temperatur, sondern auch vom Druck abhängig, Abb. 50, und bei der gleichen Temperatur um so größer, je höher der Druck ist. Ermittelt man, von irgendeinem Anfangszustand  $A_0, A_1$  auf der Sättigungskurve mit dem Wärmeinhalt  $J_s$  ausgehend, den Wärmeinhalt bis zu einer bestimmten Temperatur bei verschiedenen Drücken, so erhält man um so kleinere Werte  $J$ , je höher der Druck des überhitzten Dampfes ist (Punkte  $B_0, B_1, B$ ). In dem Ausdruck

$$J = J_s + c_{pm}(t - t_s)$$

wächst nämlich  $J_s$  nur langsam mit der Temperatur (Abschn. 13) und nimmt bei hohen Drücken sogar wieder ab, während mit zunehmendem Dampfdruck für ein gegebenes  $t$  die Überhitzung  $t - t_s$  immer kleiner wird. Daher wird  $J$  mit wachsendem Druck kleiner, obwohl  $c_{pm}$  größer wird.

Die Zustandsänderung bei der Drosselung wird nun im  $J, t$ -Diagramm durch eine wagrechte Gerade dargestellt,  $B C_1 C_0$  Abb. 55, die erkennen läßt, daß mit abnehmendem Druck auch die Tempe-

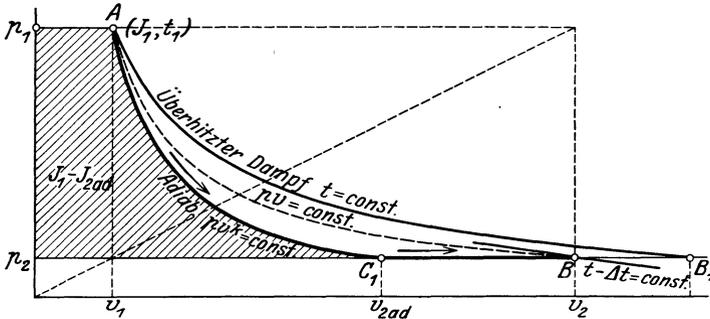


Abb. 56.

ratur abnimmt. Mit der Drosselung der überhitzten Dämpfe ist daher in jedem Falle eine Abkühlung  $\Delta t_1, \Delta t_2$  verbunden, die um so größer ist, je größer der Druckabfall.

Die in Abschn. 18 erwähnten Drosselversuche führen umgekehrt zu einer Ermittlung des Wärmeinhalts.

Liegt das  $J, t$ -Diagramm maßstäblich vor, wie Abb. 33 und 55 für Wasserdampf und Luft<sup>1)</sup>, so kann man die Drosselungsabkühlung daraus entnehmen. An seiner Stelle kann auch das  $J, p$ -Diagramm verwendet werden, wie es für Wasserdampf von Knoblauch, Raisch und Hausen<sup>2)</sup> und für Kohlensäure von Plank und Kuprianoff<sup>3)</sup> entworfen wurde.

Im  $p, v$ -Diagramm verläuft der Drosselungsvorgang gemäß Abb. 56. Man kann sich die Drosselung in 2 Abschnitte zerlegt denken:

1. Adiabatische verlustfreie Ausströmung durch die Drosselöffnung mit Entspannung bis auf den Gegendruck  $p_2$ , Linie  $AC_1$ , Abb. 56, die auch bei überhitzten Dämpfen dem Gesetz  $p v^k$  folgen kann. Dabei wird die schraffierte

<sup>1)</sup> Nach Hausen, Forsch.-Arb. 274. — Das erste solche Diagramm für Luft ist von Pollitzer entworfen worden (Z. f. d. ges. Kälteindustrie 1921, S. 125).

<sup>2)</sup> Tabellen und Diagramme für Wasserdampf (Fußnote 2 S. 3).

<sup>3)</sup> Die thermischen Eigenschaften der Kohlensäure (Fußnote 2 S. 96).

Arbeitsfläche  $i_1 - i_{2ad} = \Delta i_{ad}$  in Strömungsenergie umgesetzt und die Temperatur fällt entsprechend bis  $t_2'$ . Die Geschwindigkeit steigt auf  $w_2'$ .

2. Vernichtung der Strömungsenergie bis auf den Betrag der Anfangsenergie  $w_1^2/2g$  ohne Änderung des Druckes. Dabei erwärmt sich der Dampf wieder entsprechend der aus der Strömungsenergie entstandenen Wärme  $i_1 - i_{2ad}$ , die wie eine äußere Wärmezufuhr bei konstantem Druck wirkt und bei einem vollkommenen Gas gerade ausreicht, um es wieder auf die Anfangstemperatur zu erwärmen und das Volumen bis auf  $v_2 = p_1 v_1/p_2$  zu vergrößern. Jede andere Art der Drosselung führt zum gleichen Endergebnis, z. B. Strömung durch einen porösen Pfropfen von erheblichem Strömungswiderstand und Vernichtung der trotzdem erreichten Strömungsenergie bis auf  $w_1^2/2g$ ; oder Strömung mit so hohem Widerstand, daß nur die ursprüngliche Strömungsgeschwindigkeit erhalten bleibt. Alle 3 Vorgänge führen zum Endpunkt  $B$ . Beim überhitzten Dampf wird das Endvolumen wesentlich von gleicher Größe, aber dem Punkt  $B$  entspricht nicht mehr die Anfangstemperatur  $t_1$ , sondern eine tiefere Temperatur, weil seine Isotherme, z. B. nach der van der Waalsschen Gleichung, oberhalb der Gasisotherme verläuft.

Im  $J$ - $S$ -Diagramm werden die 3 Vorgänge nach Abb. 57 dargestellt. Sie führen alle zum gleichen Endpunkt  $B$ ; da aber die Isotherme in diesem Diagramm bei fallendem Druck steigt, so entspricht dem Punkt  $B$ , in dem  $i_2 = i_1$  ist, eine tiefere Temperatur als dem Punkt  $A$ ) vgl. auch die maßstäbliche Abb. 53 für überhitzten Wasserdampf).

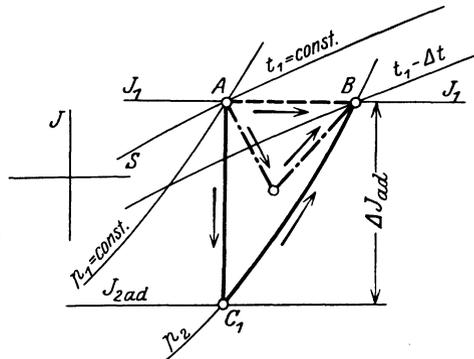


Abb. 57.

Eine umfassende experimentelle Untersuchung über den differentialen Thomson-Joule-Effekt der Luft hat H. Hausen

durchgeführt<sup>1)</sup>, und zwar bis zu Drücken von 200 at und Temperaturen zwischen  $+10^0$  und  $-175^0$  C<sup>1)</sup>. Diese Versuche haben zur Aufstellung vollständiger Zustandsdiagramme für Luft durch Hausen geführt, und zwar der folgenden Tafeln:

1. Differentialer Thomson-Joule-Effekt bei Temperaturen von  $300^0$  bis  $90^0$  abs. ( $+27^0$  bis  $-183^0$ ) und Drücken von 0 bis 200 at, in Abhängigkeit von der Temperatur mit Kurven konstanten Druckes.
2. Dasselbe in Abhängigkeit von Druck mit Kurven konstanter Temperatur.
3. Spezifische Wärme  $c_p$  in Abhängigkeit von der Temperatur, mit Kurven konstanten Druckes (nach Abb. 51).
4.  $J, T$ -Diagramm (nach Abb. 55).
5.  $T, S$ -Diagramm mit Kurven konstanten Druckes und konstanten Wärmeinhalts (Drosselkurven).
6.  $J, S$ -Diagramm mit Kurven konstanten Druckes, konstanter Temperatur und konst. spez. Dampfmenge (nach Abb. 52).
7.  $p v, p$ -Diagramm (nach Abb. 159, 1. Teil).

c) Die wirklichen Gase. Die Thomson-Joulesche Abkühlung. Verflüssigung der Luft nach C. v. Linde. Bei der Drosselung der vollkommenen Gase hat sich ergeben (Abschn. 60, 1. Teil), daß die Tempe-

<sup>1)</sup> Forsch.-Arb. 274 (1926), H. Hausen, Der Thomson-Joule-Effekt und die Zustandsgrößen der Luft (Mitt. a. d. Laborat. f. Techn. Physik der Techn. Hochschule München und aus dem Laboratorium der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen A. G., Höllriegelskreuth b. München).

ratur auch bei starkem Druckabfall unverändert bleibt, wenn von der geringen Abkühlung (in der gleichweiten oder verengten Leitung), die eine Folge der Geschwindigkeitszunahme ist, abgesehen wird. Im Gegensatz dazu ergab die Drosselung der überhitzten Dämpfe eine mit der Drucksenkung zunehmende Temperatursenkung.

Wenn nun die wirklichen Gase nichts anderes sind, als Dämpfe, die von ihrem kritischen Zustande sehr weit entfernt sind (hochüberhitzte Dämpfe), so ist zu erwarten, daß auch bei der Gasdrosselung ein Temperaturabfall eintreten wird. Diese Abkühlung ist schon vor der Entdeckung des kritischen Zustandes durch Andrews (1869) von Thomson und Joule (1853) durch Drosselversuche bei Drücken bis etwa 5 at und Temperaturen zwischen 0° und 90°C festgestellt worden. Sie fanden, daß für Luft der Temperaturabfall

$$\Delta t = 0,27(p_1 - p_2)$$

( $p$  in  $\text{kg/cm}^2$ ) beträgt.

Für Kohlensäure wurde gefunden

$$\Delta t = 1,35(p_1 - p_2).$$

Für Wasserdampf ergab sich oben

$$\Delta t = 0,7(p_1 - p_2) \text{ bis über } 3(p_1 - p_2)$$

je nach der Spannung und dem Überhitzungsgrad.

Für die Luft, die unter diesen drei Stoffen am weitesten vom kritischen Zustand entfernt ist, ist demnach die Abkühlung bei gleicher Drucksenkung 5 mal kleiner als für  $\text{CO}_2$ , und 2,6 bis 11 mal kleiner als für überhitzten Wasserdampf.

Übrigens ist der Temperaturabfall der Gase nicht unabhängig von der absoluten Höhe der Temperatur. Er ist nach Thomson und Joule dem Quadrat der absoluten Temperatur umgekehrt proportional. Für Luft ist also

$$\Delta t = a \cdot (p_1 - p_2) \left( \frac{273}{T} \right)^2 \dots \dots \dots (1)$$

mit  $a = 0,27$  für Luft, 1,35 für  $\text{CO}_2$ .

Die Thomson-Joulesche Gleichung 1 ist so zu verstehen, daß die Abkühlung durch Drosselung nur von dem Druckabfall  $p_1 - p_2$ , jedoch nicht von der absoluten Höhe der Drücke abhängt. Es wäre hiernach gleichgültig, ob z. B. von 10 at auf 8 at, oder von 8 auf 6, von 6 auf 4 at usw. gedrosselt würde. Bei gleicher Anfangstemperatur wäre die Abkühlung die gleiche. Werden nun aber sehr große Druckunterschiede angewendet, so daß sich eine erhebliche Abkühlung ergibt, so ändert sich während der Drosselung die Temperatur und wegen der durch Gl. 1 gegebenen Abhängigkeit von der Temperatur ist die Abkühlung z. B. für 100 at Druckunterschied nicht das 10fache von derjenigen bei 10 at. Für unbeschränkt kleine Änderungen lautet Gl. 1

$$dT = a \cdot \frac{273^2}{T^2} dp$$

oder

$$T^2 dT = a \cdot 273^2 dp.$$

Die Integration ergibt

$$\frac{1}{3}(T_2^3 - T_1^3) = a \cdot 273^2(p_2 - p_1),$$

daher

$$T_2 = \sqrt[3]{T_1^3 - 3a \cdot 273^2(p_1 - p_2)},$$

also die Abkühlung

$$t_1 - t_2 = T_1 - T_2 = T_1 - \sqrt[3]{T_1^3 - 3a \cdot 273^2(p_1 - p_2)}. \quad (2)$$

Dies ist der totale Drosseffekt, im Gegensatz zu der Abkühlung je 1 at Druckabfall

$$a = \frac{dT}{dp},$$

die als differentialer Drosseffekt bezeichnet wird. — Selbstverständlich wird man zu seiner Ermittlung am besten die  $J, t$  oder  $J, p$  oder  $J, S$ -Tafeln benutzen, soweit solche vorliegen.

Bei den neueren Versuchen im Münchener Laboratorium für technische Physik<sup>1)</sup>, die bei bedeutend höheren Drücken — bis 150 at gegen 4,5 at bei Thomson und Joule — angestellt wurden, hatte sich nun gezeigt, daß der Kühleffekt  $t_1 - t_2$  doch nicht unabhängig von der absoluten Höhe der Anfangsdrücke ist. Der Koeffizient  $a$  von Gl. 1 wurde vielmehr bei höheren Drücken kleiner gefunden, so daß also der differentiale Kühleffekt mit wachsendem Drucke kleiner wird. — Von Nöll wurde gefunden

$$\begin{aligned} \text{für Luft} \quad a &= 0,268 - 0,00086 p \quad (p \text{ in at}), \\ \text{für Sauerstoff} \quad a &= 0,313 - 0,00085 p. \end{aligned}$$

Auch die Abhängigkeit des Kühleffekts von der Temperatur nach Gl. 1 ist nur als eine für nicht zu tiefe Temperaturen gültige Annäherung zu betrachten, wie die Versuche von Hausen und die unter b) erwähnten Zustandsdiagramme, besonders 1., 2. und 4., sowie Abb. 55 zeigen, die auch das Gasgebiet umfassen. — Wegen der Umkehrung des Drosseffekts, wobei anstatt einer Abkühlung eine Erwärmung auftritt, ist Bd. II, 12. zu vergleichen. Der Umkehrpunkt liegt z. B. für Luft von  $+10^\circ$  bei 311 at.

**Verflüssigung der Luft nach C. v. Linde.** Dieses Verfahren gründet sich auf die geringe Abkühlung der wirklichen Gase durch Drosselung von hohem auf niedrigen Druck.

Von einem Kompressor wird hochverdichtete Luft (100 at u. m.) erzeugt. Diese Druckluft wird, wie bei den mit Dämpfen arbeitenden Kältemaschinen, durch ein in die Druckleitung eingeschaltetes Drosselventil auf einen geringeren (immer noch hohen) Druck abgedrosselt. Die gedrosselte Luft wird vom Kompressor wieder angesaugt, von neuem verdichtet und alsdann wieder gedrosselt. Sie beschreibt so einen sich immer wiederholenden Kreislauf zwischen den gleichen Drücken.

<sup>1)</sup> Vor den unter b) erwähnten umfassenden Versuchen von Hausen die Versuche von E. Vogel, Über die Temperaturveränderung von Luft und Sauerstoff beim Strömen durch eine Drosselstelle bei  $10^\circ \text{C}$  und Drücken bis zu 150 Atmosphären, Forsch.-Arb. Heft 108 und 109. Ferner Noell, Dissert. München 1914.

Wird nun z. B. auf 100 at verdichtet und auf 20 at gedrosselt, so entsteht ein Temperaturabfall von ungefähr

$$\Delta t = 0,27 \cdot 80 = 21,6^\circ.$$

Hatte also die Druckluft z. B.  $25^\circ$ , so hat die gedrosselte Luft nur noch eine Temperatur von  $25 - 21,6 = 3,4^\circ$ . Diese kältere Luft wird nun im Gegenstrom zu der vom Kompressor kommenden (wärmeren) Druckluft zum Kompressor zurückgeleitet. Die Druckleitung steckt zu diesem Zweck als konzentrische engere Röhre in der weiteren Rückleitung, die nach außen sehr gut isoliert ist. Durch große Länge (100 m) der Leitungen ist für wirksamen Wärmeaustausch gesorgt. Wäre dieser Austausch vollkommen, so würde die gedrosselte Luft ihre ganze „Kälte“ an die Druckluft abgeben und sich selbst bis zur Anfangstemperatur der Druckluft erwärmen. Die letztere dagegen würde sich bis auf die Anfangstemperatur der gedrosselten Luft abkühlen und mit dieser Temperatur, also im obigen Falle mit  $3,4^\circ$ , am Drosselventil ankommen. Bei der Durchströmung durch dieses kühlt sie sich, da der Druckabfall der gleiche ist, wieder um rund  $21,6^\circ$  ab, so daß sie im gedrosselten Zustande nach dem zweiten Kreislauf eine Temperatur von nur  $3,4 - 21,6 = -18,2^\circ$  besitzt. Wieder gibt diese Luft bei der Rückleitung ihre Kälte an die zuströmende Druckluft ab. Wirkt der Gegenstromapparat vollkommen, so erwärmt sie sich bis zur Anfangstemperatur der Druckluft, während sich diese bis  $-18,2^\circ$  abkühlt. Wird der Kreislauf oft wiederholt, so kühlt sich die gedrosselte Luft immer weiter ab und kommt schließlich in den Zustand der gesättigten Dämpfe. Sie schlägt sich dann teilweise als Feuchtigkeit nieder, die sich in einem hinter dem Ventil angebrachten Gefäß sammelt.

Durch Einführung frischer Luft in den Kreislauf wird erreicht, daß trotz der Abkühlung und Verwandlung eines Teiles der Luft in Flüssigkeit die Drücke erhalten bleiben und immer neue Luft zur Verflüssigung gelangt.

Man hat also zwei Perioden, die des Anlaufs und die des Beharrungszustandes zu unterscheiden. Der Anlauf kann Stunden in Anspruch nehmen, da nicht nur die Luft, sondern auch die Leitung und die Isolationsmasse abzukühlen sind und vollkommene Isolation nicht möglich ist.

Eine ausführliche Theorie dieses und anderer Verflüssigungsverfahren enthält Bd. II, 4. Aufl. 1923, Abschn. 72 auf Grund der van der Waalsschen Gleichung. — Mit Hilfe der oben erwähnten vollständigen Zustandsdiagramme der Luft hat neuerdings Hausen eine erschöpfende Darstellung der Vorgänge bei der Luftverflüssigung (im Beharrungszustand) gegeben<sup>1)</sup>.

Im Hausenschen  $Jt$ -Diagramm ist der oben geschilderte Vorgang des Anlaufs, der schließlich zur Verflüssigung führt, für einen Anfangsdruck von 200 at und eine Anfangstemperatur von  $0^\circ$  C in Abb. 55 dargestellt, wobei alle Wärmeverluste vernachlässigt sind. Linie  $I-I$  ist die erste Drosselung. Mit Hilfe der hierdurch auf  $-43^\circ$  abgekühlten Luft von 1 at wird neue Druckluft von 200 at und  $0^\circ$  bei konstantem Druck bis Punkt  $II$  abgekühlt, und so fort, bis bei  $VII$  die reine Flüssigkeit erreicht ist.

## 29. Berechnung der technischen Arbeitsfähigkeit und der Ausfluggeschwindigkeit des Wasserdampfes mittels des Wärmehaltes (Wärmegefälle).

Die aus 1 kg Dampf von der Spannung  $p_1$  bei Ausdehnung bis auf den Gegendruck  $p_2$  verfügbare Arbeit  $L_0$  wird durch das Diagramm

<sup>1)</sup> Zeitschr. f. d. gesamte Kälte-Industrie, 1925, Heft 7 u. 8, H. Hausen, Über die Berechnung von Luftverflüssigungsanlagen auf Grund neuer Messungen des Thomson-Joule-Effektes. — Ferner in der Jubiläumsschrift „50 Jahre Kältetechnik, 1879—1929. Geschichte der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen A. G. Wiesbaden“, H. Hausen, Die physikalischen Grundlagen der Gasverflüssigung und Rektifikation.

Abb. 58 dargestellt, in dem  $BC$  die adiabatische Druckvolumenkurve ist. Diese Arbeit ist die gleiche, ob sie in einer Kolbendampfmaschine mit vollständiger Expansion oder in einer Turbine verrichtet wird, oder als lebendige Kraft eines ausströmenden Strahles in Erscheinung tritt (Abschn. 30). Die entsprechende Ausflußgeschwindigkeit im letzteren Falle ist nach Abschn. 63, 1. Teil

$$w = \sqrt{2g L_0}.$$

Die Arbeitsfläche ist

$$L_0 = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \text{Fläche}(BCC'B').$$

Die absolute Ausdehnungsarbeit  $L_e(BCC'B')$  ist bei adiabatischer Zustandsänderung gleich der Abnahme der eigenen Energie ( $U$ ) des Dampfes von  $B$  bis  $C$ , da sie ganz aus dieser heraus verrichtet wird (Abschn. 7).

**a) Feuchter Dampf.** Nach Abschn. 1 ist in  $B$

$$U_1 = q_1 + x_1 \varrho_1,$$

in  $C$

$$U_2 = q_2 + x_2 \varrho_2,$$

mit  $x_1$  und  $x_2$  als Dampfgehalten des (feuchten) Dampfes bei  $B$  und  $C$ . Es ist also

$$L_e = [q_1 + x_1 \varrho_1 - (q_2 + x_2 \varrho_2)] 427.$$

Somit ist

$$AL_0 = q_1 + x_1 \varrho_1 + Ap_1 v_1 - (q_2 + x_2 \varrho_2 + Ap_2 v_2).$$

Der Wert  $q + x\varrho + Apv$  ist durch den Dampfzustand vollständig bestimmt, wie leicht zu erkennen, und wird als „Wärmeinhalt bei konstantem Druck“ bezeichnet ( $i$  oder  $J$ ).

Mit  
wird somit

$$i = q + x\varrho + Apv = U + Apv$$

$$L_0 = 427 (i_1 - i_2) \quad \text{und} \quad w = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2} \dots (1)$$

Der Wert  $i_1 - i_2$ , der mit der technischen Arbeitsfähigkeit (für konstanten Druck) im Sinne von Abschn. 48, 1. Teil identisch ist, wird auch als Wärmegefälle bezeichnet.

Nach Abschn. 1 ist die Gesamtwärme von feuchtem Dampf

$$\lambda = q + x\varrho + \frac{1}{427} p (v - 0,001).$$

Vernachlässigt man das Volumen 0,001 des flüssigen Wassers gegenüber dem ganzen Volumen  $v$ , was selbst bei sehr feuchtem Dampf noch völlig zulässig ist, so wird

$$\lambda = i,$$

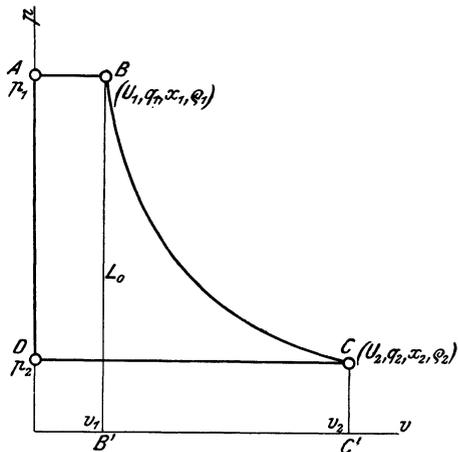


Abb. 58.

d. h. die Gesamtwärme identisch mit dem Wärmeinhalt bei konstantem Druck. Dieser ist nur um den Betrag  $Ap\sigma$ , also z. B. bei 15 at um

$$\frac{10000 \cdot 15 \cdot 0,0011}{427} = 0,386 \text{ kcal}$$

größer, was gegenüber den Absolutwerten von 600 bis 700 kcal verschwindend ist. Daher ist auch sehr angenähert

$$L_0 = 427 (\lambda_1 - \lambda_2).$$

Hierbei ist aber wohl zu beachten, daß  $\lambda_1$  nur bei trockenem Dampf, dagegen  $\lambda_2$  überhaupt nicht unmittelbar den Dampftabellen entnommen werden kann, weil am Ende der adiabatischen Ausdehnung der gesättigte Dampf stets feucht ist.  $\lambda_2$  bzw.  $i_2$  ist vielmehr nach

$$i_2 = q_2 + x_2 \varrho_2 + \frac{1}{427} p_2 x_2 \cdot (v_s)_2 = q_2 + x_2 r_2$$

zu berechnen, nachdem die Feuchtigkeit  $x_2$  am Ende der Expansion auf die in Abschn. 5 angegebene Weise aus der  $T, S$ -Tafel bestimmt ist.

Über die einfachere Bestimmung mittels der  $J, S$ -Tafel vgl. den nächsten Abschnitt.

**b) Überhitzter Dampf.** Die Arbeitsfläche  $AL_0$  Abb. 58 ergibt sich ganz allgemein in der Form (Abschn. 47, 1. Teil)

$$AL_0 = U_1 - U_2 + Ap_1 v_1 - Ap_2 v_2.$$

Setzt man

$$U_1 + Ap_1 v_1 = i_1,$$

$$U_2 + Ap_2 v_2 = i_2,$$

so wird wieder

$$AL_0 = i_1 - i_2.$$

Zur Ermittlung dieses Wertes muß das Entropiediagramm benützt werden, da  $i_2$  der Wärmeinhalt am Ende der adiabatischen Expansion ist. Allerdings kann die Arbeitsfläche  $L_0$  (Abb. 58) auch rechnerisch in einfacher Weise bestimmt werden, indem man sie mittels der bekannten Gleichung

$$p v^{1,3} = \text{konst}$$

berechnet (Abschn. 7), jedoch nur solange der Endzustand nicht in das Sättigungsgebiet fällt.

**c) Das Wärmegefälle in den Entropiediagrammen.** Im  $TS$ -Diagramm wird nach Abb. 59 die adiabatische Ausdehnung vom Druck  $p_1$  auf den Druck  $p_2$  dargestellt durch die zur  $T$ -Achse parallelen Strecken  $A_1 B_1$  für anfänglich trocken gesättigten Dampf, durch die gleich langen parallelen Strecken links davon für anfänglich feuchten Dampf, durch  $A_3 B_3$  für überhitzten Dampf, der auch am Ende noch überhitzt ist, und durch  $A_2 B_2$  für anfänglich überhitzten, am Ende feuchten Dampf.

Der Wärmehalt  $i_1$  im Anfangszustand  $A_1$  ist für trockenen Sattdampf die Fläche unter  $OMA_1$  bis zur Abszissenachse, im Endzustand  $B_1$  die Fläche unter  $ONB_1$ . Das adiabatische Wärmegefälle  $i_1 - i_2$  ist also gleich der Fläche  $A_1B_1NM$ . Für anfänglich feuchten Dampf mit dem Dampfgehalt  $x_1$  ist diese Fläche um die links von  $A_1B_1$  gelegenen rechteckigen Streifen zu verkleinern.

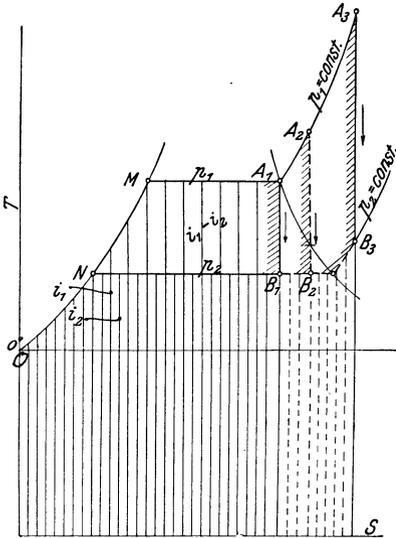


Abb. 59.

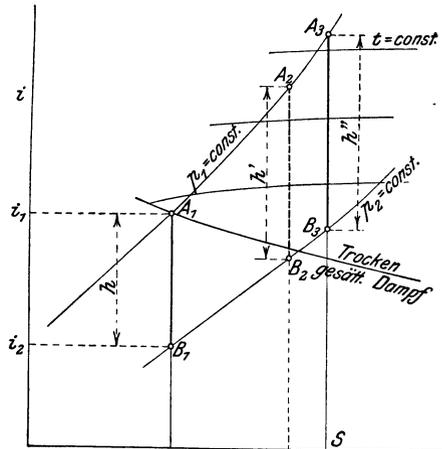


Abb. 60.

Nach Abschn. 5 erhält man für diese Fläche bei anfänglich feuchtem Dampf

$$i_1 - i_2 = \frac{x_1 r_1}{T_1} (T_1 - T_2) + (q_1 - q_2) - (S_{f1} - S_{f2}) T_2,$$

mit  $x_1 = 1$  für trockenen Dampf,  $S_{f1}$  und  $S_{f2}$  als Entropie der Flüssigkeit.

Für kleine Gefälle ist sehr angenähert

$$i_1 - i_2 = \Delta i = \frac{x_1 r_1}{T_1} \Delta t$$

und für

$$\Delta t = 1^\circ$$

$$\Delta i_0 = \frac{x_1 r_1}{T_1}.$$

Für Dampf von 10 at mit  $x_1 = 1$  ist z. B.  $\Delta i_0 = 482,6/452,1 = 1,07$  kcal; für Dampf von 0,1 at dagegen 1,8 kcal.

Beim **überhitzten Dampf** vom Anfangszustand  $A_3$  ist  $i_1$  gleich der Fläche unter  $OMA_1A_3$  bis zur S-Achse, im Endzustand  $B_3$  die Fläche unter  $ONB_1B_3$ , daher  $i_1 - i_2$  die Fläche  $NMA_1A_3B_3B_1N$ . Beim überhitzten Dampf  $A_2$  ist  $i_1 - i_2$  die Fläche  $NMA_1A_2B_2N$ .

Eine Formel wie für Sattdampf läßt sich dafür nicht angeben, wenn man die Veränderlichkeit von  $c_p$  berücksichtigen will. Dagegen fand sich aus den JS-Tafeln, daß die adiabatischen Wärmegefälle im Heißdampfgebiet wesentlich nur abhängig sind von den Temperaturgrenzen  $t_1$  und  $t_2$ , gleichgültig, wie groß die Drucke sind. So ist z. B. zwischen  $350^\circ$  und  $150^\circ$   $i_1 - i_2 = 93$  kcal, sowohl bei 20 at als bei 1 at oder einem dazwischenliegenden Druck. Für  $\Delta i_0$  fanden sich folgende Werte als Mittel zwischen  $t_1$  und  $t_2$ , bis zu den angegebenen oberen Druckgrenzen nach der älteren und neuen Tafel IVa und der Münchener JS-Tafel.

$t_1$	$t_2$	Sch. (alt)	München	Sch. (neu)	Druckgrenze
450°	400°	0,486	0,490	0,480	40 at
400°	350°	0,480	0,480	0,480	30
350°	300°	0,476	0,460	0,460	25
300°	250°	0,470	0,470	0,465	13
250°	200°	0,464	0,450	0,470	8
200°	150°	0,462	0,460	0,460	6
150°	100°	0,460	0,460	0,460	1,5
100°	50°	0,458	0,460	0,460	0,25

In dem Diagramm Abb. 60 mit den Wärmegehalten  $i$  als Ordinaten, den Entropien als Abszissen ( $JS$ -Diagramm) ist die adiabatische Zustandsänderung, wie in jedem Zustandsdiagramm mit der Entropie als Abszissen, ebenfalls durch eine zur Ordinatenachse parallele Gerade dargestellt. Über den Verlauf der Linien konstanten Druckes und konstanter Temperatur, sowie der Grenzkurven ist der folgende Abschnitt zu vergleichen. Der Wärmeinhalt  $i_1$  im Anfangszustand wird nun, der Annahme gemäß, für trockenen Sattdampf durch die ganze Ordinate von  $A_1$  dargestellt, für feuchten Sattdampf durch die kürzeren Ordinaten der Kurve  $p_1 = \text{konst}$  links von  $A_1$ , für überhitzten Dampf durch die längeren Ordinaten der Punkte  $A_2$  und  $A_3$ . Der Wärmeinhalt im Endzustand ist entsprechend gleich den Ordinaten von  $B_1, B_2, B_3$ . Daher sind die adiabatischen Wärmefälle  $i_1 - i_2$  in den Druckgrenzen  $p_1$  und  $p_2$  gleich den Strecken  $A_1B_1, A_2B_2$  und  $A_3B_3$ . Sie können also aus dem maßstäblichen Diagramm abgemessen werden (mit Maßstab oder Zirkel), während im  $TS$ -Diagramm die oben bezeichneten Flächen zu planimetrieren sind.

Man kann dies allerdings auch im  $TS$ -Diagramm umgehen, wenn man in dieses „Kurven konstanten Wärmeinhalts“ einträgt<sup>1)</sup>, auf denen die zugehörigen Werte von  $i$  eingeschrieben sind, vgl. die  $TVS$ -Tafel im Heißdampfgebiet<sup>2)</sup>. Die Wärmeinhalte lassen sich jedoch nicht als Strecken abmessen, sondern sind zahlenmäßig gegeben, wie die Drücke.

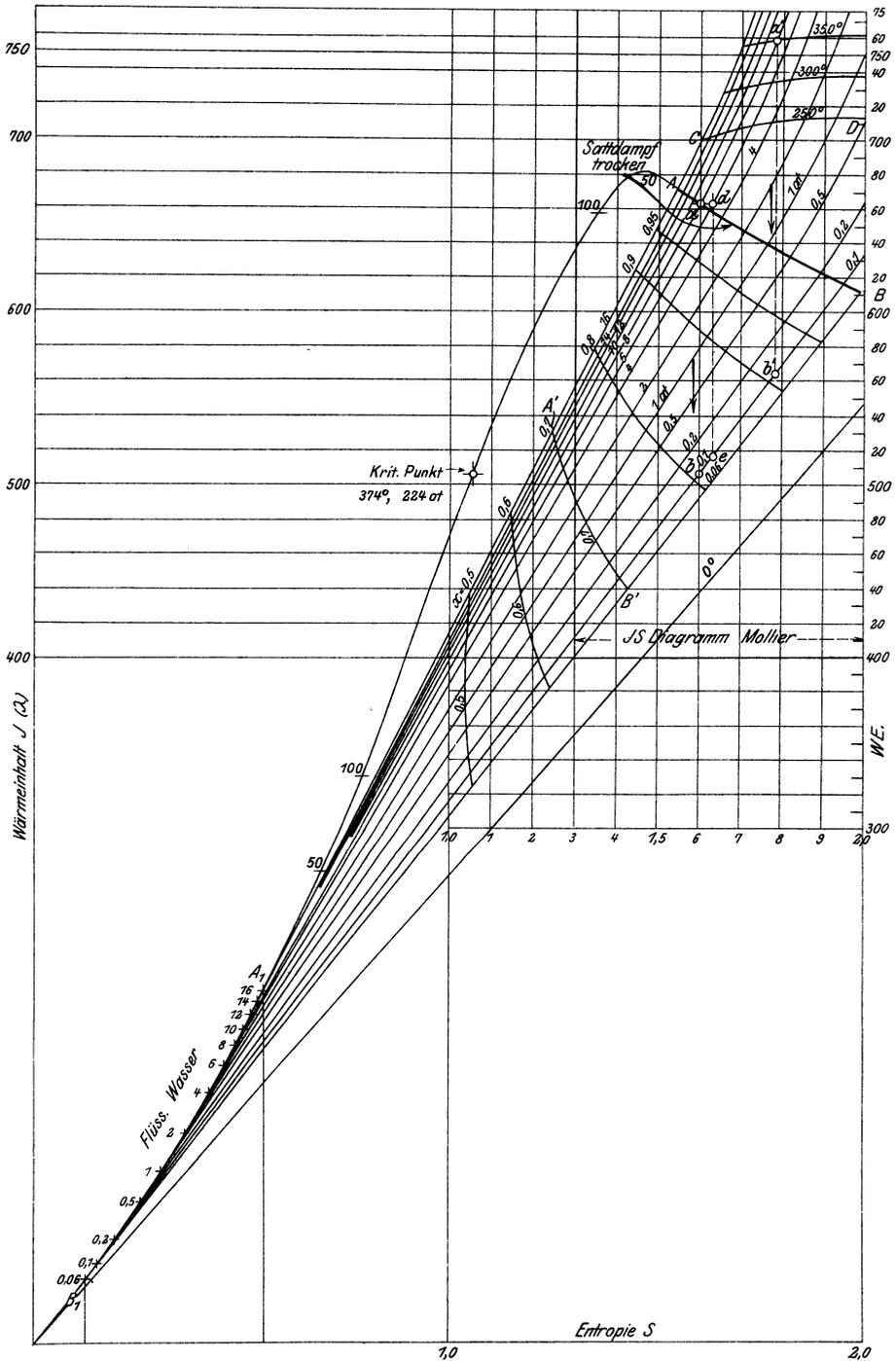
### 30. Die $JS$ -Tafel für Wasserdampf.

Seit dem Auftreten der Dampfturbinen haben die Entropiediagramme große praktische Bedeutung gewonnen, hauptsächlich weil sich mit ihrer Hilfe auch der Einfluß der Strömungswiderstände auf die Zustandsänderungen in Düsen und Turbinenkanälen übersichtlich verfolgen läßt. Zur Bestimmung von Arbeitsfällen müssen im  $TS$ -Diagramm die entsprechenden Wärmeflächen planimetriert werden, oder es müssen Kurven konstanten Wärmeinhalts eingetragen sein. Dies kann nun vermieden und die betreffenden Arbeitswerte können einfach als Strecken abgegriffen werden, wenn man, wie zuerst Mollier gezeigt hat, als Ordinaten im Entropiediagramm anstatt der Temperaturen die Wärmeinhalte  $i$  einführt. Die  $JS$ -Tafel kommt zustande wie folgt:

<sup>1)</sup> Wohl zuerst von Stodola ausgeführt.

<sup>2)</sup> Im Sattdampfgebiet wurde auf solche Kurven der Klarheit der Tafel wegen verzichtet.

J S Diagramm für Wasserdampf.



Man trägt zunächst, Texttafel IV<sup>1)</sup>, die Entropiewerte  $S$  des trockenen Sattdampfes als Abszissen zu den Wärmegehalten  $i$  als Ordinaten auf und vermerkt die Drücke in beliebigen Abstufungen, Kurve  $AB$  in Tafel IV für Drücke zwischen 16 und 0,06 at abs. Dies ergibt die „obere Grenzkurve“. In gleicher Weise findet man die „untere Grenzkurve“  $A_1B_1$  für flüssiges Wasser von der Siedetemperatur (zwischen den gleichen Drücken).

Weiter handelt es sich darum, die wichtigsten Zustandsänderungen, insbesondere diejenigen bei konstantem Druck und bei konstanter Temperatur, auch für das Heißdampfgebiet oberhalb  $AB$ , im Diagramm darzustellen. Die Zustandsänderungen bei konstantem Druck erscheinen im Sattampfgebiet als Gerade. Wird z. B. trockener Sattampf von 16 at bei unveränderlichem Drucke abgekühlt (wobei er sich niederschlägt), so ändern sich  $i$  und  $S$  nach der Geraden  $AA_1$ . Man erhält also diese Zustandsänderung für beliebige Drücke durch geradlinige Verbindung der zu gleichen Drücken gehörigen Punkte beider Grenzkurven, Tafel IV und IVa.

Für feuchten Dampf ist nämlich der Wärmeinhalt

$$i = q + xq + \frac{1}{427}pv \quad (\text{Abschn. 2}),$$

und darin

$$v = xv_s + (1-x) \cdot 0,001 \quad (\text{Abschn. 1}),$$

$$\text{also} \quad i = q + xq + \frac{1}{427}px(v_s - 0,001) + \frac{0,001}{427}p.$$

Ferner ist die Entropie

$$S = S_f + \frac{xr}{T} \quad (\text{Abschn. 5}).$$

Bei unveränderlichem Druck bleiben nun in den Ausdrücken für  $i$  und  $S$  alle Größen bis auf  $x$  unverändert und wie man leicht erkennt, entsteht durch Elimination von  $x$  aus beiden Gleichungen eine einzige Gleichung vom ersten Grade zwischen den beiden Veränderlichen  $i$  und  $S$ . Diese Gleichung stellt im Diagramm mit  $i$  und  $S$  als Koordinaten eine Gerade dar.

Die Entropiewerte nehmen bei zunehmender Feuchtigkeit proportional mit  $x$  ab, ebenso  $i$ , wie man leicht erkennt. Daher erhält man die zu bestimmten Punkten auf  $AA_1$  gehörigen Feuchtigkeitsgrade (bzw. Dampfgehalte) durch Einteilung von  $AA_1$  in gleiche Teile. Bei  $A'$  liegt z. B. Dampf von 30 v. H. Feuchtigkeit, also 70 v. H. oder 0,7 Dampfgehalt vor. Es ist

$$\frac{A_1A'}{A_1A} = 0,7.$$

In ganz gleicher Weise findet man die Dampfgehaltswerte auf den übrigen Geraden gleichen Druckes.

Die Zustandsänderung mit gleichbleibender Feuchtigkeit erhält man durch Verbindung von Punkten gleicher Feuchtigkeit auf den Geraden  $p = \text{konst.}$ , z. B. Kurve  $A'B'$  für  $x = 0,7$ .

<sup>1)</sup> Diese Tafel dient nur der Übersicht. Für Berechnungen ist Tafel IVa (Anhang) bestimmt, die auf Grund der neuesten Versuchsergebnisse gezeichnet ist.

Die Geraden gleichen Druckes sind im Satttdampfgebiet gleichzeitig Isothermen.

Im Heißdampfgebiet können die Kurven gleichen Druckes, die die Fortsetzung der Geraden des Satttdampfgebietes bilden, eingetragen werden, indem die Entropiewerte (aus den Münchener Versuchen über  $c_p$ ) bestimmt werden. Die Tafel im Anhang ist hiernach und nach den sonstigen neueren Versuchen über den Wasserdampf gezeichnet (Abschn. 22).

Die Kurven konstanter Temperatur lassen unter anderem durch ihren fast wagerechten Verlauf erkennen, daß die Wärmemengen ( $i$ ), die zur Herstellung von überhitztem Dampf aus Wasser erforderlich sind, von dem Dampfdruck fast unabhängig sind, solange der Druck nicht höher als etwa 10 bis 20 at ist. So sind z. B. zur Herstellung von Heißdampf von  $350^\circ$  aus Wasser von  $0^\circ$  erforderlich bei

14	10	6	1 at
752,5	753,5	755	757 kcal.

Die Zustandsänderung bei der Drosselung ist im  $JS$ -Diagramm durch wagerechte Gerade dargestellt, da bei der Drosselung  $i$  unverändert bleibt. Es empfiehlt sich aber mehr die Ermittlung aus der  $J, t$ - oder  $J, p$ -Tafel.

Anwendungsbeispiele. 1. Wie groß ist das Wärmegefälle bei adiabatischer Expansion bis 0,1 at für

- a) trockenen Satttdampf von 12, 8, 5, 1 at abs.?  
 b) Heißdampf von  $350^\circ$  bei gleichen Drücken?

Für Satttdampf von 8 at ist das Wärmegefälle gleich der Strecke  $ab$ , Taf. IV. Dies sind 156,5 kcal, das Arbeitsgefälle ist daher  $427 \cdot 156,5 = 66900$  mkg. Für Heißdampf von 8 at erhält man ( $a'b'$ ) = 195 kcal = 83400 mkg.

Die Tafel IV a<sup>1)</sup> ergibt auf diese Weise für

	30	12	8	5	1 at
bei Satttdampf					
$i_1 - i_2 =$	201 (200)	169 (170,5)	156,5 (156)	141 (139,5)	82 kcal Wärmegefälle. (82)
bei Heißdampf					
	234 (233,5)	206,5 (207)	195 (193,5)	179 (177,5)	122 kcal. (122)

2. Wie groß ist der thermische Wirkungsgrad des idealen Prozesses von Dampfturbinen, die mit den Drücken und Temperaturen des vorhergehenden Beispiels arbeiten?

Der thermische Wirkungsgrad ist das Verhältnis der Wärmegefälle aus Beispiel 1, die in Arbeit übergehen, zu den aufgewendeten Wärmemengen (vgl. Abschn. 35). Die letzteren sind nach den Dampftabellen bzw. der  $JS$ -Tafel

für Satttdampf	$i = 679$	664,4	660,9	655,2	638,2 kcal.
Daher ist	$\eta_{th} = 0,338$	0,258	0,239	0,217	0,130,
für Heißdampf	$i = 796$	753	754	755	757 kcal.
	$\eta_{th} = 0,340$	0,275	0,256	0,236	0,16.

3. Wie groß ist die Ausflußgeschwindigkeit von Heißdampf von 12 at abs. und  $350^\circ$  aus einer entsprechend geformten Düse bei einem Gegendruck von 0,1 at abs.?

Allgemein ist  $w = \sqrt{2gL}$ .

Mit  $i_1 - i_2$  als Wärmegefälle,  $L = 427 (i_1 - i_2)$  wird

$$w = \sqrt{2g \cdot 427 \cdot (i_1 - i_2)} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}.$$

<sup>1)</sup> Die eingeklammerten Werte nach der Münchener Tafel.



Die in Abschnitt 66, a) mit  $\beta$  bezeichnete verhältnismäßige Raumänderung  $(v_2 - v_3') : v_3'$  ist sonach mit dem Werte von  $v_2'$

$$\beta = \frac{\zeta h_{ad}}{r x_2'} \dots \dots \dots (3)$$

Das wirkliche Endvolumen ist

$$v_2 = (1 + \beta) v_2' = (1 + \beta) x_2' v_{s2} \dots \dots \dots (4)$$

Im  $JS$ -Diagramm Abb. 62 ist, für anfänglich trockenen Dampf vom Zustand  $A_1$ , das adiabatische Gefälle  $h_{ad}$  gleich  $A_1 B_1'$ . Stellt  $B_1$  den wirklichen Endzustand dar, so muß in diesem der Wärmeinhalt bei konstantem Druck nach Abb. 61 um die Widerstandswärme  $\zeta h_{ad}$  größer sein als im adiabatischen. In Abb. 62 wird daher  $\zeta h_{ad}$  durch die Strecke  $C_1 B_1'$  dargestellt. Ist  $\zeta$  gegeben, so kann man hiernach in sehr einfacher Weise den wahren Endzustand  $B_1$  finden, indem man  $\zeta h_{ad}$  von  $B_1'$  nach oben bis  $C_1$  abträgt und durch  $C_1$  die Wagrechte bis zur Kurve  $p_2 = \text{konst}$  zieht.

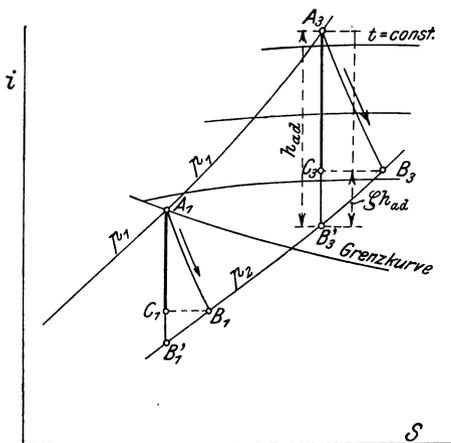


Abb. 62.

Kurve gleichen Druckes bis zu derjenigen Linie  $i = \text{konst}$  weiterzugehen, deren Wärmeinhalt um  $\zeta h_{ad}$  größer ist als bei  $B_3'$ . Das adiabatische Gefälle selbst kann ebenfalls, wenn  $B_3'$  noch im Überhitzungsgebiet liegt, mittels der Linien  $i = \text{konst}$  abgelesen werden. Liegt  $B_3'$  im Sättigungsgebiet, so empfiehlt sich mehr die  $JS$ -Tafel.

In der  $JS$ -Tafel ist, genau wie beim gesättigten Dampf beschrieben,  $B_3' C_3$  gleich  $\zeta h_{ad}$ .

Die allgemeinste Form der Strömungsgleichung, die für beliebige Körper und Strömungsvorgänge ohne Zufuhr oder Entziehung von Wärme gilt, ergibt sich nach dem Vorhergehenden wie folgt. In der allgemeinen Gleichung für die Strömung mit Widerständen

$$\frac{w^2}{2g} = L_0 - \zeta L_0$$

ist der Strömungsverlust  $\zeta L_0$  gleich dem Unterschied der Wärmeinhalte bei dem konstanten Druck  $p_2$  im wirklichen und im adiabatischen Endzustand

$$A \zeta L_0 = i_3 - i_3'$$

Das adiabatische widerstandsfreie Gefälle  $A L_0$  ist seinerseits gleich dem Unterschied der Wärmeinhalte im Anfangs- und im adiabatischen

b) Überhitzter Dampf. Im  $TS$ -Diagramm ist die mit  $+$  bezeichnete stark umrandete Fläche das adiabatische Wärmegefälle, während die verlorene Strömungsenergie durch die mit  $-$  bezeichnete Fläche unter  $B_3' B_3$  dargestellt wird. Die letztere Fläche ist nach Abb. 8 die Überhitzungswärme beim konstanten Druck  $p_2$  für die Temperaturerhöhung von  $B_3'$  bis  $B_3$ .

Da die mittleren spez. Wärmen nur von der Sättigungsgrenze angegeben zu sein pflegen, so empfiehlt sich die rein graphische Behandlung. Diese wird außerordentlich vereinfacht, wenn die Entropietafel Linien gleichen Wärmeinhaltes besitzt. Man hat dann nur von  $B_3'$  aus auf der Linie  $i = \text{konst}$  weiterzugehen, deren Wärmeinhalt um  $\zeta h_{ad}$  größer ist als bei  $B_3'$ . Das adiabatische Gefälle selbst kann ebenfalls, wenn  $B_3'$  noch im Überhitzungsgebiet liegt, mittels der Linien  $i = \text{konst}$  abgelesen werden. Liegt  $B_3'$  im Sättigungsgebiet, so empfiehlt sich mehr die  $JS$ -Tafel.



der Endpunkt sein und die Feuchtigkeit am Ende der Expansion

$$\frac{B_1' B_2}{J B_2} = 0,21.$$

In Wirklichkeit ist die Feuchtigkeit nur

$$\frac{B_1 B_2}{J B_2} = 0,166.$$

Durch die Widerstandsarbeit wird das Volumen am Ende im Verhältnis von  $\frac{1-0,166}{1-0,21} = 1,053$  vergrößert. Die Ausflußgeschwindigkeit wird gegenüber adiabatischer Expansion im Verhältnis  $\sqrt{1-\zeta} = \sqrt{0,85} = 0,922$  verkleinert. Der Endquerschnitt der Düse muß demnach  $\frac{1,053}{0,922} = 1,143$  mal größer sein, als bei der widerstandsfreien Düse.

2. Heißdampf von 10 at abs. und  $350^\circ$  expandiert in einer vielstufigen Turbine mit insgesamt 30 v. H. Verlustarbeit durch Strömungswiderstände auf 0,1 at abs.

Bei adiabatischer widerstandsfreier Strömung würde die Expansion nach  $A_2 B_2'$  erfolgen (Abb. 63). Bei  $G$  wäre der Dampf gesättigt. Am Ende bei  $B_2'$  würde er noch den Dampfgehalt  $\frac{J B_2'}{J B_2} = 0,884$  besitzen. Der wirkliche Endpunkt der Expansion fällt nach  $H$ . Strecke  $B_2' H$  ist dadurch bestimmt, daß das unter  $B_2' H$  liegende Rechteck 0,30 von der adiabatischen Arbeitsfläche ( $J M A_1 A_2 B_2' J$ ) ist. Bei  $H$  ist der Dampf eben in das Sättigungsgebiet eingetreten. Der Dampfgehalt ist noch 0,988. Das Dampfvolumen wird demnach im Verhältnis  $\frac{0,988}{0,884} = 1,12$  vergrößert, während gleichzeitig die Geschwindigkeit im Verhältnis  $\sqrt{1-0,30} = 0,838$  vermindert wird. Der Ausflußquerschnitt muß daher  $\frac{1,12}{0,838} = \underline{1,338 \text{ mal}}$  größer sein als bei widerstandsfreier Strömung.

Durch Rückverwandlung würden bei einem Verlauf der Expansion nach  $A_2 B_2$  17 v. H. (d. h.  $0,17 L_0$ ) wiedergewonnen. Die ganze Widerstandsarbeit würde  $0,30 L_0 + 0,17 L_0 = 0,47 L_0$  betragen.

Ist der Dampf am Ende der Expansion noch überhitzt, Punkt  $B_2$  Nebenabbildung 63, so wird die Verlustfläche oben durch eine Kurve konstanten Druckes für Heißdampf begrenzt.

## 32. Graphische Düsen-Berechnung.

(Beispiel.)

Die Querschnittsverhältnisse, den Druck- und Geschwindigkeitsverlauf in einer Dampf Düse zu bestimmen, in der Dampf von anfänglich 15 at abs. und  $300^\circ$  auf 1,4 at abs. expandiert: a) ohne Reibung, b) mit 6 v. H. Geschwindigkeitsverlust.

a) Aus dem  $JS$ -Diagramm, Abb. 64 rechts, folgt ein nutzbares Wärmegefälle  $AB$  von 112 kcal und demgemäß eine Austrittsgeschwindigkeit  $w_1 = 91,53 \sqrt{112} = 970$  m/sec. Der Dampf ist beim Austritt (Punkt B) feucht gesättigt mit einem Dampfgehalt  $x = 0,95$ . Sein spez. Volumen ist daher

$$v_1 = 0,95 \cdot 1,258 = 1,195 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Der erforderliche Austrittsquerschnitt für ein sekundl. Dampfgewicht  $G_{sec}$  ist mit

$$G_{sec} = \frac{F_1 w_1}{v_1}$$

$$F_1 = G_{sec} \cdot \frac{v_1}{w_1} = \frac{G_{sec}}{812} \text{ m}^2 = \underline{12,32 \cdot G_{sec} \text{ cm}^2}.$$

Der engste Düsenquerschnitt liegt da, wo der Druck den kritischen Wert erreicht, der sich nach Abschn. 64, 1. Teil zu  $0,546 \cdot 15 = 8,2$  at berechnet. Da nach Abb. 64 bei diesem Druck der Dampf noch überhitzt ist, so ist diese Rechnung zutreffend. Allgemein und in den Fällen, wo der Dampf beim kriti-

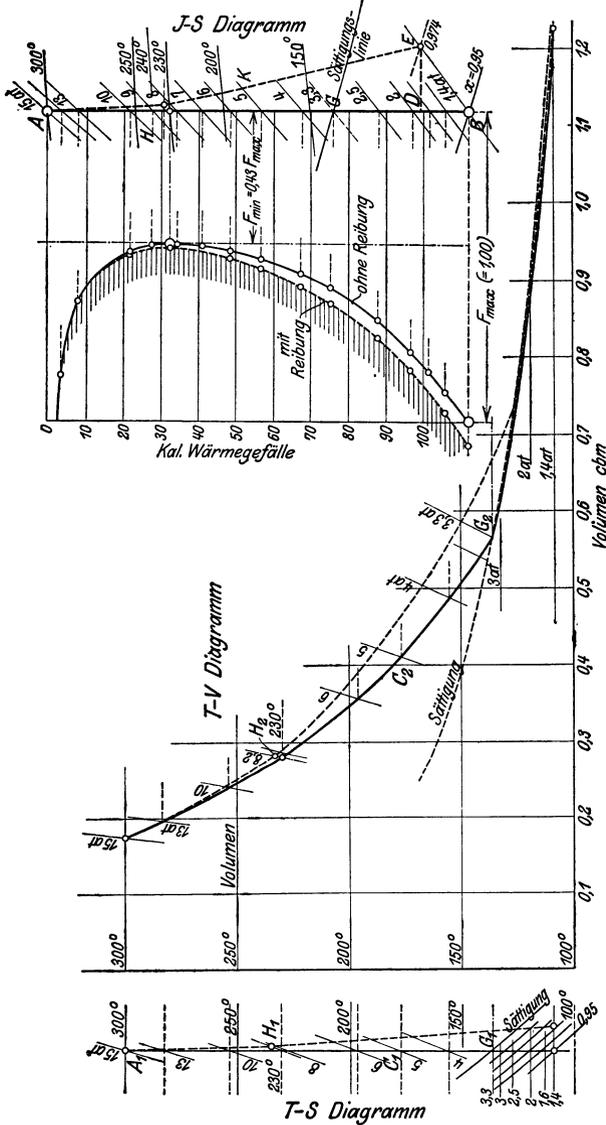


Abb. 64.

schen Druck schon gesättigt ist, erhält man den engsten Querschnitt und den Druck in ihm wie folgt. Man bestimmt für eine Anzahl Drucke die zugehörigen Querschnitte in genau gleicher Weise wie oben den Endquerschnitt und kann aus dem graphischen Bild des Querschnittsverlaufs leicht den engsten Querschnitt ablesen. Für einen beliebigen Querschnitt gilt

$$G_{sec} = \frac{F \cdot w}{v} = \frac{F_1 w_1}{v_1}$$

Daraus folgt

$$\frac{F}{F_1} = \frac{w_1}{w} \cdot \frac{v}{v_1}$$

Zum Druck von 5 at gehört z. B. ein Wärmegefälle von 57 kcal, also  $w = 91,53 \sqrt{57} = 692$  m/sec. Das zugehörige spez. Volumen folgt aus der *TVS*-Tafel (Anhang Tafel IIIa), indem man, wie Abb. 64 links zeigt, im *TS*-Teil dieser Tafel adiabatisch von 15 at, 300° nach 5 at herabgeht, Strecke  $A_1C_1$ . Von  $C_1$  geht man im *TV*-Teil der Tafel wagrecht bis zur Linie gleichen Druckes von 5 at, Punkt  $C_2$ . Die Abszisse dieses Punktes ist das spez. Volumen  $v = 0,410$ . Man erhält

$$\frac{F}{F_1} = \frac{970}{692} \cdot \frac{0,410}{1,195} = 0,48.$$

In Abb. 64 rechts sind die Querschnitte für eine Reihe von Drücken als Abszissen mit den zugehörigen Wärmegefällen als Ordinaten aufgetragen. Der engste Querschnitt ist 0,43 vom Austrittsquerschnitt; der zugehörige Druck 8,2 at, die Temperatur 230°, das spez. Volumen 0,280, das Wärmegefälle 32,8 kcal, die Geschwindigkeit 524 m/sec (Schallgeschwindigkeit). Probe:

$$\frac{F_{min}}{F_1} = \frac{w_1}{w} \cdot \frac{v}{v_1} = \frac{970}{524} \cdot \frac{0,280}{1,195} = 0,434.$$

In Abb. 64 Mitte ist die allmähliche Zunahme des spez. Volumens und die Abnahme der Temperatur beim Durchströmen der Düse zu erkennen. Beim Druck von 3,3 at, Punkte  $G$ ,  $G_1$ ,  $G_2$  tritt der Dampf ins Sättigungsgebiet ein; von hier an nimmt die Temperatur mit dem Volumen viel langsamer ab.

In Abb. 64 ist nun eine Düse mit 10° Erweiterungswinkel des keilförmigen divergenten Teiles angenommen. Der engste Querschnitt ist 0,43 vom weitesten. Die Breite des rechteckigen Düsenquerschnitts soll unveränderlich sein. Für die reibungsfreie Düse folgt dann die kürzere, obere Länge. Der Druckverlauf ergibt sich, indem man die Querschnitte aus Abb. 64 in der Düse aufsucht; die zugehörigen Drucke sind in Abb. 65 als Ordinaten aufgetragen. In gleicher Weise enthält Abb. 65 auch die Dampfgeschwindigkeiten längs der Düse, die sich aus den Wärmegefällen in Abb. 64 ergeben.

b) Bei 6 v. H. Geschwindigkeitsverlust, also  $\varphi = 0,94$ , ist die Austrittsgeschwindigkeit

$$w_1' = 0,94 \cdot 970 = 912 \text{ m/sec.}$$

Der Verlust an Strömungsenergie ist  $\zeta = 1 - \varphi^2 = 0,116$ . Der Endzustand des Dampfes folgt aus dem *JS*-Diagramm, Abb. 64 rechts, Punkt  $E$ . Es ist  $DB = 0,116 AB$  und  $DE$  senkrecht  $AB$ . Der Dampfgehalt ist 0,974 (statt 0,95). Der Austrittsquerschnitt wird

$$F_1' = G_{sec} \cdot \frac{0,974 \cdot 1,258}{912} = \frac{G_{sec}}{746} \text{ m}^2 = \underline{13,4 \cdot G_{sec}} \text{ cm}^2.$$

Im engsten Querschnitt ist der verhältnismäßige Geschwindigkeitsverlust sicher kleiner als im Austrittsquerschnitt. Vom Einlauf bis zum engsten Querschnitt gleicht die Düse nach Form und Verhalten durchaus einer kurzen, gut abgerundeten Mündung, deren Geschwindigkeitskoeffizient nach Abschn. 66, e), 1. Teil

$$\varphi = 0,975$$

gesetzt werden kann, entsprechend

$$\zeta = 1 - 0,975^2 = 0,05.$$

Die verhältnismäßige Größe des engsten Querschnitts erhält man unter der Annahme, daß der Druck an dieser Stelle nur wenig verschieden ist von seinem Wert bei reibungsfreier Strömung, also rd. 8,2 at. Von dem adiab. Wärmegefälle 32,8 kcal bis dahin sind  $0,05 \cdot 32,8 = 1,64$  kcal abzuziehen, womit man zum Punkt  $H$  gelangt, dem die Punkte  $H_1$  im *TS*-,  $H_2$  im *TV*-Diagramm

entsprechen. Mit einem spez. Volumen  $v' = 0,281$ , einer Geschwindigkeit  $w' = 0,975 \cdot 524 = 510$  m/sec wird

$$\frac{F'}{F_1'} = \frac{912}{510} \cdot \frac{0,281}{0,974 \cdot 1,258} = 0,410.$$

Mit Rücksicht auf die Reibung muß also die Düse etwas mehr erweitert sein als ohne Reibung, und die Querschnitte werden außerdem etwas größer.

Nimmt man ferner an, daß im  $JS$ -Diagramm die durch die Reibung veränderte Zustandslinie den (geradlinigen) Verlauf  $AH$  und  $HE$  nimmt, so kann man wieder, wie unter a), die zu verschiedenen Drucken gehörigen Querschnitte ermitteln. Man erhält zunächst im  $TV$ -Diagramm die den Punkten der Linie  $AHE$  entsprechenden Zustandspunkte und damit die gestrichelte Volumenkurve. Das

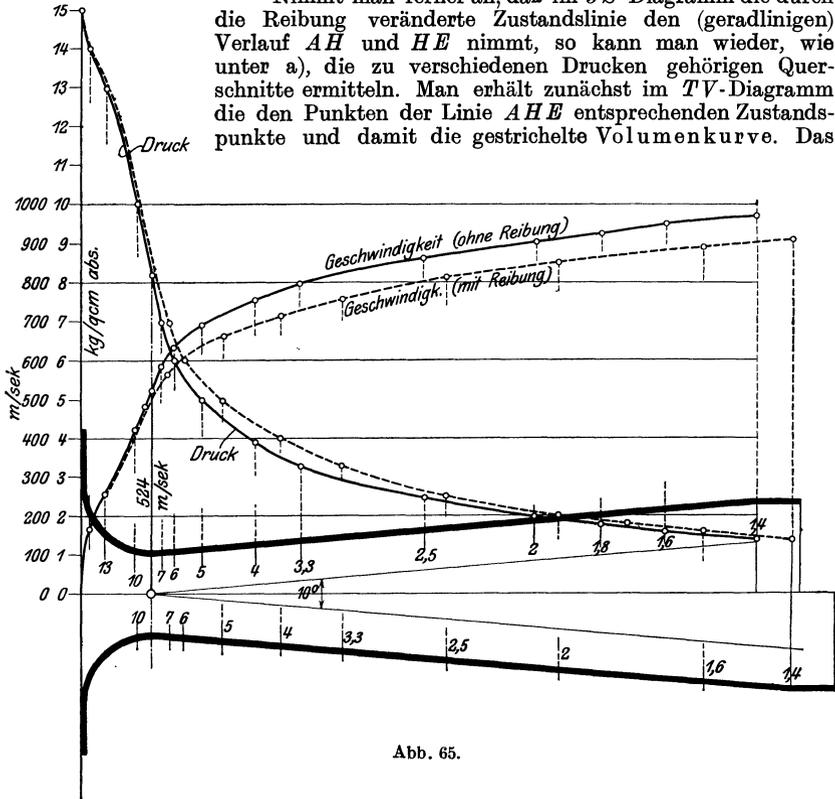


Abb. 65.

zugehörige Wärmegefälle ist z. B. für 5 at 51,5 kcal (senkrechter Abstand des Punktes  $K$  von der Wagrechten durch  $A$ ). Auf diesem Wege ergibt sich der in Abb. 64 rechts schraffierte Querschnittsverlauf und der in Abb. 65 gestrichelt eingetragene Verlauf der Dampfdrucke und Dampfgeschwindigkeiten längs der Düse.

### 33. Zustandsänderung der feuchten Luft bei gleichbleibendem Druck.

Feuchte Luft ist eine Mischung aus reiner Luft und gesättigtem oder überhitztem (ungesättigtem) Wasserdampf. Die einfachsten Zustandsverhältnisse feuchter Luft finden sich bereits in Abschn. 7 a, 1. Teil behandelt. Ein Raum von gegebener Größe  $V$ , z. B.  $1 \text{ m}^3$ , der mit reiner Luft oder einem anderen wasserfreien Gas erfüllt ist, kann daneben höchstens soviel Wasser dampfförmig enthalten, als eine

trocken gesättigte Dampfmenge vom gleichen Raum bei der vorliegenden Temperatur wiegt, also  $1 \text{ m}^3$  höchstens  $\gamma_s$  kg (spez. Gewicht) nach den Dampftabellen. Der Teildruck des Dampfes in der Mischung ist in diesem Falle gleich dem zur Temperatur  $t$  gehörigen Sättigungs- oder Siededruck  $p_s$ . Der Gesamtdruck  $p$  der Mischung kann dabei jeden beliebigen Wert  $p > p_s$  besitzen. In  $1 \text{ m}^3$  feuchter gesättigter Luft von 10 at ist bei gleicher Temperatur nicht mehr Wasserdampf enthalten, als in  $1 \text{ m}^3$  von 1 at. Ist  $p_i$  der Teildruck der Luft im Gemisch, so gilt nach dem Dalton'schen Gesetz

$$p = p_s + p_i \dots \dots \dots (1)$$

Diese Beziehung gilt auch, wenn in der mit Dampf gesättigten Luft flüssiges Wasser in Tröpfchen enthalten ist (naßfeuchte Luft) oder der Luft- und Dampfraum sich über flüssigem Wasser befindet oder wenn umgekehrt die Luft in einer größeren Wassermenge in Form von Bläschen (also ungelöst) enthalten ist.

Enthält  $1 \text{ m}^3$  Luft ein Dampfgewicht  $\gamma' < \gamma_s$ , so ist nach den Regeln über Gasmischungen auch der Teildruck  $p'$  des Dampfes kleiner als  $p_s$ , und statt Gl. 1 gilt

$$p = p' + p_i \dots \dots \dots (2)$$

Der Dampf ist in diesem Falle ungesättigt (überhitzt). Das Verhältnis

$$\varphi = \frac{\gamma'}{\gamma_s} \dots \dots \dots (3)$$

heißt Sättigungsgrad (abgekürzt Sättigung) oder relative Feuchtigkeit, wogegen  $\gamma'$  und  $\gamma_s$  die absoluten Feuchtigkeiten der ungesättigten bzw. gesättigten Luft sind. Für Gl. 3 kann, solange der Dampf hinreichend genau dem Gasgesetz folgt,

$$\varphi = \frac{p'}{p_s} \dots \dots \dots (4)$$

gesetzt werden (Abschn. 7 a, 1. Teil).

Für höhere Dampfdrücke als etwa 1 at wird zwar Gl. 4 auch noch näherungsweise gelten, genau ist aber in diesem Falle nur Gl. 3, für die man wegen  $\gamma_s = 1/v_s$ ,  $\gamma' = 1/v'$  auch schreiben kann

$$\varphi = \frac{v_s}{v'} \dots \dots \dots (3 a)$$

Nach der Zustandsgleichung für überhitzten Wasserdampf

$$p'(v' + 0,016) = 47,1 T$$

ist

$$v' = \frac{47,1 T}{p'} - 0,016,$$

womit Gl. 3 a ergibt

$$\varphi = \frac{p' v_s}{47,1 T - 0,016 p'}$$

oder

$$p' = \varphi \cdot \frac{47,1 T}{v_s + 0,016 \varphi} \dots \dots \dots (5)$$

Mit Gl. 4 wird aus Gl. 2

$$p = \varphi p_s + p_i \dots \dots \dots (2 a)$$

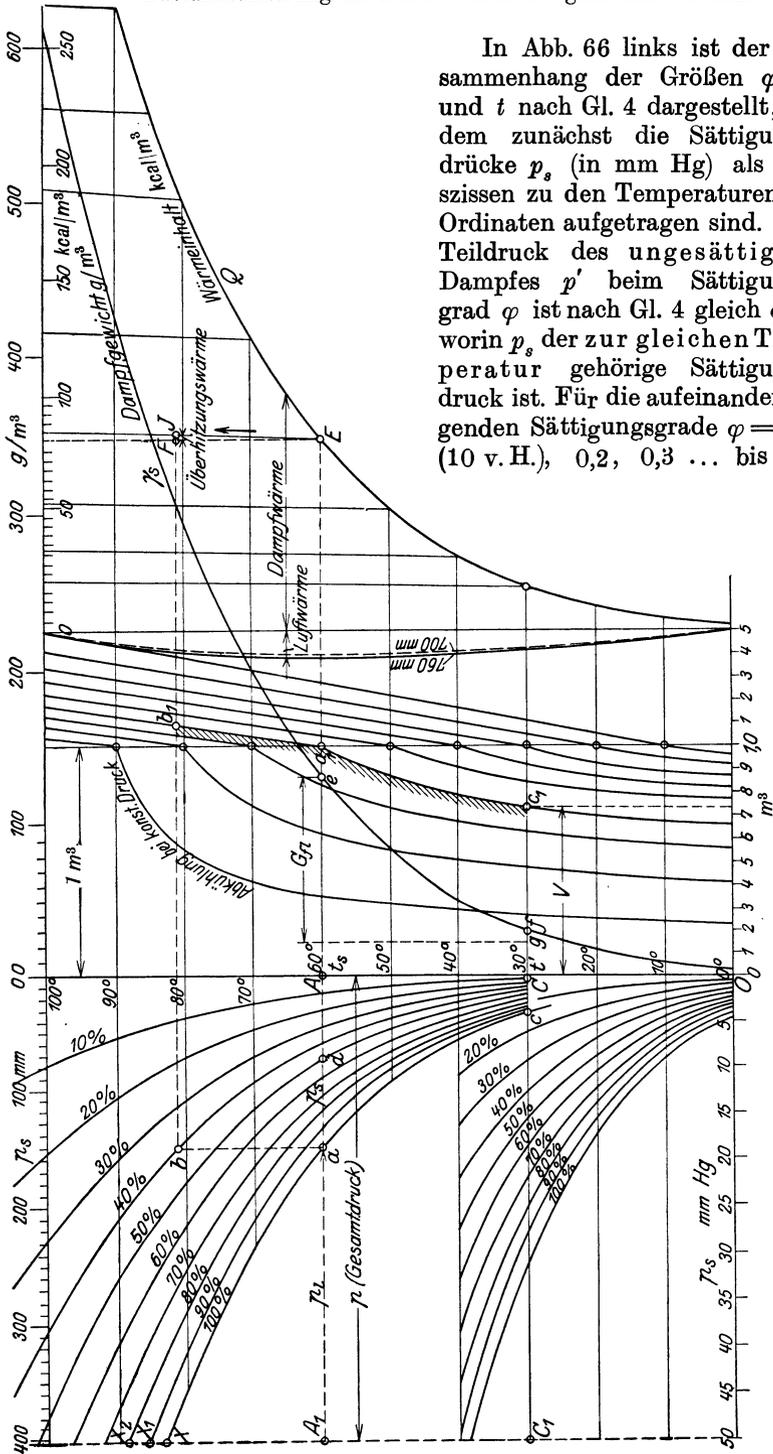


Abb. 66.

In Abb. 66 links ist der Zusammenhang der Größen  $\varphi$ ,  $p'$  und  $t$  nach Gl. 4 dargestellt, indem zunächst die Sättigungsdrücke  $p_s$  (in mm Hg) als Abszissen zu den Temperaturen als Ordinaten aufgetragen sind. Der Teildruck des ungesättigten Dampfes  $p'$  beim Sättigungsgrad  $\varphi$  ist nach Gl. 4 gleich  $\varphi p_s$ , worin  $p_s$  der zur gleichen Temperatur gehörige Sättigungsdruck ist. Für die aufeinanderfolgenden Sättigungsgrade  $\varphi = 0,1$  (10 v. H.), 0,2, 0,3 ... bis 1,0

(100 v.H.) ist also  $p' = 0,1 p_s, 0,2 p_s \dots$  bis  $p_s$ . Man hat also nur die Abszissen der Sättigungsdruckkurve in 10 gleiche Teile zu teilen, dann geben die Teilpunkte einer Abszisse die Drücke des ungesättigten Dampfes in der Luft bei den Sättigungsgraden 10, 20, 30 v.H. ... an. Verbindet man die Punkte gleichen Sättigungsgrades bei verschiedenen Temperaturen, so erhält man Kurven gleicher Sättigung, deren Abszissen erkennen lassen, wie sich der Teildruck des Dampfes bei gleichbleibender relativer Feuchtigkeit mit der Temperatur ändert.

Bei Temperaturen über etwa  $100^\circ$  hätte man  $p'$  nach Gl. 5 zu berechnen und erhielte eine entsprechende Kurvenschar im Gebiet der höheren Temperaturen, die eine stetige Fortsetzung der Kurvenschar der Abb. 66 bildet<sup>1)</sup>.

Die obere Grenze für die Kurvenschar bildet die Parallele  $A_1 C_1$  im Abstand des jeweiligen Gesamtdruckes  $p$  von der Temperaturachse, da im Schnittpunkt  $X$  dieser Parallelen mit der Sättigungskurve der Teildruck der Luft  $p_l = p - p_s = 0$  ist. Dort liegt also luftfreier gesättigter Dampf vor, in den Punkten  $X_1, X_2$  usw. luftfreier überhitzter Dampf (für  $p = 760$  liegt  $X$  erheblich höher als in Abb. 66, nämlich im Schnittpunkt der Sättigungskurve mit der Wagerechten durch  $100^\circ$ ).

Aus Abb. 66 ist zu entnehmen, wie sich der Sättigungsgrad ändert, wenn feuchte Luft bei unveränderlichem Gesamtdruck  $p$  erwärmt wird. Dann bleiben nämlich mit den Gewichtsanteilen von Luft und Dampf auch die Teildrücke unverändert. Wird z. B. gesättigte Luft von  $60^\circ$  (Punkt  $a$ ) erwärmt bis  $81,3^\circ$ , so gelangt man zum Endzustand  $b$ , indem man von  $a$  nach  $b$  senkrecht nach oben bis  $81,3^\circ$  fortschreitet. Der Sättigungsgrad in  $b$  ist 40 v.H. Kühlt man umgekehrt die ungesättigte feuchte Luft bei gleichbleibendem Drucke ab, so nimmt der Sättigungsgrad zu, bis in  $a$  volle Sättigung eintritt (Taupunkt). Weitere Abkühlung hätte Flüssigkeitsbildung zur Folge.

Bei der Erwärmung von  $a$  aus wächst der Rauminhalt der feuchten Luft nach dem Gay-Lussacschen Gesetz im Verhältnis  $T/T_s$ . Wählt man  $1 \text{ m}^3$  gesättigte Luft und trägt diesen Raum als Abszisse  $A a_1$  ab (Abb. 66), so erhält man die zu höheren Temperaturen gehörigen Rauminhalte als Abszissen der durch  $a_1$  und den absoluten Nullpunkt der Temperatur gegebenen Geraden  $a_1 b_1$ . In Abb. 66 ist eine Schar solcher Geraden eingetragen, indem bei jeder Temperatur ( $10^\circ, 20^\circ$  bis  $100^\circ$ ) von einer Menge von  $1 \text{ m}^3$  gesättigter Luft ausgegangen ist.

Auch für die isothermische Ausdehnung der feuchten Luft ergibt Abb. 66 unmittelbar die Änderung des Sättigungsgrades. Fällt z. B. der Teildruck (und mit ihm der Gesamtdruck) der feuchten Luft von  $60^\circ$  auf  $\frac{5}{10}$  seines Wertes, so nimmt auch der Sättigungsgrad auf 50 v.H. ab (Punkt  $d$ ). Verdichtet man umgekehrt ungesättigte feuchte Luft (Punkt  $d$ ) isothermisch, so nimmt mit dem

<sup>1)</sup> Vgl. Z. V. d. I. 1919, S. 682, W. Schüle, Über den Wärmehalt der feuchten Luft.

Teildruck auch der Sättigungsgrad im gleichen Verhältnis zu. Verdichtung über den Teildruck bei  $a$  hinaus würde Flüssigkeitsbildung zur Folge haben.

Das Gewicht des Dampfes in 1 m<sup>3</sup> ungesättigter feuchter Luft ist nach Gl. 3

$$\gamma' = \varphi \gamma_s \dots \dots \dots (6)$$

Das Gewicht der reinen Luft in 1 m<sup>3</sup> feuchter Luft ist, da ihr Teildruck

$$p_l = p - \varphi p_s$$

und ihre Temperatur  $t$  ist,

$$\gamma_l = 1,293 \frac{p - p'}{760} \frac{273}{273 + t} = 0,465 \frac{p - p'}{T} \dots \dots (7)$$

Daher wiegt 1 m<sup>3</sup> feuchte Luft vom Sättigungsgrad  $\varphi$  bei der Temperatur  $t$

$$\gamma = \varphi \gamma_s + 0,465 \frac{p - \varphi p_s}{T} \dots \dots \dots (8)$$

1 m<sup>3</sup> gesättigte feuchte Luft wiegt mit  $\varphi = 1$

$$\gamma = \gamma_s + 0,465 \frac{p - p_s}{T} \text{ kg} \dots \dots \dots (8a)$$

In Abb. 66 sind nur die Gewichte  $\gamma_s$  als Abszissen zu den Temperaturen als Ordinaten aufgetragen.

**Abkühlung unter den Taupunkt.** Bei der Abkühlung der gesättigten Luft, von Punkt  $a_1$  abwärts, treten andere Erscheinungen auf, als bei der Abkühlung der ungesättigten Luft ( $b_1 a_1$ ), da sich mit zunehmender Abkühlung immer größere Bruchteile des Dampfes verflüssigen. Wäre der Dampf allein in dem Raume vorhanden, so bliebe die Temperatur bei dem unveränderten äußeren Drucke  $p$  trotz der Wärmeentziehung unverändert, bis aller Dampf verflüssigt wäre. Da jedoch auch die Luft die Zustandsänderung mitmacht, so ändert sich die Temperatur. Infolge der Verflüssigung eines Teils des Dampfes wird nämlich die Zusammensetzung der Mischung nach Gewichtsanteilen Luft und Dampf verändert, da das Luftgewicht unverändert bleibt, und zwar sinkt der Gewichtsanteil des Dampfes, während derjenige der Luft steigt. Infolge davon fällt nach den Regeln über Gasmischungen auch der Teildruck des Dampfes, während derjenige der Luft steigt, da die Summe beider Drücke unverändert gehalten wird. Nun kann aber der Teildruck  $p'$  des Dampfes, da auch flüssiges Wasser im Raum vorhanden ist, nur gleich dem der jeweiligen Temperatur entsprechenden Sättigungsdampfdruck sein. Da nun  $p'$  fällt, so muß auch die Sättigungstemperatur, die mit der Gemischttemperatur gleich ist, fallen. Die Verflüssigung geht also bei sinkender Temperatur vor sich, und zwar fällt die Temperatur mit dem Teildruck gemäß der Sättigungskurve *ac*.

Es fragt sich nun, welcher Gesamtraum  $V$  zu einer beliebigen Temperatur  $t' < t$  gehört, wenn anfänglich gesättigte Luft vorliegt (Punkt  $a_1$ ). Nach der Zustandsgleichung der Gase gilt für den Anteil  $G_l$  der reinen Luft mit dem Teildruck  $p - p'$  bei der Endtemperatur  $t'$

$$(p - p')V = G_l \cdot R_l \cdot T',$$

dagegen im Anfangszustand mit  $V = 1$ ,  $p' = p_s$ ,  $T' = T_s$

$$p - p_s = G_l \cdot R_l \cdot T_s.$$

Daraus folgt

$$V = \frac{p - p_s}{p - p'} \cdot \frac{T'}{T_s} \quad . . . . . (9)$$

Da  $p'$  der zu  $T'$  gehörige Sättigungsdampfdruck ist (Punkt  $c$ ) so ist der Raum  $V$  für die beliebige Temperatur  $T' < T_s$ , der mit dem Gesamtraum identisch ist, nach Gl. 9 berechenbar. In Abb. 66 (Mitte) ist hiernach eine Reihe von Rauminhaltskurven für Anfangstemperaturen von  $90^\circ$ ,  $80^\circ$ ,  $70^\circ$  bis  $10^\circ$  für einen Gesamtdruck  $p = 760$  mm berechnet, ausgehend von jeweils  $1 \text{ m}^3$  gesättigter Luft.  $a_1 c_1$  ist z. B. die Kurve für feuchte Luft von anfänglich  $60^\circ$ . Während der gesamte Rauminhalt von  $Aa_1$  ( $= 1 \text{ m}^3$ ) auf  $Cc_1$  ( $= 0,73 \text{ m}^3$ ) abnimmt, fällt die Temperatur von  $60^\circ$  auf  $30^\circ$  und der Teildruck des Dampfes von  $Aa$  (149,4 mm) auf  $Cc$  (31,8 mm); dagegen steigt der Teildruck der Luft von  $760 - 149,4 = 610,6$  mm auf  $760 - 31,8 = 728,2$  mm.

Das im Raum  $V$ , also bei der Temperatur  $t'$ , noch dampfförmig vorhandene Wasser hat das Gewicht  $V \cdot \gamma_{t'}$ , mit  $\gamma_{t'}$  als spez. Gewicht des Sattdampfes. Da im Anfang das Dampfgewicht  $\gamma_s$  war, so ist in Flüssigkeit verwandelt das Gewicht

$$G_{fl} = \gamma_s - V \cdot \gamma_{t'} = \gamma_s - \frac{p - p_s}{p - p'} \cdot \frac{T'}{T_s} \gamma_{t'} \quad . . . (10)$$

Aus Abb. 66 kann man  $G_{fl}$  erhalten, indem man von der Strecke  $Ae = \gamma_s$  den Bruchteil  $V$  der Strecke  $Cf$  abzieht.

Die bei der Abkühlung ungesättigter feuchter Luft unter dem gleichbleibenden Druck  $p$  zu entziehende Wärmemenge kann bis zur Sättigungstemperatur  $t_s$  genau wie bei einer Gasmischung berechnet werden. Enthalten  $G$  kg Gemisch  $G_w$  kg Wasserdampf, so ist bis zum Taupunkt die Wärme zu entziehen

$$Q = (G - G_w) c_{pl}(t - t_s) + G_w c_{pw}(t - t_s).$$

Bei der weiteren Abkühlung ändern sich jedoch die Verhältnisse vollständig, da nunmehr Verflüssigung eintritt und außerdem sowohl der Teildruck der Luft als der des Dampfes sich mit abnehmender Temperatur ändern. Doch kann auch für diesen Fall die erforderliche Wärmeentziehung als Summe der Wärmemengen berechnet werden, die der Luft und dem Dampf einzeln bei den (verschiedenen) Zustandsänderungen zu entziehen sind, die diese Körper tatsächlich ausführen.

Welche Zustandsänderung die reine Luft im Gemisch ausführt, erkennt man deutlicher, wenn man die in Abb. 66 enthaltenen Rauminhalte  $V$  als Abszissen zu den Teildrücken  $p_l$  der Luft (für 760 mm Gesamtdruck) als Ordinaten aufträgt (Abb. 67). Die Luft erfährt hier-nach bei den höheren Anfangstemperaturen eine ganz erhebliche Verdichtung. Die hierbei der Luft zu entziehende Wärmemenge ist nach dem I. Hauptsatz in der Form (Abschn. 47, 1. Teil)

$$Q = G(J_2 - J_1) - A \int_{v_1}^{v_2} V dp \quad \dots \quad (12)$$

$$Q_l = (G - G_w) c_{pl} (t_s - t') - A \int_1^v V d(p - p') \quad \dots \quad (13)$$

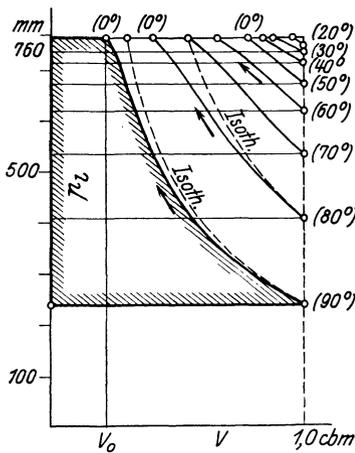


Abb. 67.

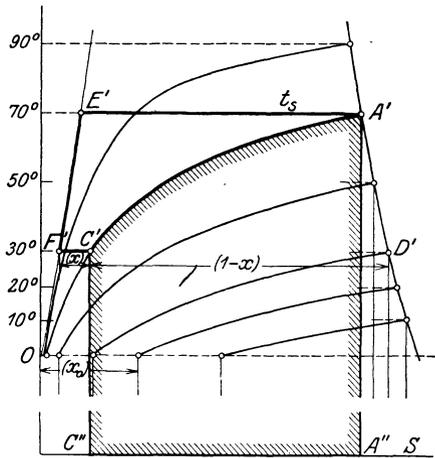


Abb. 68.

Diese Wärmemenge ist also keineswegs gleich der Wärme, die der Luft bei gleichbleibendem Druck zu entziehen wäre, um ihre Temperatur von  $t_s$  bis  $t'$  zu erniedrigen. Sie ist vielmehr um den Wert des 2. Gliedes der Gl. 13, das positiv wird, größer als dieser Betrag. Der Unterschied ist (für 90° Anfangstemperatur) gleich der schraffierten Arbeitsfläche in Abb. 67 im Wärmemaß.

Die Wärmemenge  $Q_w$ , die dem Dampf zu entziehen ist, wird am besten im Wärmediagramm Abb. 68 dargestellt. Die Zustandsänderung des Dampfes ist durch die Linien  $a_1 c_1$  und  $ac$  in Abb. 66 nach Druck, Volumen und Temperatur vollständig bestimmt, und es handelt sich nur darum, die Zustandslinie  $a_1 c_1$  in das Wärmediagramm zu übertragen. Der Dampfgehalt  $x$  (spez. Dampfmenge) des teilweise verflüssigten Dampfes ist mit  $v_s'$  als spez. Volumen des trockenen Sattdampfes von der Temperatur  $t'$ ,  $v'$  als wirklichem Volumen des nassen Dampfes

$$x = v' / v_s'$$

Mit  $v' = V \cdot v_s$  wird daher

$$x = V \cdot \frac{v_s}{v_s'} \dots \dots \dots (14)$$

Im Wärmediagramm ist nun  $x = F'C'/F'D'$ , womit sich die Übertragung ergibt. Abb. 68 zeigt maßstäblich die Zustandskurven bei der Abkühlung bis 0° für gesättigte feuchte Luft von 90°, 70°, 50°, 30°, 20° und 10° für 760 mm Gesamtdruck. Die unter der Kurve  $A'C'$  liegende Fläche ist die Wärme  $Q_w$ , die dem Dampf der feuchten Luft zu entziehen ist, um ihn von der Temperatur bei  $A'(t_s)$  auf die Temperatur bei  $C'(t')$  abzukühlen.

Auch diese Wärme ist keineswegs identisch mit der Wärmemenge, die dem Dampf bei dem unveränderlichen Anfangsdruck zu entziehen wäre, um ihn bis auf den Bruchteile  $x$  zu verflüssigen und auf  $t'$  abzukühlen, sondern um die Fläche  $A'E'F'C'$  kleiner als dieser Betrag. Nach Gl. 12 oben wird sie

$$Q_w = G_w \cdot (J_{t_s} - J_{t'}) - A \int_1^v V dp' \dots \dots \dots (15)$$

Da nun die ganze der Menge von 1 m<sup>3</sup> feuchter gesättigter Luft zu entziehende Wärme

$$Q = Q_l + Q_w$$

ist, so hat man mit Gl. 13 und 15

$$Q = (G - G_w) c_{pl}(t_s - t') - A \int_1^v V d(p - p') + G_w (J_{t_s} - J_{t'}) - A \int_1^v V dp'$$

oder

$$Q = (G - G_w) c_{pl}(t_s - t') + G_w (J_{t_s} - J_{t'}) - A \int_1^v V dp.$$

Da nun  $p = \text{konst}$ , also  $dp = 0$  ist, so fällt das dritte Glied weg und es wird

$$Q = (G - G_w) c_{pl}(t_s - t') + G_w (J_{t_s} - J_{t'}) \dots \dots (16)$$

und für  $t' = 0^\circ$

$$Q = (G - G_w) c_{pl} t_s + G_w (J_{t_s} - J_0') \dots \dots (16a)$$

Die Wärmemengen, die der Leistung mechanischer Arbeit durch die Mischungsbestandteile entsprechen, fallen demnach aus dem Gesamtergebnis heraus. Man kann also die gesamte Wärmemenge so berechnen, als ob die reine Luft bei konstantem Druck von  $t_s$  auf  $t'$  abzukühlen und die dem Dampf zu entziehende Wärme gleich dem Unterschied der Wärmehalte im Anfangszustand und im wirklichen Endzustand wäre, wie es auch bisher bei den praktischen Rechnungen üblich war. Der letztere Betrag wird in Abb. 68 durch die Fläche  $A'E'F'C''A''A'$  dargestellt.

Gl. 16a stellt, wie aus der Verbindung mit Gl. 12 für  $dp = 0$  hervorgeht, gleichzeitig den Wärmehalt der feuchten Luft über 0° dar. Der Wert  $J_0'$  in dieser Gleichung, der Wärmehalt des Dampfes einschließlich Flüssigkeit im Endzustand mit dem Dampfgehalt  $x_0$  bei 0°, ist

$$J_0' = x_0 r_0.$$

Nun ist

$$x_0 = V_0 \frac{v_s}{v_{s_0}} = \frac{p - p_s}{p - p_0} \frac{273}{T_s} \frac{v_s}{v_{s_0}} \dots \dots \dots (17)$$

somit

$$J_0' = \frac{p - p_s}{p - p_0} \frac{273}{T_s} \frac{v_s}{v_{s_0}} r_0 \dots \dots \dots (18)$$

Je höher somit  $p_s$ , der anfängliche Sättigungsdruck, ist, um so kleiner wird nach Gl. 17 der Dampfgehalt am Ende, wie auch Abb. 68 zeigt. Mit  $p_s = p$  würde  $x_0 = 0$ ,  $J_0' = 0$ , d. h. nur wenn anfänglich reiner Dampf vorhanden ist, kann der Dampf vollständig verflüssigt werden. Sobald der Dampf Luft enthält, also  $p_s < p$  ist, bleibt der Bruchteil  $x_0$  nach Gl. 17 auch bei Abkühlung bis  $0^\circ$  dampfförmig, und dementsprechend wird auch der Wärmeinhalt der feuchten Luft bei  $0^\circ$  größer als Null.

Für die Menge von  $1 \text{ m}^3$  im Anfangszustand wird mit  $G_w = \gamma_s$ ,  $\gamma_s v_s = 1$ ,  $r_0 = 595$ ,  $v_{s_0} = 206,5$ ,  $p = 760$

$$G_w J_0' = 1,042 \frac{760 - p_s}{T_s}.$$

Man erhält für

$t_s = 90^\circ$	$70^\circ$	$50^\circ$	$30^\circ$	$0^\circ$
$G_w J_0' = 0,68$	1,56	2,15	2,5	2,88 kcal.

In Abb. 66 sind die Werte von  $Q$  derart als Abszissen zu den Temperaturen als Ordinaten aufgetragen, daß die Wärmeinhalte  $G_w J_{t_s}$  des Dampfanteils  $\gamma_s$  von  $1 \text{ m}^3$  gesättigter Luft, also die Beträge  $\gamma_s J_{t_s}$  nach rechts, die Wärmeinhalte der Luft in  $1 \text{ m}^3$  feuchtem Dampf, also die Beträge  $(G - G_w) c_p t_s$  mit  $G - G_w = 0,465 \frac{p - p_s}{T}$  nach

links abgetragen sind. Die wagrechten Strecken zwischen beiden Kurven stellen also die Wärmeinhalte von  $1 \text{ m}^3$  feuchter Luft für die betreffende Temperatur dar. Die Wärmemengen zur Abkühlung von  $1 \text{ m}^3$  bis  $0^\circ$  sind jeweils um den Betrag  $G_w J_0'$  kleiner als diese Strecken. Denkt man sich auch noch die Restdampfmenge bei  $0^\circ$  verflüssigt, so entfällt dieser Unterschied und die Strecken zwischen beiden Kurven sind dann identisch mit den bis  $0^\circ$  zu entziehenden Wärmemengen.

In Abb. 66 sind die Überhitzungswärmen des Dampfes durch die schrägen Geraden wie  $EJ$  dargestellt, woked  $FJ$  die Überhitzungswärme zwischen  $t_s$  und  $t'$  ist. Die gesamten Wärmeinhalte der ungesättigten Luft sind nicht dargestellt. Hierüber vgl. den nächsten Abschnitt und Abb. 69.

### 34. Das Wärmediagramm der feuchten Luft.

Bei den praktischen Aufgaben der Trocknung feuchter oder nasser Stoffe mit trockener oder wenig feuchter Luft und ähnlichen Aufgaben handelt es sich zunächst darum, die Dampfmenngen zu kennen, die von einer bestimmten Menge, z. B. 1 kg, reiner Luft bei gegebener Temperatur  $t$  und bestimmtem äußerem Druck  $p$  bis zur Sättigung bei der gleichen Temperatur aufgenommen werden können, und sodann um den Wärmeinhalt der so entstandenen feuchten Luft.

Diese Werte sind grundsätzlich bereits im vorigen Abschnitt bestimmt worden. Hier handelt es sich in der Hauptsache darum, eine für den Zweck der besonderen Aufgaben geeignete Form zu finden.

Das Gewicht  $G_a$  trockenen Sattdampfes, das von 1 kg reiner Luft bis zur Sättigung aufgenommen werden kann, ist bestimmt durch den Raum  $v$  dieser Luftmenge beim Teildruck  $p_t$  und der Temperatur  $t$ , wie sie im Dampf-Luftgemisch vom Gesamtdruck  $p$  enthalten ist. Es ist

$$v = v_0 \frac{p_0}{p_t} \frac{T}{T_0},$$

also mit  $v_0 = 1/1,293$  für  $t_0 = 0^\circ$ ,  $T_0 = 273$ , und  $p_0 = 760$  mm Hg

$$v = \frac{1}{1,293} \frac{760}{p_t} \frac{273 + t}{273} \dots \dots \dots (1)$$

Mit  $p_s$  als Sättigungsdruck des Dampfes bei  $t^\circ$  ist hierin

$$p_t = p - p_s.$$

Das in dem gemeinsamen Raum  $v$  enthaltene Sattdampfgewicht ist daher mit  $\gamma_s$  als Gewicht von 1 m<sup>3</sup> Sattdampf

$$G_a = v \gamma_s,$$

also mit Gl. 1

$$G_a = \frac{1}{1,293} \frac{760}{p - p_s} \frac{273 + t}{273} \gamma_s \dots \dots \dots (2)$$

Dieses Gewicht ist also außer von der Temperatur noch von dem Gesamtdruck  $p$  der Mischung (Außendruck) abhängig. Zum gleichen Gewicht reiner Luft gehören somit bei verschiedenen Barometerständen  $p$  bei der gleichen Temperatur verschieden große Dampfgewichte. Für den gleichen Ort kann man mit dem mittleren Barometerstand rechnen.

In Abb. 69 sind die Werte von  $G_a$  in Grammen für  $p = 760$  mm Hg als Abszissen zu den Temperaturen als Ordinaten aufgetragen. Für  $t = 100^\circ$  wird (mit  $p_s = 760$ )  $G_a = \infty$ , die Gewichtskurve nähert sich also asymptotisch der Wagerechten durch  $100^\circ$ .

Die Wärmemenge, die 1 kg reiner Luft von  $0^\circ$  bis  $t^\circ$  bei konstantem Druck aufnimmt, ist

$$Q_t = 0,24 t \text{ kcal} \dots \dots \dots (3)$$

Diese Werte sind in Abb. 69 für die Temperaturen von  $0^\circ$  bis  $100^\circ$  durch die Abszissen der durch  $O$  gehenden schrägen Geraden  $Oa$  dargestellt, für das Gebiet von  $0^\circ$  bis  $60^\circ$  in größerem Maßstab durch die Gerade  $O(a)$ .

Die in der Dampfmenge  $G_a$  enthaltene Gesamtwärme (Wärmeinhalt) über  $0^\circ$  ist

$$Q_a = G_a \frac{\lambda}{1000},$$

also mit Gl. 2

$$Q_d = \frac{1}{1,293} \frac{760}{p - p_s} \frac{273 + t}{273} \gamma_s \frac{\lambda}{1000} \text{ kcal} \dots (4)$$

Diese Werte sind für  $p = 760$  in Abb. 69 als wagrechte Strecken von der schrägen Geraden  $Oa$  [bzw. in größerem Maßstab von der

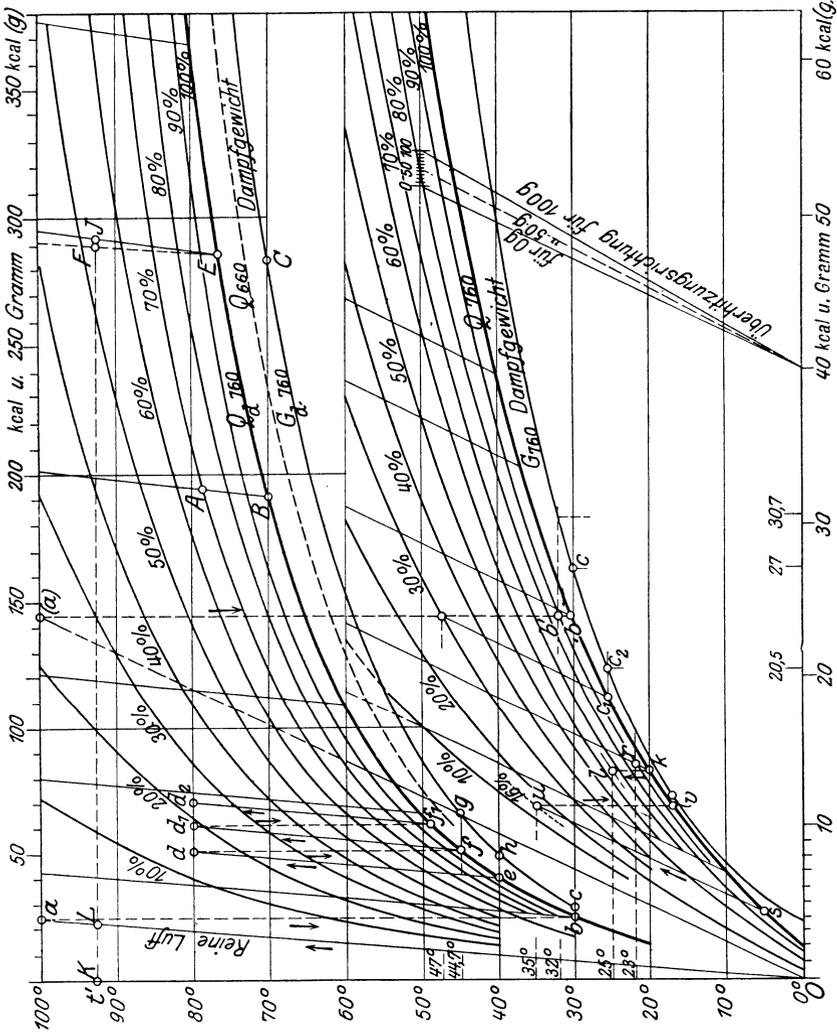


Abb. 69.

Geraden  $O(a)$  aus] nach rechts abgetragen, so daß die Abszissen der entstehenden Kurve  $Q_{760}$ , gerechnet bis zur Lotrechten durch  $O$  (Temperaturachse), den gesamten Wärmeinhalt

$$Q = Q_l + Q_d$$

von 1 kg reiner Luft nebst dem dazu gehörigen Gewicht  $G_d$  gesättigten Dampfes [also von  $(1 + G_d)$  kg gesättigter feuchter Luft]

darstellen. Auch diese Kurve nähert sich asymptotisch der Wage-rechten durch  $100^0$ . Eine zweite Wärmekurve  $Q_{660}$  für  $p = 660$  ist gestrichelt eingetragen. In der Zahlentafel sind die Werte von  $G_d$  und  $Q_d$  für  $p = 760$  und  $660$  mm enthalten. Über die Berechtigung dieses summarischen Verfahrens zur Bestimmung des Wärmehalts der feuchten Luft, das keineswegs selbstverständlich ist, vgl. den vorigen Abschnitt.

$t^0$	$p_s$ mm Hg	$\gamma_s$ g/m <sup>3</sup>	$G_d$ 760 g/kg	$Q_d$ 760 kcal/kg	$G_d$ 660 g	$Q_d$ 660 kcal
0	4,58	4,84	3,77	2,24	4,44	2,58
10	9,2	9,4	7,63	4,58	8,80	5,28
20	17,5	17,3	14,70	8,89	17,0	10,27
30	31,8	30,4	27,25	16,60	31,6	19,24
40	55,3	51,2	49,00	30,07	57,1	35,05
50	92,5	83,2	86,72	53,63	102,0	63,07
60	149,2	130,3	153,2	95,37	183,1	114,1
70	233,5	198,2	278,2	174,4	343,3	215,3
80	355,1	293,6	551,4	347,9	732,2	462,0
90	525,8	421,9	1408,6	894,3	2455,1	1561,0
100	760	597,4	$\infty$	$\infty$	—	—

Die Wärmemengen und Dampfgewichte, die von 1 kg reiner Luft aufgenommen werden, wenn sie sich nur bis zum Sättigungsgrad  $\varphi < 1$  anreichert, können in einfacher Weise auf graphischem Wege wie folgt bestimmt werden. Man denkt sich die feuchte Luft vom Sättigungszustand aus, z. B. von  $B$  oder von  $E$  aus bei gleichbleibendem Druck erwärmt. Dabei geht der Dampf in den überhitzten Zustand über und der Sättigungsgrad  $\varphi$  der feuchten Luft nimmt ab (vgl. vorigen Abschnitt). Die Teildrücke bleiben unverändert. Der Wasserdampf nimmt bei der Überhitzung die Wärmemenge

$$\frac{G_d}{1000} c_{pw} (t' - t)$$

auf, mit  $c_{pw} = 0,465$ . Gleichzeitig nimmt die Luft die Wärme  $0,24(t' - t)$  auf. Die erstere Wärmemenge wird in Abb. 69 durch die Strecke  $FJ$  dargestellt, die von der durch  $E$  parallel zu  $Oa$  gezogenen Geraden  $EF$  aus wagrecht nach rechts abgetragen ist. Die Strecke  $JL$  stellt somit den Wärmehalt der bei  $E$  vorliegenden Menge ungesättigten Dampfes bei der Temperatur  $t'$  dar. Der Zuwachs der Luftwärme ist durch den Anstieg der Geraden  $Oa$  zwischen den Temperaturen bei  $E$  und  $F$  bereits dargestellt. Sonach ist die Strecke  $JK$  der Wärmehalt der ungesättigten feuchten Luft von der Temperatur  $t'$ , und es handelt sich nur noch darum, den Sättigungsgrad  $\varphi$  zu bestimmen, der zu dem Punkte  $J$  gehört. Diesen erhält man einfach, wenn man sich in Abb. 69 wie in Abb. 66 links

die Druckkurven des gesättigten und ungesättigten Dampfes gezeichnet denkt und auf dem gleichen Wege wie in Abb. 66 von  $J$  nach  $E$ , von  $E$  wagrecht zur Kurve der Sättigungsdrücke (Punkt  $a$ , Abb. 66), dann von  $a$  senkrecht und von  $J$  wagrecht nach  $b$  geht. Durch die Druckkurve, auf der  $b$  liegt, ist der gesuchte Sättigungsgrad  $\varphi$  bestimmt. Umgekehrt kann man die Kurven gleicher Sättigung aus dem Druckdiagramm auf dem gleichen Wege in das Wärmediagramm übertragen und erhält so in diesem die Kurvenschar Abb. 69. Zu bemerken ist, daß die von dieser Schar auf einer bestimmten Wagerechten abgeschnittenen Stücke an Länge mit dem Sättigungsgrad zunehmen<sup>1)</sup>. Aus Abb. 69 kann somit auch der gesamte Wärmeinhalt der Menge ungesättigter Luft von beliebigem Sättigungsgrad, die zu 1 kg reiner Luft gehört, als Strecke entnommen werden. Das Dampfgewicht, das zu 1 kg reiner Luft vom beliebigen Zustand  $A$ , Abb. 69, gehört, erhält man, indem man auf der Überhitzungsgeraden von  $A$  nach dem Punkt  $B$  der Sättigungswärmeurve und von  $B$  wagrecht zu dem Punkt  $C$  der Gewichtskurve geht, dessen Abszisse das gesuchte Dampfgewicht darstellt.

Auf rechnerischem Wege kann man die Wärmeinhalte der Abb. 69 wie folgt bestimmen. Der Wärmeinhalt des gesättigten Dampfluftgemisches, in dem 1 kg reine Luft enthalten ist, ist nach dem obigen

$$Q = 0,24 t_s + \lambda G_a$$

mit dem Wert von  $G_a$  nach Gl. 2.

Die gleiche Gemischmenge, auf  $t > t_s$  erwärmt, enthält noch die Überhitzungswärme  $0,465 G_a \cdot (t - t_s)$ , so daß der ganze Wärmeinhalt der ungesättigten Luft mit 1 kg reiner Luft beträgt

$$Q_\varphi = 0,24 t_s + \lambda G_a + 0,465 G_a (t - t_s).$$

Ist nun die Temperatur  $t$  der ungesättigten Luft und ihr Teildruck (oder Sättigungsgrad) gegeben, so hat man zunächst die Taupunkttemperatur  $t_s$  zu bestimmen (Abb. 66, links). Da hierfür ein analytischer Ausdruck nicht besteht, so kann auch in  $Q_\varphi$  für  $t_s$  ein allgemeiner Ausdruck, der  $\varphi$  und  $t$  enthält, nicht eingeführt werden.

Anwendungen. Die Trocknung mittels warmer Luft oder die Befeuchtung trockener Luft sind Mischungsvorgänge mit gleichzeitiger Verdampfung, bei denen der äußere Druck unverändert bleibt. Wendet man den I. Hauptsatz in der Form von Abschn. 47, I. Teil an,

$$Q = G(J_2 - J_1) - A \int V dp,$$

so hat man darin wegen  $dp = 0$  das zweite Glied gleich Null zu setzen und erhält

$$Q = G(J_2 - J_1).$$

Wird dem Gemisch aus Luft, Dampf und Wasser von außen keine Wärme zugeführt, sondern findet lediglich ein Wärmeaustausch zwischen den Mischungsbestandteilen statt, so wird mit  $Q = 0$

$$J_2 = J_1,$$

<sup>1)</sup> Z. V. d. I. 1919, S. 682, W. Schüle a. a. O. und S. 821, E. Höhn, Beitrag z. Theorie des Trocknens und Dörrens.

d. h. der Wärmeinhalt des Systems aller bei der Mischung beteiligten Stoffe bleibt bei der Mischung unverändert<sup>1)</sup>.

**1. Grundaufgabe.** (Befeuchtung.) In einen Raum mit trockener Luft von  $t_1^0$  und 760 mm Druck wird soviel Wasser von  $t_0^0$  eingespritzt (zerstäubt), daß die Raumluft den Sättigungsgrad  $\varphi \gtrsim 1$  annimmt. Wieviel Wasser ist auf je 1 kg reiner Luft einzuspritzen und wie groß ist die Endtemperatur  $t_2$ ? Der äußere Druck soll unverändert bleiben.

Mit  $G_w$  als Wassergewicht und  $i_w$  als Wärmeinhalt von 1 kg Dampf vom Sättigungsgrad  $\varphi$  bei der Temperatur  $t_2$  ist vor der Mischung der gesamte Wärmeinhalt von Luft und Wasser

$$J_1 = 0,24 t_1 + G_w t_0,$$

nach der Mischung

$$J_2 = 0,24 t_2 + G_w i_w.$$

Daher ist wegen  $J_1 = J_2$

$$0,24 t_1 + G_w t_0 = 0,24 t_2 + G_w i_w,$$

oder

$$0,24 t_1 = 0,24 t_2 + G_w i_w - G_w t_0.$$

Für den besonderen Fall  $t_0 = 0^0$  wird hieraus

$$0,24 t_1 = 0,24 t_2 + G_w i_w.$$

Der Wärmeinhalt der trockenen Luft über  $0^0$  im Anfangszustand ist gleich dem im Endzustand vermehrt um den Wärmeinhalt des Dampfes über  $0^0$  im Endzustand. Im Wärmediagramm Abb. 69 liegen daher die Punkte  $a$  und  $b$ , die den Anfangszustand der trockenen Luft und den Endzustand der feuchten Luft kennzeichnen, in gleicher Entfernung von der Temperaturachse, somit  $b$  senkrecht unter  $a$ . Für  $t_1 = 100^0$  wird so bei voller Sättigung  $t_2 = 30^0$ , bei  $\varphi = 30$  v. H. dagegen  $t_2 = 47^0$ . Im ersten Falle ist die verdampfte Wassermenge  $G_w = 27$  g (Punkt  $c$ ). Im zweiten Falle ist sie  $G_w = 20,5$  g (Punkt  $c_2$ ).

Ist die anfängliche Wassertemperatur  $t_0 > 0^0$ , so gilt

$$0,24 t_1 = 0,24 t_2 + (G_w i_w - G_w t_0).$$

Man hat daher zunächst ein kurzes Stück der Kurve der Werte  $G_w i_w - G_w t_0$  zu zeichnen, die in Abb. 69 für  $t_0 = 80^0$  sich mit der Wärmekurve für 90 v. H. deckt. Der Endzustand  $b'$  liegt dann auf dieser Kurve wieder senkrecht unter  $a$  [bzw. ( $a$ )], und man erhält eine Endtemperatur von  $32^0$  und ein Dampfgewicht von 30,7 g für volle Sättigung.

Ist die Luft von Anfang an feucht mit dem Dampfgewicht  $G_1$ , so ist der Wärmeinhalt im Anfang

$$J_1 = 0,24 t_1 + G_1 i_1 + (G_w - G_1) t_0,$$

am Ende

$$J_2 = 0,24 t_2 + G_w i_w.$$

Daher wird

$$0,24 t_1 + G_1 i_1 = 0,24 t_2 + G_w i_w - (G_w - G_1) t_0.$$

Mit  $t_0 = 0^0$  wird also die Zustandsänderung wieder durch eine senkrechte Gerade dargestellt. Für  $t_0 > 0$  wäre zunächst ein Stück der Kurve

$$G_w i_w - (G_w - G_1) t_0$$

zu zeichnen.

<sup>1)</sup> Von Mollier werden daher Diagramme mit den Wärmegehalten  $J$  des Gemisches als Ordinaten und den Dampfgewichten  $G_d$  je kg reiner Luft (von Mollier mit  $x$  bezeichnet) als Abszissen zur Darstellung der Zustandsänderungen feuchter Luft verwendet. Vgl. Z. V. d. I. 1929, S. 1009, R. Mollier, Das  $ix$ -Diagramm für Dampfluftgemische, sowie Grubenmann,  $Jx$ -Tafeln feuchter Luft. (Berlin: Julius Springer, 1926.)

**2. Grundaufgabe.** (Verdunstungskühlung und Psychrometer.) Ein Strom von trockener oder ungesättigter Luft von  $t_1^0$  und 760 mm wird durch eine fein verteilte Wassermenge von ursprünglich gleicher Temperatur geleitet (z. B. durch ausgespannte nasse Tücher oder durch einen Wasserregen). Dabei sättigt sich der Luftstrom mit Wasserdampf. Zur Bildung dieses Dampfes wird ein Teil der Eigenwärme der Luft und des Wassers verwendet, die sich infolgedessen abkühlen. Nachdem ein Beharrungszustand erreicht ist, bleibt die Wassertemperatur unverändert und die gesamte Verdampfungswärme wird dem Luftstrom entnommen.

Mit  $G_1$  als Gewicht des Dampfes auf 1 kg reiner Luft in der ungesättigten Luft im Anfangszustand,  $G_w$  in der gesättigten Luft am Ende gelten für den Beharrungszustand die gleichen Beziehungen wie oben. Der Anfangs- und Endpunkt der Zustandsänderung liegen also im Wärmediagramm senkrecht untereinander.

Die tiefste Abkühlung ist durch den Punkt auf der Sättigungs-Wärme-*kurve* bestimmt, da die Verdunstung aufhört, wenn die Luft ganz gesättigt ist. Für eine genaue Ermittlung dieser Grenze ist jedoch wie unter 1. zu beachten, daß die anfängliche Wassertemperatur nicht  $t_0 = 0$ , sondern  $t_0 = t_1$  ist.

Eine bekannte Anwendung ist das Psychrometer (Feuchtigkeitsmesser). Die Luft, deren anfänglicher Sättigungsgrad bestimmt werden soll, wird über zwei Thermometergefäße geleitet, deren eines trocken ist, während das andere durch nasses Gewebe benetzt ist. Das feuchte Thermometer zeigt infolge der Verdunstungskühlung eine tiefere Temperatur als das trockene, da sich die vorbeistreichende Luft mit Wasserdampf aus dem Gewebe sättigt, dessen Wassergehalt im Beharrungszustand die gleiche Temperatur annimmt. Zeigt z. B. das feuchte Thermometer bei 760 mm Barometerstand  $20^0$  (Punkt *k*, Abb. 69), das trockene gleichzeitig  $25^0$  (Punkt *l* senkrecht über *k*), so ist die Luft anfänglich zu 66 v. H. gesättigt.

Die Verdunstungskühlung wird auch z. B. zur Rückkühlung des erwärmten Kühlwassers der Kondensatoren angewendet (Kühltürme)<sup>1)</sup>.

**3. Grundaufgabe.** (Trocknung mit warmer Luft.) Einem nassen Körper, dem sog. Trockengut, wird dadurch Wasser entzogen, daß ein Strom trockener oder ungesättigter Luft über ihn weg oder besser zwischen seinen Bestandteilen hindurchgeführt wird (z. B. locker geschichtete Massen von Pflanzenteilen, auf Sieben liegende Massen von Mineralien). Die Frage ist, welche Luftmenge von gegebenem Anfangszustand erforderlich ist, um 1 kg Wasser aus dem Trockengut zu entfernen, und welche Wärmemenge dazu aufzuwenden ist.

Wie unter 1. liegen in Abb. 69 der Anfangs- und Endzustand der Trocknungsluft senkrecht untereinander. Die Anfangstemperatur sei z. B.  $80^0$  mit  $\varphi = 15$  v. H. (Punkt *d*). Die Überhitzungsgerade *de* ergibt das anfängliche Dampfgewicht von 49 g auf 1 kg reine Luft, die Senkrechte *df* eine Endtemperatur der abziehenden gesättigten Luft von  $44,7^0$  und ein Dampfgewicht derselben von 66 g. 1 kg Luft hat somit  $66 - 49 = 17$  g Wasser aufgenommen. Zur Entfernung von 1 kg Wasser aus dem Trockengut waren somit  $1000/17 = 59$  kg reine Luft erforderlich. Der Wärmearaufwand entspricht dem Wärmehalt von 1 kg Luft im Zustand *d* über dem gerade vorliegenden Außenzustand, von dem aus die Luft auf  $80^0$  (und 15 v. H.) erwärmt worden ist. Hat diese Erwärmung bei konstantem Druck stattgefunden und lag anfänglich gesättigte Luft vor, so muß *e* der Außenzustand gewesen sein ( $40^0$ ). Von *e* bis *d* nimmt der Wärmehalt um  $51 - 40 = 11$  kcal für 1 kg Luft zu, also sind zur Verdampfung von 1 kg Wasser  $59 \cdot 11 = 649$  kcal erforderlich. Hätte man ganz trockene Luft von  $80^0$  bei  $20^0$  Außentemperatur verwendet, so hätte sich eine Endtemperatur der abziehenden Luft von  $26^0$ , eine verdampfte Wassermenge von 21 g und ein

<sup>1)</sup> Vgl. F. J. Weiß, Kondensation, und besonders O. H. Müller, Z. V. d. I. 1905, S. 5 u. f., sowie Forsch.-Arb. 275, Fr. Merkel, Verdunstungskühlung. Über die Theorie des Augustschen Psychrometers vgl. besonders Mollier, a. a. O. S. 1013.

Wärmeaufwand von 13,1 kcal für 1 kg Luft ergeben, also eine Luftmenge von  $1000/21 = 47,6$  kg und ein Wärmeaufwand von  $13,1 \cdot 47,6 = 667$  kcal für 1 kg Wasser.

In den praktischen Vorrichtungen erfolgt die Wärmezufuhr in der Regel stufenweise, derart, daß die feucht gewordene Trocknungsluft von neuem erwärmt wird (Strecke  $f d_1$ ) und sich an anderen Teilen des Trocknungsguts von neuem befeuchtet (Strecke  $d_1 f_1$ ) usw. Den gleichen Vorgang kann man sich auch dem obigen Beispiel vorgeschaltet denken, bis man auf Luft von der gewöhnlichen Außentemperatur gelangt.

**4. Grundaufgabe.** (Kalte Trocknung.) Feuchte gesättigte Luft kann dadurch getrocknet werden, daß sie an Kühlkörpern abgekühlt wird, wobei sich ein Teil ihres Dampfgehalts an diesen Körpern niederschlägt und somit aus der Luft ausscheidet. Dadurch wird zunächst der absolute Feuchtigkeitsgehalt der Luft vermindert, während sie gesättigt bleibt. Wird nun diese Luft wieder erwärmt, so nimmt ihr Sättigungsgrad ab und die Luft wird befähigt, Feuchtigkeit aus anderen Körpern aufzunehmen. (Im Winter spielt sich bei Kältegraden dieser Vorgang von selbst ab, indem die Außenluft durch die Kälte getrocknet und an den Heizkörpern wieder erwärmt wird, wobei sie einen sehr geringen Sättigungsgrad annimmt.)

Es sei z. B. Luft von  $23^\circ$  mit  $\varphi = 90$  v. H. gegeben (Punkt  $r$ ), die an Kühlkörpern bis  $5^\circ$  abgekühlt wird (Punkt  $s$ ). Dabei wird die Wassermenge  $14,8 - 5,2 = 9,6$  g für 1 kg Luft niedergeschlagen und die Wärmemenge  $14,3 - 4,3 = 10$  kcal entzogen. Bei der folgenden Erwärmung auf  $35^\circ$  (Linie  $su$ ) nimmt der Sättigungsgrad auf 16 v. H. ab und die Wärmemenge  $11,4 - 4,3 = 7,1$  kcal ist zuzuführen. Wird diese Luft zur Trocknung verwendet, Strecke  $uv$ , so kann sie bis zur Sättigung  $12 - 5,2 = 6,8$  g Wasser verdampfen, wobei sie sich bis  $17^\circ$  abkühlt (Punkt  $v$ ). An Wärme waren aufzuwenden 10 kcal als Kälteleistung, 7,1 kcal als Wärmeleistung, im ganzen 17,1 kcal für 1 kg Luft. Zur Verdampfung von 1 kg Wasser aus dem Trockengut sind somit  $1000/6,8 = 147$  kg Luft und  $147 \cdot 17,1 = 2515$  kcal aufzuwenden. Wird zur Erwärmung von  $5^\circ$  bis  $23^\circ$  die Außenwärme herangezogen, so sind nur  $10 + 2,8 = 12,8$  kcal für 1 kg Luft, also  $147,1 \cdot 12,8 = 1883$  kcal für 1 kg Wasser aufzuwenden.

Günstiger werden die Verhältnisse, wenn man nicht die Außenluft, sondern die abziehende Luft (Punkt  $v$ ) abkühlt und wieder zur Trocknung verwendet. Dann ist zur Abkühlung nur die Wärmemenge  $11,5 - 4,3 = 7,2$  kcal aufzuwenden, im ganzen also  $7,2 + 2,8 = 10$  kcal für 1 kg Luft und  $10 \cdot 147,1 = 1471$  kcal für 1 kg Wasser<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Eine eingehende Untersuchung dieses Falles vgl. Zeitschr. f. d. ges. Kälteindustrie 1919, S. 79, M. Hirsch, Kalte Trocknung.

## IV. Anwendungen.

### A. Dampfkraftmaschinen.

#### 35. Die verlustfreie und die wirkliche Arbeitsfähigkeit des Dampfes. Wirkungsgrade.

Unter Arbeitsfähigkeit des gesättigten oder überhitzten Wasserdampfes oder eines anderen Dampfes ist die mechanische Arbeit zu verstehen, die von 1 kg Dampf vom Anfangsdruck  $p_1$  at abs. und der Temperatur  $t_1$  geleistet werden kann, wenn er sich in einer für die Gewinnung von mechanischer Energie geeigneten Maschine (Kolbendampfmaschine, Dampfturbine) ohne Nebenverluste an Wärme oder Arbeit bis auf den jeweils vorliegenden Gegendruck  $p_2$  ausdehnt.

Man erhält den Wert dieser Arbeit am anschaulichsten aus dem idealen Druck-Volumen-Diagramm (Arbeitsdiagramm) einer Kolbendampfmaschine, Abb. 70. Auf der Strecke  $ab$  strömt der Dampf mit dem vollen Druck, den er vor der Maschine besitzt, in den Dampfzylinder ein. Von  $b$  an, wo die Einströmung geschlossen wird, dehne sich der Dampf ohne Wärmeverlust an die Wände (adiabatisch) bis zum Gegendruck  $p_2$  aus. In  $c$  kehrt der Kolben um und schiebt

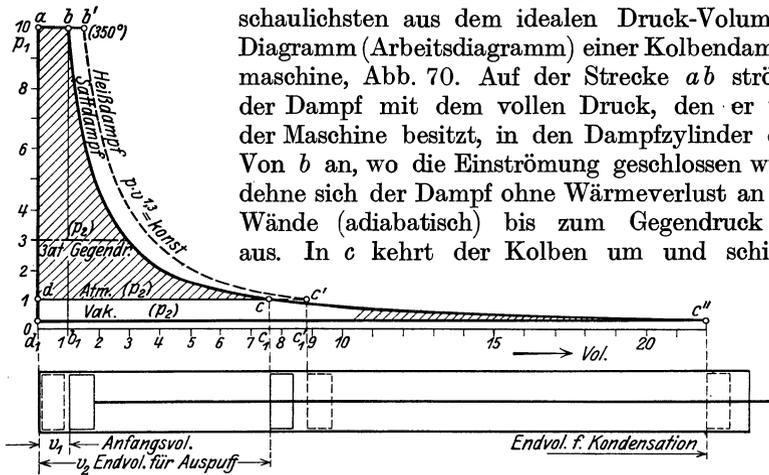


Abb. 70.

den Dampf vom Volumen  $dc$  in die Atmosphäre oder in einen luftleeren Raum, in dem er durch kaltes Wasser niedergeschlagen wird (Kondensator), oder in eine Heizungsanlage mit annähernd atmosphärischem oder beliebig höherem Heizdampfdruck  $p_2$ .

Die bei diesem Vorgang vom Dampf auf den Kolben und von diesem nach außen (auf die Maschinenwelle) übertragene Arbeit wird durch die Fläche  $abcd$  dargestellt (Abschn. 28 a, 1. Teil). Ihr Wert läßt sich rechnerisch oder graphisch ermitteln. Sie setzt sich zusammen aus

$$\text{Fläche } abb_1d_1 + \text{Fläche } bcc_1b_1 - \text{Fläche } cdd_1c_1 = \text{Fläche } abcd$$

oder

$$p_1 v_1 + \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) - p_2 v_2 = L_0.$$

Dabei ist für die Expansionslinie  $bc$  das adiabatische Gesetz

$$p v^k = \text{konst}$$

angenommen und die unter ihr liegende Arbeitsfläche  $bcc_1b_1$  nach Abschn. 30, 1. Teil eingeführt. Man erhält

$$L_0 = \frac{k}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

oder mit

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$$

$$L_0 = \frac{k}{k-1} \cdot p_1 v_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \dots \dots \dots (1)$$

Es ist zweckmäßig, diesen Wert im Wärmemaß auszudrücken und  $p_1$  in at einzuführen. Dann wird

$$A L_0 = \frac{10000}{427} \cdot \frac{k}{k-1} \cdot p_{1 \text{ at}} v_1 \cdot \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \dots \dots (1a)$$

Dies ist der gesuchte Wert der Arbeitsfähigkeit von 1 kg Dampf. Die Formel gilt für überhitzten Wasserdampf mit  $k=1,3$  bis zur Sättigungsgrenze, für trocken gesättigten Wasserdampf mit  $k=1,135$ .

Sie ergibt z. B. für gesättigten Dampf von  $p_1=12$  at abs. mit  $t_1=187,1^\circ$  Sättigungstemperatur,  $v_1=0,1668$ ,  $p_2=1,033$

$$A L_0 = 99,4 \text{ kcal/kg.}$$

Für überhitzten Dampf vom gleichen Druck, aber  $300^\circ$  Temperatur, wird mit  $k/(k-1)=1,3/0,3=4,33$

$$A L_0 = 115 \text{ kcal/kg.}$$

Graphische Ermittlung. Man kann das Diagramm, Abb. 70, maßstäblich auftragen und seinen Inhalt durch Planimetrieren bestimmen.

Ermittlung aus dem  $J$ - $S$ -Diagramm. Nach Abschnitt 29 und 30 erhält man den gleichen Wert der Arbeitsfähigkeit, der dort als Arbeitsgefälle oder Wärmegefälle bezeichnet ist, aus der Gleichung

$$A L_0 = i_1 - i_2, \dots \dots \dots (2)$$

worin  $i_1$  der Wärmehalt von 1 kg Dampf im Anfangszustand,  $i_2$  im adiabatisch erreichten Endzustand der Expansion (Punkt  $c$ , Abb. 70) ist.

Die Werte  $i_1$  und  $i_2$  erhält man aus der  $J$ - $S$ -Tafel, Taf. IVa. Dieser Wert der Arbeitsfähigkeit, wie er gewöhnlich bei Dampfturbinen ermittelt wird, ist gleich groß, wie der Wert nach Gl. 1a.

Man erhält aus Taf. IVa für das obige Beispiel bei gesättigtem Dampf  $AL_0 = 99,0$  kcal, bei überhitztem  $AL_0 = 115,0$  kcal (nach der neuen Tafel von Mollier 116,5 kcal, nach der Tafel von Knoblauch 116 kcal).

**Der ideale (verlustfreie) thermische Wirkungsgrad.** Von der zur Erzeugung des Betriebsdampfes der Wärmekraftmaschinen aufgewendeten und in diesem Dampf enthaltenen Wärme, die bei einer Temperatur des Speisewassers von  $t_0^0$  und einer Flüssigkeitswärme von  $q_0$  kcal gleich  $i_1 - q_0$  ist, kann also in der Maschine auch bei Vermeidung aller Wärmeverluste nur der Bruchteil

$$\frac{i_1 - i_2}{i_1 - q_0} = \frac{AL_0}{i_1 - q_0} = \eta_{th} \quad (3)$$

als Arbeit gewonnen werden. Dieser Wert wird als thermischer Wirkungsgrad des Idealprozesses bezeichnet. Er liegt etwa in den Grenzen von 0,1 bis 0,3, je nach Dampfdruck, der Dampftemperatur und dem Gegendruck. In Abschn. 30 Beisp. 2 sind einige Werte für Dampfdrücke von 12 at abwärts berechnet.

Für  $p_1 = 25$  at,  $t_1 = 350^0$ ,  $p_2 = 0,04$  at (Kondensations-Dampfturbine) wird z. B.  $\eta_{th} = 0,34$ ; durch Steigerung des Dampfdrucks bis 50 at erhöht sich  $\eta_{th}$  auf 0,37. — Abb. 71 zeigt das Wachstum der Werte  $i_1$  und  $\eta_{th}$  (im  $J$ - $S$ -Diagramm) für Dampf von 5 at und 13 at zwischen 25 v. H. Feuchtigkeit und  $450^0$  Überhitzungstemperatur.

**Thermodynamischer Wirkungsgrad oder Gütegrad.** Dieser Wert ist das Verhältnis der wirklich auf den Dampfkolben der Kolbenmaschinen (gemäß dem Indikatordiagramm) oder auf das Laufrad der Dampfturbinen vom Dampf übertragenen Arbeit  $AL_i$  und der oben berechneten verlustfreien Arbeitsfähigkeit  $AL_0$ , also

$$\frac{AL_i}{AL_0} = \eta_g \quad (4)$$

Bei allen Maschinen treten nämlich innere Verluste an Arbeitsfähigkeit auf, die den Arbeitsgewinn vermindern, so daß stets  $\eta_g < 1$  ist. Der Wert  $\eta_g$  ist daher ein Maß dafür, in welchem Grade die wirkliche Maschine die verfügbare Arbeitsfähigkeit des ihr zugeführten Dampfes tatsächlich ausnützt (wenn zunächst von den rein mechani-

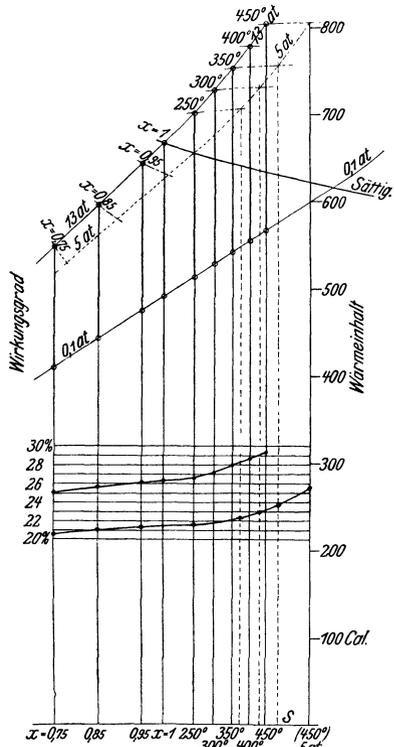


Abb. 71.

schen Reibungsverlusten der Maschinenteile abgesehen wird). Dieser Wert gilt schon als sehr hoch, wenn er 0,85 erreicht, wobei also die inneren Arbeitsverluste des Dampfes in der Maschine 15 v. H. seiner idealen Arbeitsfähigkeit betragen.

Bei den Kolbendampfmaschinen werden diese Verluste hauptsächlich durch Wärmeabgabe des heißen Dampfes an die kälteren Zylinderwände hervorgerufen, in zweiter Linie durch Druckverluste (Drosselungsverluste) des Dampfes in den Einlaß- und Auslaßwegen des Zylinders und durch unvollständige Expansion.

Bei den Dampfturbinen werden die inneren Arbeitsverluste durch die Strömungswiderstände des Dampfes in den Leitradkanälen und Lauftradkanälen verursacht, sowie durch die Reibung der in der Dampfatmosphäre umlaufenden Laufräder.

Es ist eine Hauptaufgabe des Wärmekraftmaschinenbaues, diese inneren Arbeitsverluste möglichst weit zu vermindern, also  $\eta_g$  möglichst nahe gleich 1 zu machen.

**Mechanischer Wirkungsgrad.** In den obigen Arbeitsverlusten sind noch nicht enthalten die Arbeitsbeträge, die nötig sind, um die eigenen mechanischen Reibungswiderstände der Maschine zu überwinden, die durch die gegenseitige Bewegung der Maschinenteile entstehen (Kolben im Zylinder, Kolbenstange in Stopfbüchsen, Kreuzkopf in der Führung, Kurbelzapfen und Lagerzapfen in ihren Schalen, Steuerungs-Triebwerksteile, Schieber auf Spiegel). Die mechanischen Verluste bei den Dampfturbinen bestehen in der Lagerreibung der Welle und den Arbeiten zum Antrieb der Zubehörteile, wie des Reglers, der Ölpumpe und der Kondensationsanlage.

Wird nun mit  $AL_e$  die von der Welle der Maschine wirklich nach außen abgegebene nutzbare Arbeit bezeichnet, so ist der mechanische Wirkungsgrad

$$\eta_m = \frac{AL_e}{AL_i} \dots \dots \dots (5)$$

Dieser Wert ist bei Kolbenmaschinen hauptsächlich vom Belastungsgrad der Maschine abhängig und erreicht bei normaler Belastung 0,8 bis 0,93 je nach der Größe und Art der Maschine. Bei kleineren Belastungen bleiben die Reibungsarbeiten wesentlich gleich, so daß der mechanische Wirkungsgrad abnimmt, bis er bei Leerlauf der Maschine, wo  $AL_e = 0$  ist, ebenfalls gleich null wird.

Bei Dampfturbinen ist  $\eta_m$ , wenn von der Antriebsleistung der Kondensationsanlage abgesehen wird (da diese nicht unmittelbar von der Turbinenwelle angetrieben wird), bei Vollast wenig von 1 verschieden. Bei Leerlauf wird er gleichfalls 0, weil  $AL_e = 0$  ist.

**Thermischer Gesamtwirkungsgrad** der Maschine. Das Verhältnis der von der Welle abgegebenen Arbeit  $AL_e$  zu der Wärmemenge  $i_1 - q_0$ , die der Maschine mit dem Frischdampf zugeführt wird, ist der thermische Gesamtwirkungsgrad der Maschine,

$$\eta_e = \frac{AL_e}{i_1 - q_0} \dots \dots \dots (6)$$

Dieser Wert ist für die praktische Bewertung der Maschine hinsichtlich der Wärmeausnutzung maßgebend. Er kann an den im Betriebe befindlichen Maschinen durch Messung der Wellenleistung (effektive Leistung) und des Dampfverbrauchs bestimmt werden. Ist  $N_e$  die Leistung der Maschine in PS, so ist ihre stündlich von der Welle abgegebene Arbeit im Wärmemaß

$$632,3 N_e \text{ kcal (Abschn. 40).}$$

Wird stündlich das Dampfgewicht  $G_h$  verbraucht, so werden der Maschine mit diesem Dampf stündlich

$$G_h \cdot (i_1 - q_0) \text{ kcal}$$

Wärme zugeführt. Also ist

$$\eta_e = \frac{632,3 N_e}{G_h (i_1 - q_0)} \dots \dots \dots (7)$$

Der Quotient

$$\frac{G_h}{N_e} = C$$

ist der Dampfverbrauch für 1 PS<sub>e</sub>h.

Daher gilt auch

$$\eta_e = \frac{632,3}{C (i_1 - q_0)} \dots \dots \dots (7a)$$

Der Wert

$$\frac{G_h \cdot (i_1 - q_0)}{N_e} = W$$

ist der Wärmeverbrauch für 1 PS<sub>e</sub>h, gemessen als Dampfwärme vor der Maschine.

Daher gilt auch

$$\eta_e = \frac{632,3}{W} \dots \dots \dots (7b)$$

Bei Dampfturbinen wird der Dampfverbrauch und Wärmeverbrauch meist für 1 kWh elektrische Leistung statt für 1 PS<sub>e</sub> Wellenleistung angegeben ( $C_{el}$  und  $W_{el}$ ). Bei einem Wirkungsgrad des elektrischen Stromerzeugers  $\eta_{el}$  wird die Wellenleistung der Dampfturbine (an der Kupplung der elektr. Maschine) in kW

$$N_e = \frac{N_{el}}{\eta_{el}} \text{ (kW)}$$

und in PS

$$N_e = \frac{860}{632,3} \cdot \frac{N_{el}}{\eta_{el}} = 1,36 \cdot \frac{N_{el}}{\eta_{el}} \text{ (PS).}$$

Mit diesen Werten wird

$$\eta_e = \frac{860}{C_{el} \cdot (i_1 - q_0)} \cdot \frac{1}{\eta_{el}} \dots \dots \dots (7c)$$

und

$$\eta_e = \frac{860}{W_{el}} \cdot \frac{1}{\eta_{el}} \dots \dots \dots (7d)$$

Bei Kolbendampfmaschinen wird der Dampf- und Wärmeverbrauch meist auf die indizierte PSh bezogen ( $C_i$  und  $W_i$ ). Bei einem mech. Wirkungsgrad  $\eta_m$  ist dann

$$C = \frac{C_i}{\eta_m}, \quad W = \frac{W_i}{\eta_m}$$

und

$$\eta_e = \frac{632,3 \cdot \eta_m}{C_i \cdot (i_1 - q_0)} = \frac{632,3 \cdot \eta_m}{W_i} \dots \dots \dots (7e)$$

**Der wirtschaftliche Wirkungsgrad.** Bei allen Dampfkraftmaschinen muß der Betriebsdampf erst in einem Dampfkessel aus flüssigem Wasser (Speisewasser) erzeugt und der Maschine durch eine längere oder kürzere Rohrleitung (Frischdampfleitung) zugeführt werden. Die in der Feuerung des Dampfkessels für die Erzeugung des Dampfes aufzuwendende Wärme ist wegen der unvermeidlichen Wärmeverluste des Kessels und der Dampfleitung, sowie unter Umständen auch wegen unvollkommener Verbrennung größer als der Wärmehalt des Dampfes (über der Speisewassertemperatur  $t_0$ ) vor der Kraftmaschine. Der Wirkungsgrad des Kessels ist das Verhältnis der wirklich im Dampf bei seinem Austritt aus dem Kessel (bzw. Überhitzer) enthaltenen Wärmemenge  $i_1' - q_0$  und der aus dem aufgewendeten Brennstoff bei vollkommener Verbrennung freiwerdenden Wärmemenge, wobei sowohl in der Dampfantnahme als in der Brennstoffzufuhr ein Beharrungszustand erreicht sein muß, wenn die Messung vorgenommen wird.

Werden also stündlich  $B_h$  kg Brennstoff vom Heizwert  $H$  verbrannt und  $G_h$  kg Dampf stündlich erzeugt, so ist

$$\eta_k = \frac{G_h (i_1' - q_0)}{B_h \cdot H} \dots \dots \dots (8)$$

Dabei ist für  $H$  im allgemeinen (nach neueren Bestimmungen) der obere Heizwert einzusetzen; es soll aber außerdem der untere Heizwert  $H_u$  angegeben werden, was besonders für Brennstoffe mit großem natürlichem Wassergehalt (Rohbraunkohle) wichtig ist.

$\eta_k$  erreicht bei den besten und größten Kesselanlagen 0,80 bis 0,85, bei kleineren und weniger vollkommenen Anlagen 0,55 bis 0,70, vorausgesetzt, daß der Kessel normal belastet und im Dauerbetrieb ist. Bei kleinerer Belastung, häufiger Betriebsunterbrechung oder stark schwankender Belastung wird  $\eta_k$  kleiner als bei Normallast.

Von der beim Austritt aus dem Kessel bzw. Überhitzer im Dampf enthaltenen Wärme geht in der Dampfleitung bis vor die Maschine stets ein mehr oder weniger großer Bruchteil durch Wärmeabgabe nach außen verloren. Je länger die Dampfleitung, je heißer der Dampf ist, je langsamer er in der Leitung strömt und je weniger vollkommen die Isolation ist, um so mehr Wärme verliert er auf dem Weg zur Maschine. Bei unsachgemäßer Anlage kann der größte Teil der Überhitzung verloren gehen. Bezeichnet man das Verhältnis

$$\frac{i_1 - q_0}{i_1' - q_0} = \eta_l \dots \dots \dots (9)$$

als Wirkungsgrad der Dampfleitung, so kommt nur der Bruchteil  $\eta_l \cdot \eta_k$  der Verbrennungswärme in Form von Dampfwärme vor der Maschine an. Von diesem Betrag verwandelt die Maschine den Bruchteil  $\eta_e$  in Wellenarbeit. Also beträgt die Wellenarbeit in Bruchteilen der Verbrennungswärme

$$\eta_w = \eta_k \cdot \eta_l \cdot \eta_e.$$

Dieser Wert, der auch als wirtschaftlicher Wirkungsgrad bezeichnet wird, ist maßgebend für die Beurteilung des Grades der Wärmeausnutzung der Gesamtanlage — sofern es sich um ein reines Kraftwerk handelt. Mit

$$\eta_e = \eta_{th} \cdot \eta_g \cdot \eta_m$$

wird auch

$$\eta_w = \eta_k \cdot \eta_l \cdot \eta_{th} \cdot \eta_g \cdot \eta_m, \dots \dots \dots (10)$$

so daß der wirtschaftliche Wirkungsgrad als Produkt aller einzelnen bei der Dampferzeugung, Dampffortleitung und Arbeitsgewinnung auftretenden Wirkungsgrade erscheint. Führt man die erreichbaren bzw. bisher erreichten Höchstwerte ein, also etwa

$$\eta_k = 0,87, \quad \eta_l = 0,97, \quad \eta_{th} = 0,36, \quad \eta_g = 0,87, \quad \eta_m = 0,94,$$

so wird

$$\eta_w = 0,87 \cdot 0,97 \cdot 0,36 \cdot 0,87 \cdot 0,94 = \mathbf{0,25},$$

als größter Wert der Wärmeausnutzung eines reinen Dampfkraftwerks.

Dies entspricht einem Wärmeverbrauch für die PS<sub>h</sub> von

$$\frac{632,3}{0,25} = \mathbf{2529 \text{ kcal/PS}_h}$$

und für die kWh (mech. Arbeit) von

$$\frac{860}{0,25} = \mathbf{3440 \text{ kcal/kWh}}.$$

Wird durch die Kraftmaschine elektrische Energie erzeugt, so wird gewöhnlich die von dem Stromerzeuger (elektrischer Generator) abgegebene Energie als Nutzarbeit betrachtet. Mit  $\eta_{el}$  als Wirkungsgrad des Generators ist dann der wirtschaftliche Gesamtwirkungsgrad der Stromerzeugungsanlage

$$\eta_{w \cdot el} = \eta_k \cdot \eta_l \cdot \eta_{th} \cdot \eta_g \cdot \eta_m \cdot \eta_{el} \dots \dots \dots (10a)$$

Bei den neuen großen amerikanischen Kraftwerken sollen bis 3500 kcal für die kWh abgegebene elektrische Arbeit erzielt worden sein. Für das mit Dampf von 43 at und 390° C arbeitende Columbia-Kraftwerk wird sogar ein Wärmeverbrauch von nur 3157 kcal/kWh (elektr.), also ein wirtschaftlicher Wirkungsgrad von 27,2 v. H. angegeben<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Elektrizitätswirtschaft 1927, S. 472, Betriebsergebnisse des Columbia-Kraftwerks.

Die Kessel dieser Anlage werden mit Kohlenstaub betrieben. Sie besitzen *Ekonomiser*, *Lufterhitzer* und luftgekühlte Feuerungswände. Die Dampfturbinen bestehen aus einem Hochdruck-Gehäuse, in dem der Dampf in 14 Stufen bis auf 7,75 at expandiert. Von da kehrt der Dampf zum Kessel zurück, wo er abermals auf 387° überhitzt wird (*Zwischenüberhitzer*). Dann tritt er in die Niederdruckturbine ein, wo er in 12 Stufen bis auf den Kondensatordruck expandiert. Aus der 18., 22. und 24. Turbinen-Stufe wird Dampf für die Vorwärmung des Speisewassers abgezapft (*Regenerativverfahren*).

### 36. Verwendung des Dampfes zur gleichzeitigen Lieferung von mechanischer Energie und Wärme.

(Vereinigte Kraft- und Wärmewirtschaft.)

Der Dampf wird in der Technik zu zwei Hauptzwecken verwendet:

1. Zur Gewinnung mechanischer Energie (Kolbendampfmaschinen und Dampfturbinen).
2. Zur Lieferung von Wärme für Heizzwecke (Raumheizung, Erwärmen, Erhitzen, Kochen von Flüssigkeiten, Trocknen).

Bei der alleinigen Verwendung des Dampfes zur Gewinnung mechanischer oder elektrischer Energie entsteht unter allen Umständen ein großer Verlust an Wärme, da nur ein verhältnismäßig kleiner Bruchteil der im Dampf enthaltenen Wärme, nämlich 10 v. H. bis höchstens 25 v. H., in mechanische Arbeit verwandelt werden kann. Der Rest des Wärmeinhalts des Dampfes, also 90 v. H. bis 75 v. H., geht mit dem Abdampf verloren, sei es in die Atmosphäre (*Auspuffbetrieb*) oder in das Kühlwasser der Kondensatoren, wo diese große Wärmemenge wegen der starken Abkühlung auf 25° bis 35° wertlos wird.

Bei der alleinigen Verwendung des Dampfes zu Heizzwecken wird umgekehrt auf die mechanische Arbeitsfähigkeit verzichtet, die dem Dampf bei allen Spannungen, selbst bei atmosphärischem Druck, innewohnt. In Fällen, wo kein Bedarf an mechanischer Energie vorliegt, wie z. B. bei der Heizung von Wohngebäuden, ist dies ohne Nachteil, da der Dampf, indem er sich in den Heizkörpern verflüssigt, seinen ganzen Wärmeinhalt bis auf die Temperatur herab, mit der das Kondensat die Heizkörper verläßt, nutzbar abgibt. Selbst die in dem Kondensat noch enthaltene Flüssigkeitswärme kann dadurch nutzbar gemacht werden, daß dieses Wasser dem Dampfkessel noch im heißen Zustand als Speisewasser wieder zugeführt wird. Der thermische Wirkungsgrad einer Heizungsanlage kann somit, bezogen auf die ursprüngliche Dampfwärme, bei guter Isolation der Frischdampfleitung und der Rückspeiseleitung, Werte über 90 v. H. erreichen, und bezogen auf die Verbrennungswärme des verfeuerten Brennstoffs nahe gleich dem Wirkungsgrad des Dampfkessels (60 bis 80 v. H.) werden.

**Gegendruckmaschinen.** Bei der Verwendung des Dampfes in Fabrikbetrieben kommen jedoch häufig Fälle vor, z. B. in Papierfabriken, Textilfabriken, in der chemischen Industrie, wo sowohl Arbeitsdampf als Heizdampf gebraucht wird.

Man kann hierbei die Einrichtung so treffen, wie es früher üblich war, daß man die erforderliche mechanische Arbeit ( $AL$ ) mittels einer Kondensations-Dampfmaschine oder -Dampfturbine erzeugt und den Bedarf an Heizwärme ( $W_H$ ) aus einem besonderen Niederdruck-Dampfkessel (Heizungskessel) oder als gedrosselten Dampf aus einem gemeinsamen Hochdruck-Dampfkessel entnimmt. Die für den Dampf der Kraftmaschine aufzuwendende Verbrennungswärme ist dann

$$\frac{AL}{\eta_{w_I}} \text{ (kcal),}$$

wobei  $\eta_{w_I}$  der wirtschaftliche Wirkungsgrad der Kondensationskraftmaschine ist.

Für den Heizdampf ist dagegen die Verbrennungswärme aufzuwenden

$$\frac{W_H}{\eta_k} \text{ (kcal),}$$

mit  $\eta_k$  als Wirkungsgrad des (gemeinsamen) Dampfkessels. Der gesamte Wärmebedarf beträgt also

$$W = \frac{AL}{\eta_{w_I}} + \frac{W_H}{\eta_k} \text{ (kcal). . . . . (1)}$$

Man kann aber auch so verfahren, daß man den gleichen Dampf sowohl zur Arbeitsleistung als zur Heizung verwendet. Braucht man z. B. Heizwärme in Form von Dampf von rund 1 at Druck zur Raumheizung, so kann man diesen Dampf in einem Hochdruckkessel erzeugen, ihn zuerst in einer Dampfmaschine oder Dampfturbine, die mit dem Heizungsdruck als Gegendruck arbeitet, Arbeit leisten lassen und ihn dann als Abdampf dieser Maschine in das Heizungssystem schicken. Wird dabei von dem Dampf die Nutzarbeit  $AL$  verlangt, so muß sein Wärmeinhalt vor der Maschine

$$\frac{AL}{\eta_{e_{II}}}$$

sein, wenn die Kraftmaschine mit dem thermischen Gesamtwirkungsgrad  $\eta_{e_{II}}$  arbeitet, der dem Eintrittsdruck  $p_1$  und dem Gegendruck  $p_2$  entspricht. Der eintretende Dampf kann überhitzt sein, auch wenn dies für den Heizdampf nicht erwünscht ist, da in der Kraftmaschine die Überhitzung ganz oder größtenteils verschwindet. Der Aufwand an Verbrennungswärme ist

$$W' = \frac{AL}{\eta_k \cdot \eta_{e_{II}}}. . . . . (2)$$

Die Wärmemenge, die der Dampf noch enthält, wenn er aus der Kraftmaschine austritt, und die als Heizwärme verfügbar ist, ist erstens um den Wärmewert der geleisteten Arbeit und zweitens um den in

der Kraftmaschine erlittenen äußeren Wärmeverlust kleiner als die Eintrittswärme. Vernachlässigt man den letzteren Betrag, berücksichtigt aber den Umstand, daß der größte Teil der Reibungswärme verloren geht, so hat man statt der effektiven Arbeit  $AL$  die indizierte Arbeit  $AL_i$  in Abzug zu bringen.

Da 
$$AL_i = \frac{AL}{\eta_m}$$

ist, so beträgt der Wärmehalt des Abdampfs

$$\frac{AL}{\eta_{e_{II}}} - \frac{AL}{\eta_m}.$$

Soll nun diese Wärmemenge für die Heizung ausreichen, so muß

$$W_H = AL \left( \frac{1}{\eta_{e_{II}}} - \frac{1}{\eta_m} \right)$$

sein, also

$$\frac{W_H}{AL} = \frac{1}{\eta_{e_{II}}} - \frac{1}{\eta_m} \dots \dots \dots (3)$$

In diesem Verhältnis müssen bei einer derartigen reinen Gegendruck-Heizkraftanlage der Wärme- und Kraftbedarf zueinander stehen. Ist der Bedarf an Heizwärme größer, so kann man der Heizung zusätzlichen gedrosselten Frischdampf zuführen; ist er jedoch kleiner, so eignet sich die reine Gegendruckmaschine im allgemeinen nicht.

Der gesamte Wärmebedarf der kombinierten Anlage ist der obige Wert  $W'$ . Dieser Wert steht zu dem Wärmebedarf der getrennten Kraft- und Heizungsanlage in dem Verhältnis

$$\begin{aligned} \frac{W}{W'} &= \frac{\frac{AL}{\eta_{wI}} + \frac{W_H}{\eta_k}}{\frac{AL}{\eta_{e_{II}} \cdot \eta_K}} \\ &= \frac{\eta_{e_{II}} \cdot \eta_K}{\eta_{wI}} + \frac{W_H}{AL} \cdot \eta_{e_{II}}. \end{aligned}$$

Mit dem obigen Wert von  $W_H/AL$  und  $\eta_{wI} = \eta_{e_I} \cdot \eta_k$  wird

$$\begin{aligned} \frac{W}{W'} &= \frac{\eta_{e_{II}}}{\eta_{e_I}} + 1 - \frac{\eta_{e_{II}}}{\eta_m} \\ &= 1 + \eta_{e_{II}} \cdot \left( \frac{1}{\eta_{e_I}} - \frac{1}{\eta_m} \right) \dots \dots \dots (4) \end{aligned}$$

Dieser Wert ist stets größer als 1, d. h. der gesamte Wärmebedarf der getrennten Kraft- und Heizanlage ist stets größer, als derjenige

der vereinigten Kraft- und Heizanlage. Man erhält z. B. mit

$$\eta_{e_{II}} = 0,1, \quad \eta_{e_I} = 0,2, \quad \eta_m = 0,85$$

$$\frac{W}{W'} = 1 + 0,1 \cdot \left( \frac{1}{0,2} - \frac{1}{0,85} \right) \\ = 1,38,$$

so daß in diesem Falle der Wärmeverbrauch der getrennten Anlage um 38 v. H. größer ist. Die kombinierte Anordnung ergibt also einen bedeutenden wirtschaftlichen Gewinn, da ihr Brennstoffverbrauch bei gleicher Kraft- und Heizleistung nur 72,5 v. H. desjenigen der getrennten Anlage ist. Außerdem entfällt bei ihr die umständliche Kondensationsanlage und die Beschaffung der großen Kühlwassermengen.

Nach Gl. 4 ist der Gewinn um so größer, je höher der thermische Gesamtwirkungsgrad  $\eta_{e_{II}}$  der Gegendruckmaschine ist. Dieser Wert ist in erster Linie durch das Druckgefälle der Gegendruckmaschine bedingt. Je höher also bei einem gegebenen Gegendruck (z. B. 1 at) der Kesseldruck ist und einen je höheren Gütegrad die Gegendruckmaschine besitzt, um so größer ist der Gewinn.

Für Fälle mit Heizdrücken von mehreren at (z. B. 3 bis 5 at) muß man, um gleich günstige Ergebnisse zu erzielen, mit dem Kesseldruck erheblich höher gehen, und zwar der Größenordnung nach auf den 3- bis 5-fachen Wert, da das Verhältnis von Kesseldruck und Gegendruck für den thermischen Wirkungsgrad der Maschine maßgebend ist. Kommt man also bei 1 at Gegendruck mit 10 at Kesseldruck aus, so kommt man bei 3 bis 5 at Gegendruck auf 30 bis 50 at Kesseldruck, also in das Gebiet des sogenannten Höchstdruckdampfes. Abb. 72 zeigt das Arbeitsdiagramm der Gegendruckmaschine für 15 at Kesseldruck und 3 at Heizdruck; Abb. 73 für 50 at Kesseldruck und 7,5 at Heizdruck

**Zwischendampfentnahme.** Nur in besonderen Fällen werden Kraft- und Heizdampfbedarf von gleicher Größe sein. Ist der Heizdampfbedarf wesentlich kleiner und zeitlich schwankend, so verwendet man anstatt der Gegendruckmaschine die Kondensationsmaschine mit Zwischendampfentnahme. Man entnimmt dabei die zur Heizung erforderlichen Dampfmenen aus dem Behälter der zweistufigen Kolbenmaschine oder aus der Druckstufe der vielstufigen Dampfturbine, in der ein Dampfdruck gleich dem Heizdruck herrscht. Der dann noch übrige Teil des Dampfes wird im Niederdruckzylinder bzw. in den Niederdruckstufen

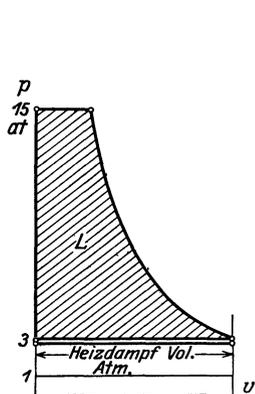


Abb. 72.

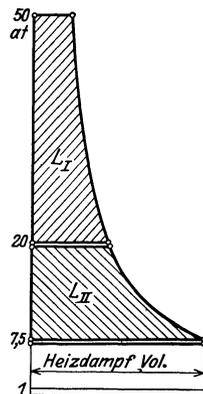


Abb. 73.

der Dampfturbine weiterverarbeitet. Abb. 74 zeigt das Druck-Volumen-diagramm der verlustlosen Maschine. Im Hochdruckteil expandiert der Dampf unter Leistung der Arbeit  $L_I$  vom Kesseldruck  $p_1$  bis zum Heizdruck  $p'$  und tritt mit diesem Druck in den Zwischenbehälter aus. Von seinem Volumen  $cg$  wird der Teil  $cd$  durch die Heizdampfleitung entnommen. Der Rest  $dg$  expandiert im Niederdruckteil der Kraftmaschine bis zum Kondensatordruck  $p_2$  und leistet dabei die Arbeit  $L_{II}$ .

Ähnlich wie bei der Gegendruckmaschine wird auch hier der gesamte Aufwand an Verbrennungswärme kleiner, als wenn man die Heizung mit gedrosseltem Frischdampf betreibt, weil der Heizdampf im Hochdruckteil der Kraftmaschine Arbeit leistet.

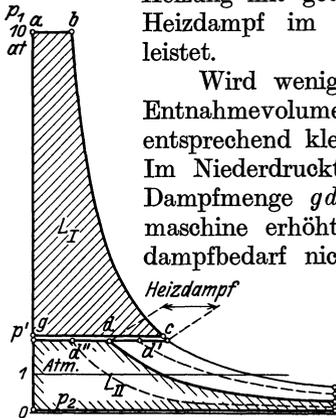


Abb. 74.

Wird weniger Dampf gebraucht, als dem normalen Entnahmevermögen  $cd$  entspricht, so braucht man nur ein entsprechend kleineres Dampfvolmen  $cd'$  zu entnehmen. Im Niederdruckteil arbeitet dann allerdings die größere Dampfmenge  $gd'$ , wodurch sich die Leistung der Kraftmaschine erhöht. Fällt nun mit dem verminderten Heizdampfbedarf nicht zufällig ein erhöhter Kraftbedarf zusammen, so muß die in den Hochdruckteil eintretende Dampfmenge durch Verkleinerung der Hochdruckfüllung vermindert werden, wobei aber der Druck im Zwischenbehälter bzw. in der Entnahmestufe erhalten bleiben muß. Außer dem Geschwindigkeitsregler der Kraftmaschine

muß daher ein Druckregler für den Heizdampf vorhanden sein, der bei vermindertem Heizdampfbetrieb das Entnahmeverteil teilweise schließt, bei verstärktem Heizdampfbetrieb weiter öffnet. Ist die Heizung ganz geschlossen, so arbeitet die Kraftmaschine als reine Kondensationsmaschine. Bei höchster Beanspruchung der Heizanlage wird der Kraftmaschine der gesamte Dampf vor dem Niederdruckteil weggenommen und die Maschine arbeitet als reine Gegendruckmaschine mit leerlaufendem Niederdruckteil.

Auch Einzylindermaschinen lassen sich als Entnahmemaschinen verwenden, um Heizdampf in veränderlichen Mengen zu liefern. Dabei kann die eine Zylinderseite als Gegendruckmaschine mit dem Heizdruck als Gegendruck arbeiten, während die andere Zylinderseite auf dem Kolbenrückweg während eines größeren oder kleineren Teiles der Kompressionsperiode veränderliche Mengen von Heizdampf in die Heizleitung abgibt.

### Die praktischen Verfahren zur Gewinnung von mechanischer Arbeit mittels Dampf.

Die Maschinen zur Gewinnung von mechanischer Arbeit aus Wärme mittels des Dampfes sind entweder Kolbendampfmaschinen oder Dampfturbinen. Im folgenden werden die verschiedenen Verfahren, nach welchen der Dampf in diesen Maschinen arbeitet, nach der thermo-

dynamischen Seite zusammenfassend behandelt. Da der Dampf in jedem Falle erst aus flüssigem Wasser durch Aufnahme von Verbrennungswärme aus einer Feuerung erzeugt werden muß, so sind auch die Vorgänge in den Dampferzeugern (Dampfkesseln) in Betracht zu ziehen, sofern es sich um den Gesamtvorgang der Gewinnung mechanischer Arbeit aus der Verbrennungswärme von Brennstoffen handelt. Dies ist auch aus dem weiteren Grunde nötig, weil bei einigen neueren Verfahren der Dampf im Verlaufe seiner Arbeitsleistung in der Kraftmaschine noch weitere Wärme aus dem Dampferzeuger aufnimmt — sei es aus den Feuergasen oder aus dem Frischdampf —, oder umgekehrt Wärme an das Speisewasser der Dampferzeuger abgibt.

### 37. Die gewöhnliche oder Wattsche Dampfmaschine.

Der vom Dampfkessel kommende Frischdampf strömt durch den Einlaßkanal, Abb. 75, während eines größeren oder kleineren Kolbenweges  $s_1$  in den Zylinderraum hinter dem Kolben (Füllungsperiode, Linie  $ab$  im Druck-Volumendiagramm).

In  $b$  wird der Frischdampf durch das Einlaßsteuerungsorgan abgesperrt. Hinter dem weiterlaufenden Kolben dehnt sich nun der im Zylinder abgesperrte Dampf aus, wobei seine Spannung stetig abnimmt (Expansionsperiode, Linie  $bc$ ). Kurz vor der inneren Totlage wird der Auslaßkanal von der Steuerung geöffnet und der Dampf strömt zuerst vermöge seines dort noch vorhandenen Überdrucks, später durch den zurücklaufenden Kolben verdrängt, in die Atmosphäre oder in einen Kondensator aus, in dem er durch kaltes Wasser niedergeschlagen wird. Während des Kolbenrückweges bleibt das Auslaßorgan bis zur Kolbenstellung  $e$  geöffnet und der Dampfdruck im Zylinder ist nahe gleich dem Druck des Raumes, in den der Dampf abströmt. Im Punkte  $e$ , der in verschiedener Entfernung von der linken Totlage liegen kann, wird der Auslaß geschlossen, so daß die Dampfmenge  $e(f)$  im Zylinder zurückbleibt und von dem zurücklaufenden Kolben verdichtet wird, wobei ihr Druck allmählich bis zur Höhe des Punktes  $f$  ansteigt (Kompressions- oder Verdichtungsperiode). Nun bewegt sich der Kolben wieder nach rechts und das Spiel wiederholt sich. — Genau der gleiche Vorgang spielt sich auf der rechten Kolbenseite ab, nur findet dort Ausströmung und Verdichtung statt, während links vom Kolben Füllung und Expansion

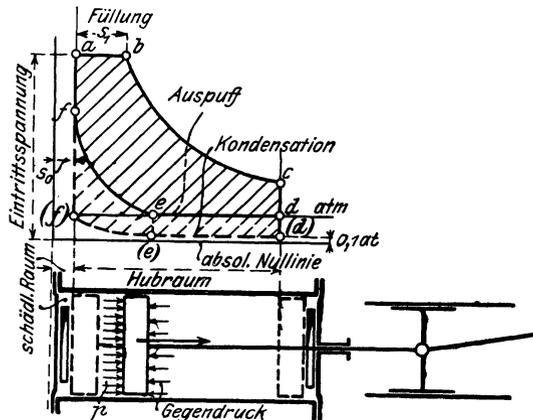


Abb. 75.

geöffnet und der Dampf strömt zuerst vermöge seines dort noch vorhandenen Überdrucks, später durch den zurücklaufenden Kolben verdrängt, in die Atmosphäre oder in einen Kondensator aus, in dem er durch kaltes Wasser niedergeschlagen wird. Während des Kolbenrückweges bleibt das Auslaßorgan bis zur Kolbenstellung  $e$  geöffnet und der Dampfdruck im Zylinder ist nahe gleich dem Druck des Raumes, in den der Dampf abströmt. Im Punkte  $e$ , der in verschiedener Entfernung von der linken Totlage liegen kann, wird der Auslaß geschlossen, so daß die Dampfmenge  $e(f)$  im Zylinder zurückbleibt und von dem zurücklaufenden Kolben verdichtet wird, wobei ihr Druck allmählich bis zur Höhe des Punktes  $f$  ansteigt (Kompressions- oder Verdichtungsperiode). Nun bewegt sich der Kolben wieder nach rechts und das Spiel wiederholt sich. — Genau der gleiche Vorgang spielt sich auf der rechten Kolbenseite ab, nur findet dort Ausströmung und Verdichtung statt, während links vom Kolben Füllung und Expansion

erfolgt. Beide Zylinderseiten arbeiten völlig unabhängig voneinander in genau gleicher Weise (doppeltwirkende Einzylindermaschine).

Man unterscheidet zwischen

- a) Auspuff- und Gegendruckmaschinen, die ihren Abdampf in die freie Atmosphäre oder in eine Dampfheizanlage ausstoßen, und
- b) Kondensationsmaschinen, deren Abdampf in einem luftleeren Raum (Vakuum) durch kaltes Wasser (Kühlwasser) niedergeschlagen wird. Die Dampfspannung im Kondensator kann nicht höher werden, als die zur Temperatur des verflüssigten Dampfes nach den Dampftabellen gehörige Sättigungstemperatur, also z. B. bei  $35^{\circ}$  0,06 at abs. Der Gesamtdruck im Kondensator wird aber durch die unvermeidbaren Luftmengen, die mit dem Dampf und durch Undichtigkeiten der Maschine von außen eindringen, stets etwas höher als die Dampfspannung, z. B. 0,1 at abs. Aus dem gleichen Grunde ist stets eine Luftpumpe erforderlich, die das Vakuum aufrechterhält.

In der Kondensationsmaschine leistet die gleiche, in den Zylinder eintretende Dampfmenge eine größere Arbeit als in der Auspuff- oder Gegendruckmaschine, wie der Vergleich der beiden Diagrammflächen  $abc(d)(e)(f)$  für Kondensation und  $abcdef$  für Auspuff zeigt. Dafür geht aber bei der Kondensationsmaschine der Wärmehalt, den der Abdampf noch besitzt, im Kühlwasser verloren, während bei Auspuff- und Gegendruckbetrieb diese im Verhältnis zum Wärmehalt des Frischdampfes noch sehr bedeutende Wärmemenge (80 bis 90 v. H.) für Heizzwecke verfügbar bleibt.

Die Arbeit des Dampfes einer Zylinderseite wird durch die schraffierte Fläche dargestellt. Diese Arbeit ist stets kleiner als die in Abschn. 35 berechnete Arbeitsfähigkeit der gleichen Frischdampfmenge, und zwar aus drei verschiedenen Gründen. Erstens expandiert der Dampf im Dampfzylinder selbst gewöhnlich nicht bis zum Gegendruck, bei Kondensationsmaschinen niemals. Dadurch fällt ein Teil der Arbeitsfähigkeit (die Diagrammspitze) weg. Ein Teil dieses Verlustes kann durch die Kompression aufgehoben werden. Zweitens findet in der wirklichen Dampfmaschine bei der Einströmung stets ein Druckverlust des Dampfes statt (Drosselung) und auch der Austrittsdruck im Zylinder ist stets etwas höher als der Gegendruck (in Abb. 75 nicht gezeichnet; vgl. Abb. 11, 12 u. 13). Drittens schlägt sich stets ein Teil des in den Zylinder eintretenden, trocken gesättigten Dampfes an den kälteren Kanal- und Zylinderwänden nieder, wodurch die arbeitende Dampfmenge und somit auch die Arbeit selbst vermindert wird. Bei diesen Verlusten ist auch der „schädliche Raum“, der zwischen dem Kolben in der Totlage und den geschlossenen Ein- und Auslaßorganen liegt, erheblich beteiligt.

Die wirklich vom Dampf auf den Kolben übertragene Arbeit wird aus dem Flächeninhalt des mit dem Dampfmaschinen-Indikator an der laufenden Maschine entnommenen Druck-Volumendiagramms (Indikator-Diagramms) ermittelt und heißt daher „indizierte Arbeit bzw. Leistung“ ( $AL_i$  bzw.  $N_i$ ). Das Verhältnis dieser Arbeit zu der nach Abschn. 35 ermittelten Arbeitsfähigkeit des Frischdampfes ist der



unten hat diese Menge allerdings dadurch, daß schließlich die Abkühlungsverluste an den Wänden des Zylinders den Mehrertrag an Dampfarbeit überwiegen.

Zeichnet man die Diagramme Abb. 76 auf gleichen Hubraum um, etwa auf  $v'$ , so erhält man Abb. 77. (Die Endspannungen in beiden Figuren sind bei den gleich bezeichneten Diagrammen ungefähr gleich.) Diese sämtlichen Diagramme können bei einer und derselben Maschine auftreten, die großen, wie  $abcde$ , bei stärkerer, die kleineren, wie  $ab_2de$  bei schwächerer Belastung der Maschine.

Diagramme wie  $ab_3c_3e_1$  kommen allerdings bei Kolbenmaschinen, wenigstens bei Einzylindermaschinen mit hoher Anfangsspannung, niemals vor, denn der schädliche Raum bedingt bei gegebener Anfangsspannung eine kleinste, nicht unterschreitbare Endspannung der Expansion. Bei 5 v. H. schädlichem Raum erreicht z. B. mit 13 at abs. Eintrittsdruck die Expansion höchstens 0,6 at abs., Abb. 77, Linie  $b_4c_4$ . Der Zylinder arbeitet dabei schon mit „Nullfüllung“, d. h. nur mit dem Dampf, der den schädlichen Raum auffüllt. Es kann allerdings noch eine kleinere Endspannung auftreten, wenn nämlich der schädliche Raum nur teilweise auf-

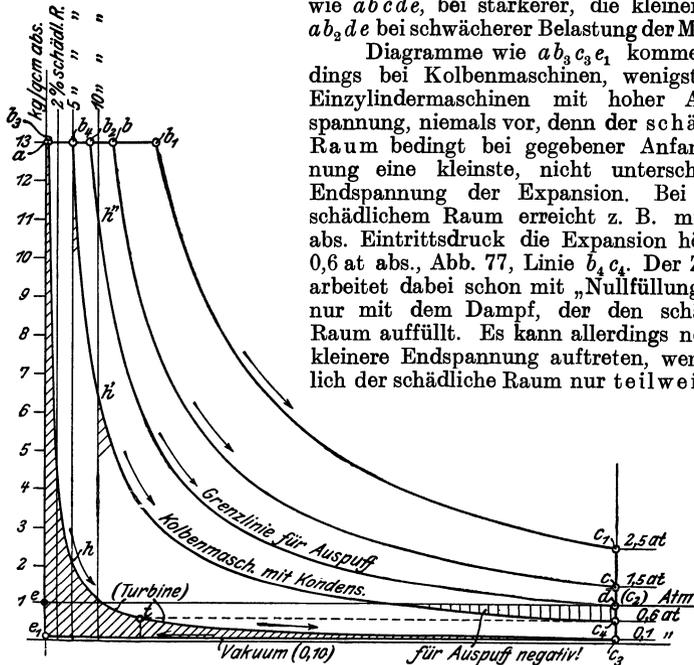


Abb. 77.

gefüllt wird. Dann erreicht aber der Anfangsdruck nicht die Frischdampfspannung. Sollte z. B. in einer solchen Maschine 0,1 at abs. Endspannung erreicht werden, so dürfte der schädliche Raum nur so weit mit Dampf von 13 at gefüllt werden, daß der Druck bis 2 at steigt, Punkt  $h$ , Abb. 77. Die Steuerung öffnet dann vor Erreichung der Totlage nur ganz kurze Zeit. In ähnlicher Weise arbeiten tatsächlich Maschinen mit großem schädlichem Raume bei schwacher Belastung; die hohe Kesselspannung ist dabei nutzlos. — Das gleiche zeigen die Punkte  $h'$  und  $h''$  für eine Maschine mit 10 v. H. schädlichem Raum und einer Endspannung von 0,6 at bzw. 1 at.

Dampfturbinen arbeiten mit möglichst tiefer Endspannung, die 0,1 at erheblich unterschreiten kann. Bei ihnen ist daher die schraffierte Arbeitsfläche  $ab_3tc_3e_1$  die normale. Verglichen mit einer Kolbenmaschine für 0,6 at Endspannung (Punkt  $c_4$  bzw.  $t$ ) ist somit bei der Turbine die unter  $tc_3$ , Abb. 77, liegende schraffierte Fläche mehr verfügbar. Dieser Betrag wird um so beträchtlicher, mit je kleinerem Kondensatordruck die Turbine arbeitet. Möglichst hohe Luftleere ist deshalb für Turbinen vorteilhaft.

Der Arbeitswert  $L_0$  der Fläche  $abcde$  des verlustfreien Dampfdiagramms, Abb. 76, ergibt sich in einfacher Weise, sobald man das Gesetz der Expansion als bekannt ansieht. Für das Idealogramm muß adiabatische Expansion zugrunde gelegt werden. Danach gilt für die Kurve  $bc$

$$pv^k = \text{konst.}$$

worin

$$k = 1,135$$

für trockenen Sattdampf,

$$k = 1,30$$

für Heißdampf.

Die Arbeitsfläche  $L_0$  setzt sich zusammen aus

$$(abb'a') = pv$$

(Volldruckarbeit),

$$(bcc'b') = \frac{1}{k-1} (pv - p_e v')$$

(absolute Ausdehnungsarbeit) und

$$-(edc'a') = -p'v'$$

(Gegendruckarbeit).

Somit ist die von 1 kg Dampf verrichtete Arbeit

$$\begin{aligned} L_0 &= pv + \frac{1}{k-1} (pv - p_e v') - p'v' \\ &= \frac{k}{k-1} pv - \frac{1}{k-1} p_e v' - p'v' \\ &= \frac{k}{k-1} pv \left( 1 - \frac{1}{k} \frac{p_e v'}{p v} - \frac{k-1}{k} \frac{p' v'}{p v} \right). \end{aligned}$$

Nun ist

$$\frac{v'}{v} = \left( \frac{p}{p_e} \right)^{\frac{1}{k}},$$

somit

$$\frac{v' p_e}{v p} = \left( \frac{p_e}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}}$$

Setzt man

$$\varepsilon_p = \frac{p}{p_e}$$

(Druck-Expansionsverhältnis), so wird

$$L_0 = \frac{k}{k-1} pv \left[ 1 - \frac{1}{\varepsilon_p \frac{k}{k-1}} \cdot \left( \frac{1}{k} + \frac{k-1}{k} \frac{p'}{p_e} \right) \right] \dots (1)$$

Den größtmöglichen Wert erreicht  $L_0$ , wie schon oben erwähnt, bei vollständiger Expansion bis auf den Gegendruck,  $p_e = p'$ . Es wird

$$L_{0max} = \frac{k}{k-1} pv \left[ 1 - \left( \frac{p'}{p} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \dots (1a)$$

Bei Heißdampf liegt die Ausdehnungslinie  $gi$ , Abb. 76, höher als bei Sattdampf, weil das Volumen  $ag = v$  von 1 kg Heißdampf bei gleichem Anfangsdrucke größer ist als das Volumen  $v$ , von 1 kg Sattdampf.

Die Formeln gelten im übrigen für beide Dampfarten, für Heißdampf jedoch nur so lange, als während der Expansion kein Übergang in den Sättigungszustand erfolgt. Von da an folgt nämlich die Ausdehnungslinie wieder dem Gesetz  $pv^{1,135} = \text{konst}$ , während sie bis dahin nach  $pv^{1,3} = \text{konst}$  verlief. Dieser Wechsel ist in der obigen Herleitung nicht berücksichtigt. Rechnet man in einem solchen Falle trotzdem mit  $pv^{1,3}$  für den ganzen Verlauf, so erhält man einen etwas zu kleinen Arbeitswert für den Heißdampf.

Bezüglich des Überganges des Heißdampfs in Sattdampf während der Expansion s. Abschn. 7, Schluß. Es ist zwar möglich, auch für diesen Fall

einen geschlossenen Ausdruck für  $L_0$  ähnlich Gl. 1 zu entwickeln. Bei der verwickelten Form desselben ist es jedoch bei weitem vorzuziehen, das viel einfachere und auch genauere Verfahren mittels der Entropiediagramme zu verwenden.

Als normale Endspannungen und Gegendrücke kommen bei Kolbenmaschinen folgende äußerste Werte praktisch in Frage:

Bei Kondensation

$$p_e = 0,5 \text{ bis } 0,7 \text{ at abs.}; \quad p' = 0,10;$$

bei Auspuff

$$p_e = 1,00; \quad p' = 1,00.$$

Bei Dampfturbinen  $p_e = p' = 0,10$  bis  $0,05$ .

Abb. 78 enthält für diese Spannungen die nach Gl. 1 berechneten Leistungswerte, sowohl für Sattedampf als für Heißdampf von  $350^\circ$  und für Dampfspannungen von 4 bis 13 at abs. Weiteres über diese Abbildung s. unten.

**Der Dampfverbrauch** in kg für 1 PSh =  $3600 \cdot 75$  mkg ergibt sich aus  $L_0$  zu

$$C_0 = \frac{3600 \cdot 75}{L_0} = \frac{270\,000}{L_0} \dots \dots \dots (2)$$

**Der thermische Wirkungsgrad** des Idealprozesses ist das Verhältnis der idealen Dampfarbeit  $L_0$  zum mechanischen Äquivalent der von 1 kg Dampf bei der Verdampfung aufgenommenen Wärme  $\lambda$ , also

$$\eta_{th} = \frac{L_0}{427 \lambda} \dots \dots \dots (3)$$

Bei Sattedampf liegt für Speisewasser von  $30^\circ$   $\lambda$  in den Grenzen 639 und 624 (für 13 bzw. 3 at abs.). Es kann also für höhere Drücke etwa der Mittelwert 635 angenommen werden. Dann wird

$$\eta_{th} = \frac{L_0}{271\,145} \dots \dots \dots (3a)$$

Es ist also auch

$$\eta_{th} \cong \frac{1}{C_0} \dots \dots \dots (3b)$$

Für Heißdampf von  $350^\circ$  und Speisewasser von  $30^\circ$  liegt  $\lambda$ , mit den Münchener Werten der spez. Wärme, für Dampf von 13 bis 3 at abs. zwischen 724 und 729. Für höhere Drücke kann also (bei  $350^\circ$ !)  $\lambda = 726$  gesetzt werden. Damit wird

$$\eta_{th} = \frac{L_0}{310\,000},$$

oder

$$\eta_{th} = \frac{0,871}{C_0}.$$

**Reduzierter Dampfverbrauch bei Heißdampfbetrieb.** Die Dampfverbrauchsahlen für Heiß- und Sattedampf geben, unmittelbar verglichen, keinen zutreffenden Maßstab für die Güte der Wärmeausnützung in beiden Fällen. Denn es kommt in Wirklichkeit nicht so sehr auf die verbrauchte Dampfmenge, als mit Rücksicht auf das Brennmaterial, auf die verbrauchte Wärme an. Ist  $\lambda_s$  die Gesamtwärme des Sattedampfs, so ist die des Heißdampfs vom gleichen Druck  $\lambda_s + (c_p)_m \tau$ , mit  $\tau$  als Überhitzung. Es enthält also 1 kg Heißdampf im Verhältnis

$$\frac{\lambda_s + c_{pm} \tau}{\lambda_s} = 1 + \frac{c_{pm} \tau}{\lambda_s}$$

mehr Wärme als 1 kg Sattedampf. Mit diesem Wert ist der Dampfverbrauch der Heißdampfmaschine zu multiplizieren, um ihn mit dem einer Sattedampfmaschine vergleichbar zu machen (reduzierter Dampfverbrauch). Im

obigen Beispiel für Heißdampf ist diese Zahl  $726/635 = 1,142$ . — Diese Bemerkung gilt auch für die Dampfverbrauchszahlen wirklicher Maschinen. Ohne die Reduktion erscheinen im Verhältnis zu denen der Sattdampfmaschinen die der Heißdampfmaschinen zu günstig.

Seitdem die meisten Dampfmaschinen mit überhitztem Dampf von durchschnittlich  $300^{\circ}$  Temperatur betrieben werden, ist die Reduktion der Dampfverbrauchszahlen auf gesättigten Dampf vom gleichen Druck im allgemeinen nicht mehr nötig. Es sollte aber bei jeder Dampfverbrauchszahl mindestens die Dampftemperatur mit angegeben werden, da von ihr der Wärmewert des Heißdampfes fast allein abhängt, während der Druck auf diesen Wert nur einen ganz geringen Einfluß hat.

Erläuterung der Abb. 78. Diese Abbildung enthält die nach den vorstehenden Formeln berechneten Werte, für Kesselspannungen von 3 bis 13 at abs.,

1. der Arbeit von 1 kg Dampf ( $L_0$  mkg),
2. des thermischen Wirkungsgrades ( $\eta_{th}$  v. H.),
3. des Dampfverbrauchs für 1 PS<sub>h</sub> ( $C_0$  kg),

für Auspuff und Kondensation bei Sattdampf- und bei Heißdampfbetrieb ( $350^{\circ}$ ). Gemäß den eingezeichneten Druckdiagrammen ist die Endspannung der Expansion für alle Fälle bei Auspuff  $1,0 \text{ kg/cm}^2$  abs., bei Kondensation  $0,7 \text{ kg/cm}^2$  angenommen, als im allgemeinen kleinsten, bei Kolbenmaschinen üblichen Werten für Normalleistung. Demgemäß enthält Abb. 78 die idealen Grenzwerte von  $L_0$ ,  $\eta_{th}$  und  $C_0$ , für Heißdampf  $C_0$  red., in den bisher bei Kolbenmaschinen üblichen Grenzen der oberen und unteren Dampfspannungen und Überhitzungsgrade; außerdem für Dampfturbinen mit Kondensation und 0,1 at Vakuum.

Aus Abb. 78 erhellt zunächst der sehr bedeutende Vorteil der höheren Dampfspannungen gegenüber den niederen. Sämtliche Kurven  $L_0$  steigen mit der Spannung. Da der Wärmeeaufwand ( $\lambda$ ) im Kessel für die hohen Spannungen nur unerheblich größer ist, als für die niederen, so steigen auch alle Kurven  $\eta_{th}$  mit der Spannung. Es wird ein um so größerer Bruchteil des Wärmeeaufwands in mechanische Arbeit umgesetzt, je höhere Dampfspannungen verwendet werden.

Der Nutzen der Kondensation zeigt sich darin, daß alle Kurven  $L_0$  und  $\eta_{th}$  bei Kondensation erheblich höher liegen als bei Auspuff. Mit Sattdampf werden aus 1 kg Dampf durch die Kondensation durchschnittlich gegen Auspuff bei allen Spannungen rd. 17500 mkg/kg mehr gewonnen, mit Heißdampf rd. 20000 mkg. — Die Ausnützung der Wärme erreicht bei Sattdampf von 5 at für Auspuff 10,3 v. H., für Kondensation 17 v. H., ist

also im letzteren Falle um  $\frac{17 - 10,3}{10,3} \cdot 100 = 65$  v. H. besser! Bei 13 at ist die

Kondensation noch mit 36,4 v. H. im Vorteil.

Der Heißdampfbetrieb hat eine ganz erhebliche Steigerung der Leistung ( $L_0$ ) von 1 kg Dampf gegenüber Sattdampf zur Folge, die sich bei Kondensation für hohe Spannungen auf rd. 10000 mkg/kg, für niedere sogar auf rd. 13000 mkg beläuft. Die Kessel der Heißdampfmaschinen haben daher geringere Wassermengen zu verdampfen als die gleich starker Sattdampfmaschinen. Dafür müssen sie mit Überhitzern ausgerüstet sein. Mit Auspuff ist auch der Wirkungsgrad für alle Spannungen bei Heißdampf höher als bei Sattdampf, der Unterschied wird aber bei höheren Spannungen immer geringer. Bei Kondensationsbetrieb gilt für niedere Spannungen dasselbe. Nach Überschreitung von 9 at nähert sich jedoch  $\eta_{th}$  den Sattdampferten sehr rasch, um sie bei rd. 11,8 at zu erreichen und dann scheinbar zu unterschreiten. Den Werten von Abb. 78 liegt aber Gl. 1 zugrunde, in welcher der Übergang des Heißdampfes in den Sattdampfzustand im Verlaufe der Expansion nicht berücksichtigt ist. Dieser Übergang findet bei Dampf von anfäng-

lich  $350^\circ$  und einer Endspannung  $p_e = 0,7$  at abs. gerade am Hubende statt, wenn der Anfangsdruck 7 at abs. beträgt. Bei höherem Anfangsdruck als 7 at tritt Sättigung schon vor dem Hubende ein und Gl. 1 gibt etwas, jedoch anfänglich nur sehr wenig zu kleine Werte für  $L_0$ . Bis etwa 10 at Anfangsdruck besteht daher auch für Heißdampf Abb. 78 zu Recht. Dagegen findet der Schnitt der beiden Kurven für  $\eta_{th}$  bei ungefähr 12 at, wie in Abb. 78, nicht statt, wenn man den Übergang in Satttdampf berücksichtigt. Jedoch

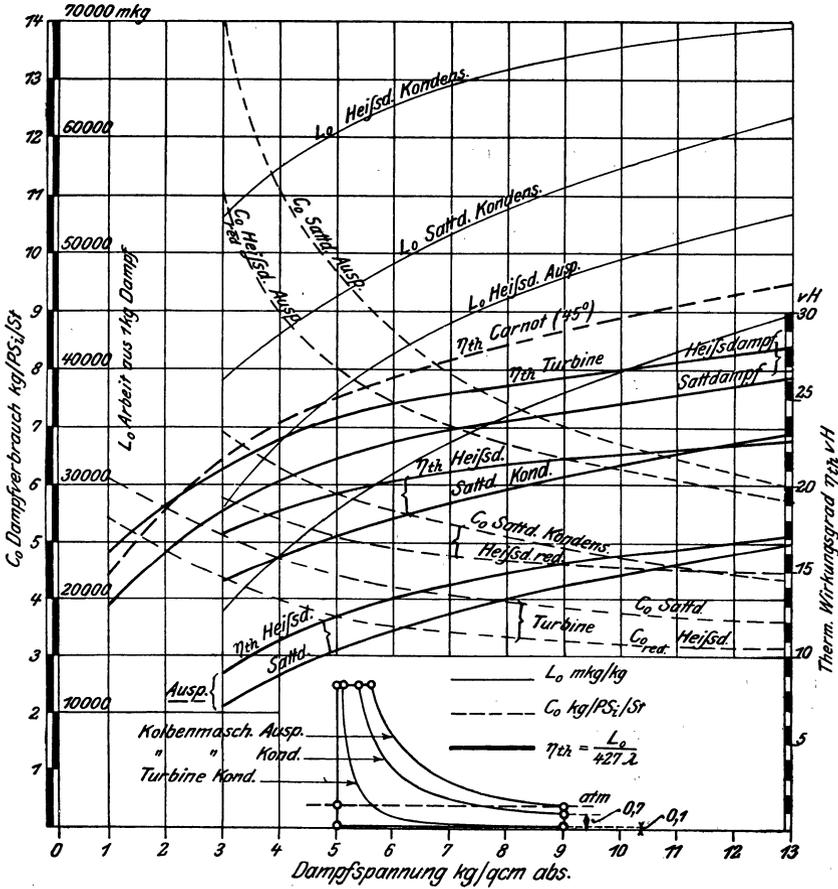


Abb. 78.

fallen beide Kurven sehr nahe zusammen. Für Spannungen zwischen 10 und 13 at ist also die Wärmeausnützung des Heißdampfs bei gleicher Anfangs- und Endspannung wenig anders als die des Satttdampfs. Dies gilt selbstverständlich nur für den theoretischen Prozeß; bei wirklichen Maschinen bleibt für Heißdampf wegen der viel kleineren Abkühlungsverluste noch ein erheblicher Vorteil. Zu beachten ist, daß für Heißdampf wegen des gerechten Vergleiches mit Satttdampf überall die reduzierten, nicht die wahren Dampfverbrauchsahlen eingetragen sind.

Über eine bequemere und im allgemeinen genauere Art der Ermittlung von  $L_0$ ,  $\eta_{th}$  usw. mit Hilfe der Entropiediagramme vgl. Abschn. 38.

### 38. Bestimmung der verlustfreien Nutzarbeit und des thermischen Wirkungsgrads mit Hilfe der Entropietafeln.

#### a) Vollständige Expansion.

Nach Abschn. 35 ist der durch das ideale Dampfdiagramm mit Expansion bis auf den Gegendruck dargestellte Arbeitswert gleich dem Unterschied der Wärmehalte  $i_1$  und  $i_2$  am Anfang und Ende der adiabatischen Expansion. Er kann für die Kolbenmaschine genau so aus der  $JS$ -Tafel bestimmt werden, wie das Arbeitsgefälle der adiabatischen Strömung in Abschn. 30, da er mit diesem identisch ist. Abb. 58 kann auch als ideales Diagramm einer Kolbenmaschine betrachtet werden. Beispiele vgl. Abschn. 30 Beisp. Nr. 1, 2, 3. —

Obwohl zwar nutzbare Expansion bis zum Gegendruck (Diagramme „mit Spitze“) bei Kolbenmaschinen nur bei Auspuffbetrieb und in den Hochdruckzylindern der Verbundmaschinen vorkommt, dagegen niemals bei Kondensationsbetrieb, so stellt doch das ideale Diagramm mit Expansion bis auf den Kondensationsdruck die obere Grenze des Arbeitswertes des Dampfes in der Maschine dar, deren Erreichung auch bei Kolbenmaschinen angestrebt wird. Daran ändert auch der Umstand nichts, daß die baulichen und thermischen Eigentümlichkeiten der Kolbenmaschine die tatsächliche Erreichung des Gegendrucks durch die nutzbare Expansion verhindern. Bei den Dampfturbinen wird dagegen dieser Expansionsgrad auch tatsächlich erreicht; der Dampf verläßt die letzten Schaufeln mit Kondensatorspannung, wobei er an diese, bei normaler Beanspruchung der Maschine, noch Nutzarbeit abgibt.

Der Vergleich einer Kolbendampfmaschine und Dampfturbine in Hinsicht der Vollkommenheit, mit der beide Maschinen Dampf von gegebenem Anfangszustand bei gegebenem Gegendruck ausnützen, ist nur auf Grund des Diagramms mit vollständiger Expansion möglich.

Ähnlich liegen die Verhältnisse, wenn z. B. eine einzylindrige Gleichstrom-Dampfmaschine mit einer gewöhnlichen Verbundmaschine verglichen werden soll. Den gemeinsamen Maßstab kann hierbei nur das ideale Diagramm mit vollständiger Expansion bilden.

Aus diesen Gründen kommt dem Idealdiagramm mit Expansion bis auf den Gegendruck auch für die Kolbenmaschine hohe Bedeutung zu.

Die  $JS$ -Tafel gestattet eine ganz besonders übersichtliche Darstellung des idealen Arbeitswerts und des thermischen Wirkungsgrads des Idealprozesses zwischen gegebenen Druckgrenzen bei sonst verschiedenem Dampfzustand.

In Abb. 71 ist als Anfangsspannung 13 at, als Gegendruck 0,1 at abs. angenommen. Die Ordinaten der Kurve  $p = 13$  at stellen die Wärmewerte des Dampfes von 13 at dar, unterhalb der Grenzkurve für feuchten, oberhalb für überhitzten Dampf. Diese Wärmewerte (Wärmehalte) sind um so größer, je trockener der Dampf bzw. je höher er überhitzt ist.

Die Ordinatenstrecken zwischen den Kurven  $p = 13$  at und  $p' = 0,1$  at sind die idealen nutzbaren Wärmegefälle, die dem Inhalt des Idealdiagramms mit Spitze gleich sind. Auch diese Werte wachsen mit zunehmender Trocknung und Überhitzung; die größte Nutzarbeit für 1 kg Dampfgewicht ergibt der am höchsten überhitzte Dampf, die kleinste der feuchteste Dampf.

Der Grad der Ausnützung des ursprünglichen Wärmewerts des Dampfes ist das Verhältnis der zwischen den Kurven  $p = 13$  und  $p = 0,1$  liegenden Ordinatenstücke zu den ganzen Ordinaten der Kurve  $p = 13$  at. Diese Verhältnisse, die thermischen Wirkungsgrade des Idealprozesses, sind als Ordinaten auf den zugehörigen Abszissen aufgetragen. Man erkennt, daß mit zunehmender Trocknung und Überhitzung des Dampfes der Wirkungsgrad langsam aber stetig zunimmt. Dampf von 13 at ergibt z. B. bei 350° Überhitzung  $\eta_{th} = 0,28$ , dagegen bei 5 v. H. Feuchtigkeit nur  $\eta_{th} = 0,26$ . Bei 450° steigt  $\eta_{th}$  bis 0,293. — Die gleiche Abbildung zeigt die Überlegenheit der höheren Dampfspannung von 13 at gegen 5 at mit rd. etwa 6 v. H. des jeweiligen Wärmehalts bei entsprechend gleichen Zuständen.

**b) Unvollständige Expansion<sup>1)</sup>.**

Die Entropietafeln, insbesondere die *JS*-Tafel, eignen sich auch für die Ermittlung der Dampfarbeit in Kolbenmaschinen in dem gewöhnlichen Falle, daß der Dampf nicht bis zum Gegendruck expandiert, wenn man noch die Dampftabellen oder den Volumenteil der *TVS*-Tafel zu Hilfe nimmt.

Es sei die Arbeit zu bestimmen, die 1 kg gesättigter oder überhitzter Dampf in einer Kolbendampfmaschine höchstens leisten kann, wenn er von  $p$  at abs. und  $t^0$  bis zu einer Endspannung von  $p_e$  at expandiert und der Gegendruck  $p'$  at beträgt, Abb. 79. — Die Arbeit  $L$  ist die ganze schraffierte Fläche  $ABCDE$ , Abb. 79. Sie zerfällt in zwei Teile:  $ABCF$  und  $CDEF$ . Fläche  $ABCF$  ist gleich der Abnahme des Wärmehaltes, wenn der Dampf von  $p$  bis  $p_e$  expandiert; sie kann aus der *JS*-Tafel abgelesen werden, gemäß Abb. 80 Strecke  $B'C'$ . Fläche  $CDEF$  muß ausgerechnet werden. Ist  $v_e$  das spezifische Volumen des Dampfes im Punkte  $C$ , so ist

$$(CDEF) = (p_e - p') v_e.$$

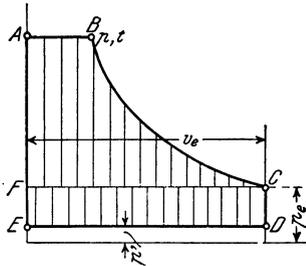


Abb. 79.

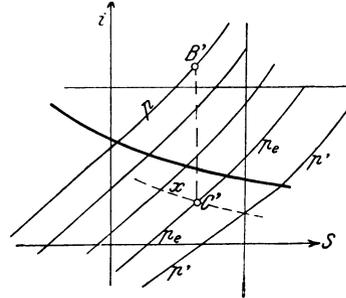


Abb. 80.

Der dem Punkte  $C$  entsprechende Punkt  $C'$  im *JS*-Diagramm wird meist im Gebiete des feuchten Dampfes liegen. Die spezifische Dampfmenge  $x$  geht ohne weiteres aus dem *JS*-Diagramm hervor. Entnimmt man nun den Dampftabellen oder der *TVS*-Tafel das Volumen  $(v_e)_s$  des trockenen Sattdampfes vom Drucke  $p_e$ , so ist

$$v_e = x(v_e)_s.$$

Für das kritische Gebiet, das selten in Frage kommen wird, ist

$$v_e = x(v_e)_s + (1 - x)\sigma.$$

Liegt aber  $C'$  im Heißdampfgebiet, so wird man  $v_e$  unmittelbar aus der *TVS*-Tafel entnehmen.

Man hat nun die Dampfarbeit in kcal/kg

$$A L_0 = i_1 - i_e + A(p_e - p') v_e.$$

Mit  $A = \frac{1}{427}$  und für  $p$  in at wird in mkg

$$L_0 = 427(i_1 - i_e) + 10000(p_e - p') v_e.$$

Den thermischen Wirkungsgrad erhält man hieraus durch Division mit  $\lambda_1$  (oder  $i_1$ ), den mittleren Druck des Diagramms (in at) durch Division von  $L_0$  mit  $10000 v_e$ , also

$$\eta_{th} = \frac{A L_0}{\lambda}$$

und

$$p_m = \frac{427(i_1 - i_e)}{10000 v_e} + p_e - p'.$$

Durch dieses Verfahren spart man sich umständliche Rechnungen auf Grund der Ersatzgleichung  $p v^k = \text{konst}$  für die Adiabate und die Schwierigkeiten und Irrtümer, die durch die Änderung des Exponenten  $k$  beim Übergang aus dem Heißdampf- ins Sattdampfgebiet entstehen können. Außerdem ist das Verfahren bis zu den höchsten Drücken anwendbar und führt sehr rasch zum Ziel.

<sup>1)</sup> Z. T. nach Z. V. d. I. 1911, S. 1506: W. Schüle, Die Eigenschaften des Wasserdampfes usw.

Beispiel. Dampf von 20, 16, 13, 10, 8 und 6 at abs. expandiert in einer Kolbenmaschine auf 0,7 at abs. Spannung. Das Vakuum beträgt 0,1 at abs. Wie groß ist das adiabatische Nutzgefälle  $AL_0$ , der thermische Wirkungsgrad  $\eta_{th}$ , der Dampfverbrauch  $C_0$  und der mittlere Arbeitsdruck  $p_m$

a) für anfänglich trocken gesättigten Dampf?

b) für anfänglich überhitzten Dampf von 350°?

a) Die JS-Tafel ergibt für

$p =$	20	16	13	10	8	6	at
$i_1 - i_e =$	132	123,5	115,5	105,5	96,5	85,5	kcal
$x_e =$	0,83	0,84	0,849	0,861	0,872	0,886	

Mit  $(v_e)_s = 2,40 \text{ m}^3/\text{kg}$  nach den Dampftabellen wird  $v_e = x(v_e)_s$   
 $v_e = 1,99 \quad 2,02 \quad 2,04 \quad 2,06 \quad 2,09 \quad 2,3 \text{ m}^3/\text{kg}$

und mit  $A(p_e - p') = 10000 \cdot 0,6/427 = 14,02$

$A(p_e - p') v_e =$	27,9	28,4	28,6	28,9	29,3	32,3	kcal
$AL_0 =$	159,9	151,9	144,1	134,4	125,8	117,8	kcal
$\lambda =$	678,8	670,3	667,5	663,8	660,9	657,3	(Tab.) <sup>1)</sup>

$\eta_{th} =$	0,238	0,226	0,216	0,203	0,190	0,179	
$C_0 =$	3,96	4,16	4,38	4,70	5,02	5,36	
$p_m =$	3,43	3,21	3,01	2,79	2,57	2,19	at

b)

$i_1 - i_e =$	157,8	147,8	142,5	133,8	125	114	
$x_e =$	0,925	0,943	0,955	0,972	0,99	(102°)	
$v_e =$	2,22	2,26	2,29	2,33	2,38	2,50	
$A(p_e - p') v_e =$	31,2	31,8	32,2	32,7	33,4	35,1	
$AL_0 =$	189,0	179,6	174,7	166,5	158,4	149,1	
$\lambda (= i_1) =$	751,2	752,5	753	753,8	754,2	755	(JS-Taf.)
$\eta_{th} =$	0,252	0,239	0,232	0,221	0,210	0,198	
$C_0 =$	3,34	3,52	3,62	3,79	3,98	4,23	kg
$p_m =$	3,63	3,39	3,26	3,05	2,84	2,55	at

### 39. Ermittlung der theoretischen Dampfarbeit, des mittleren Druckes, des Dampfverbrauchs und thermischen Wirkungsgrads von Kolbenmaschinen mit schädlichem Raum und Kompression mit Hilfe der Entropie- und Volumen-Tafeln.

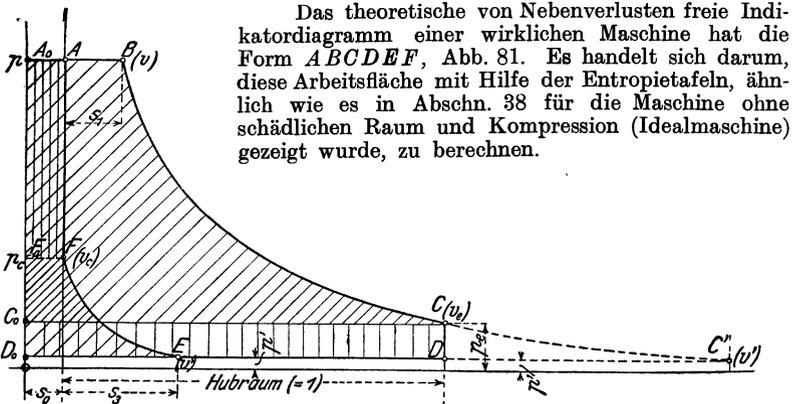


Abb. 81.

Die adiabatische Expansionslinie BC in Abb. 81 wird im JS-Diagramm, Abb. 82, durch die Gerade BC dargestellt. Die Strecke  $BC = h_e$  kcal im

<sup>1)</sup> Nach den älteren Tabellen.

*JS*-Diagramm wäre gleich der schräg schraffierten Arbeitsfläche  $A_0BCC_0$  im Druckdiagramm, wenn die gesamte im Zylinder arbeitende Dampfmenge  $A_0B$  1 kg wäre.

Die Druckkurve  $EF$  der Kompression im Druckdiagramm wird durch die Gerade  $EF$  im *JS*-Diagramm abgebildet, wobei der Punkt  $E$  (identisch mit  $C'$ ) durch Verlängerung der Strecke  $BC$  bis zur Kurve  $p' = \text{konst}$  des Gegendrucks gefunden wird. Der Dampfzustand des Restdampfes im Zylinder, mit dem in  $E$ , Abb. 81, die Kompression beginnt, ist nämlich identisch mit dem Endzustand, den man erhält, wenn man sich die Expansionslinie  $BC$  im Indikatordiagramm bis zur Kondensatorspannung fortgesetzt denkt. Der Dampfrest im Zylinder expandiert während der Ausströmung genau so, als ob der Kolben, ohne daß Ausströmung erfolgte, weiterlief, wobei selbstverständlich von dem Einfluß der Zylinderwände auf den Restdampf abgesehen wird. Wird von der Endspannung  $p_c$  der Kompression ausgegangen, so findet man  $F$  im *JS*-Diagramm ohne weiteres auf der Linie  $p = \text{konst}$ . Die Strecke  $EF = h_c$  kcal wäre gleich der Arbeitsfläche  $F_0FE D_0$  des Indikatordiagramms, wenn die Kompressions-Dampfmenge 1 kg wäre.

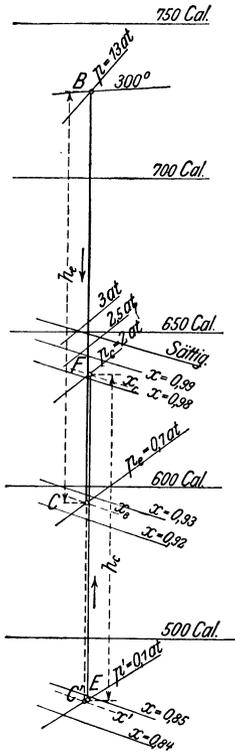


Abb. 82.

Wird dem Zylinder bei einem Arbeitshub die Frischdampfmenge  $G$  kg zugeführt, und ist  $G'$  das Gewicht der Kompressionsdampfmenge, so sind während der Expansion im Zylinder  $G + G'$  kg Dampf. Das Verhältnis von  $G'$  und  $G + G'$ , das von der Größe  $s_0$  des schädlichen Raumes und von der Höhe  $p_c$  der Kompression abhängt, ergibt sich wie folgt.

Da in den Punkten  $E$  und  $C'$  Abb. 82 der gleiche Dampfzustand herrscht, so verhalten sich die Dampfgewichte  $G'$  und  $G + G'$  an diesen Stellen wie ihre absoluten Volumina, also

$$\frac{G'}{G + G'} = \frac{D_0 E}{D_0 C'}$$

Auf der gleichen Kurve verhalten sich die absoluten Volumina wie die spez. Volumina, also auf der Kompressionslinie

$$\frac{D_0 E}{F_0 F} = \frac{v'}{v_c}$$

worin  $v'$  das dem Zustandspunkt  $E$  im *JS*-Diagramm,  $v_c$  das dem Punkt  $F$  zukommende spez. Volumen ist. Man hat also

$$D_0 E = \frac{v'}{v_c} \cdot F_0 F$$

In gleicher Weise ergibt die Expansionslinie für die Punkte  $C'$  und  $C$  das Verhältnis

$$\frac{D_0 C'}{C_0 C} = \frac{v'}{v_e}, \text{ also } D_0 C' = \frac{v'}{v_e} \cdot C_0 C$$

mit  $v_e$  als spez. Volumen zum Zustandspunkt  $C$  im *JS*-Diagramm.

Hiermit erhält man

$$\frac{G'}{G + G'} = \frac{\frac{v'}{v_c} \cdot F_0 F}{\frac{v'}{v_e} \cdot C_0 C}$$

und wegen

$$\frac{F_0 F}{C_0 C} = \frac{s_0}{1 + s_0}$$

$$\frac{G'}{G + G'} = \frac{v_e}{v_c} \frac{s_0}{1 + s_0} = \psi \dots \dots \dots (1)$$

Damit erhält man

$$G' = \frac{\psi}{1 - \psi} G \dots \dots \dots (2)$$

$$G + G' = \frac{1}{1 - \psi} G \dots \dots \dots (3)$$

Bei  $G = 1$  kg Frischdampfmenge arbeiten demnach während der Expansion  $1/(1 - \psi)$  kg, während der Kompression  $\psi/(1 - \psi)$  kg Dampf.

Nun lassen sich sämtliche Arbeitsflächen des Indikatordiagramms für 1 kg Frischdampfmenge ausrechnen. Es ist in kcal

$$\begin{aligned} \text{Fläche } A_0 B C C_0 &= + \frac{1}{1 - \psi} h_e \\ \text{„ } \dot{C}_0 C D D_0 &= + \frac{1}{1 - \psi} \frac{1}{427} (p_e - p') v_e \\ \text{„ } F_0 F E D_0 &= - \frac{\psi}{1 - \psi} h_c \\ \text{„ } A_0 A F F_0 &= - \frac{\psi}{1 - \psi} \frac{1}{427} (p - p_e) v_c. \end{aligned}$$

Die Fläche der Nutzarbeit ist die algebraische Summe dieser vier Flächen also in kcal

$$A L_0 = \frac{1}{1 - \psi} h_e - \frac{\psi}{1 - \psi} h_c + \frac{1}{427} \frac{1}{1 - \psi} [(p_e - p') v_e - \psi (p - p_e) v_e]$$

oder 
$$A L_0 = \frac{1}{1 - \psi} (h_e - \psi h_c) + \frac{10000}{427} \frac{1}{1 - \psi} [(p_e - p') v_e - \psi (p - p_e) v_e] \text{ kcal} \dots (4)$$

mit den Drücken in kg/cm<sup>2</sup>.

Der mittlere Arbeitsdruck  $p_m$ , bezogen auf den Kolbenhub, ergibt sich hieraus durch Division mit dem dem Hubraum in Abb. 81 entsprechenden Dampfvolumen. Das ganze Volumen  $C_0 C$  ist  $\frac{1}{1 - \psi} v_e$ , der Anteil des Hubraums

$$\frac{1}{1 + s_0} \frac{1}{1 - \psi} v_e.$$

Man erhält hiermit

$$p_m = (1 + s_0) (1 - \psi) \frac{A L_0}{A v_e}$$

oder

$$p_m = (1 + s_0) \left[ \frac{427 (h_e - \psi h_c)}{10000 v_e} + p_e - p' - \psi (p - p_e) \frac{v_c}{v_e} \right] \text{ kg/cm}^2 (5)$$

Der verhältnismäßige Kompressionsweg  $s_3$  folgt mit

$$\frac{s_3 + s_0}{s_0} = \frac{v'}{v_e} \text{ zu } s_3 = \left( \frac{v'}{v_e} - 1 \right) s_0 \dots \dots \dots (6)$$

die Füllung  $s_1$  aus

$$\frac{s_1 + s_0}{1 + s_0} = \frac{v}{v_e} \text{ zu } s_1 = \frac{v}{v_e} (1 + s_0) - s_0 \dots \dots (7)$$

Der Dampfverbrauch in kg für 1 PSh wird

$$C_0 = \frac{3600 \cdot 75}{L_0} \quad \text{oder} \quad \frac{3600 \cdot 75}{427} \cdot \frac{1}{AL_0} = \frac{632}{AL_0} \quad \dots \quad (8)$$

Der thermische Wirkungsgrad

$$\eta_{th} = \frac{AL_0}{\lambda_1} \quad \dots \quad (9)$$

mit  $\lambda_1$  als Gesamtwärme (oder Wärmehalt) des Frischdampfs.

Da hier zunächst von dem Dampfzustand am Ende der Füllung ausgegangen wird, so kann man schreiben

$$\eta_{th} = \frac{AL_0}{\lambda} \cdot \frac{\lambda}{\lambda_1},$$

mit  $\lambda$  als Gesamtwärme des Dampfes am Ende der Füllung. Insofern sich  $\lambda$  wenig von  $\lambda_1$  unterscheidet, ist auch in erster Näherung

$$\eta_{th} = \frac{AL_0}{\lambda} \quad \dots \quad (9a)$$

**Besondere Fälle.** 1. Maschine ohne Kompression.

Hier ist  $s_3 = 0$ , daher nach Gl. 6

$$v_e = v'$$

und mit Gl. 1

$$\psi = \frac{v_e}{v'} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0},$$

ferner  $p_c = p'$ ,  $h_e = 0$ .

Daher wird aus Gl. 4

$$AL_0 = \frac{h_e}{1 - \psi} + \frac{10000}{427} \frac{v_e}{1 - \psi} \cdot \left[ p_e - p' - \frac{s_0}{1 + s_0} (p - p') \right] \quad \dots \quad (4a)$$

und aus Gl. 5

$$p_m = (1 + s_0) \cdot \left[ \frac{427 h_e}{10000 v_e} + p_e - p' - \frac{s_0}{1 + s_0} (p - p') \right] \quad \dots \quad (5a)$$

Mit  $s_0 = 0$ ,  $\psi = 0$  folgen aus Gl. 4a und 5a die Beziehungen in Abschn. 38 ohne schädlichen Raum.

2. Maschine mit Kompression bis zur Anfangsspannung,  $p_c = p$ . Hier fallen in Gl. 4 und 5 die zweiten Glieder in den Klammern weg. Ferner wird wegen  $v_e = v$  (Anfangszustand)

$$\psi = \frac{v_e}{v} \cdot \frac{s_0}{1 + s_0},$$

daher aus Gl. 4 und 5, da  $h_e = h'$  ist, mit  $h'$  als Gesamtgefälle, Strecke  $BC'$  Abb. 82,

$$AL_0 = \frac{1}{1 - \psi} (h_e - \psi h') + \frac{10000}{427} \frac{(p_e - p') v_e}{1 - \psi} \quad \dots \quad (4b)$$

$$p_m = (1 + s_0) \cdot \left[ \frac{427 (h_e - \psi h')}{10000 v_e} + p_e - p' \right] \quad \dots \quad (5b)$$

Geht nun die Expansion bis zum Gegendruck, so wird mit  $p_e = p'$ ,  $v_e = v'$ ,  $h_e = h'$

$$AL_0 = h' \quad \dots \quad (4c)$$

und

$$p_m = \frac{427}{10000} \frac{h'}{v'} (1 + s_0) (1 - \psi) = \frac{427}{10000} \frac{h'}{v'} \left[ 1 + s_0 \left( 1 - \frac{v'}{v} \right) \right] \quad \dots \quad (5c)$$

Aus Gl. 4c erkennt man, daß bei gleichzeitiger vollständiger Expansion und Kompression der Einfluß des schädlichen Raumes auf den

Arbeitsgewinn verschwindet, wie groß auch der schädliche Raum ist. Ist dagegen nur die Kompression vollständig, so verschwindet der Einfluß des schädlichen Raumes auf Arbeitsgewinn und Dampfverbrauch nicht, wie Gl. 4b zeigt, in der noch  $\psi$  enthalten ist.

1. Beispiel. Überhitzter Dampf von 13 at abs. und 300° soll in einer Kolbenmaschine mit 0,7 at abs. Expansionsendspannung arbeiten. Wie groß ist das Nutzgefälle, der thermische Wirkungsgrad, der Dampfverbrauch und der mittlere Druck, wenn die Kompression bis 1, 2, 6, 10 und 13 at ansteigt,

- a) bei einem schädlichen Raum von 8 v. H. ( $s_0 = 0,08$ )?  
 b) bei einem schädlichen Raum von 2 v. H. ( $s_0 = 0,02$ )?

Die Kondensatorspannung soll 0,1 at betragen.

Die *JS*-Tafel ergibt die Dampfgehalte  $x_c = 0,927$ ,  $x' = 0,848$ ; nach den Dampftabellen ist  $(v_c)_s = 2,40$ ,  $(v')_s = 15,08$ , daher  $v_c = 0,927 \cdot 2,40 = 2,23$ ,  $v' = 0,848 \cdot 15,08 = 12,77$ . Ferner ist nach der *JS*-Tafel  $h_c = 132,7$  kcal,  $\lambda = i = 728$  kcal, und für

$p_c =$	1	2	6	10	13
$x_c =$	0,943	0,982	(210°)	(270°)	(300°), daher
$v_c =$	1,622	0,886	0,378	0,250	0,205 (TVS-Tafel)
$\frac{v'}{v_c} - 1 =$	6,86	13,41	32,8	50,0	61,3
$s_3 =$	0,548	> 1	—	—	— ( $s_0 = 0,08$ )
$s_3 =$	0,138	0,268	0,656	1,00	> 1 ( $s_0 = 0,02$ )

Die Kompression ist hiernach nur möglich bis 1 at bei  $s_0 = 0,08$ , bis 1, 2, 6, 10 at bei  $s_0 = 0,02$ .

a)  $s_0 = 0,08$ .

$$\psi = \frac{2,23}{1,622} \cdot \frac{0,08}{1,08} = 0,102; \quad \frac{1}{1 - \psi} = 1,12; \quad h_c = 78 \text{ kcal}; \quad \psi h_c = 8 \text{ kcal.}$$

$$AL_0 = 1,12 (132,7 - 8) + \frac{10\,000}{427} \cdot 1,12 [0,6 \cdot 2,23 - 0,102 \cdot 12 \cdot 1,622] \\ = 139,8 - 17 = 122,8 \text{ kcal.}$$

$$C_0 = \frac{632}{122,8} = 5,15 \text{ kg/PSh}; \quad \eta_{th} = \frac{122,8}{728} = 0,168; \quad p_m = 2,27 \text{ at.}$$

b)  $s_0 = 0,02$ .

$p_c =$	1	2	6	10 at
$\psi =$	0,0269	0,0494	0,118	0,175
$h_c =$	78	106,5	156,5	184 kcal
$\psi h_c =$	2,1	5,3	18,5	32,2 "
$AL_0 =$	153,8	155,2	157,2	156,4 "
$C_0 =$	4,11	4,06	4,02	4,04 kg
$\eta_{th} =$	0,211	0,214	0,216	0,215
$p_m =$	2,92	2,89	2,71	2,52 at

Hiernach wird der Dampfverbrauch  $C_0$  und die Ausnützung der Wärme ( $\eta_{th}$ ) nur sehr wenig durch die Kompression beeinflusst, wenn diese größer als 1 at ist. Ohne jede Kompression würde  $AL_0 = 143,1$  kcal,  $C_0 = 4,41$ ,  $\eta_{th} = 0,197$ .

Dagegen ergibt der Vergleich mit den Werten unter a) einen sehr bedeutenden Einfluß des schädlichen Raumes. Der Dampfverbrauch steigt von rd. 4,06 kg bei 2 v. H. schädli. Raum auf rd. 5,15 kg bei 8 v. H. schädli. Raum, also um 1,1 kg. Ohne schädlichen Raum wäre er nach Abschn. 38  $C_0 = 3,6$  kg. Durch einen schädlichen Raum von 2 v. H. wird also trotz Kompression eine Steigerung des Dampfverbrauchs um das  $4,1 : 3,6 = 1,14$ fache oder um 14 v. H. bedingt; durch einen schädlichen Raum von 8 v. H. um das  $5,2 : 3,6 = 1,44$ fache oder um 44 v. H.!

Die außerordentliche Bedeutung des schädlichen Raumes für die Wirtschaftlichkeit des Betriebs erhellt hieraus.

2. Beispiel. Überhitzter Dampf von 10 at und  $300^\circ$  arbeitet in einer Kondensationsdampfmaschine mit 1 at abs. Expansions-Endspannung und 0,2 at abs. Gegendruck. Wie groß ist  $AL_0$ ,  $C_0$ ,  $\eta_{th}$ ,  $p_m$  für 2, 5 und 8 at Kompressionsdruck.

a) bei 10 v. H. schäd. Raum?

b) bei 2 v. H. schäd. Raum?

Man erhält aus der JS-Tafel

$$\begin{aligned} & x_e = 0,961, \text{ daher } v_e = 1,721 \cdot 0,961 = 1,656 \\ \text{und} & x' = 0,889, \text{ daher } v' = 7,80 \cdot 0,889 = 6,93, \\ & h_e = 111 \text{ kcal}, \lambda = i = 729. \end{aligned}$$

Ferner ergibt sich, daß bei 10 v. H. schäd. Raum Kompression bis 5 und 8 at unmöglich ist ( $s_3 > 1$ ).

a)  $s_0 = 0,10$ . Ohne Kompression ( $p_e = 0,2$ ) wird  $\psi = \frac{1,656}{6,93} \cdot \frac{0,1}{1,1} = 0,0217$ ,  
 $1/(1 - \psi) = 1,022$ , daher nach Gl. 4a

$$\begin{aligned} AL_0 &= 111 \cdot 1,022 + \frac{10 \cdot 000}{427} \cdot 1,022 \cdot [(1 - 0,2) 1,656 - 0,0217 \cdot (10 - 0,2) 6,93] \\ &= \underline{110 \text{ kcal}}, \end{aligned}$$

daher

$$C_0 = \underline{5,75 \text{ kg}}, \quad \eta_{th} = \underline{0,151}, \quad p_m = \frac{1,1 \cdot 0,978 \cdot 110}{1,656} = \underline{3,05 \text{ at}}.$$

Für 2 at Kompression wird  $\psi = 0,167$ ,  $h_e = 86$ ,  $AL_0 = 119,5$ ,  $C_0 = 5,29$ ,  
 $\eta_{th} = 0,164$ , also eine Verbesserung des Dampfverbrauchs um  $5,75 - 5,29 = 0,46 \text{ kg}$ ;  
 $s_3 = 0,667$ .

b)  $s_0 = 0,02$ . Es ergibt sich in ganz gleicher Weise wie im 1. Beispiel für  
 $p_e = 2 \text{ at}$ ,  $AL_0 = 138 \text{ kcal}$ ;  $C_0 = 4,58$ ;  $\eta_{th} = 0,19$ ;  $p_m = 3,50 \text{ at}$ ;  $s_3 = 0,133$ ,  
 $p_e = 5 \text{ "}$                     138,8                    4,56;                    0,19;                    3,38                    0,288,  
 $p_e = 8 \text{ "}$                     139                    4,54;                    0,19;                    3,28                    0,421.

Auch hier zeigen sich die gleichen Erscheinungen wie in Beispiel 1, nämlich keine nennenswerte Verbesserung bei mehr als 2 at Kompression, dagegen ein sehr bedeutender Einfluß des schädlichen Raumes. Bei gleicher Kompression hat die Maschine mit 2 v. H. schäd. Raum einen um  $5,29 - 4,58 = 0,71 \text{ kg}$  geringeren Dampfverbrauch, als die mit 10 v. H. schäd. Raum.

#### 40. Vergleich der Leistung wirklicher Dampfmaschinen mit der Arbeit der verlustfreien Maschinen.

Die höchste Leistung, die 1 kg Dampf von gegebenem Anfangszustande in der Dampfmaschine verrichten kann, wenn er sich bis zu einer bestimmten Endspannung  $p_e$  adiabatisch ausdehnt und der Gegendruck einen bestimmten Wert  $p'$  besitzt, kann nach Abschn. 37 oder 38 berechnet werden. Sie wird durch das Diagramm, Abb. 79, dargestellt.

In wirklichen Maschinen, ob mit oder ohne Kompression des Dampfrestes, wird niemals diese höchste Dampfausnutzung erreicht. Die wichtigsten Gründe dafür sind schon früher erörtert. Bei Sattedampfbetrieb oder nicht hinreichend hoher Überhitzung schlägt sich während der Dampfströmung ein Teil des Dampfes nieder und verrichtet daher keine Arbeit (oder nur sehr

wenig durch Nachverdampfen). Bei Heißdampf dagegen vermindert der Dampf durch die Abkühlung an den Wänden seinen Rauminhalt und dadurch auch seine Arbeitsfähigkeit. Hierzu tritt die nachteilige Wirkung des schädlichen Raumes; sofern diese durch seinen Rauminhalt bedingt ist, kann sie teilweise durch die Kompression beseitigt werden; auch hinsichtlich der abkühlenden Wirkung seiner Oberfläche wirkt die Kompression günstig, da sie die mittlere Dampftemperatur während einer Umdrehung und dadurch die mittlere Wandtemperatur erhöht. Schließlich schädigen auch die Spannungsverluste bei der Durchströmung durch die Steuerorgane den Arbeitsgewinn. Denn während der Einströmung ist die Spannung im Zylinder kleiner als in der Dampfleitung (bzw. im Kessel), während der Ausströmung dagegen höher als der Gegendruck. Neben Verminderung der nutzbaren Arbeitsfläche führen diese Spannungsverluste auch zu erheblichen Abweichungen der Form der wirklichen und der theoretischen Diagramme, vgl. Abb. 83 und 84. Zeichnet man über das wirkliche Indikatordiagramm das den vorliegenden Spannungsverhältnissen (Kesselspannung  $p$ , Expansionsendspannung  $p_e$ , Gegendruck  $p'$ ) entsprechende ideale Diagramm für die gleiche Dampfmenge, so läßt der Flächenunterschied zwischen beiden Diagrammen die Arbeitsverluste erkennen, die der wirkliche Vorgang gegenüber dem idealen mit sich bringt.

Mit  $L_0$  als Arbeit des idealen,  $L_i$  als (indizierter) Arbeit des wirklichen Vorgangs, ergibt der Bruch

$$\eta_g = \frac{L_i}{L_0},$$

der als „Güteverhältnis“ bezeichnet wird, ein Maß für die Vollkommenheit des Vorgangs in der Maschine verglichen mit dem idealen Vorgang.

Das zu einem bestimmten Indikatordiagramm gehörige ideale Diagramm kann nur gezeichnet werden, wenn die bei einem Arbeitsspiel in den Zylinder gelangende Dampfmenge dem Gewichte nach bekannt ist. Aus dem Indikatordiagramm selbst läßt sich dieses Gewicht nicht berechnen, weil bei Sattdampftrieb die Dampfnässe, bei Heißdampftrieb die Dampftemperatur am Ende der Einströmung aus dem Diagramm nicht hervorgehen. Das Dampfgewicht kann vielmehr nur durch Messung der im Oberflächenkondensator in bestimmter Zeit niedergeschlagenen Wassermenge oder aus der vom Kessel verbrauchten Speisewassermenge (ausschließlich des Kondensates der Dampfleitung) ermittelt werden.

Es stellt alsdann dar, Abb. 83:

Die schraffierte Fläche rechts vom rechten Endlot den Arbeitsverlust durch den Inhalt des schädlichen Raumes.

Die schraffierte Fläche zwischen der wirklichen und der idealen Ausdehnungslinie den Verlust durch Abkühlung, die Fläche unterhalb der Ausströmungslinie den Verlust durch unvollkommene Übertragung des Vakuums aus dem Kondensator nach dem Dampfzylinder.

Die unter der Verdichtungslinie liegende Fläche gehört auch zum Gesamtverlust; sie darf aber nicht als „Kompressionsverlust“ bezeichnet werden, denn die Verdichtungsarbeit wird bei der Expansion wieder abgegeben; einen „Kompressionsverlust“ gibt es nicht. — Eine scharfe Trennung der einzelnen Verlustquellen ist im übrigen nicht möglich. Das Bild, Abb. 83, gibt in dieser Hinsicht nur einen schätzungsweisen Überblick

Als ideales Diagramm könnte auch ein Diagramm mit vollständiger Expansion bis auf den Gegendruck zugrunde gelegt werden (Clausius-Rankinescher Prozeß, wie es für die Dampfturbinen und für den Vergleich von Dampfturbinen und Kolbendampfmaschinen notwendig ist). Man erhält dann für das Verhältnis von tatsächlicher indizierter und idealer Arbeit einen kleineren Wert, weil auch der Verlust durch unvollständige Expansion darin enthalten ist. Vgl. hierzu auch die Darlegung Abschn. 35.

Mit  $\eta_{th}$  wurde in Abschn. 35 der Bruchteil der Gesamtwärme  $\lambda$  des Dampfes bezeichnet, der durch den theoretischen Prozeß in Arbeit umsetzbar ist. Nun wird aber nicht dieser Prozeß, sondern der des Indikatordiagramms verwirklicht, dessen Fläche nur  $\eta_g$  mal so groß ist als das theoretische



Zusammenstellung enthält die wichtigsten Daten und die Wirkungsgrade dieser, sowie der neuesten Wolfschen Heißdampflokomobile nach Heilmann<sup>1)</sup>.

Maschine	Kesseldruck- at abs.	Dampf-tempe- ratur vor dem H.-D.-Zy- linder	Minutliche Umdrehungs- zahl	Kohlen von 7500 kcal kg/PS.h	Dampf kg/PS.h	$\eta_w$	$\eta_k \eta_i$	$\eta_m$	$\eta_i$
I (Lanz)	13,03	354,5 <sup>0</sup>	173,5	0,546	4,59	<b>0,154</b>	0,80	0,928	0,208
II (Wolf)	16,15	329 <sup>0</sup>	237	0,486	4,00	<b>0,173</b>	0,78	0,946	0,234
III <sup>1)</sup>	15,17	341 <sup>0</sup>	224	0,429	3,77	<b>0,196</b>	—	0,938	0,223 <sup>3)</sup>
IV <sup>2)</sup> (Wolf)	20,3	408 <sup>0</sup>	190,5	—	3,18	—	—	0,905	—

Eine unmittelbare Anschauung von dem thermodynamischen Wirkungsgrad des wirklichen Vorgangs in der Maschine erhält man durch die Abbildung des wirklichen Indikatordiagramms als Entropiediagramm. Es weicht, wie das wirkliche Indikatordiagramm, in der Form sehr erheblich von dem idealen ab. Sein Entwurf ist mit Umständen und bedeutendem Zeitaufwand verbunden und kann an dieser Stelle nicht besprochen werden (Methode von Boulvin, vgl. Z. V. d. I. 1903, S. 1281, M. Schröter und A. Koob). In bezug auf das Gesamtergebnis bietet es nichts Neues, wohl aber läßt es (teilweise) die bei den einzelnen Vorgängen zu- und abgeleiteten Wärmemengen erkennen. Es eignet sich mehr für die wissenschaftliche als für die praktische Untersuchung der Vorgänge<sup>4)</sup>.

Beispiele. Abb. 83 und 84 gehören einer Einzylinderdampfmaschine mit Kondensation an. Die Abmessungen der liegenden Maschine, die mit freifallender Ventilsteuerung versehen ist, sind:

Zylinderdurchmesser 310 mm, Hub 520 mm, Umdrehungszahlen in der Minute bei Abb. 83  $n = 122,2$ , bei Abb. 84  $n = 111,7$ . Schädlicher Raum (durch Wasserfüllung gemessen) 10 v. H.

a) Abb. 83. Sattedampfbetrieb (mit Dampfmantel). Gesamter stündlicher Dampfverbrauch ausschließlich Leitungskondensat  $D_i = 609$  kg von 8,1 at abs.; Leistung 56,3 PSi,  $C_i = 10,8$  kg. (Gestrichelte Expansionslinie ohne Mantelkondensat.)

Es ergibt sich (aus Abb. 83)  $\eta_g = 0,547$ , ferner  $\eta_i = \frac{632}{10,8 \cdot 650} = 0,090$  oder 9 v. H.

Am einfachsten folgt  $\eta_g$  aus

$$\eta_g = \frac{C_0}{C_i},$$

wenn  $C_0$  aus der JS-Tafel nach Abschn. 38 (b) bestimmt wird. Mit  $p = 8,1$  at,  $p_e = 1,38$  at aus dem Diagramm,  $p' = 0,1$  at ergibt die JS-Tafel  $i_1 - i_e = 74 = h_e$  kcal; ferner  $x_e = 0,90$  und hiermit  $v_e = x_e \cdot (v_e)_s = 0,90 \cdot 1,28 = 1,13$ . Daher

$$A L_0 = 74 + \frac{10\,000}{427} \cdot (1,38 - 0,1) \cdot 1,13 = 107,9 \text{ kcal,}$$

<sup>1)</sup> Verbund-Lokomobilmaschine mit Gleichstrom-Niederdruck-Zylindern 300·600/500; nach Z. V. d. I. 1930, S. 65, Heilmann, Die neuere Entwicklung der Heißdampflokomobile.

<sup>2)</sup> Lokomobile mit dreifacher Expansion und Zwischenüberhitzung (nur als Versuchsmaschine); nach Heilmann, ebenda.

<sup>3)</sup> Wärmeverbrauch 2830 kcal/PS.h.

<sup>4)</sup> Bd. II, Abschn. 64, Kalorimetrie der Dampfmaschine.

und somit

$$C_0 = \frac{632}{107,9} = 5,86$$

$$\eta_0 = \frac{5,86}{10,8} = 0,543.$$

b) Abb. 84. Heißdampftrieb.  $D_i = 393$  kg, Dampfspannung 9,5 at abs., Dampftemperatur über den Ventilen  $307^\circ$ ; Leistung 53,1 PSi;  $C_i = 7,4$  kg.

Es folgt mit Abb. 84  $\eta_0 = 0,63$ ,  $\eta_i = \frac{632}{7,4 \cdot 736} \approx 0,12$ .

Mit der JS-Tafel erhält man aus  $p = 9,5$ ,  $t = 307^\circ$ ,  $p_e = 1,42$ ,  $h_e = 95$  kcal,  $x_e = 0,991$ ,  $v_e = 0,991 \cdot 1,24 = 1,23$ . Daher

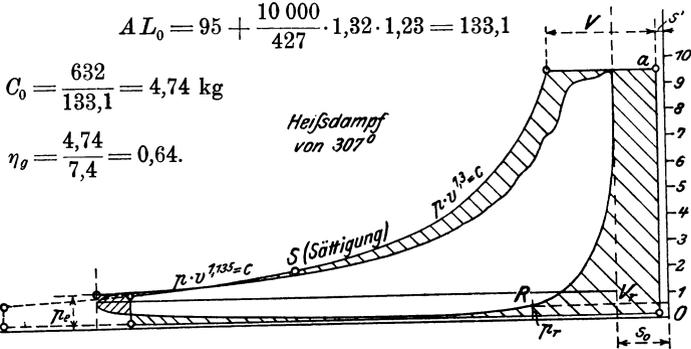


Abb. 84.

In beiden Fällen trägt der große schädliche Raum viel zu den Arbeitsverlusten bei (kleines  $\eta_0$ ).

Die wesentlich kleinere Fläche zwischen den Expansionslinien in Abb. 84 verglichen mit Abb. 83 läßt den günstigen Einfluß des Heißdampfs auf die Abkühlungsverluste deutlich erkennen.

### 41. Die Verbund-Dampfmaschine.

Bei diesem Verfahren arbeitet der Dampf in 2 bis 3 hintereinandergeschalteten Zylindern. Im ersten Zylinder, dem Hochdruckzylinder I, expandiert der Dampf von  $p_1$  auf  $p'$ , wobei er die Arbeit  $L_I$ , Abb. 85, leisten könnte, wenn keine Verluste an Wärme und Arbeit stattfänden. Aus dem Hochdruckzylinder strömt der Dampf in einen Sammelraum (Behälter), in dem der Druck  $p'$  herrscht. Von da entnimmt ihn der größere Niederdruckzylinder II, in dem er bis auf die Spannung  $p_3$  expandiert, die bei Kondensationsmaschinen etwa 0,4 bis 0,8 at abs. beträgt. Der Abdampf dieses Zylinders strömt in den Kondensator mit dem Druck  $p_2$ . Im

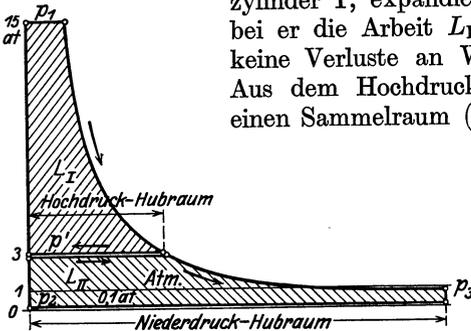


Abb. 85.

Niederdruckzylinder leistet der Dampf die verlustfreie Arbeit  $L_{II}$ . Die Summe  $L_I + L_{II}$  ist bis auf die Spitze des Niederdruckdiagramms gleich der

in Abschn. 35 berechneten Arbeitsfähigkeit  $L_0$ . Insofern würde also durch das Verbundverfahren kein Arbeitsgewinn gegenüber dem einfachen Verfahren unter 1. erzielt, sondern lediglich eine Verteilung der Arbeit auf 2 oder 3 Zylinder. Der Gewinn besteht darin, daß die Wärmeverluste durch Dampfniederschlag viel kleiner sind als bei der Einzylindermaschine, weil die von dem heißen Frischdampf berührten Kanal- und Zylinderflächen des Hochdruckzylinders viel kleiner sind als bei einer Einzylindermaschine, die bei gleicher Leistung die Abmessungen des Niederdruckzylinders haben müßte. In den einzelnen Zylindern sind ferner die Temperaturunterschiede zwischen dem ein- und austretenden Dampf viel kleiner, was gleichfalls die Niederschlagsverluste vermindert. Die Verbundanordnung ergibt daher einen größeren thermodynamischen Wirkungsgrad und deshalb für die gleiche Leistung einen kleineren Dampfverbrauch als die Einzylindermaschine. Die volle Ausnützung hoher Dampfdrücke ist erst durch die Verbundmaschinen möglich geworden.

#### 42. Die Heißdampfmaschine.

Während bis etwa zum Jahre 1895 die Dampfmaschinen nur mit gesättigtem Dampf, wie er den Dampfkessel verläßt, betrieben wurden, arbeiten heute fast alle Dampfmaschinen, einschließlich der Lokomobilen und Lokomotiven, ebenso die Dampfturbinen mit überhitztem Dampf (Heißdampf). Der aus dem Dampfraum des Kessels austretende gesättigte Dampf (Sattdampf) wird durch einen Überhitzer geleitet, der in den Weg der Feuergase eingebaut ist (Abb. 6, Abschn. 4). Beim Durchgang durch das Rohrsystem, aus dem der Überhitzer besteht, nimmt der gesättigte Dampf bei gleichbleibendem Druck Wärme auf und tritt daher als überhitzter Dampf aus dem Überhitzer in die Rohrleitung zur Maschine. Es werden Überhitzungstemperaturen bis  $350^{\circ}$  (allerhöchstens  $400^{\circ}$ ) angewandt.

In den Zylindern der Dampfmaschinen und in den Dampfturbinenrädern arbeitet der überhitzte Dampf nach dem gleichen Verfahren wie der Sattdampf. Für den Betrieb mit dem viel heißeren Dampf müssen allerdings die Dampfzylinder, Steuerorgane und Stopfbüchsen anders gebaut sein als bei Sattdampf, und für die Zylinderschmierung muß anderes Öl verwendet werden.

Da die Arbeitsfähigkeit von 1 kg Heißdampf zwischen zwei gegebenen Drücken größer ist als die von 1 kg Sattdampf, so kann man aus dem gleichen Dampfgewicht (also aus der gleichen im Kessel verdampften Wassermenge) mehr Arbeit gewinnen. Aber auch der Wärmeverbrauch für 1 kg Heißdampf ist größer als für 1 kg Sattdampf, und es ist daher zunächst fraglich, ob bei Vermeidung aller Verluste mit Heißdampf ein größerer Bruchteil der insgesamt aufgewendeten Wärme in Arbeit umgesetzt werden kann. Abb. 71, Abschn. 35, zeigt zwar, daß dies der Fall ist, da die thermischen Wirkungsgrade bei gleichem Druck mit wachsender Temperatur zunehmen, z. B. bei 13 at und Sättigung  $\eta_{th} = 0,263$ , bei  $350^{\circ}$   $0,280$ . Aber diese Zunahme ist nicht so erheblich, daß sie allein die umfänglichere Betriebsanlage für Heißdampf rechtfertigen würde. Dagegen zeigte es sich bei der Anwendung des Heiß-

dampfes, daß die Wärmeverluste an die Zylinderwände trotz der höheren Dampftemperaturen verhältnismäßig kleiner sind als bei Sattedampf. Der Heißdampf schlägt sich eben erst nach Entziehung der gesamten Überhitzungswärme, also nach Abkühlung bis zur Sattedampftemperatur nieder, während bei Sattedampf die kleinste Wärmeentziehung einen entsprechenden Niederschlag bedingt. Durch diese Eigenschaft des Heißdampfes wird der thermodynamische Wirkungsgrad der Maschine gegenüber dem Betrieb mit Sattedampf erhöht. Dadurch wird, in Verbindung mit der gleichzeitigen Erhöhung des thermischen Wirkungsgrades, der Betrieb mit Heißdampf bedeutend wirtschaftlicher. Bei den Dampfturbinen liegt der Vorteil des Heißdampfes außer in seinem höheren thermischen Wirkungsgrad darin, daß er keine Wassertröpfchen enthält, die zerstörend auf die Turbinenschaufeln einwirken und die Strömungsverluste erhöhen. Erst in den Niederdruckstufen kann auch bei ursprünglich überhitztem Dampf infolge der Expansion Sättigung und damit verbundene Bildung von Wassertröpfchen eintreten.

### Änderung des Dampfverbrauchs mit der Überhitzungstemperatur.

Im praktischen Dampfmaschinenbetrieb ist der Fall nicht selten, daß die vorgesehene Überhitzung des Dampfes aus irgendwelchen Gründen nicht erreicht werden kann. Es fragt sich dann, um wieviel infolgedessen der Dampfverbrauch größer ist als bei der normalen Überhitzung. Aus vielen Versuchen geht hervor, daß bei der gleichen Maschine der Dampfverbrauch für je 1° Überhitzung innerhalb des Temperaturgebiets von Sättigung bis 350° ungefähr um gleich viel abnimmt (nur in Sättigungsnähe um etwas mehr). Bei verschiedenen Maschinen dagegen, wie auch bei verschiedener Betriebsweise der gleichen Maschine (Auspuff, Kondensation, Höhe der Belastung, Mantel- und Deckelheizung), kann jedoch der Dampfgeinn für 1° sehr verschieden sein. In den äußersten Grenzen schwankt er zwischen etwa 6 g bei hochwertigen Verbund-Kondensationsmaschinen und höchstens etwa 25 g bei Einzylindermaschinen älterer oder weniger vollkommener Bauart. Der Nutzen der Überhitzung ist also größer bei weniger vollkommenen, kleiner bei vollkommeneren Maschinen. Für Maschinen mittlerer Vollkommenheit (d. h. Wirtschaftlichkeit) können etwa 15 g Dampfersparnis für 1° Überhitzung und 1 PSh angenommen werden.

Es ist aber wohl zu beachten, daß die Verhältnisse so vielgestaltig sind, daß sich bestimmtere Angaben nur auf Grund besonderer Erfahrungen an einzelnen Maschinenbauarten machen lassen<sup>1)</sup>.

Eine untere Grenze für die Dampfersparnis kann aus den theoretisch berechenbaren Dampfverbrauchszahlen hergeleitet werden. Nach Abschn. 38 ist z. B. der Dampfverbrauch bei 0,7 at Expansionsenddruck und 0,1 at Vakuum für

20	16	13	10	8	6	at
3,96	4,16	4,38	4,70	5,02	5,36	kg Sattedampf
3,34	3,52	3,62	3,79	3,98	4,23	„ Heißdampf 350°
0,62	0,64	0,76	0,91	1,04	1,13	„ Ersparnis bei Heißdampf.

<sup>1)</sup> Vgl. Zeitschr. Bayer. Rev.-Ver. 1912, Nr. 13—16, Die Darlegungen von Deinlein, sowie Zeitschr. Dampfkessel- u. Masch.-Betr. 1914, Nr. 44—46 von V. Kammerer.

Da die Überhitzungen über Sattedampftemperatur betragen  
 139,5 149,5 159,2 170,9 180,4 191,9°,  
 so ist die durchschnittliche Ersparnis für 1° Überhitze  
 4,5 4,3 4,8 5,3 5,7 5,9 g.

### 43. Die Stumpfsche Gleichstromdampfmaschine.

Bei den Einzylindermaschinen und Verbundmaschinen gewöhnlicher Bauart liegen die Einlaß- und Auslaßkanäle des Dampfes einer Zylinderseite beide am Zylinderdeckel. Bei Schiebersteuerungen wird sogar meist der gleiche Kanal für den Einlaß und Auslaß benützt. Besonders im letzteren Falle werden die Kanalwände, aber auch die in der Nähe des Kanales liegenden Teile der Wände des Zylinders und Deckels durch den ausströmenden Dampf stark abgekühlt und der beim nachfolgenden Arbeitspiel einströmende Frischdampf verliert daher viel Wärme an diese Wandungen. Dies wird bei der Stumpfschen Gleichstromdampfmaschine dadurch vermieden, daß der Dampfauslaß durch Schlitze erfolgt, die an dem der Einlaßseite ent-

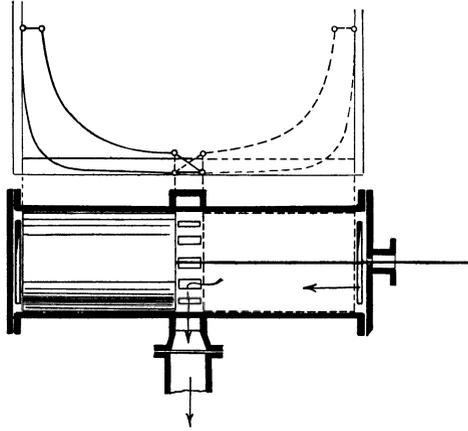


Abb. 86.

gegengesetzten Ende des Hubraumes liegen und vom Kolben geöffnet werden, wenn er in die Nähe des Hubendes gelangt, Abb. 86. Der Dampf strömt dabei, ohne seine Richtung umzukehren, an der einen Zylinderseite ein und an der anderen aus („Gleichstrom“). Die Erfahrungen und Versuche mit solchen Maschinen haben ergeben, daß tatsächlich die Wärmeverluste des Dampfes erheblich kleiner und von der Größenordnung der Werte für Verbundmaschinen sind.

Um bei Kondensationsbetrieb, wo der Druck bei der Ausströmung bis nahe auf den Kondensatordruck fällt (0,1 at), den für einen ruhigen Gang erforderlichen hohen Verdichtungsdruck zu erreichen, muß man trotz des langen Verdichtungsweges sehr kleine schädliche Räume anwenden (1,5 bis 2 v. H.), was für den Dampfverbrauch günstig ist. Andererseits erreicht aber dann bei Auspuffbetrieb der Verdichtungsdruck eine gefährliche, unzulässige Höhe. Durch Zuschaltung eines zusätzlichen schädlichen Raumes oder durch Anordnung eines gesteuerten Hilfsauslasses läßt sich der Auspuffbetrieb ermöglichen.

### 44. Die Gleichstromdampfmaschine mit kurzem Kolben.

Die Verlegung der Auslaßkanäle an eine von den Einlaßkanälen entfernte Stelle des Kolbenhubs, durch die hauptsächlich die günstige thermische Wirkung der Bauart unter 43 bedingt ist, kann auch in der in Abb. 87 angegebenen Art erfolgen.

In Abb. 87 unten befinden sich die Auslaßschlitze in der Mitte des Kolbenhubs. Der Beginn des Auslasses, die sogenannte Vorausströmung, darf jedoch erst in der Nähe des Hubendes erfolgen. Die Schlitzreihe kann

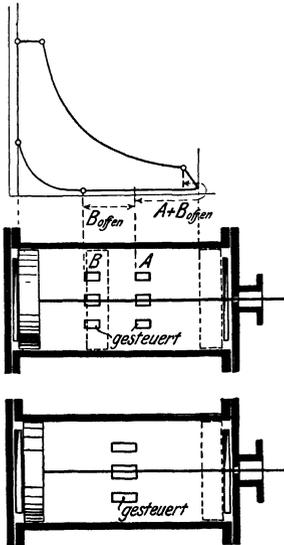


Abb. 87.

also beim Öffnen nicht durch den Kolben, sondern nur durch ein besonderes Organ (Ventil) gesteuert werden. Der Schluß des Auslasses auf der linken Zylinderseite tritt spätestens ein, wenn die linke Kolbenkante beim Rückweg die linke Schlitzkante erreicht; das Auslaßorgan kann aber durch die Steuerung auch beliebig früher geschlossen werden. Der Verdichtungsweg wird nur etwa halb so lang als bei der Anordnung Abb. 86.

Noch kleinere Verdichtungswege erhält man bei der Anordnung mit zwei Schlitzreihen, Abb. 87 oben.

Auch bei den Gleichstrommaschinen unter 43 und 44 arbeitet der Dampf ebenso wie bei der einfachen Einzylindermaschine. Aber durch die veränderte Lage der Auslaßwege werden die Abkühlungsverluste vermindert, der thermodynamische Wirkungsgrad erhöht, also der Dampfverbrauch für eine bestimmte Leistung vermindert.

Die Bauarten unter 43 und 44, die gewöhnlich als Einzylindermaschinen ausgeführt werden, werden neuerdings auch für die Niederdruckzylinder von Verbundlokomobilen angewandt (vgl. Fußbemerkung S. 169).

#### 45. Verfahren mit Wärmeaustausch zwischen dem Maschinendampf und dem Dampferzeuger.

a) **Speisewasser-Vorwärmung durch den Abdampf.** Das älteste, einfachste und bekannteste Verfahren, bei dem ein Wärmeaustausch zwischen dem arbeitenden Dampf und dem Speisewasser des Dampfkessels stattfindet, ist die Speisewasservorwärmung durch den Abdampf der Dampfmaschine oder Dampfturbine.

Bei Auspuffbetrieb muß dem Kessel laufend ebensoviel neues Speisewasser zugeführt werden, als die Maschine Dampf verbraucht, und das gleiche trifft zu bei den Kondensationsmaschinen, die mit Mischkondensatoren arbeiten. Bei Kondensationsdampfturbinen, die wegen des besseren Vakuums mit Oberflächenkondensatoren arbeiten, kann allerdings der kondensierte Abdampf dem Kessel wieder als Speisewasser zugeführt werden und zwar annähernd mit der Temperatur, die dem Dampfdruck im Kondensator entspricht. Beträgt dieser Druck z. B. 0,06 at, so ist die Kondensat-Temperatur  $36^{\circ}$ . Man kann dadurch die Wärmemenge sparen, die nötig wäre, um das Speisewasser von der Außentemperatur von 10 bis  $15^{\circ}$  auf  $36^{\circ}$  zu erwärmen, also 26 bis 21 kcal/kg. Dieser Wärme-Rückgewinn ist verglichen mit dem Wärmeinhalt des Frischdampfs und des Abdampfs von 600 bis 700 kcal/kg geringfügig.

Erheblich größer wird der Gewinn bei Auspuff- und Gegendruckbetrieb, weil der Abdampf eine viel höhere Temperatur hat ( $100^{\circ}$  bis  $140^{\circ}$ ) und das Speisewasser auf eine annähernd gleich hohe Temperatur vorwärmen kann, also bei Auspuffbetrieb (z. B. bei Lokomotiven) bis auf etwa  $90^{\circ}$ , bei Gegendruckbetrieb mit z. B. 3 at Gegendruck auf etwa  $125^{\circ}$ . Die dazu erforderliche Wärmemenge von 80 bis 110 kcal/kg enthält der Abdampf im Überfluß. Verglichen mit dem Wärmeinhalt des Frischdampfs über  $10^{\circ}$ , die z. B. bei Dampf von 12 at 656 kcal/kg beträgt, ist die Wärmeersparnis  $100 \cdot 80 / 656 = 12,2$  v. H. bis  $100 \cdot 110 / 656 = 16,8$  v. H., also erheblich.

Im Dampfdruckdiagramm drückt sich das nicht aus, dagegen im Wärmediagramm Abb. 88. Die Wärmeersparnis ist die Flüssigkeitswärme zwischen  $10^{\circ}$  und  $90^{\circ}$  bzw.  $110^{\circ}$ . Der Wärmearaufwand, der ohne Vorwärmung des Speisewassers gleich der Fläche  $abc'm'm$  wäre, wird mit Vorwärmung nur gleich  $abc'n'n$ . Dadurch erhöht sich der thermische Wirkungsgrad des Vorgangs, weil die Dampfwärme anstatt mit  $i_1 - 10$  mit  $i_1 - 80$  bzw.  $i_1 - 110$  kcal einzuführen ist.

**b) Das Regenerativ-Verfahren.** Schon die gewöhnliche Speisewasservorwärmung mittels Abdampf stellt eine teilweise Wiedergewinnung (Regeneration) der sonst mit dem Abdampf verlorengehenden sehr bedeutenden Wärmemengen dar. Das eigentliche Regenerativ-Verfahren ist eine Weiterbildung dieses Verfahrens, darin bestehend, daß der Dampf nicht erst nach seinem Austritt aus der Maschine (Dampfmaschine, Turbine), sondern schon im Verlaufe seiner Arbeitsleistung in der Maschine zur Speisewasservorwärmung herangezogen wird.

*a)* Das angewandte Verfahren und der erzielbare Wärmegewinn gehen am einfachsten aus seiner Anwendung bei der **Verbund-Dampfmaschine** hervor. Eine solche Maschine arbeite mit überhitztem Frischdampf von 20 at und  $300^{\circ}$  und einem Kondensatordruck von 0,06 at abs. Die verlustfreie Arbeitsfähigkeit von 1 kg Dampf beträgt für diesen Fall nach Abschn. 35  $AL_0 = 220$  kcal/kg. Verarbeitet man davon 80 kcal im Hochdruckzylinder, so würden für den Niederdruckzylinder noch 140 kcal verbleiben. Der Hochdruckarbeit von 80 kcal entspricht ein Druckgefälle von 20 auf 4 at, der Abdampf des Hochdruckzylinders (oder der Behälterdampf) ist feucht gesättigt mit etwa 1,5 v. H. Feuchtigkeit, hat also eine Temperatur von  $143^{\circ}$ ; vgl. das Wärmediagramm Abb. 88, in dem  $bc$  die (adiabatische) Expansion im Hochdruckzylinder darstellt.

Nun wird aber nicht, wie bei der gewöhnlichen Verbundmaschine, der gesamte vom Hochdruckzylinder abgegebene Dampf dem Niederdruckzylinder und von diesem dem Kondensator zugeführt, sondern ein Teil dieses Dampfes wird aus dem Behälter entnommen und zur Vorwärmung des Speisewassers in einem Vorwärmer verwendet. Der Wärmeinhalt dieser Anzapf-Dampfmenge, der bei ihrer Kondensation im Vorwärmer frei wird, geht also nicht, wie bei dem gewöhnlichen Verfahren, im Kondensator verloren, sondern wird mit dem Speisewasser dem Kessel wieder zugeführt. Man kann aus diesem Grunde das Regenerativ-Verfahren auch als ein Verfahren zur Verminderung der im Kondensator entstehenden Wärmeverluste bezeichnen.

Im obigen Beispiel mögen von je 1 kg des aus dem Hochdruckzylinder austretenden Dampfes  $z$  kg zur Vorwärmung des Speisewassers entnommen werden. Zum Niederdruckzylinder gelangen also nur noch  $1 - z$  kg, die im Kondensator niedergeschlagen werden, dort eine der Dampfspannung von 0,06 at entsprechende Temperatur ( $36^\circ$ ) annehmen und von der Speisepumpe zum Kessel zurückgeführt werden. Auf dem Wege dorthin werden diese  $1 - z$  kg Speisewasser durch den Vorwärmer geführt, in dem sie die von  $z$  kg Anzapfdampf bei seiner Kondensation abgegebene Wärmemenge aufnehmen und sich erwärmen. Hinter dem Vorwärmer werden sie mit den  $z$  kg Kondensat des Anzapfdampfes vermischt und als Speisewasser ( $1 - z + z = 1$  kg) in den Dampfkessel gedrückt. Nach der Vermischung soll das Speisewasser eine Temperatur von  $140^\circ$  besitzen.

Der Wert der erforderlichen Anzapfdampfmenge folgt nun aus der Bedingung, daß die von  $z$  kg feuchtem Anzapfdampf von  $4$  bei seiner Verflüssigung und Abkühlung bis  $140^\circ$  abgegebene Wärme gleich ist der von  $1 - z$  kg Wasser von  $36^\circ$  bei seiner Erwärmung auf  $140^\circ$  aufgenommenen Flüssigkeitswärme. Nun enthält 1 kg Anzapfdampf mit dem Feuchtigkeitsgehalt  $y$  die Wärmemenge (über  $0^\circ$ )

$$q + (1 - y) \cdot r = 143,8 + 0,985 \cdot 508,7 \\ = 645 \text{ kcal,}$$

während 1 kg flüssiges Wasser von  $140^\circ$  rd. 141 kcal über  $0^\circ$  enthält. Daher gibt 1 kg Anzapfdampf die Wärmemenge

$$645 - 141 = 504 \text{ kcal}$$

ab, also  $z$  kg die Wärme  $504 \cdot z$  kcal. Dagegen nimmt 1 kg flüssiges Wasser von  $36^\circ$  bei seiner Erwärmung auf  $140^\circ$  die Wärme

$$141 - 36 = 105 \text{ kcal}$$

auf, also  $(1 - z)$  kg die Wärme  $105(1 - z)$ . Daher ist

$$504 z = 105(1 - z)$$

und daraus

$$z = 0,173, \quad 1 - z = 0,827.$$

Der Wärmeinhalt von 1 kg Speisewasser wird dabei um

$$141 - 36 = 105 \text{ kcal}$$

gegenüber dem Verfahren ohne Vorwärmung erhöht.

Im Kessel und Überhitzer braucht daher dem Dampf nicht mehr der Wärmeinhalt zwischen  $36^\circ$  und  $300^\circ$ , sondern nur noch zwischen  $140^\circ$  und  $300^\circ$  zugeführt zu werden, also nicht wie beim Verfahren ohne Anzapf-Vorwärmung

$$723 - 36 = 687 \text{ kcal/kg,}$$

sondern nur

$$723 - 141 = 582 \text{ kcal/kg.}$$

Dagegen wird andererseits die Arbeit des Dampfes im Niederdruckzylinder vermindert, da dort nicht mehr 1 kg, sondern nur  $1 - z = 0,827$  kg Dampf arbeiten und nur

$$0,827 \cdot 140 = 116 \text{ kcal}$$

Arbeit leisten.

Die gesamte Arbeit je 1 kg Frischdampf beträgt also beim Regenerativverfahren nur

$$80 + 116 = 196 \text{ kcal,}$$

während sie beim einfachen Verfahren 220 kcal beträgt.

In Bruchteilen der aufgewendeten Wärme werden nun in Arbeit verwandelt:

beim Regenerativverfahren

$$\frac{196}{582} \cdot 100 = 33,7 \text{ v. H.,}$$

beim einfachen Verfahren

$$\frac{220}{687} \cdot 100 = 32,0 \text{ v. H.}$$

Trotz der Verminderung der Arbeitsfähigkeit, die der zugeführte Dampf durch die Entnahme eines Teiles aus dem Behälter erleidet, wird also durch das Regenerativverfahren der thermische Wirkungsgrad erhöht und zwar im obigen Beispiel um

$$(0,337 - 0,320) \cdot 100 / 0,32 = 5,3 \text{ v. H.}$$

Eine einfache graphische Darstellung des Vorgangs im Wärmedigramm zeigt Abb. 88. Die im Hochdruckzylinder geleistete Arbeit  $L_1$  wird durch die Fläche  $abcd$  dargestellt (Unterschied der Wärmeinhalte in  $b$  und  $c$ ). Die Niederdruckarbeit wäre gleich der Fläche  $dcc_1f$ , wenn im Niederdruckzylinder ebenfalls 1 kg Dampf arbeiten würde. Da jedoch dort nur  $1 - z = 0,827$  kg Dampf vom Zustand bei  $c$  arbeiten, so beträgt die Niederdruckarbeit nur 0,827 Bruchteile dieser Fläche. Verkürzt man die wagrechten Strecken  $dc$  und  $fc_1$ , sowie alle dazwischen liegenden wagrechten Strecken der Niederdruckfläche auf das 0,827fache, so erhält man als Verbindungslinie der Punkte  $g$  und  $h$  und der Zwischenpunkte die fast genau gerade Linie  $gh$  und die Fläche  $dghf$  stellt die Niederdruckarbeit beim Regenerativverfahren dar. Ferner ist die unter  $cg$  liegende Fläche  $cggh'c'$  gleich der unter  $fd_1$  liegenden Fläche  $fd_1d_1'f'$ , dem Zuwachs, den die Flüssigkeitswärme von 1 kg Speisewasser durch die Vorwärmung erfährt.

Das Regenerativverfahren ist zuerst bei Kolbendampfmaschinen (Schiffsmaschinen) angewendet worden, hat sich aber dort nicht einführen können. Dagegen hat es neuerdings bei Dampfturbinen Aussicht auf allgemeinere Einführung erlangt. Die Dampfturbinen werden immer mehrstufig, meist vielstufig gebaut, so daß sich Vorwärmedampf von beliebiger Spannung entnehmen und die für den Wirkungsgrad günstigsten Verhältnisse anwenden lassen.

Man kann sich die Zahl der Vorwärmungsstufen beliebig vergrößern und die Vorwärmung bis in die Nähe der Anfangstemperatur (für Satttdampf) durchgeführt denken, wodurch sich der thermische Wirkungsgrad bis zu einer gewissen oberen Grenze weiter erhöht. Diese Grenze erhält man mit sehr vielen Vorwärmestufen und sehr kleiner Entnahme in jeder einzelnen Stufe.

Während man bei einer und mehreren Anzapfstellen treppenförmige Begrenzungslinien im Wärmediagramm und im Arbeitsdiagramm erhält (Abb. 89 und 90), ergeben sich bei unbeschränkt vielen Anzapfstellen oder stetiger Wärmeentziehung während der Expansion stetige Begrenzungslinien, wie Abb. 89 gestrichelt im Wärmediagramm

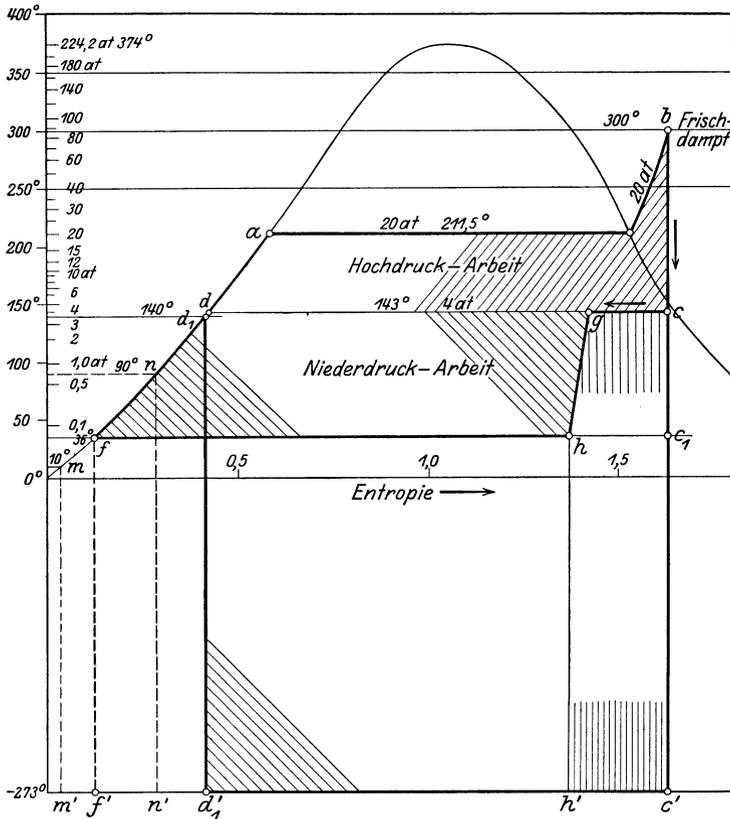


Abb. 88.

zeigt. Die Linie  $bg$  ist dabei eine mit der Flüssigkeitslinie  $af$  in wagrechtem Abstand gleichlaufende (äquidistante) Kurve. Die Fläche  $abgf$  ist die von 1 kg Dampf geleistete Arbeit, die Fläche  $abb'a'$  die zur Erzeugung von 1 kg Dampf aufgewendete Wärme, die nur aus Verdampfungswärme besteht, da die Vorwärmung bis zur Siedetemperatur beim Eintrittsdruck getrieben ist (Punkt  $a$ ). Die Arbeitsfläche  $abgf$  ist inhaltlich gleich dem Rechteck  $abmn$  und somit ist der thermische Wirkungsgrad gleich dem Verhältnis dieses Rechtecks zum ganzen Rechteck  $abb'a'$ , also

$$\eta_{th} = \frac{T_1 - T_2}{T_1}.$$

Dies ist der Wirkungsgrad des Carnotschen Kreisprozesses (Abschn. 41, 1. Teil), dessen Verwirklichung man sich also mit Hilfe des

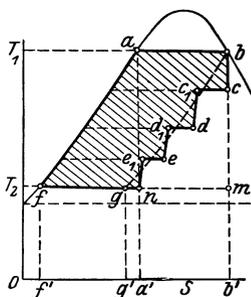


Abb. 89.

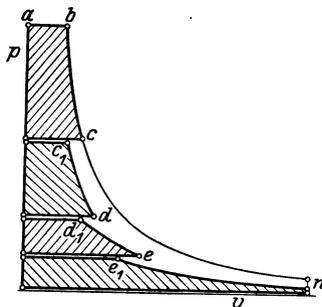


Abb. 90.

Regenerativverfahrens um so mehr nähern kann, je mehr Vorwärme-stufen man anwendet<sup>1)</sup>.

### β) Vorwärmung in mehreren Stufen bei Dampfturbinen.

Abb. 91 zeigt die Anordnung. Vom Dampfkessel kommen  $G$  kg Frischdampf über den Überhitzer mit  $p_1$  at und  $t_1^0$  vor der Dampfturbine an. Die Dampfturbine kann aus einem Hochdruck-, Mitteldruck- und Niederdruckteil bestehen, in denen der Dampf bis zum Austritt aus der Niederdruckstufe auf den Druck  $p_2$  expandiert, mit dem er in den Kondensator eintritt, wo er verflüssigt wird. Der Vorwärmdampf werde nun an drei Stellen entnommen.  $g_1$  kg sollen aus einer Stufe des Hochdruckteils mit dem Dampfdruck  $p'$  entnommen und dem Vorwärmer *I* zugeleitet werden;  $g_2$  kg aus einer Stufe des Mitteldruckteils mit dem Druck  $p''$ , die dem Vorwärmer *II* zugeführt werden, und  $g_3$  kg aus einer Stufe des Niederdruckteils, von wo sie dem Vorwärmer *III* zuströmen. Zu dem Kondensator gelangen also nur  $g = G - g_1 - g_2 - g_3$  kg Dampf, die nach Verflüssigung durch die Kondensationspumpe in den Speisewasserbehälter befördert werden, wo sie mit der dem Dampfdruck  $p_2$  entsprechenden Sättigungstemperatur  $t_2$  ankommen mögen. Von dort wird das Speisewasser mittels der Speisepumpe in den Dampfkessel zurückbefördert. Das Speisewasser wird dabei hintereinander durch die drei Vorwärmer geführt, in denen es durch den Anzapfdampf aus der Turbine erwärmt wird, und zwar in dem Vorwärmer *I* bis (annähernd) auf die dem Dampfdruck  $p'''$  entsprechende Sättigungstemperatur  $t_s''$ , in *II* bis auf  $t_s'$  und in *I* bis auf  $t_s$ , der zu  $p'$  gehörigen Sättigungstemperatur. Mit der dieser Temperatur entsprechenden Flüssigkeitswärme  $q'$  tritt das Speisewasser in den Dampfkessel ein. Die Anzapfdampfmen gen  $g_1, g_2, g_3$  werden (über Kondensstöpfe) gleichfalls dem Speisewasserbehälter zugeführt, so daß sich dort der gesamte, dem Kessel entnommene Frischdampf als Speisewasser sammelt und als solches dem Dampfkessel wieder zugeführt wird.

<sup>1)</sup> Es ist wenig oder gar nicht bekannt, daß der Erfinder des Regenerativverfahrens William Siemens ist. Seine englische Patentschrift Nr. 12006 vom 22. 6. 1848 enthält das vollständige Prinzip des Regenerativverfahrens mit Anzapfung der Maschine bei verschiedenen Drücken des expandierenden Dampfes, wie es heute bei Dampfturbinen angewendet wird. Siemens selbst bezeichnete dieses Verfahren, das er selbst bei einstufigen Kolbendampfmaschinen anwandte, als ein Mittel zur Verminderung des Kondensatorverlustes, zur Entlastung des Kondensators und, für Lokomotiven, zu seinem teilweisen Ersatz.

Mit der später (1856) von William Siemens gebauten Regenerativ-Dampfmaschine, der ein ganz anderes Verfahren zugrunde liegt und die als erster praktischer Versuch einer mit überhitztem Dampf arbeitenden Dampfmaschine gelten kann, hat sein obiges Regenerativverfahren nichts zu tun.

Der Vorgang in der Dampfturbine wird am besten durch das *JS*-Diagramm, Abb. 92, dargestellt. Die Expansion beginnt beim Punkt *A* mit dem Druck  $p_1$ , der Temperatur  $t_1$  und dem Wärmehalt  $i_1$ . Würde die Strömung durch die Turbine reibungsfrei erfolgen, so würde der Dampf nach *A B* ( $S = \text{konst}$ ) expandieren. In Wirklichkeit expandiert er wegen der unvermeidlichen Strömungsverluste nach *A B* (mit zunehmender Entropie), vgl. Abschn. 31. Die zwischen  $p_1$  und der ersten Anzapfstufe vom Dampf geleistete Nutzarbeit ist  $G \cdot \Delta i_1$ , die zwischen der ersten und zweiten Anzapfstelle geleistete Nutzarbeit  $(G - g_1) \cdot \Delta i_2$ , zwischen der zweiten und dritten Anzapfstelle  $(G - g_1 - g_2) \cdot \Delta i_3$  und zwischen der dritten Anzapfstelle und dem Kondensator  $(G - g_1 - g_2 - g_3) \cdot \Delta i_4$ . Die Wärmehalte des Anzapfdampfes sind  $i'$ ,  $i''$  und  $i'''$ . Würde kein Anzapfdampf entnommen, so wäre die Leistung  $G(\Delta i_1 + \Delta i_2 + \Delta i_3 + \Delta i_4) = G(i_1 - i_2)$ .

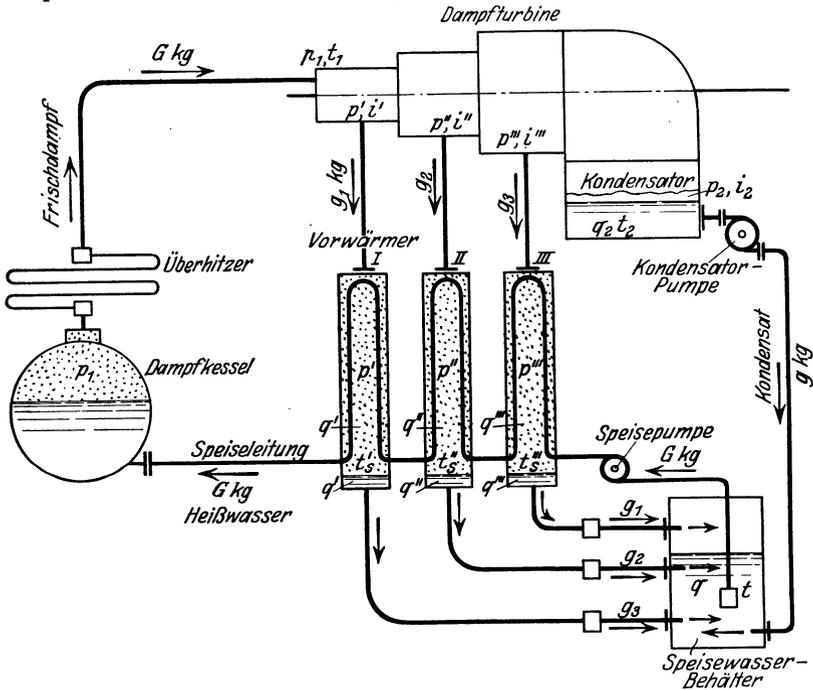


Abb. 91.

Durch die Anzapfung wird also die Leistung von 1 kg Frischdampf vermindert, wie selbstverständlich, da die arbeitenden Dampfmen gen nach der ersten Anzapfung kleiner als die Frischdampfmenge sind. Andererseits wird aber auch der Wärmeaufwand zur Erzeugung von  $G$  kg Frischdampf vermindert, weil das Speisewasser bis  $t_s'$  vorgewärmt in den Kessel eintritt.

Zur Berechnung von  $g_1, g_2, g_3, g, t, q$ , der Leistung  $L$  und des thermischen Wirkungsgrades dienen die folgenden Beziehungen, wobei  $G = 1$  kg gesetzt ist.

$$g_1 + g_2 + g_3 + g = 1 \dots \dots \dots (1)$$

Die Flüssigkeitswärme im Speisewasserbehälter ist die Summe der Flüssigkeitswärmen der zuffießenden Wassermengen, also

$$g_1 q' + g_2 q'' + g_3 q''' + g q_2 = q \dots \dots \dots (2)$$

Die in den Vorwärmern vom Anzapfdampf bei seiner Kondensation abgebenen Wärmemengen sind gleich den vom Speisewasser beim Durchgang durch die Vorwärmer aufgenommenen Flüssigkeitswärmen, also für Vorwärmer *I*

$$g_1 \cdot (i' - q') = q' - q''; \dots \dots \dots (3)$$

für Vorwärmer II

$$g_2 (i'' - q'') = q' - q''; \dots \dots \dots (4)$$

für Vorwärmer III

$$g_3 (i''' - q''') = q''' - q. \dots \dots \dots (5)$$

Aus Gl. 3 und 4 folgt

$$g_1 = \frac{q' - q''}{i' - q'}, \dots \dots \dots (I)$$

$$g_2 = \frac{q' - q'''}{i'' - q''}. \dots \dots \dots (II)$$

Aus Gl. 5, in der zwei Größen,  $g_3$  und  $q$ , unbekannt sind, folgt zunächst

$$q = q''' - g_3 (i''' - q'''). \dots \dots \dots (III)$$

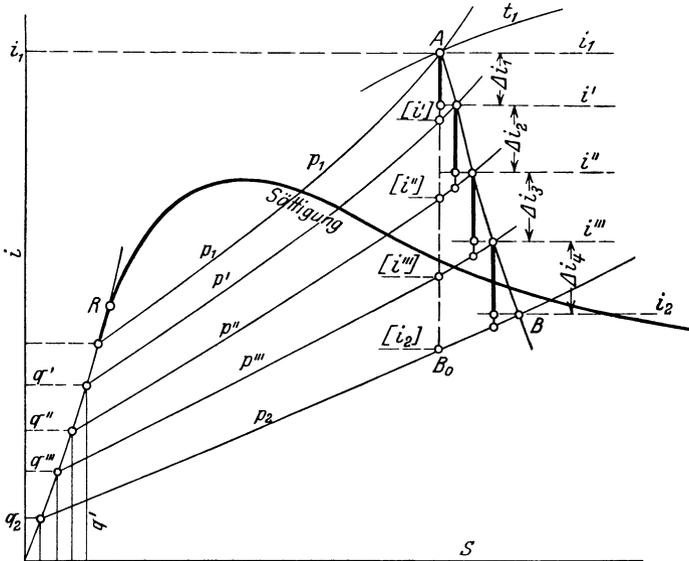


Abb. 92.

Mit Gl. 2 folgt hiermit

$$g_3 = \frac{q''' - q_2 - g_1 (q' - q_2) - g_2 (q' - q_2)}{i''' - q_2}. \dots \dots (IV)$$

Mit den obigen Werten von  $g_1$  und  $g_2$  ist also hiermit auch  $g_3$  bekannt und daher mit Gl. 1 auch

$$g = 1 - g_1 - g_2 - g_3, \dots \dots \dots (V)$$

sowie  $q$  nach der vorletzten Gleichung oder nach Gl. 2.

Die Arbeit von 1 kg Frischdampf ist

$$AL = \Delta i_1 + (1 - g_1) \Delta i_2 + (1 - g_1 - g_2) \Delta i_3 + (1 - g_1 - g_2 - g_3) \Delta i_4, \dots (VI)$$

also berechenbar, wenn man aus dem JS-Diagramm die Werte  $\Delta i_1, \Delta i_2, \Delta i_3$  und  $\Delta i_4$  für einen bestimmten Fall entnimmt.

Die im Kessel und Überhitzer aus der Feuerung von 1 kg Dampf aufgenommene Wärme ist

$$Q = i_1 - q', \dots \dots \dots (VII)$$

somit der thermische Wirkungsgrad, bezogen auf diese Wärmemenge

$$\eta_{th} = \frac{AL}{Q}. \dots \dots \dots (VIII)$$

Beispiel.  $p_1 = 30$  at,  $t_1 = 350^\circ$ ;  $p_2 = 0,04$  at (Abb. 93). Anzapfung bei  $p' = 7$ ,  $p'' = 2$ ,  $p''' = 0,5$  at.

Es ist  $i_1 = 746$  und für

$$\begin{array}{cccc} p' = 7 & 2 & 0,5 & 0,04 \\ q' = 165,5 & q'' = 120 & q''' = 81 & q_2 = 28,6. \end{array}$$

Bei reibungsfreier Strömung werden die Wärmehalte

$$[i'] = 665 \quad [i''] = 612 \quad [i'''] = 561 \quad [i_2] = 487$$

und die Wärmegefälle (Nutzarbeiten)

$$[\Delta i_1] = 79 \quad [\Delta i_2] = 54 \quad [\Delta i_3] = 51 \quad [\Delta i_4] = 75$$

Für die wirkliche Strömung sind die thermodynamischen Wirkungsgrade in den vier Stufengebieten angenommen

$$0,70 \quad 0,78 \quad 0,83 \quad 0,85,$$

womit sich nach Abb. 93 ergibt

$$i' = 600 \quad i'' = 644 \quad i''' = 598 \quad i_2 = 530$$

und

$$\Delta i_1 = 55 \quad \Delta i_2 = 45 \quad \Delta i_3 = 46 \quad \Delta i_4 = 69.$$

Aus den obigen Gleichungen I bis VIII folgt nun für die reibungsfreie Strömung:

$$\begin{array}{llll} [g_1] = 0,0911 & [g_2] = 0,0793 & [g_3] = 0,0612 & [g] = 0,7684; \quad q = 51,6 \\ [\Delta L_1] = 79 & [\Delta L_2] = 49,1 & [\Delta L_3] = 42,3 & [\Delta L_4] = 57,6 \\ [L] = 228, & Q = 580,5, & & \\ \text{also} & & & \end{array}$$

$$\eta_{th} = 0,393.$$

Ohne Regeneration würde sein

$$[L_0] = 259, \quad [Q] = 717,4, \quad [\eta_{th}] = 0,361.$$

Der Gewinn durch die Regeneration ist also

$$\frac{0,393 - 0,361}{0,361} \cdot 100 = 9,2 \text{ v. H.}$$

Für die wirkliche Strömung wird dagegen

$$\begin{array}{llll} g_1 = 0,0868 & g_2 = 0,0745 & g_3 = 0,0592 & g = 0,7795; \quad q = 40,4 \\ \Delta L_1 = 55,0 & \Delta L_2 = 41,1 & \Delta L_3 = 38,6 & \Delta L_4 = 53,8 \\ L = 188,5 & Q = 580,5, & & \\ \text{also} & & & \end{array}$$

$$\eta_{th} = 0,325.$$

Ohne Regeneration wäre

$$L = 215, \quad Q = 717,4, \quad \eta_{th} = 0,300.$$

Der Gewinn durch die Regeneration ist also

$$\frac{0,325 - 0,300}{0,300} \cdot 100 = 8,3 \text{ v. H.,}$$

also etwas kleiner als im theoretischen Prozeß, weil der Anzapfdampf der I. Vorwärmstufe höher überhitzt ist.

Der höchste thermische Wirkungsgrad, der nach S. 178 für anfänglich gesättigten (oder feuchten) Dampf mit unendlich vielen Stufen (oder stetiger Vorwärmung) möglich ist, ist

$$\eta_{th\max} = \frac{T_1 - T_2}{T_1} = 1 - \frac{T_2}{T_1}.$$

Ist jedoch der Dampf anfänglich überhitzt, so gilt diese Formel, die dem Carnotschen Prozeß entspricht, nicht mehr. Läßt man in diesem Falle die Anzapfung erst in der Druckstufe beginnen, in welcher der Dampf die Sättigungsgrenze erreicht, so ist das verfügbare Nutzgefälle bis dahin

$$\Delta i_{\ddot{u}} = i_1 - i_s.$$

Im Sättigungsgebiet wird bei stetiger Vorwärmung die erforderliche Wärmezufuhr gleich der Verdampfungswärme bei der Temperatur  $T_s$ , weil das Speisewasser bis dahin vorgewärmt ist. Von dieser Wärme ist der Bruchteil

$$\frac{T_s - T_2}{T_s}$$

in Arbeit umsetzbar, also die Arbeit (in kcal)

$$\Delta i_s = r \cdot \frac{T_s - T_2}{T_s}.$$

Da der gesamte Wärmeaufwand zur Erzeugung des überhitzten Dampfes  $r + \Delta i_{\ddot{u}}$  ist und die gesamte Arbeit

$$\Delta i_{\ddot{u}} + r \left(1 - \frac{T_2}{T_s}\right),$$

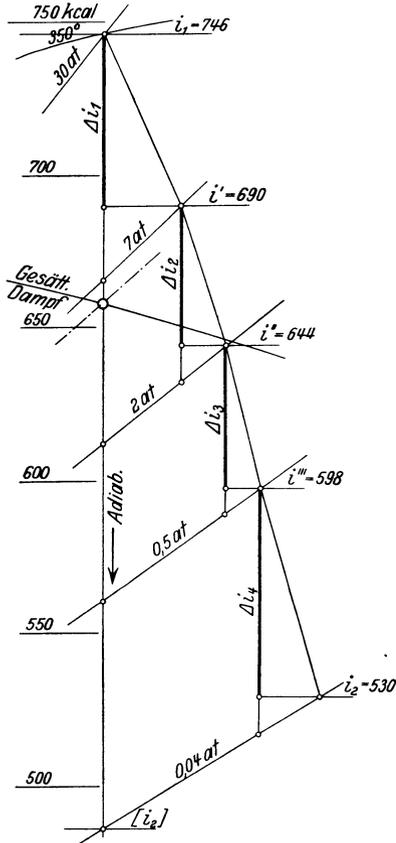


Abb. 93.

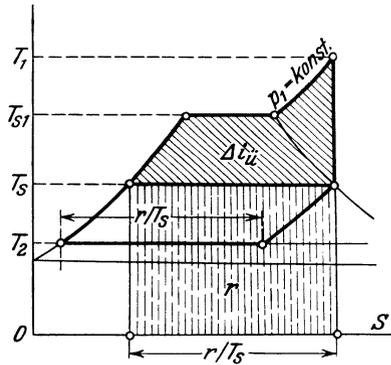


Abb. 94.

so ist der thermische Wirkungsgrad

$$\begin{aligned} \eta_{th \max} &= \frac{\Delta i_{\ddot{u}} + r \left(1 - \frac{T_2}{T_s}\right)}{r + \Delta i_{\ddot{u}}} \\ &= 1 - \frac{r}{r + \Delta i_{\ddot{u}}} \cdot \frac{T_2}{T_s}. \end{aligned}$$

Dieser Wert ist zwar größer als der Carnotsche Wirkungsgrad im Temperaturgebiet zwischen  $T_s$  und  $T_2$ , aber erheblich kleiner als der Wert

$$1 - \frac{T_2}{T_1},$$

dem Carnotschen Wirkungsgrad mit  $T_1$  als oberer Temperaturgrenze.

Im obigen Beispiel tritt (bei reibungsfreier Expansion) der Dampf mit 6 at und  $158^\circ$  in das Sättigungsgebiet, und es ist  $\Delta i_u = 87$ ,  $r = 498$ , also

$$\eta_{th\max} = 1 - \frac{498}{585} \frac{29 + 273}{158,1 + 273} = 1 - 0,85 \cdot 0,7 = 0,405.$$

Der Carnotsche Wirkungsgrad für gesättigten Dampf von 6 at wäre  $1 - 0,7 = 0,30$ ; für gesättigten Dampf von 30 at mit  $t_s = 233$  wäre dagegen

$$\eta_{th\max} = 1 - \frac{29 + 273}{233 + 273} = 0,403.$$

Man erreicht also mit dem überhitzten Dampf von 30 at und  $350^\circ$  (bei Vorwärmung bis  $158,1^\circ$ ) den gleichen Höchstwert des thermischen Wirkungsgrades wie mit gesättigtem Dampf von 30 at bei Vorwärmung bis  $233^\circ$  (mit unendlich vielen Stufen). Aber auch schon mit dreistufiger Vorwärmung bis  $164,2^\circ$  erreicht man nach dem obigen Beispiel fast den gleichen Wert (0,393). — Mit  $t_1 = 350^\circ$ ,  $T_1 = 623$  als oberer Temperaturgrenze wäre  $1 - \frac{T_2}{T_1} = 1 - \frac{303}{623} = 0,514$ , was aber nur mit gesättigtem Dampf von 168 at, nicht mit überhitztem Dampf von 30 at und  $350^\circ$  höchstens erreichbar ist.

#### 46. Die Zwischenüberhitzung.

Bei Verbunddampfmaschinen kann man den aus dem Hochdruckzylinder austretenden Dampf nochmals durch einen Überhitzer leiten, der durch die heißen Feuergase des Dampfkessels oder durch Frischdampf geheizt wird: Das gleiche Verfahren kann man auch bei vielstufigen Dampfturbinen, besonders bei solchen mit getrennten Hochdruck- und Niederdruckgehäusen anwenden. Man führt den Abdampf von 1 oder 2 Stufen, bevor man ihn in die nächste Turbinenstufe eintreten läßt, nochmals durch einen Überhitzer.

Durch dieses Verfahren wird die Leistung des Niederdruckteils der Kraftmaschine vergrößert, wie das Druckvolumen-Diagramm Abb. 95 zeigt. Zugleich wird aber auch der thermodynamische Wirkungsgrad erhöht, weil im Niederdruckteil der Dampf nicht feucht wird, wie es ohne Zwischenüberhitzung der Fall sein würde. Besonders bei sehr hohen Anfangsdrücken und gleichzeitiger tiefer Expansion ist Zwischenüberhitzung notwendig.

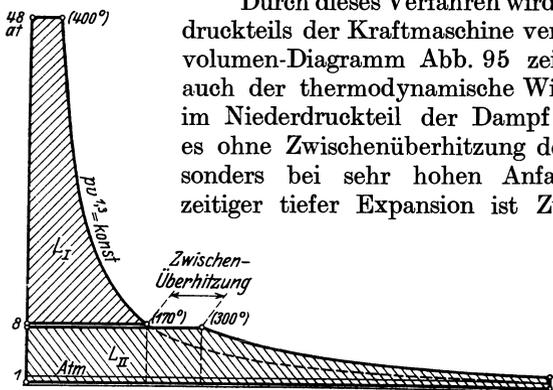


Abb. 95.

Neuerdings werden auch große Dampfturbinen-Anlagen mit hohem Anfangsdruck mit Zwischenüberhitzung versehen (Abschn. 48).

#### 47. Vorwärmung des Speisewassers und der Verbrennungsluft durch die Abgase des Dampfkessels.

Die Abgase der Dampfkessel-Feuerungen verlassen die Heizflächen des Kessels bzw. die Feuerzüge durchschnittlich mit einer Temperatur von etwa 300°. Sie können daher, besonders bei künstlichem Zug, vor ihrem Eintritt in den Schornstein weiter nutzbar abgekühlt werden. Da sowohl das Speisewasser als die Verbrennungsluft ursprünglich Außentemperatur besitzen, so können die Abgase Wärme an diese Körper abgeben, wodurch an aufzuwendender Verbrennungswärme gespart und der Wirkungsgrad der Dampferzeugungsanlage erhöht werden kann. Als untere Temperaturgrenze für die Abkühlung der Rauchgase können etwa 130° angesehen werden, weil eine Kondensation des in ihnen enthaltenen Verbrennungswasserdampfes mit Sicherheit vermieden werden muß.

Wieviel Bruchteile der Verbrennungswärme in den Abgasen bei 300° noch enthalten sind, hängt nach Abschn. 21, 1. Teil hauptsächlich von dem Luftüberschuß ab, mit dem die Feuerung betrieben wird. Bei einem 1,5fachen mittleren Luftüberschuß enthalten die Rauchgase nach Abb. 31, 1. Teil je 100° Temperaturunterschied gegenüber der Außenluft noch rd. 6 v. H. der Verbrennungswärme, also bei 300° und 15° Außentemperatur noch  $(300 - 15) \cdot 6/100 = 17$  v. H. der Verbrennungswärme. Werden sie nun in einem Speisewasservorwärmer (Economiser) bis 130° abgekühlt, so geben sie von ihrem Wärmeinhalt den Bruchteil

$$\frac{300 - 130}{300 - 15} = 0,6$$

oder 60 v. H. ab.

Von der Verbrennungswärme können also

$$0,6 \cdot 17 = 10 \text{ v. H.}$$

auf diesem Wege nutzbar gemacht werden.

Während Economiser schon lange im allgemeinen Gebrauch sind, werden Lufterhitzer erst seit wenigen Jahren angewendet. Die Verbrennungsluft läßt sich in solchen bis auf etwa 200° vorwärmen, jedoch geht man im allgemeinen mit Rücksicht auf die Feuerung nicht so hoch und kann dann, unter geeigneten Umständen, Economiser und Lufterhitzer gleichzeitig anwenden.

#### 48. Hochdruck- und Höchstdruck-Dampf.

Für die Entwicklung der Dampfmaschine seit Watt ist am meisten kennzeichnend die Anwendung immer höherer Dampfdrücke. Bis zum Anfang dieses Jahrhunderts war man auf 12 bis 15 at gelangt; die nächsten 20 Jahre brachten eine Drucksteigerung bis auf etwa 20 at. Wenn man von vorübergehenden Versuchen, weit darüber hinausgehende Dampfdrücke anzuwenden, absieht, so muß man das Jahr 1921 als das Geburtsjahr der sogenannten Höchstdruck-Dampfmaschine ansehen. Wilhelm Schmidt, dem schon etwa 25 Jahre früher die allgemeine Einführung des überhitzten Dampfes in den Dampfmaschinen- (und Dampfturbinen-) Betrieb gelungen war, gab im Jahre 1921 die Ergeb-

nisse seiner eingehenden Versuche mit einer vierstufigen Dampfmaschine von 150 PS<sub>1</sub> bekannt, die mit überhitztem Dampf von 58 at Druck betrieben wurde. Durch diese Versuche wurde der Beweis erbracht, daß die Anwendung so hoher Dampfdrücke eine wesentliche Verminderung des Wärmeverbrauchs für die Einheit der Leistung ergibt, wenn man die für so hohe Drücke nötigen weiteren Maßnahmen trifft. Dazu gehört außer der Unterteilung des Gefälles in mehr als zwei Druckstufen insbesondere die Anwendung der Zwischenüberhitzung. Gleichzeitig erbrachte aber Schmidt den Beweis, daß sich auch Dampfkessel für so hohe Dampfdrücke betriebssicher bauen lassen, was bis dahin am meisten bezweifelt worden war. Wenn nun auch in der kurzen, seitdem vergangenen Zeit eine allgemeinere Anwendung von Drücken bis 60 at und darüber nicht Platz greifen konnte, so muß es doch als eine unmittelbare Folge der Schmidtschen Arbeiten betrachtet werden, daß man heute für die größten Dampfturbinenanlagen mit Leistungen von 10000 bis 100000 kW und mehr Dampfdrücke von 30 bis 40 at als zweckmäßig und notwendig erachtet, und daß, besonders in Nordamerika, bereits große Dampfturbinen-Kraftwerke mit Dampfdrücken von 80 bis 90 at in Betrieb gekommen sind.

Auch die im gleichen Zeitraum — seit 1921 — eingetretene Steigerung der Heißdampf-temperatur von früher etwa 300° auf 400° bis 450° ist als eine Folge der Anwendung der hohen Drücke anzusehen. Wilhelm Schmidt selbst hatte die Notwendigkeit erkannt, die Überhitzungstemperatur erheblich zu steigern. Da Satttdampf von 58 at schon eine Temperatur von rund 270° besitzt, so kann man die bekannten Vorteile der Überhitzung beim Höchstdruckdampf nur zur vollen Geltung bringen, wenn man diesen ungefähr um die gleiche Anzahl Grade überhitzt, wie bisher den Satttdampf von etwa 16 at. Wenn man also den letzteren um 350 — 200 = 150° überhitzte, so mußte man den Dampf von 58 at auf etwa 270 + 150 = 420° überhitzen. Schmidt betrieb die erwähnte Höchstdruck-Dampfmaschine sogar mit Dampf von 465°.

Der Erfolg der Schmidtschen Maschine bestand, zahlenmäßig ausgedrückt, darin, daß die Wärmeersparnis gegenüber gewöhnlichen guten Kolbendampfmaschinen etwa 30 v. H., gegenüber den mit dem kleinsten Wärmeverbrauch arbeitenden Verbundlokomobilen 23 v. H. betrug<sup>1)</sup>. Der Verbrauch von Dampf- und Wärme für die PS<sub>h</sub> betrug 2000 kcal, was bei einem Kesselwirkungsgrad von 85 v. H. einem auf den verbrauchten Brennstoff bezogenen Wärmeverbrauch von 2350 kcal für 1 PS<sub>h</sub> entspricht, oder für 1 PS<sub>e</sub> (an der Dynamokupplung) von 2350/0,9 = 2610 kcal. Der wirtschaftliche Wirkungsgrad der Anlage beträgt demnach  $100 \cdot 632,3/2610 = 24,2$  v. H.<sup>2)</sup> Die Maschine arbeitete mit Kondensation und einem Vakuum von 0,04 at abs.

Mit steigendem Dampfdruck wächst sowohl das Arbeitsvermögen von 1 kg Dampf, als auch der thermische Wirkungsgrad der

<sup>1)</sup> Vgl. O. H. Hartmann, Hochdruckdampf, VDI-Verlag 1925.

<sup>2)</sup> Der in der 5. Aufl. des Leitfadens d. Techn. Wärmemechanik angegebene zu hohe Wert ist hiernach zu berichtigen.

verlustlosen Maschine. Beide Werte können in gleicher Weise wie für die gewöhnlichen Dampfdrücke auch für Höchstdruckdampf mit Hilfe der *J-S*-Tafel ermittelt werden. Man erhält auf diese Weise für einen Kondensatordruck von 0,04 at aus der *J-S*-Tafel die nachstehenden Werte für die Dampfdrücke:

$p = 10$	20	30	40	60	80	100	120	150 at.
Satttdampf:								
Arbeitsvermögen:								
189	211	223	232	239	245	246	245	244 kcal.
Wärmeinhalt (über 30°):								
633	638	639	639	634	628	620	612	597 kcal.
Thermischer Wirkungsgrad:								
0,298	0,330	0,349	0,363	0,377	0,390	0,397	0,400	0,408.

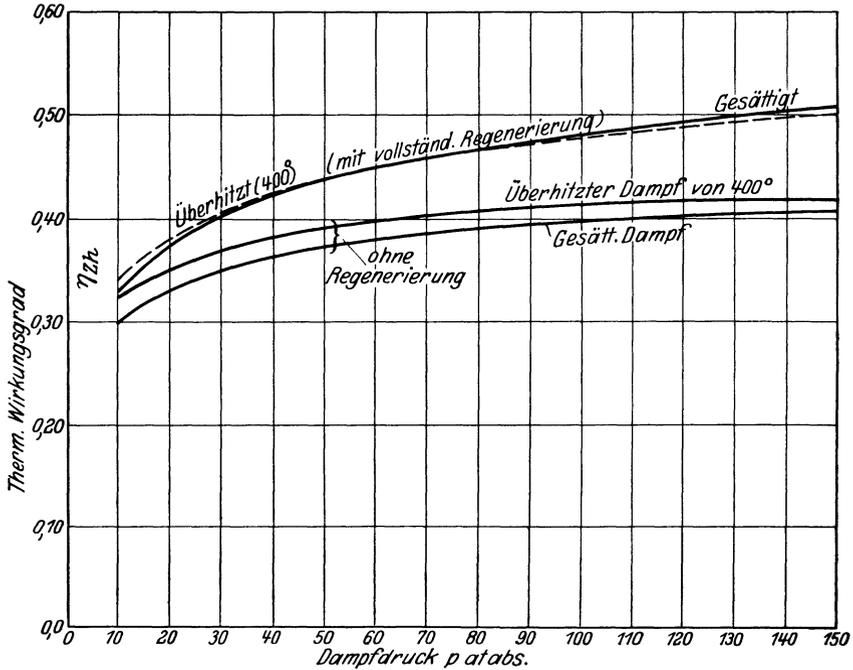


Abb. 96.

Überhitzter Dampf von 400°:

Arbeitsvermögen:								
242	261	273	282	289	291	293	292	287.
Wärmeinhalt (über 30°):								
749	747	744	740	732	722	711	701	688.
Thermischer Wirkungsgrad:								
0,323	0,349	0,367	0,381	0,394	0,403	0,412	0,417	0,417.

Diese Werte von  $\eta_{th}$  sind für beide Fälle in Abb. 96 als Ordinaten, zu den Drücken als Abszissen aufgetragen.

In die gleiche Abbildung sind ferner die thermischen Wirkungsgrade des Regenerativprozesses bei Sattedampf für vollständige Regenerierung eingetragen (Carnotsche Wirkungsgrade), sowie für überhitzten Dampf bei vollständiger Regenerierung im Sattedampfgebiet nach Abschn. 45. Die letzteren beiden Wertereihen unterscheiden sich nur wenig voneinander. Die Zunahme des Wirkungsgrades mit dem Druck ist hier wesentlich stärker als ohne Regenerierung und beträgt bei Drücken zwischen 60 und 150 at rd. 0,6 v. H. für je 10 at Druckzunahme. — Ohne Regenerierung steigt  $\eta_{th}$  zwischen 60 und 150 at nur um rd. 3 v. H. (absolut) und erreicht als Höchstwert etwa 40 bis 41 v. H. — Mit Regenerierung werden 40 v. H. schon bei 30 at erreicht, und bis 150 at steigt  $\eta_{th}$  auf 50 v. H.

Wichtig für den Betrieb der Kolbendampfmaschinen und Dampfturbinen ist der Übergang des überhitzten Dampfes in den Sättigungszustand im Verlaufe der Expansion (Abschn. 7), der sich sehr einfach aus dem  $J$ - $S$ -Diagramm ergibt. Aus Abb. 97 ist z. B. für Dampf von 60 at und  $440^{\circ}$  ersichtlich, daß bei adiabatischer Expansion der Dampf in das Sättigungsgebiet eintritt, wenn er bis 6,4 at entspannt ist (Linie  $AC_1$ ); Dampf von 80 at und  $400^{\circ}$  tritt schon mit 17 at, Dampf von 120 at und  $400^{\circ}$  schon mit 38 at in den Sättigungszustand. In den Kolbendampfmaschinen weicht die Expansion im Durchschnitt nicht viel von der Adiabate ab; dagegen verläuft bei Dampfturbinen die Expansion wegen der Strömungswiderstände um so mehr oberhalb der Adiabate, je größer die Strömungswiderstände sind. In Abb. 97 sind die Zustände beim Eintritt in das Sättigungsgebiet für einen Strömungsverlust von etwa 20 v. H. der adiabatischen Arbeitswerte eingetragen (Punkte  $e_2$  für 60 at,  $d_2$  für 80 at und  $c_2$  für 120 at Anfangsdruck). Der Übergang in die Sättigung erfolgt in Dampfturbinen bei wesentlich tieferen Drücken als bei Kolbenmaschinen.

Da nun feuchter Dampf sowohl bei Kolbenmaschinen als bei Dampfturbinen nachteilig für den thermodynamischen Wirkungsgrad ist, so ist es zweckmäßig, den Arbeitsdampf nach Erreichung der Sättigungsgrenze von neuem zu überhitzen, bevor er weiterarbeitet. Von dieser Erkenntnis ausgehend, hat Wilhelm Schmidt bei seiner vierstufigen Kolbenmaschine für 60 at sogar doppelte Zwischenüberhitzung ausgeführt und dadurch besonders günstige thermodynamische Wirkungsgrade, auch im Niederdruckgebiet, erzielt. Aus dem  $JS$ -Diagramm Abb. 97 sind die Verhältnisse bei dieser Maschine ersichtlich. Der Dampf von 60 at und  $440^{\circ}$  arbeitet zuerst im I. Hochdruckzylinder, wobei sein Druck bis 17 at, seine Temperatur bis  $260^{\circ}$  fällt (Strecke  $AB$ ). Nun arbeitet er im II. Hochdruckzylinder, wobei er bis 5 at expandiert (Strecke  $BC$ ), jedoch schon bei 6,4 at in das Sättigungsgebiet eintritt. Nach dem Austritt aus diesem Zylinder wird er daher zunächst durch den I. Zwischenüberhitzer geleitet, der mit gesättigtem Frischdampf von 60 at geheizt wird. Dadurch steigt seine Temperatur bis rd.  $275^{\circ}$  (Strecke  $CD$ ). Das Kondensat des Heizdampfes wird in den Kessel zurückgeführt. — Im Mitteldruckzylinder, in den der Dampf als hoch überhitzter Dampf von 5 at eintritt, expandiert er bis 0,8 at, tritt jedoch schon bei 1,0 at

in das Sättigungsgebiet. Er wird daher, bevor er in den Niederdruckzylinder einströmt, durch einen zweiten, gleichfalls mit Dampf von 60 at geheizten Zwischenüberhitzer geleitet, wobei er sich bis  $275^{\circ}$  überhitzt, Strecke  $EF$ . Im Niederdruckzylinder expandiert er bis 0,2 at, Strecke  $FG_2$ , und strömt gegen den Kondensatordruck von 0,05 at aus. Im Dampfzylinder selbst kommt er nach Entladung bis 0,08 at an die Sättigungsgrenze, in den Kondensator strömt er dagegen überhitzt ein.

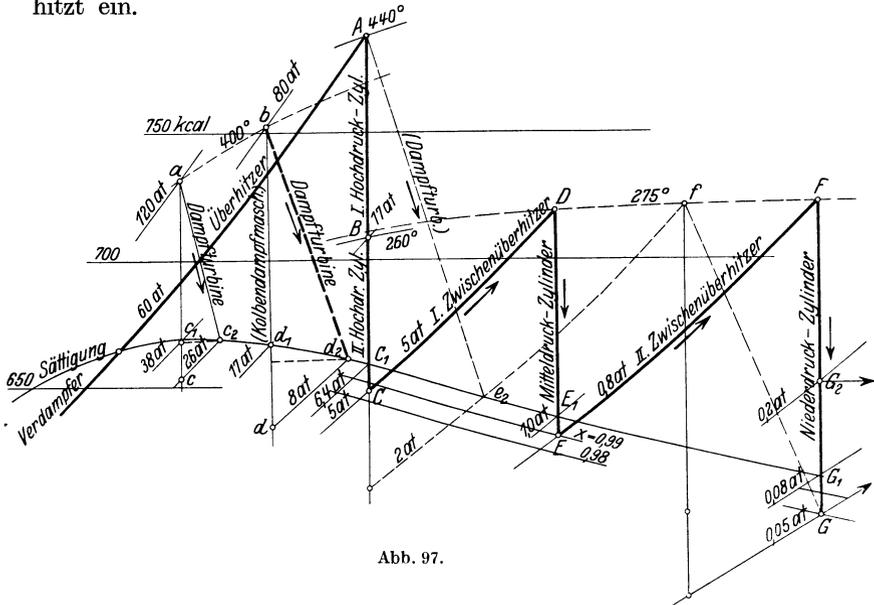


Abb. 97.

Bei Verwendung in einer Dampfturbine würde einmalige Zwischenüberhitzung ausreichen, um ihn in den Endzustand bei  $G$  zu bringen (beim Austritt aus dem letzten Turbinenrad), wie der gestrichelte Linienzug  $Ae_3FG$  erkennen läßt. Allgemein kommt man daher für gleichen Anfangsdampfzustand bei Dampfturbinen mit einer kleineren Zwischenüberhitzung aus, für Drücke von etwa 30 at bei ausreichender Anfangsüberhitzung überhaut ohne Zwischenüberhitzung.

Welche Bedeutung der Hochdruck- und Höchstdruckdampf heute, insbesondere in Amerika, erreicht hat, geht aus den nachstehenden Angaben über den Stand des amerikanischen Turbogeneratorenbaus hervor<sup>1)</sup>. Der Dampfdruck von rd. 20 at vor etwa 10 Jahren stieg rasch auf rd. 50 at, wie er heute bei den größeren Einheiten durchweg üblich ist. Vor 5 Jahren wurden die ersten Höchstdruckeinheiten von 84 at gebaut, aber nur wenige Maschinen erreichten 10000 kW. Heute ist eine ganze Anzahl von 50000 kW-Einheiten im Bau, die Gesamtleistung der im Bau oder bereits im Betrieb befindlichen Höchstdruckturbinen beträgt 400000 kW. — Bei einem Brennstoffheizwert von rd. 7000 kcal/kg und einem Kesselwirkungsgrad von 85% wird in einem neuzeitigen Großturbogenerator die Kilowattstunde mit 0,4 kg (= 2800 kcal) und noch weniger Brennstoff erzeugt werden können.

<sup>1)</sup> „Die Wärme“, 1930, S. 93, nach E. W. Rice in General Electric Review.

#### 49. Mittelbare Erzeugung von Höchstdruckdampf.

Kessel für hochgespannten Dampf wurden schon vor Einführung des Höchstdruckdampfs als Wasserrohrkessel unter Vermeidung der unmittelbaren Beheizung der Wasser- und Dampfsammelräume ausgeführt. Wilhelm Schmidt hat zuerst bewiesen<sup>1)</sup>, daß sich engrohrige Wasserrohrkessel auch noch für Drücke bis 60 at und darüber betriebssicher ausführen lassen, vorausgesetzt, daß ganz reines (d. h. von Kesselsteinbildnern und gelösten Gasen befreites) Wasser zur Speisung verwendet wird. Dies ist jedoch nicht in allen Fällen möglich, und bei unreinem Speisewasser stellen sich Zerstörungen der unmittelbar beheizten Rohre infolge übermäßiger Wärmestauungen in den Rohrwandungen ein. Dies kann vermieden werden, wenn die Dampferzeugung nicht unmittelbar durch heiße Feuergase, sondern mittels Heizdampf erfolgt, der eine höhere Temperatur als der zu erzeugende Hochdruckdampf besitzt. Je nachdem gesättigter oder überhitzter Heizdampf verwendet wird, werden die Einrichtungen zur Dampferzeugung verschieden.

a) **Gesättigter Heizdampf** (Verfahren der Schmidtschen Heißdampfgesellschaft). Ist der Heizdampf gesättigt, so muß er, da seine

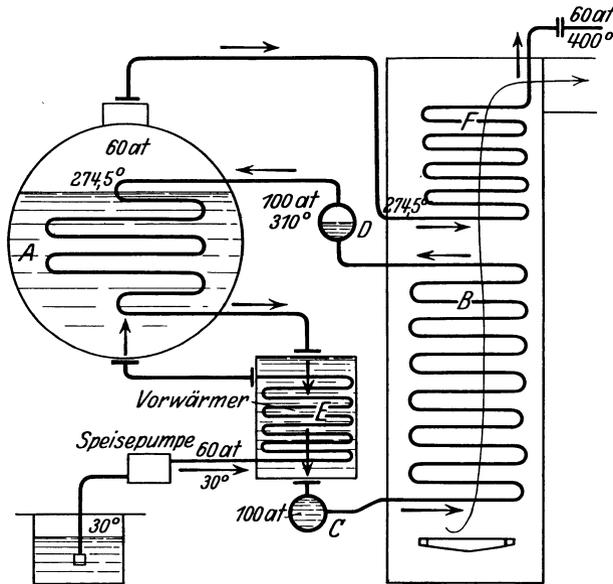


Abb. 98.

Sättigungstemperatur wegen des erforderlichen Wärmeübergangs an das Kesselwasser höher sein muß als die Sättigungstemperatur des Kessel dampfs, auch einen höheren Druck als dieser besitzen. Soll z. B. Dampf von 60 at erzeugt werden, so muß der Heizdampf auf 80 bis 100 at gebracht werden, wobei er eine Temperatur von 294 bis 310° besitzt. Da Wasser von 60 at eine Siedetemperatur von 274,5° besitzt, so besteht zwischen dem Heizdampf und dem Kesselwasser überall ein Temperaturgefälle von mindestens 20 bis 35°, so daß der Heizdampf

<sup>1)</sup> O. H. Hartmann, Der heutige Stand des Hochdruckdampfbetriebs für ortsfeste Kraftanlagen in den verschiedenen Industrieländern (Hochdruck-Tagung des V. d. I. am 18. und 19. Januar 1924). Sonderheft „Hochdruckdampf“ (VDI-Verlag 1924).

kondensieren und seine Verdampfungswärme an das Kesselwasser abgeben kann. Die Einrichtung ist aus Abb. 98 ersichtlich<sup>1)</sup>. In dem Wasserraum des Dampfkessels *A* befindet sich eine Heizrohrspirale, die mit gesättigtem Dampf von 100 at aus einem Dampferzeuger *B* beschickt wird, der mit ganz reinem Speisewasser betrieben wird und als Wasserrohrkessel mit ungeheizten Wasser- und Dampfsammlern *C* und *D* ausgeführt sein kann: In der Heizspirale kondensiert der Heizdampf, und das zurücklaufende heiße Wasser wird in dem Vorwärmer *E* bis annähernd auf die Speisewassertemperatur des Kessels abgekühlt. Der im Dampfkessel *A* erzeugte gesättigte Dampf von 60 at wird in einem Überhitzer *F* auf die Gebrauchstemperatur (350 bis 400°) überhitzt und geht von da zur Maschine. Da die Erzeugungswärme (Gesamtwärme) des Dampfes von 60 at (über 30°) rd. 647 kcal/kg, die des Dampfes von 100 at rd. 624 kcal beträgt, so ist die Menge des stündlich erzeugten Kesseldampfes im Verhältnis  $624/647 = 0,963$  kleiner als die des Heizdampfes.

Nach dem gleichen Verfahren ist neuerdings auch eine Hochdrucklokomotive erbaut worden, deren Feuerraum von den eng nebeneinanderstehenden Wasserrohren des Heizdampferzeugers gebildet wird<sup>2)</sup>. Nach Versuchen der Reichsbahn<sup>3)</sup> lag der Druck des Kesseldampfes zwischen 55 und 45 at; der des Heizdampfes war in den einzelnen voneinander unabhängigen Heizspiralen 70 bis 100 at. Außer dem Hochdruckdampf wird auch noch Dampf von 10 at durch die Abgase der Feuerung erzeugt.

**b) Überhitzter Heizdampf (Hochdruckdampf-Umwälzverfahren nach Löffler<sup>4)</sup>.** Bei diesem Verfahren wird der Dampferzeuger, der als zylindrische Trommel für hohen Druck ausgebildet und wie ein gewöhnlicher Kessel etwa zur Hälfte mit Wasser gefüllt ist, durch überhitzten Dampf beheizt, der in das Kesselwasser eingeführt wird. Der Druck des Heizdampfes braucht nur wenig höher als der Kesseldruck zu sein, während seine Temperatur beträchtlich höher sein muß als die des gesättigten Kesseldampfes. Soll z. B. Dampf von 100 at erzeugt werden, der eine Sättigungstemperatur von 310° besitzt, so muß der Heizdampf mindestens 350 bis 400° besitzen, da nur durch die Überhitzungswärme überschüssiger neuer Dampf erzeugt werden muß. Der Heizdampf wird nun nicht wie unter 1. besonders hergestellt, sondern zusammen mit dem Gebrauchsdampf erzeugt und in einem gefeuerten Überhitzer auf die erforderliche Überhitzungstemperatur gebracht. Abb. 99 zeigt die Anordnung. *A* ist der Dampfkessel, der den gesättigten Hochdruckdampf von 100 at und 310° erzeugt. Dieser Dampf wird von der Umwälzpumpe *B* aus dem Kessel angesaugt, nach dem Überhitzer *C* gedrückt und aus diesem durch die Rücklaufleitung

<sup>1)</sup> O. H. Hartmann, Erfahrungen mit dem Schmidt-Hochdrucksicherheitskessel (Hochdruckdampf II, VDI-Verlag 1929).

<sup>2)</sup> R. P. Wagner, Die Schmidt-Hochdrucklokomotive (Hochdruckdampf II, VDI-Verlag).

<sup>3)</sup> H. Nordmann, Die Schmidt-Hochdrucklokomotive. Die bisherigen Versuchsergebnisse (Hochdruckdampf II).

<sup>4)</sup> Löffler, Das Zeitalter des Hochdruckdampfes (Hochdruckdampf II, VDI-Verlag).

als Heißdampf von etwa 400 bis 500° in das Verteilungsrohr des Dampfkessels geleitet. Die Umwälzpumpe hat also nur die Leitungswiderstände zu überwinden, die allerdings je nach der Dampfgeschwindigkeit und der Länge der Leitung mehrere Atmosphären betragen können. Um diesen Betrag ist der Dampfdruck beim Eintritt in den Überhitzer höher als im Kessel. Aus der Rücklaufleitung wird der nutzbar erzeugte Dampf,  $G_1$  kg, durch eine Abzweigleitung  $F$  zur Maschine geleitet. Zum Dampfkessel kehrt der Rest  $G_2$  zurück, dessen Überhitzungswärme zur Erzeugung des überschüssigen Dampfgewichtes  $G_1$  verfügbar ist. Ein dem Dampfgewicht  $G_1$  gleiches Gewicht frisches Speisewasser muß dem Dampferzeuger durch die Speisepumpe zugeführt werden. Vor seinem Eintritt in den Kessel wird es durch einen von

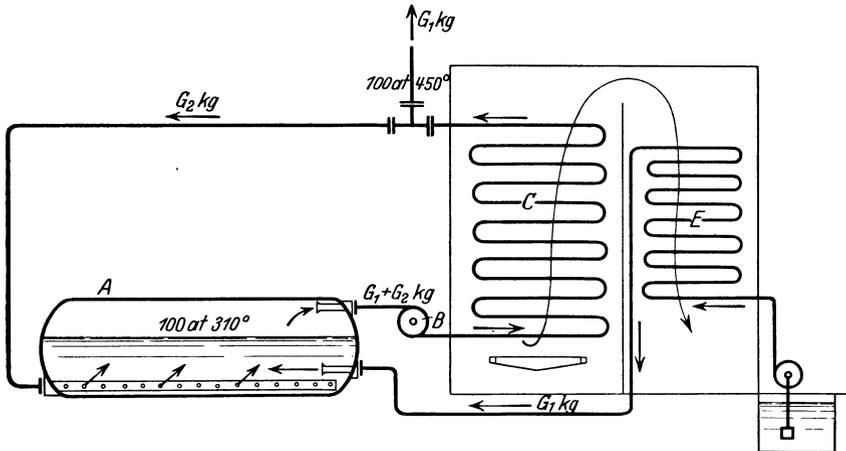


Abb. 99.

den Abgasen des Überhitzers geheizten Vorwärmer geleitet, wobei es die Temperatur  $t_1$  erhält und die Flüssigkeitswärme  $q_1 - q_0$  aufnimmt. Die zur Erzeugung von  $G_1$  kg Frischdampf erforderliche zusätzliche Dampfmenge  $G_2$  ergibt sich aus der Bedingung, daß der Wärmeinhalt von  $G_1 + G_2$  gesättigtem Dampf, die aus dem Kessel austreten, gleich dem Wärmeinhalt von  $G_2$  kg Rücklaufdampf und  $G_1$  kg Speisewasser ist, die in den Kessel eintreten:

$$(G_1 + G_2)i_s = G_2(i_s + i_u) + G_1 q_1.$$

Daraus folgt

$$\frac{G_2}{G_1} = \frac{i_s - q_1}{i_u}.$$

Die Rücklaufmenge  $G_2$  wird daher stets ein Mehrfaches der nutzbaren Dampfmenge  $G_1$  sein. Es wird z. B. für

$p =$	120	100	80	60	40	20 at
$i_s =$	642	650	658	665	669	668 kcal

und für  $t_2 = 450^\circ$  Dampftemperatur beim Austritt aus dem Überhitzer

$$\begin{array}{cccccc} i_s + i_u = & 769 & 778 & 785 & 792 & 798 & 804 \text{ kcal} \\ i_u = & 127 & 128 & 127 & 127 & 129 & 136 \text{ kcal} \end{array}$$

Das Speisewasser muß möglichst hoch vorgewärmt werden, damit  $G_2$  möglichst klein wird. Äußersten Falles kann man die Vorwärmung bis zur Siedetemperatur treiben, dann wird  $i_s - q_1 = r$  (Verdampfungswärme). Nach Löffler soll mit der Vorwärmung so weit gegangen werden, daß bei allen Drücken nur noch 50 kcal/kg bis zur Siedegrenze fehlen. Dann ist  $i_s - q_1 = r + 50$ . Man erhält hiermit

$$\left(\frac{G_2}{G_1}\right)_{\min} = \frac{r}{i_u}$$

und

$$\left(\frac{G_2}{G_1}\right) = \frac{r + 50}{i_u},$$

und daher für

$p = 120$	100	80	60	40	20 at
$r = 292$	319	349	377,5	409	451,7
$\left(\frac{G_2}{G_1}\right)_{\min} =$	2,30	2,49	2,54	2,97	3,17
$\left(\frac{G_2}{G_1}\right) =$	2,69	2,88	3,14	3,36	3,56
				3,56	3,69

Das von der Umwälzpumpe je 1 kg Nutzdampfgewicht zu fördernde Dampfgewicht ist

$$\frac{G_2 + G_1}{G_1} = 1 + \frac{G_2}{G_1}.$$

Für die Förderarbeit kommt das Volumen dieser Dampfmenge in Betracht, das

$$V = v_s \left(1 + \frac{G_2}{G_1}\right)$$

ist. Mit  $\Delta p$  als Überdruck zur Überwindung der Reibungswiderstände wird diese Arbeit angenähert  $L_R = V \cdot \Delta p$ , worin nach Abschn. 68, 1. Teil

$$\Delta p = \beta \frac{l}{d} \frac{w^2}{v_m}.$$

Darin ist  $v_m$  das mittlere spez. Volumen des Dampfes auf dem Wege von der Umwälzpumpe durch den Überhitzer zum Kessel, das größer als  $v_s$  ist. Man erhält nun

$$L_R = \left(1 + \frac{G_2}{G_1}\right) \beta \frac{l}{d} \frac{v_s}{v_m} w^2.$$

Angenähert gilt

$$\frac{v_s}{v_m} = \frac{T_s}{T_m},$$

und dieser Wert, also auch  $L_R$ , ist um so größer, je höher der Dampfdruck ist. Löffler findet auf ähnlichem Wege, daß die Umlaufpumpe im Verhältnis zu der in 1 kg verfügbaren Dampfarbeit einen um so höheren Arbeitsverbrauch besitzt, je niedriger der Dampfdruck ist. Bei 20 at verlange sie eine größere

Leistung als im Nutzdampf verfügbar ist, und noch bei 40 at betrage die Umwälzleistung über 20 vH der Dampfleistung. Das Verfahren sei daher erst bei Drücken über 50 at wirtschaftlich durchführbar. Bei 130 at betrage die Leistung der Umwälzpumpe weniger als 2 vH der Dampfleistung. Das Verfahren ist daher nur für Höchstdruckdampf geeignet<sup>1</sup>).

### 50. Erzeugung von Höchstdruckdampf unter Umgehung des Sättigungsgebiets (Benson-Verfahren).

Nach den Darlegungen in Abschn. 26—28 kann man aus dem Gebiet des flüssigen Zustandes in das des überhitzten Dampfes und des gasartigen Zustandes auch gelangen, ohne das Gebiet des feuchten und trocken gesättigten Dampfzustandes zu überschreiten. Dazu muß man das flüssige kalte Wasser, wenn die Dampfbildung unter konstantem Druck stattfinden soll, mindestens auf einen Druck gleich dem kritischen oder einen noch höheren Druck bringen, also auf mehr als 225 at. Bei diesem Druck muß man das Wasser allmählich erhitzen, wodurch es, wenn die Erhitzung die kritische Temperatur überschreitet ( $374^{\circ}$ ), in den Zustand des überhitzten Dampfes (von gleichem Druck) gelangt.

Am klarsten sind die Verhältnisse im  $T, S$ -Diagramm zu übersehen, Abb. 100 (nicht maßstäblich). Erhitzt man Wasser von  $0^{\circ}$  so, daß der Druck immer gleich dem Sättigungsdruck ist — also im geschlossenen Gefäß mit kleinem Dampfraum ohne Dampfabgabe —, so nimmt im  $TS$ -Diagramm die Temperatur nach der sog. unteren Grenzkurve zu, und die zugeführte Wärme ist gleich der unter dieser Kurve liegenden Fläche (bis zur absoluten Nulllinie). Der kritische Zustand wird bei  $K$  erreicht, wo auch der Sättigungsdruck seinen höchsten Wert erreicht. Erhitzt man im geschlossenen Gefäß weiter, so überschreitet die Kurve das Sättigungsgebiet und setzt sich — unter langsamer steigendem Druck — in das Überhitzungsgebiet fort.

Bringt man dagegen das Wasser von vornherein auf den beabsichtigten Dampfdruck  $p_s < p_k$ , wie immer bei der technischen Dampferzeugung, so verläuft die Kurve der Erwärmung nach  $DC$ , erreicht also erst bei  $C$  die Grenzkurve (d. h. die zum Druck  $p_s$  gehörige Siedetemperatur  $T_s$ ). Sie entspringt nicht bei  $O$ , sondern in einem Punkt  $D$  links von  $O$ , der um so weiter von  $O$  entfernt liegt, auf je höheren Druck das kalte Wasser gebracht wurde. Denn bei der isothermischen Verdichtung des flüssigen Wassers nimmt die Entropie ab. Solange nun der Wasserdruck  $p_s$  kleiner als der kritische Druck  $p_k$  ist, schneidet die Erwärmungskurve  $p_s = \text{konst}$  die Flüssigkeitsgrenzkurve (Punkt  $C$ ) zwischen  $O$  und  $K$ , d. h. das flüssige Wasser kommt durch Erwärmung bei konstantem Druck in den Siedezustand, und weitere Wärmezufuhr bewirkt bei gleichbleiben-

<sup>1</sup>) Der erste derartige Kessel wurde von Löffler in der Lokomotivfabrik Floridsdorf bei Wien erbaut (1925). Er erbrachte nach Löffler den Beweis, daß man auf diesem Wege Dampf von 100 bis 120 at mit Temperaturen bis  $500^{\circ}$  sicher beherrschen kann. Über eine größere Anlage an der gleichen Stelle für 8 t/h höchste Dampferzeugung bei 110 at und  $450^{\circ}$ , sowie über eine noch größere von 15 t/h bei 120 at und  $500^{\circ}$  (mit Kohlenstaubfeuerung) in Witkowitz wird von Löffler in Hochdruckdampf II berichtet.



sein Wärmehalt unverändert. Im  $i, t$ -Diagramm Abb. 101 wird seine Zustandsänderung durch eine wagrechte Gerade dargestellt. Nach dem Josseschen  $i, t$ -Diagramm fällt die Temperatur hierbei, wenn die Anfangstemperatur z. B.  $450^\circ$  betrug, bei Drosselung von 230 auf 150 at bis  $409^\circ$ , bei Drosselung bis 100 at auf  $373^\circ$ . Der Dampf bleibt also überhitzt und kann (bei dieser Anfangstemperatur) durch noch so tiefe Drosselung nicht in den Sättigungszustand übergehen.

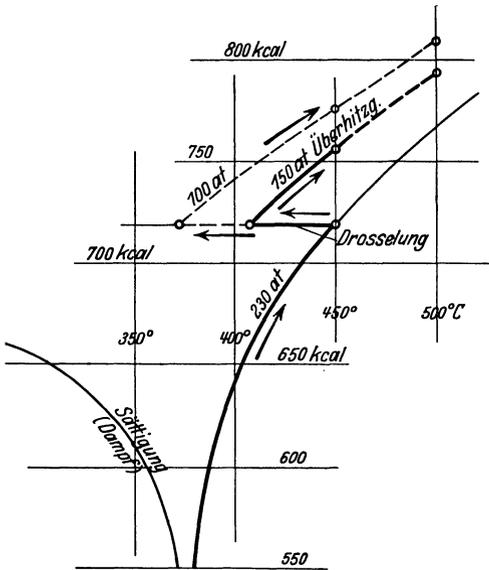


Abb. 101.

Im  $T, S$ -Diagramm Abbildung 100 verläuft die Drosselkurve für diese Verhältnisse gemäß  $A_2 N$ . Bei tieferer Temperatur, z. B. für  $A$  als Anfangspunkt, schneidet dagegen die Drosselkurve die Satttdampf-Grenzkurve bei  $B$ , der Dampf tritt in das Satttdampfgebiet ein. Bei Drosselung von noch tieferer Temperatur, Punkt  $A_1$ , Abb. 100, trifft die Drosselkurve  $A_1 B_1$

die Flüssigkeitsgrenzkurve, und die Drosselung bewirkt daher eine Verflüssigung (wie z. B. bei der Lindeschen Luftverflüssigung). Dieser

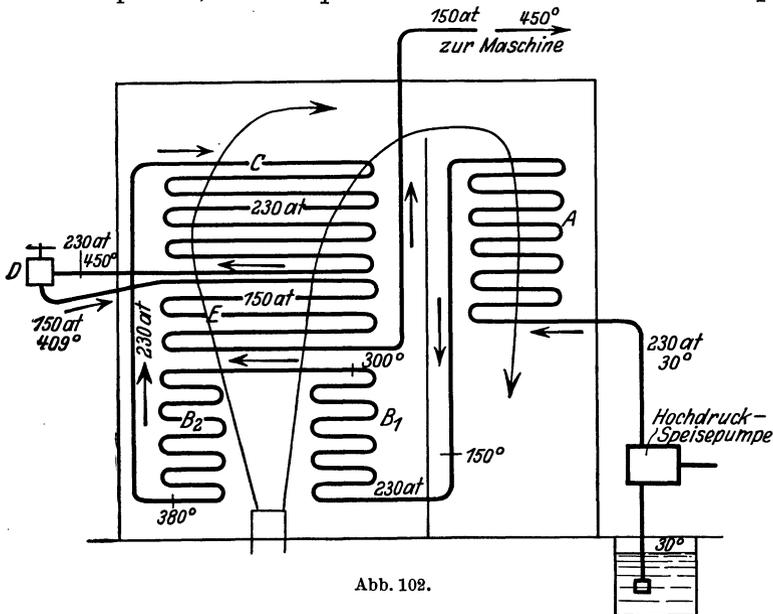


Abb. 102.

die Flüssigkeitsgrenzkurve, und die Drosselung bewirkt daher eine Verflüssigung (wie z. B. bei der Lindeschen Luftverflüssigung). Dieser



Im  $J, S$ -Diagramm wird der Vorgang nach Abb. 103 maßstäblich für einige Fälle (mit den gleichen Bezeichnungen wie im  $T, S$ -Diagramm, Abb. 100) dargestellt<sup>1)</sup>.

### 51. Dampfspeicher.

**a) Allgemeine Grundlagen.** Größere Mengen von arbeitsfähigem Dampf oder Heizdampf, die in den verschiedensten Betrieben, die mit Dampf arbeiten, vorübergehend über die Durchschnittsmenge gebraucht werden, lassen sich nicht unmittelbar in Dampfform aufspeichern, weil die dazu erforderlichen Behälter zu groß, bei höheren Dampfdrücken zu schwer und zu teuer oder, für Höchstdruckdampf, unausführbar werden. Dagegen kann man große Dampfmenngen in verhältnismäßig kleinen Behältern speichern, indem man den im Kessel zur Zeit geringen Dampfverbrauchs zu viel erzeugten Dampf mittels kalten Wassers niederschlägt, um ihn später durch Wiederverdampfung zurückzugewinnen. Vorbedingung für die Möglichkeit der Wiedergewinnung des gespeicherten Dampfes ist, daß nur so viel Speicherwasser verwendet wird, als nötig ist, um den Dampf in Wasser von der Siedetemperatur (und somit auch dem Siededruck) zu verwandeln. Kühlt man tiefer ab, so ist die Zustandsänderung nicht umkehrbar und daher mit Verlust an Druck und Arbeitsfähigkeit verbunden. Speicher, bei denen es nur auf die Erhaltung der Wärmemenge ankommt, dagegen nicht auf die Erhaltung der Arbeitsfähigkeit des Dampfes, sind die Warmwasserspeicher. Im folgenden werden nur die Dampfspeicher behandelt, die auch als Energiespeicher (oder Kraftspeicher) bezeichnet werden.

Wenn man gesättigten oder überhitzten Dampf vom Drucke  $p$  durch Vermischung mit kaltem Wasser niederschlägt, so erhält man heißes Wasser, dessen Temperatur höchstens gleich der dem Dampfdruck  $p$  entsprechenden Siedetemperatur  $t_s$  (nach den Dampftabellen) sein kann. Die zur Kondensation von 1 kg trocken gesättigtem Dampf unter dem gleichbleibenden Dampfdruck  $p$  erforderliche Wassermenge  $g_w$  von der Temperatur  $t_0 < t_s$  folgt aus der Überlegung, daß dem kondensierenden Dampf, um ihn vollständig in Wasser von der Siedetemperatur  $t_s$  zu verwandeln, seine Verdampfungswärme  $r$  entzogen werden muß. Diese Wärmemenge muß ausreichen, um das kalte Wasser von  $t_0$  bis  $t_s$  zu erwärmen. Damit ergibt sich die Beziehung

$$r = g_w (q_s - q_0), \dots \dots \dots (1)$$

also

$$g_w = \frac{r}{q_s - q_0}, \dots \dots \dots (1a)$$

mit  $q_s$  als Flüssigkeitswärme im Siedezustand und  $q_0$  im Zustand bei der Temperatur  $t_0$ . Für alle praktischen Fälle ausreichend genau wird man auch

$$g_w = \frac{r}{t_s - t_0} \dots \dots \dots (1b)$$

setzen können. Es wird z. B. für  $t_0 = 30^\circ$ ,  $q_0 = 30$  kcal/kg für

$p =$	1	10	20	50	100 at mit
$t_s =$	99,1	179	211,4	262,8	309,7 °C
$q_s =$	99,2	181,4	215,9	271,8	326,4 kcal
$q_s - q_0 =$	69,2	151,4	185,9	241,8	296,4 kcal
$r =$	540,2	481,1	450	400	328 kcal
$g_w =$	7,81	3,17	2,42	1,66	1,11 kg/kg.

Die Dampfmenngen  $g_d$ , die durch 1 kg Wasser von  $30^\circ$  gespeichert werden können, sind mit

$$g_d = \frac{1}{g_w} = 0,128 \quad 0,316 \quad 0,413 \quad 0,602 \quad 0,600 \text{ kg/kg,}$$

<sup>1)</sup> Das  $J, S$ -Diagramm ist der Arbeit von Honigmann, Das kritische Gebiet des Wasserdampfes (Zeitschr. d. Osterr. Ingen.- u. Archit.-Vereins 1929, S. 371 und 387) entnommen (Diagramm nach Callendar).

oder mit 1000 kg Wasser

1000  $g_d = 128 \quad 316 \quad 413 \quad 602 \quad 600$  kg Dampf.

Hat das Speicherwasser eine höhere Temperatur, wie z. B. wenn es in Ekonomisern vorgewärmt wird, so werden die Wassermengen  $g_w$  entsprechend Gl. 1a größer und die Dampfmengen  $g_d$  kleiner. Für  $t_0 = 100^\circ$  wird

$q_s - q_0 =$	81,4	115,9	171,8	226,4	
$g_w =$	5,91	3,88	2,33	1,45	und
1000 $g_d =$	169	254	430	690	kg Dampf.

In Abb. 104 sind die Werte 1000  $g_d$  für Drücke von 1 bis 100 at mit  $t_0 = 30^\circ$  und  $100^\circ$  aufgetragen.

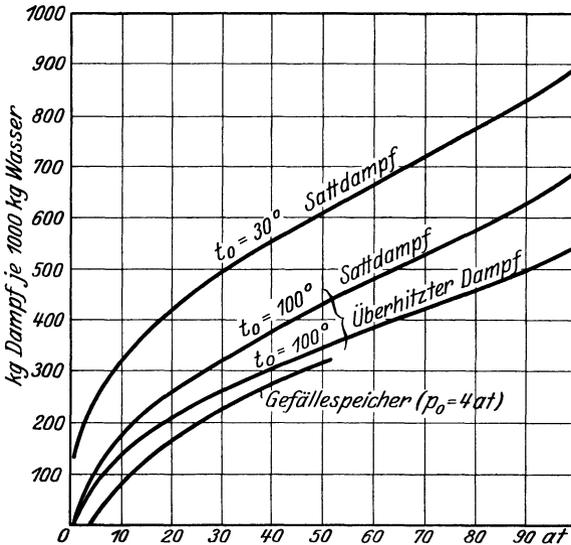


Abb. 104.

Überhitzter Dampf. Ist der zu speichernde Dampf überhitzt, also  $t_1 > t_s$ , so gibt 1 kg bei der vollständigen Kondensation zu siedendem Wasser vom gleichen Druck eine Wärmemenge ab, die um die Überhitzungswärme  $i_{\ddot{u}} = c_{p,m}(t_1 - t_s)$  größer als  $r$  ist. Es gilt also

$$r + i_{\ddot{u}} = g_w (q_s - q_0),$$

somit

$$g_w = \frac{r + i_{\ddot{u}}}{q_s - q_0} \dots \dots \dots (2)$$

Da in den Dampftafeln für überhitzten Dampf\* der gesamte Wärmeinhalt  $i$  (über  $0^\circ$ ) angegeben ist, so ist es für Berechnungen bequemer,  $r + i_{\ddot{u}}$  durch den gleichgroßen Ausdruck

$$i - q_s$$

zu ersetzen. Es ist dann

$$g_w = \frac{i - q_s}{q_s - q_0} \dots \dots \dots (2a)$$

und

$$1000 g_d = 1000 \cdot \frac{q_s - q_0}{i - q_s} \dots \dots \dots (3)$$

Man erhält z. B. für  $t_1 = 400^\circ$ ,  $t_0 = 100^\circ$ :

$p =$	1	10	20	50	100 at
$i =$	781	778	776,5	767	741
$q_s =$	99,2	181,4	215,9	271,8	326,4
$i - q_s =$	681,8	596,6	560,6	495,2	414,6
1000 $g_a =$	0	136	206	346	547 kg/kg.

Auch diese Werte, die kleiner sind als für Satttdampf, sind in Abb. 104 eingetragen.

Man unterscheidet heute zwei Gruppen von Dampfspeichern, die Gefällespeicher und die Gleichdruckspeicher.

**b) Die Gefällespeicher (Ruths-Speicher).** Diese bestehen nach Abb. 105 aus einem durch Rohrleitungen einerseits mit dem Dampfkessel, andererseits mit den Dampfverbrauchern (Maschinen, Heizapparate) verbundenen druckfesten Behälter, der nicht ganz mit Wasser gefüllt ist, und in dem auch im entladenen Zustand noch ein Überdruck herrscht. Zur Zeit verminderten Dampfverbrauchs wird der Dampf, den der Kessel im Überschuß liefert, durch ein Ventil  $V_1$  in

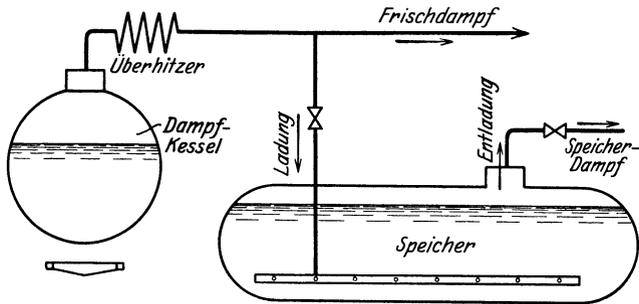


Abb. 105.

den Speicher geleitet, wo er unterhalb des Wasserspiegels verteilt austritt und sich beim Aufsteigen im Speicherwasser verflüssigt. Je mehr Dampf eingeleitet wird, um so höher steigt die Temperatur und der ihr nach den Dampftabellen entsprechende Sättigungsdruck, bis schließlich der volle Kesseldruck im Speicher herrscht. In diesem Zustand ist er voll geladen. Die Entladung des Speichers erfolgt zur Zeit verstärkten Dampfverbrauchs dadurch, daß bei geschlossener Ladeleitung ein Entladeventil  $V_2$  geöffnet wird. Je mehr Dampf entnommen wird, desto tiefer fällt infolge der Wiederverdampfung, die auf Kosten der Eigenwärme des Speicherwassers geht, der Druck und die Temperatur im Speicher.

**Ladung des Speichers.** Ist im Speicher zu Beginn der Ladung die Wassermenge  $G_0$  kg mit der Flüssigkeitswärme  $q_0 (= q_{s0})$ , am Ende der Ladung die Wassermenge  $G_1$  mit der Flüssigkeitswärme  $q_1$  enthalten, so ist die Dampfmenge  $G_d = G_1 - G_0$  eingeleitet und verflüssigt worden. Die gesamte im Speicher enthaltene Flüssigkeitswärme hat dabei zugenommen um

$$G_1 q_1 - G_0 q_0.$$

Der eingeleitete Dampf hat seinen ganzen Wärmeinhalt in den Speicher mitgebracht, also, wenn er trocken gesättigt war, die Wärmemenge

$$(G_1 - G_0) \cdot (q_1 + r_1);$$

wenn er überhitzt war, die Wärmemenge

$$(G_1 - G_0) (q_1 + r_1 + i_u)$$

oder

$$(G_1 - G_0) \cdot i.$$

Es gilt daher für gesättigten Kesseldampf

$$G_1 q_1 - G_0 q_0 = (G_1 - G_0) \cdot (q_1 + r_1),$$

und für überhitzten Kesseldampf

$$G_1 q_1 - G_0 q_0 = (G_1 - G_0) \cdot i.$$

Daraus folgt für Sattedampf

$$\frac{G_1}{G_0} = 1 + \frac{q_1 - q_0}{r_1}, \dots \dots \dots (4a)$$

und für Heißdampf

$$\frac{G_1}{G_0} = \frac{i - q_0}{i - q_1} \dots \dots \dots (4b)$$

Die Dampfmenge, die je 1000 kg Speicherwasser aufgenommen wird, ist

$$1000 g_a = 1000 \cdot \frac{G_1 - G_0}{G_0},$$

also für Sattedampf

$$1000 g_a = 1000 \cdot \frac{q_1 - q_0}{r_1},$$

und für Heißdampf

$$1000 g_a = 1000 \cdot \frac{q_1 - q_0}{i - q_1} = 1000 \frac{q_1 - q_0}{r_1 + i_ü} \dots \dots \dots (4c)$$

Diese Formeln stimmen mit den obigen Gl. 3 und 2 überein. Die Dampfmen- gen, die je 1000 kg Speicherwasser aufgenommen werden können, sind jedoch kleiner als in den obigen Beispielen, weil der Speicherdruck bei der Entladung nicht unter den für die Dampfverbraucher zulässigen Mindestbetrag fallen darf, der meistens einige Atmosphären betragen wird. Die Speicherkapazität des Gefälle- speichers ist also von dem zugelassenen Druckabfall abhängig und um so größer, je größer dieser ist, außerdem aber vom Kesseldruck und der Frischdampf- temperatur. Man erhält z. B. für einen tiefsten Speicherdruck von  $p_0 = 4$  at abs., entsprechend  $t_0 = 143^\circ$ ,  $q_0 = 144$ :

$p_1 =$	6	8	10	15	20	50 at
$q_1 =$	159,5	171,5	181,4	200,9	215,9	271,8
$q_1 - q_0 =$	15,5	27,5	37,4	56,9	71,9	127,8
$r =$	499	489	481	464	450	400
$1000 g_a =$	31	51,3	77,7	123	160	319

In Abb. 104 sind diese Werte eingetragen.

Entladung. Während der Entladung wird der Druck im Dampfraum um einen kleinen Betrag tiefer sein als der Sättigungsdampfdruck, der zur Speichertemperatur gehört. Je größer dieser Unterschied ist, desto mehr Dampf wird der Speicher in der Zeiteinheit abgeben. Ist dieser Unterschied größer als die der Wassertiefe  $h$  entsprechende Druckhöhe  $\gamma h$ , so erfolgt die Ver- dampfung im ganzen Speicherinhalt. Im Verlaufe der Entladung muß die Speichertemperatur fallen, da die Verdampfungswärme des gebildeten Dampfes der Flüssigkeitswärme des Speicherwassers entnommen wird, und entsprechend fällt auch der Speicherdruck. Temperaturabfall  $\Delta t$  und Druckabfall  $\Delta p$  sind durch den Verlauf der Dampfdruckkurve (Dampfptabellen) miteinander verknüpft. Ihr Zusammenhang ergibt sich auch aus der Clapeyronschen Gleichung

$$\frac{\Delta p}{\Delta t} = \frac{427 r}{T(v_s - \sigma)} \frac{1}{10000} \text{ at } ^\circ\text{C.} \dots \dots \dots (5)$$

Es wird für

$p =$	4	6	8	10	15	20	50 at
$t =$	143	158	170	179	197	211	263
$v_s - \sigma =$	0,470	0,320	0,240	0,244	0,133	0,100	0,040
$\frac{\Delta p}{\Delta t} =$	0,115	0,155	0,197	0,186	0,316	0,396	0,795 at/°C.

Für größere Drucksenkungen wird man die Dampftabellen verwenden.

In einem beliebigen Augenblick während der Entladung sei noch die Wassermenge  $G$  kg im Speicher enthalten, so daß von Beginn der Entladung bis dahin das Dampfgewicht  $G_1 - G$  entnommen worden ist. Sinkt nun der Dampfdruck infolge der Entladung der sehr kleinen Menge

$$d(G_1 - G) = -dG$$

weiter, so wird zur Bildung dieser Dampfmenge die Wärmemenge  $-dG \cdot r$

verbraucht. Gleichzeitig sinkt infolge Entziehung dieser Wärme die Temperatur im ganzen Speicher um  $dt$ , die Flüssigkeitswärme von 1 kg Speicherwasser um  $dq$  und die Flüssigkeitswärme des ganzen Speicherinhalts um  $G \cdot dq$ . Es ist somit  $r \cdot dG = G \cdot dq$ ,

also

$$\frac{dG}{G} = \frac{dq}{r} \dots \dots \dots (6)$$

Für eine kleine endliche Drucksenkung  $\Delta p$  wird also

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{\Delta q}{r},$$

also für  $\Delta t = 1^\circ$ ,  $\Delta q = 1$

$$\frac{\Delta G}{G} = \frac{1}{r}.$$

Da  $r = 400$  bis  $500$  kcal/kg ist, so verdampft bei einer Temperatursenkung um  $1^\circ$  etwa der 400. bis 500. Teil des Speicherwassers.

Durch Integration von Gl. 1 folgt

$$\ln \frac{G}{G_1} = \int_{q_1}^q \frac{dq}{r} \dots \dots \dots (7)$$

Trägt man die Flüssigkeitswärmen (oder die Temperaturen) als Abszissen, die Werte  $1/r$  als Ordinaten auf, so ist  $dq/r$  ein schmaler Streifen der Fläche unter der Kurve. Die Fläche zwischen den Ordinaten bei  $q_1$  und  $q$  ist gleich dem Wert  $\ln \frac{G}{G_1}$ . Drückt man diese Fläche als Produkt einer mittleren Höhe  $1/r_m$  und der Länge  $q_1 - q$  aus, so ist

$$\ln \frac{G}{G_1} = - \frac{q_1 - q}{r_m}, \dots \dots \dots (8)$$

also

$$\frac{G}{G_1} = e^{-\frac{q_1 - q}{r_m}} \dots \dots \dots (9)$$

Mit  $q = q_0$ , Ende der Entladung, wird

$$G_0' = G_1 e^{-\frac{q_1 - q_0}{r_m}} \dots \dots \dots (10)$$

Man würde nun erwarten, daß am Ende der Entladung das gleiche Wassergewicht im Speicher vorhanden wäre, wie beim Beginn der Ladung nach Gl. 4a:

$$G_0 = \frac{G_1}{1 + \frac{q_1 - q_0}{r_1}} \dots \dots \dots (11)$$

Es sollte also  $G_0' = G_0$  sein.

Nach Gl. 10 und 11 sind jedoch diese Gewichte nicht gleich, und zwar wird

$$\frac{G_0'}{G_0} = \frac{1 - \frac{q_1 - q_0}{r_1}}{e^{-\frac{q_1 - q_0}{r_m}}}$$

Da der Exponent von  $e = 2,72$  ein verhältnismäßig kleiner Bruch ist, z. B. für  $t_1 - t_0 = 100^\circ$ ,  $r_m = 450$ :

$$\frac{q_1 - q_0}{r_m} = \frac{1}{4,5},$$

so kann man die Reihe

$$e^x = 1 + x + \frac{x^2}{2} + \dots$$

schon beim 2. oder 3. Glied abbrechen und erhält

$$e^x = 1 + \frac{q_1 - q_0}{r_m} + \frac{1}{2} \left( \frac{q_1 - q_0}{r_m} \right)^2,$$

$$\frac{G'_0}{G_0} = \frac{1 + \frac{q_1 - q_0}{r_m}}{1 + \frac{q_1 - q_0}{r_m} + \frac{1}{2} \left( \frac{q_1 - q_0}{r_m} \right)^2}.$$

Für kleinere Drucksenkungen kann man die Reihe schon beim 2. Glied abbrechen und erhält dann

$$\frac{G'_0}{G_0} = \frac{1 + \frac{q_1 - q_0}{r_1}}{1 + \frac{q_1 - q_0}{r_m}}.$$

Da  $r$  mit fallendem Druck steigt, so ist  $r_m > r_1$  also

$$\frac{G'_0}{G_0} > 1,$$

d. h. am Ende der Entladung ist ein wenig mehr Wasser im Speicher enthalten, als beim Beginn der Entladung. Bei der Entladung wird also nicht die ganze bei der Ladung gespeicherte Dampfmenge zurückgewonnen. Der Grund dafür liegt in dem Umstand, daß die Verdampfungswärme des zugeführten Dampfes wegen seines höheren Druckes kleiner ist, als die durchschnittliche Verdampfungswärme während der Entladung, da diese bei fallendem Druck verläuft.

Die Arbeitsfähigkeit von 1 kg Speicherdampf vor der Ladung ist mit  $p_1$ ,  $t$  und dem Gegendruck  $p_2$  aus dem  $J, S$ -Diagramm bestimmt und gleich  $\Delta i_1$ . Bei der Entladung fällt der Dampfdruck und dabei sinkt die Arbeitsfähigkeit von 1 kg Dampf stetig bis auf den dem kleinsten zulässigen Speicherdruck  $p_0$  entsprechenden Wert  $\Delta i_0$ . Die Arbeitsfähigkeit des Entladungsdampfes nimmt also während der Entladung stetig ab. Ihr Mittelwert folgt aus

$$dL = \Delta i \cdot dG,$$

indem man  $\Delta i$  als Ordinaten zu  $G$  als Abszissen aufträgt und die mittlere Höhe zwischen dem Anfangs- und Endzustand bestimmt.

Bei anfänglich überhitztem Dampf ist die Arbeitsfähigkeit im überhitzten Zustand zu vergleichen mit derjenigen im gesättigten Zustand, da ja der Speicher nur gesättigten Dampf liefern kann. Dabei wird die Arbeitsfähigkeit noch mehr beeinträchtigt. Dieser Nachteil wird verstärkt durch den Umstand, daß die mit dem Speicherdampf betriebenen Dampfmaschinen oder Dampfturbinen (sog. Speicherturbinen) während der Entladung Dampf von immer kleinerem Druck erhalten, was ihren thermodynamischen Wirkungsgrad beeinträchtigt. Diese Umstände sind bei der Verwendung von Gefällespeichern in reinen Kraftanlagen zu beachten. Für Heizanlagen kommen sie nicht in Frage. Bei verbundenen Heiz- und Kraftanlagen lassen sie sich durch geeignete Schaltung u. U. vermeiden.

**e) Gleichdruckspeicher.** Bei den Gleichdruckspeichern wird das Speichergewasser als Speisewasser für den Dampfkessel benützt, nicht wie bei den Gefällespeichern zur unmittelbaren Dampferzeugung. Die Erhitzung des Speichergewassers bis zur Siedetemperatur kann entweder durch die Feuerung im Kessel selbst erfolgen, der mit dem Speicher in Verbindung steht (Kiesselbach-Speicher), oder im Speicher durch überschüssigen Dampf, der durch das kalte

Speisewasser verflüssigt wird (Dampfspeicher). Abb. 106 zeigt die Anordnung des Kiesselbach-Speichers. Der Speicher *Sp* liegt tiefer als der Kessel, sein Dampfraum ist durch eine Leitung *ef* in freier Verbindung mit dem Dampfraum des Kessels; sein Wasser erhält er durch eine Überlaufleitung *ab* aus dem Kessel, in den es durch eine Umlaufleitung mittels einer Pumpe *U* (Umwälzpumpe) wieder zurückgeführt wird. Außerdem fördert eine Speisepumpe *S* kaltes (oder durch Economiser vorgewärmtes) Speisewasser in den Kessel. Zur Zeit kleinen Dampfverbrauchs fördert nun die Speisepumpe viel kaltes Wasser in den Kessel, wo es sich bis zur Siedetemperatur erhitzt und durch die Leitung *ab* in den Speicher gelangt. Dieser Vorgang entspricht ganz dem Speisen des Großwasserraum-Kessel in der Zeit kleiner Belastung, durch die die Dampferzeugung vorübergehend vermindert wird. Beim Kiesselbach-Speicher kann der Wasserraum durch den

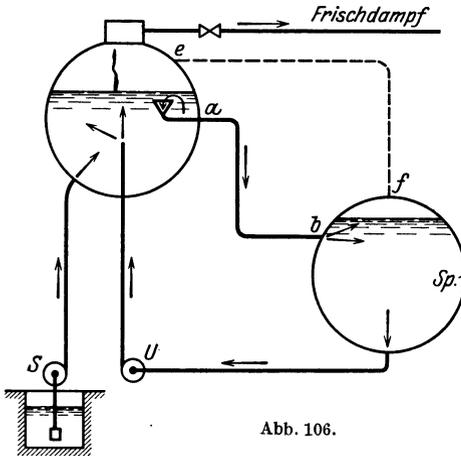


Abb. 106.

Speicherinhalt beliebig vergrößert werden. In Zeiten hohen Dampfverbrauchs und der Kessel ganz aus dem Heißwasservorrat des Speichers gespeist, wodurch sich, bei gleicher Wärmeentwicklung der Feuerung, die erzeugte Dampfmenge erheblich vergrößert. Man kann auf diese Weise auch bei größeren Schwankungen des Dampfverbrauchs die Feuerung unverändert betreiben.

In Zeiten hohen Dampfverbrauchs und der Kessel ganz aus dem Heißwasservorrat des Speichers gespeist, wodurch sich, bei gleicher Wärmeentwicklung der Feuerung, die erzeugte Dampfmenge erheblich vergrößert. Man kann auf diese Weise auch bei größeren Schwankungen des Dampfverbrauchs die Feuerung unverändert betreiben.

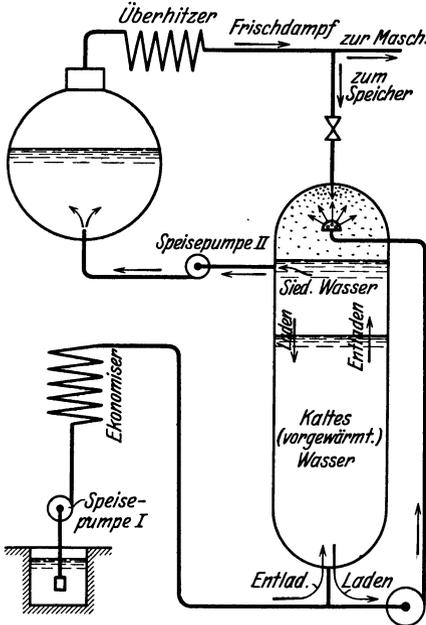


Abb. 107.

Dampfspeicher (Verdrängungsspeicher)<sup>1)</sup>. Abb. 107 zeigt die Anordnung. Der aufrecht stehende Speicher, dessen Wasserspiegel unverändert gehalten wird, enthält oben einen Dampfraum, in dem der aus dem Kessel kommende überschüssige Dampf durch kaltes (im Economiser vorgewärmtes) Speisewasser verflüssigt wird, so daß sich im oberen Teil des Speichers Wasser von Siedetemperatur und einem Druck gleich dem Kesseldruck bildet. Bei sehr hohem Kesseldruck (z. B. 100 at) wird der Dampf vor seinem Eintritt in den Speicher auf einen tieferen Druck (z. B. 20 at) gedrosselt. Das heiße Wasser füllt nur bei vollständiger Ladung des Speichers diesen ganz aus. Bei teilweiser Ladung ist ein größerer oder klei-

<sup>1)</sup> Nach Ausführung der Kraftanlagen A.G. Heidelberg. Vgl. J. Koch, Vortrag v. 11. 10. 1928 im Emscher Bez.-Ver. d. VDI und F. Marguerre u. J. Koch, Gleichdruckspeicher als Ausgleich in Vorschalt- und Heizkraftanlagen (Speicher des Großkraftwerks Mannheim mit 20 at Betriebsdruck für 100 at Kessel).

nerer Teil des unteren Speicherraumes mit kaltem Wasser gefüllt, wobei eine besondere bewegliche Trennungswand zwischen dem oberen heißen und dem unteren kalten Wasser wegen des kleineren spez. Gewichts des heißen Wassers und der kleinen Wärmeleitfähigkeit des Wassers nicht erforderlich ist. Bei normalem Dampfverbrauch wird nun durch die Speisepumpe I und die Umwälzpumpe so viel vorgewärmtes Speisewasser in den Mischraum des Speichers eingespritzt, als für die normale Dampfmenge erforderlich ist, bzw. so viel Dampf eingelassen, als durch diese Wassermenge in siedendes Wasser von Kesseltemperatur verwandelt werden kann. Dieses heiße Wasser wird durch die Speisepumpe II fortlaufend in den Kessel gefördert. Zur Zeit kleinen Dampfbedarfs wird zwar, bei gleicher Feuerbelastung, im Kessel die gleiche Dampfmenge erzeugt, aber der Speicher erhält jetzt mehr von diesem Dampf, die Verbraucher erhalten weniger. Um die größere Dampfmenge im Speicher zu verflüssigen, wird nun durch die Umlaufpumpe das kältere Wasser aus dem unteren Teil des Speichers nach dem Mischraum befördert, wo es den überschüssigen Dampf verflüssigt und sich bis auf die Siedetemperatur erwärmt. Dadurch wird die Trennungsfäche zwischen dem heißen und kälteren Wasser des Speichers nach unten verschoben und der Speicher füllt sich allmählich mit heißem Wasser. Dies ist der Vorgang der Ladung des Speichers.

Die Entladung erfolgt in der Zeit erhöhten Dampfverbrauchs, wo weniger oder gar kein überschüssiger Dampf in den Mischraum des Speichers gelangt und daher auch weniger oder gar kein kälteres Wasser eingespritzt wird. Der Kessel wird dann durch die Speisepumpe II lediglich aus dem Heißwasservorrat des Speichers gespeist, der infolgedessen kleiner wird. Die Speisepumpe I muß nun bei stillstehender Umlaufpumpe so viel kälteres Wasser von unten in den Speicher drücken, als heißes Speisewasser aus dem Speicher verbraucht wird. Dadurch rückt die Trennungsfäche im Speicher immer höher und dieser füllt sich allmählich ganz mit kälterem Wasser.

Die Anordnung ermöglicht also in gewissen Grenzen des Dampfverbrauchs eine vollständig konstante Dampferzeugung und Feuerführung. Ein Verlust an Arbeitsfähigkeit des Dampfes ist mit dieser Art der Speicherung nicht verbunden.

## B. Kälteerzeugung und Wärmepumpe.

### 52. Kälteerzeugung mittels Kaltdämpfen.

a) **Allgemeine Grundlagen.** Um die Temperatur eines festen, flüssigen oder gasförmigen Körpers von  $G$  kg Gewicht um  $\tau^{\circ}$  zu erniedrigen, muß ihm für jedes Kilogramm und jeden Grad Abkühlung die Wärmemenge  $c$  (spez. Wärme) entzogen werden; im ganzen also die Wärme  $Q = G \cdot c \cdot \tau$ . Diese Wärme wird in Anbetracht der Wirkung, die ihre Wegschaffung aus dem Körper in diesem hervorbringt, als „Kälte“ bezeichnet. Wärmemengen, die zum Zwecke der Abkühlung aus Körpern fortgeschafft werden, werden auch Kältemengen genannt.

Zur Überführung von flüssigen Körpern in den festen Zustand, ebenso zur Verflüssigung von Dämpfen sind nach der Abkühlung auf die Erstarrungs- bzw. Verflüssigungstemperatur noch weitere erhebliche Wärmemengen aus den Körpern zu entfernen, um die Erstarrung oder Verflüssigung, d. h. die Änderung des Aggregatzustandes herbeizuführen. (Schmelzwärme, Verdampfungswärme.) Dabei ändert sich, wenn der Druck unverändert bleibt, die Temperatur trotz der Wärmeentziehung so lange nicht, bis das letzte Teilchen den neuen Aggregatzustand angenommen hat.

Zur Überführung von 1 kg Wasser von  $0^{\circ}$  in Eis von  $0^{\circ}$  ist z. B. eine Kälteleistung (Wärmeentziehung) von rd. 80 kcal erforderlich. Um also aus Wasser von  $+t^{\circ}$  Eis von  $-t_1^{\circ}$  herzustellen, müssen  $Q = t + 80 + 0,5 t_1$  kcal fortgeschafft werden, nämlich  $t$  kcal für die Abkühlung von  $t^{\circ}$  auf  $0^{\circ}$ , 80 kcal Schmelzwärme für die Erstarrung,  $0,5 t_1$  kcal für die Abkühlung des Eises von  $0$  auf  $-t_1^{\circ}$ , da das Eis eine spez. Wärme von  $0,5$  kcal/kg besitzt. (Praktisch

werden rd. 120 kcal gerechnet, mit Rücksicht auf Nebenverluste; für Wasser von  $+20^{\circ}$  und Eis von  $-5^{\circ}$  wären theoretisch  $20 + 80 + 0,5 \cdot 5 = 102,5$  kcal nötig.)

Die Abkühlung fester und flüssiger Körper wird durch Ableitung ihrer Eigenwärme an kältere Körper bewerkstelligt. Dabei erwärmen sich die kälteren Körper *B* auf Kosten der wärmeren Körper *A*. So nimmt bei der künstlichen Eisgewinnung die unter  $0^{\circ}$  abgekühlte Sole (*B*) Wärme aus dem gefrierenden Wasser (*A*) auf und wird dadurch wärmer. Das Wasser bzw. Gemisch aus Wasser und Eis behält dagegen trotz der starken Wärmeabgabe seine Temperatur von  $0^{\circ}$ , bis alles Wasser zu Eis geworden ist. Dann sinkt auch die Eis-temperatur bis nahe auf die Soletemperatur. Die erwärmte Sole muß immer von neuem durch kalte ersetzt werden (Zirkulation).

Die Sole selbst wird durch noch kältere Körper *C* (Kälteträger), mit denen sie in leitender Verbindung steht, auf ihre tiefe Temperatur gebracht und die aus dem Gefrierbehälter ablaufende erwärmte Sole muß sich immer von neuem an den Kälteträgern abkühlen.

Die eigentliche Kälteerzeugung besteht nun in der Beschaffung der Kälteträger *C*, d. h. in der Herstellung und dauernden Erhaltung tiefer Temperaturen in diesen Körpern.

Da kältere Körper nicht vorhanden sind, so muß den Kälteträgern, um sie zu solchen zu machen, ihre natürliche Wärme und im weiteren die Wärme, die sie fortlaufend aus den abzukühlenden Körpern aufnehmen, auf eine andere Weise als durch Wärmeleitung entzogen werden.

Als Kälteträger sind Gase und Dämpfe deshalb geeignet, weil sie auch auf anderem Wege als durch Wärmeleitung abgekühlt werden können, nämlich durch Verwandlung eines Teiles ihrer Eigenwärme in mechanische Arbeit. Die letztere kann entweder, wie bei den Gasen, nach außen abgegeben werden, oder wie bei den Dämpfen, auch zur Verrichtung innerer Arbeit (Verdampfung) dienen.

Als Kälteträger sind heute bei der technischen Kälteerzeugung ausschließlich die Dämpfe von Ammoniak ( $\text{NH}_3$ ), Kohlensäure ( $\text{CO}_2$ ) und schwefeliger Säure ( $\text{SO}_2$ ), neuerdings auch Methylchlorid ( $\text{CH}_3\text{Cl}$ ) und der Wasserdampf ( $\text{H}_2\text{O}$ ) in Verwendung.

Mit Gasen kann die angestrebte tiefe Temperatur nur durch arbeitsverrichtende adiabatische Expansion des vorher verdichteten Kälteträgers (Luft) in einem besonderen Expansionszylinder erreicht werden. Feuchte Dämpfe können dagegen ohne Expansionszylinder, einfach durch Drosseln von hohem auf niedrigen Druck abgekühlt werden.

Dabei geht allerdings die Expansionsarbeit verloren, die bei gleicher Expansion in einem Zylinder gewonnen und zur Verminderung der Betriebsarbeit des Prozesses verwendet werden könnte. Dieser Umstand verliert aber dadurch an Bedeutung, daß die anfängliche Feuchtigkeit bis zur reinen Flüssigkeit getrieben wird.

Nach der Drosselung ist die Flüssigkeit mit Dampf vermischt. Nur der noch flüssige Teil kommt als Kälteträger in Betracht. Indem dieser dem abzukühlenden Körper Wärme entzieht, verdampft er selbst und behält seine tiefe Temperatur, bis alle Flüssigkeit dampfförmig geworden ist. Weiter wird die Wärmezufuhr (Kälteleistung) nicht getrieben.

Für die Kälteleistung der Dämpfe ist demnach die Verdampfungswärme der Flüssigkeit maßgebend, während die Kälteleistung der Gase durch ihre spez. Wärme  $c_p$  bedingt ist.

Demgemäß ergibt sich nun das nachstehende Verfahren, Abb. 108.

**b) Einstufige Kältemaschinen.** Ein Kompressor saugt Ammoniakdämpfe (oder  $\text{SO}_2$ ,  $\text{CO}_2$ -Dämpfe) im nahezu trocken gesättigten Zustande an und verdichtet sie bis zu einem solchen Druck, daß die Temperatur des gewöhnlich zur Verfügung stehenden Kühlwassers ( $10$  bis  $20^{\circ}$ ) genügt, um die verdichteten Dämpfe bei unveränderlichem Druck zu verflüssigen. Nach Abschn. 23 muß also für Kühlwasser von  $15^{\circ}$  die größte Kompressorspannung bei  $\text{NH}_3$  mindestens  $7,45$  kg/cm<sup>2</sup> abs. betragen. Die Verflüssigung erfolgt nicht im Kompressor-

zylinder selbst, sondern in einer Rohrspirale (oder in einem System von Spiralen) in der Druckleitung des Kompressors (Abb. 108). Die Spiralen liegen entweder in einem Gefäß, das vom Kühlwasser durchströmt wird, oder an der freien Luft und werden dann vom Kühlwasser berieselt (Tauchkondensator und Berieselungskondensator).

Das flüssige Ammoniak strömt nun aus dem Kondensator (Verflüssiger) durch ein von Hand verstellbares Ventil (Regelventil, Drosselventil) in eine zweite Rohrspirale, die in der Saugleitung des Kompressors liegt, in der also ein Druck gleich dem Ansaugdruck des Kompressors herrscht. Dieser Druck ist durch die Temperatur in der zweiten Spirale bestimmt und diese ist wieder durch den Verwendungszweck der Kälte bedingt, also vorgeschrieben. Sie wird bei Maschinen zur Raumkühlung und Eisgewinnung ungefähr  $-7$  bis  $-10^{\circ}$  ge-

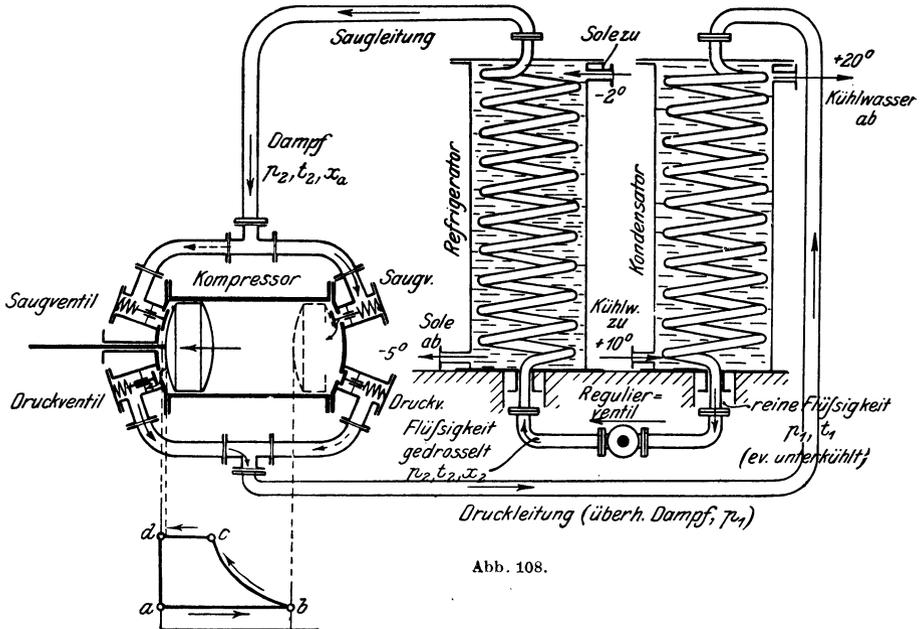


Abb. 108.

wählt (die als „Normalwerte“ zu betrachtenden Temperaturen von Sole und Kühlwasser sind in Abb. 108 eingeschrieben). Bei Ammoniak ist demgemäß die Ansaugspannung, der Druck im Refrigerator, durch das Drosselventil auf etwa  $3 \text{ kg/cm}^2$  abs. einzustellen.

In dieser zweiten Spirale geht die eigentliche Kälteerzeugung vor sich. Sie liegt in einem Gefäß, das von Salzwasser (Sole) durchströmt wird, und die Sole gibt, indem das Ammoniak durch die Spirale strömt, einen Teil ihrer Eigenwärme an das kältere Ammoniak ab. Dieses verdampft infolge der Wärmezufuhr bei unveränderlicher Temperatur, während die Sole infolge der Wärmeabgabe an das Ammoniak sich nahe bis zur Temperatur des letzteren abkühlt. Die Sole läuft mit etwa  $-2^{\circ}$  bis  $0^{\circ}$  zu und mit  $-5^{\circ}$  ab; sie wirkt trotz ihrer „Kälte“ auf das noch kältere Ammoniak wie ein Heizkörper und bringt den beim Drosseln flüssig gebliebenen Teil des Ammoniaks zum Verdampfen. Das Solegefäß mit der Verdampferspirale heißt „Refrigerator“ (Kälteerzeuger) oder „Verdampfer“.

Die ablaufende kalte Sole führt die Kälte ihrem Verwendungszwecke zu (Eisgewinnung, Raumkühlung, Gefrierwirkung), d. h. sie entzieht auf ihrem weiteren Wege den abzukühlenden Körpern Wärme. Diese werden kälter,

während sich die Sole durch die Wärmeaufnahme bis  $-2^{\circ}$  erwärmt. Mit dieser Temperatur fließt sie dem Refrigerator wieder zu, um von neuem abgekühlt zu werden. Auch das dampfförmig gewordene Ammoniak wird wieder verdichtet, verflüssigt und gedrosselt, worauf es wieder im Refrigerator als Kälte-träger wirksam wird.

Der Vorgang kann an Hand der schematischen Abb. 108 verfolgt werden. Er beginnt mit der Verflüssigung des oben aus dem Refrigerator austretenden nahezu trockenen Ammoniakdampfes vom Druck  $p_2$  und der Temperatur  $t_2$ . Dieser wird durch die Saugleitung vom (doppeltwirkenden) Kompressor angesaugt und beim nächsten Kolbenhub verdichtet und in die Druckleitung geschoben. Als überhitzter Dampf vom Drucke  $p_1$  strömt er durch diese Leitung dem Kondensator zu, in den er oben eintritt. Dort verwandelt er sich durch die Wärmeabgabe an das Kühlwasser in flüssiges Ammoniak vom gleichen Drucke, das den Kondensator unten mit der dem Druck  $p_1$  entsprechenden Siedetemperatur, unter Umständen auch mit tieferer Temperatur (unterkühlt) verläßt. Durch das Regulierventil, das nach Bedarf eingestellt werden kann, strömt die Flüssigkeit dem Refrigerator zu. Ihr Druck wird durch die Drosselung auf  $p_2$ , ihre Temperatur auf die zugehörige Siedetemperatur  $t_2$  erniedrigt

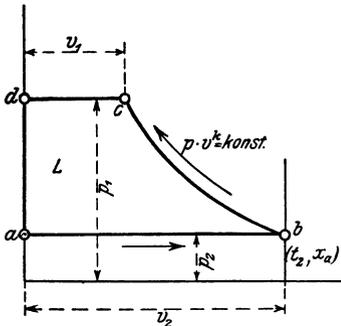


Abb. 109.

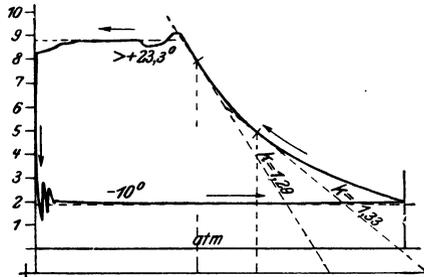


Abb. 110.

und ein kleiner Teil wird dampfförmig. Die oben mit  $-2^{\circ}$  zufießende Sole bringt das Ammoniak zum Verdampfen, kühlt sich dabei ab und verläßt als Kälte-träger den Refrigerator unten.

Der Arbeitsaufwand ist mit der zum Betriebe des Kompressors erforderlichen Arbeit identisch. Von Nebenverlusten abgesehen erhält man sie aus dem Druckverlauf im Kompressor (Kompressor-diagramm).

Der Kompressor sauge Dampf von  $p_2$  at abs. mit etwa 5 vH Feuchtigkeit an, Linie  $ab$ , Abb. 109. Bei der darauf folgenden adiabatischen Verdichtung, Linie  $bc$ , befolgen die Dämpfe annähernd das Gesetz

$$p v^k = \text{konst.},$$

wobei etwa zu setzen ist für

- Ammoniak . . . . .  $k = 1,30$ ,
- Kohlensäure . . . . .  $k = 1,30$ ,
- Schweflige Säure . . . . .  $k = 1,25$ .

Voraussetzung für einen solchen Verlauf ist sogenannter „trockener“ Kompressor-gang, d. h. Beginn der Verdichtung mit annähernd trockenem Dampf, wobei dann die Verdichtungslinie zum größten Teile im Überhitzungsgebiet verläuft.

Bei zu großer Nähe des kritischen Punktes, was z. B. bei Kohlensäure vorkommt, weicht die Adiabate erheblich von  $p v^k$  ab.

Die der Fläche des theoretischen Diagramms, Abb. 109, entsprechende Kompressorleistung (Saugen, Verdichten, Hinausschieben) ist, wie in früheren

Fällen (vgl. Abschn. 75),

$$L = \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[ \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right],$$

gültig für 1 kg.

Abb. 110 zeigt das Indikatorgramm eines Ammoniakkompressors<sup>1)</sup>. Entsprechend dem Ansaugedruck von rund 2,9 at abs. ist die Ansaugetemperatur rund  $-10^\circ$ . Am Ende der Verdichtung im Zylinder ist wegen der Überhitzung die Ammoniaktemperatur entsprechend dem Drucke von rund 9,8 at abs. höher als  $23,3^\circ$  (im Druckrohr gemessen  $36,6^\circ$ ).

Die Kondensatortemperatur ist gemäß dem Druck von rund 9,2 at abs. am Ende des Druckhubes rund  $+21,3^\circ$ .

Der Exponent der Verdichtungsline ergibt sich nach dem Tangentenverfahren an zwei Stellen zu 1,29 bzw. 1,33.

**Kälteleistung von 1 kg Kälteflüssigkeit.** Die im Verdampfer seitens der Kälteflüssigkeit ( $\text{NH}_3$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ) aus der Sole aufgenommene, zur Verdampfung verbrauchte Wärme ist die Kälteleistung der Kälteflüssigkeit. Sie kann als Verdampfungswärme der in der letzteren enthaltenen reinen Flüssigkeit bestimmt werden, nachdem der Anfangs- und der Endzustand (Dampfgehalt) des Gemisches im Refrigerator bekannt ist.

Der Anfangszustand der Verdampfung ist identisch mit dem Endzustand der Drosselung. Dieser kann aus dem Zustande der ungedrosselten Flüssigkeit berechnet werden, wenn der Anfangs- und Enddruck ( $p_1$  und  $p_2$ ) der Drosselung bekannt ist. Es ist, wenn vor der Drosselung reine Flüssigkeit von der dem Druck  $p_1$  entsprechenden Siedetemperatur  $t_1$  vorliegt, der Dampfgehalt der abgedrosselten Flüssigkeit

$$x_2 = \frac{q_1 - q_2}{r_2},$$

da bei der Drosselung die Gesamtwärme unverändert bleibt, also

$$q_1 = q_2 + x_2 r_2$$

sein muß.

Bei gegebenen Werten von  $p_1$  und  $p_2$  können alle Größen aus den Dampftabellen entnommen werden, womit  $x_2$  berechenbar ist.

Ist nach der Verdampfung der Dampfgehalt  $x_a$  (rund 0,95), so wird im Refrigerator von 1 kg Kälteflüssigkeit der Gewichtsteil

$$(1 - x_2) - (1 - x_a) = x_a - x_2 \text{ kg}$$

in Dampf verwandelt. Hierzu muß seitens der Sole die Wärmemenge (Verdampfungswärme)

$$r_2 (x_a - x_2) = Q_k$$

geliefert werden. Dies ist die gesuchte Kälteleistung von 1 kg Kälteflüssigkeit.

Mit dem Werte von  $x_2$  wird

$$Q_k = x_a r_2 - q_1 + q_2.$$

Wäre es möglich, die Flüssigkeit ohne teilweise Verdampfung von dem hohen auf den niedrigen Druck zu bringen ( $x_2 = 0$ ), und würde außerdem im Refrigerator alle Flüssigkeit verdampft ( $x_a = 1$ ), so würde  $Q_k = r_2$ , d. h. die Kälteleistung von 1 kg gleich der Verdampfungswärme bei der Refrigeratortemperatur. In Wirklichkeit wird immer  $Q_k < r_2$  und im besten Falle ( $x_a = 1$ )

$$Q_k = r_2 - (q_1 - q_2),$$

d. h. die Kälteleistung ist mindestens um den Unterschied der oberen und unteren Flüssigkeitswärmen kleiner als die Verdampfungswärme der Flüssigkeit vom Ansaugedruck.

Aus der Kälteleistung  $Q_k$  von 1 kg ergibt sich das für 1 kcal Kälteleistung erforderliche Gewicht der Kälteflüssigkeit gleich  $1/Q_k$ .

<sup>1)</sup> Zeitschr. f. d. gesamte Brauwesen, 29. Jahrg., S. 355.

Der Hubraum der Kompressoren ist durch den Rauminhalt der anzusaugenden Dämpfe bedingt. Ist nun  $v_2$  das zum Ansaugedruck  $p_2$  gehörige Volumen von 1 kg trockenem Dampf (nach den Tabellen), so besitzt 1 kg der angesaugten Dämpfe bei  $x_a = 0,95$  Dampfgehalt ein Volumen von  $0,95 v_2 \text{ m}^3$ . Für 1 kcal Kälteleistung muß also der Kompressor ein Saugvolumen von

$$V(1 \text{ kcal.}) = \frac{0,95 v_2}{Q_k} \text{ m}^3$$

bewältigen.

Bei vorgeschriebener stündlicher Kälteleistung ergibt sich hiermit das in 1 Stunde vom Kompressor zu verarbeitende Volumen und weiterhin bei gegebener Umdrehungszahl auch das (theoretisch erforderliche) Hubvolumen des Kompressors.

**Vergleich von NH<sub>3</sub>-, SO<sub>2</sub>-, CO<sub>2</sub>-Maschinen.** Mit der abgekürzten Formel für die Kälteleistung von 1 kg

$$Q_k = 0,95 r_2 - (q_1 - q_2)$$

ergibt sich für eine untere Temperatur  $t_1 = -8^\circ$  und eine obere  $t_2 = +20^\circ$  nach den Dampftabellen

$$\text{für NH}_3 \quad Q_k = 0,95 \cdot 321,1 - (18,66 + 7,08) \cong 279 \text{ kcal/kg}$$

$$\text{für SO}_2 \quad Q_k = 0,95 \cdot 93,02 - (6,68 + 2,54) \cong 79 \quad "$$

$$\text{für CO}_2 \quad Q_k = 0,95 \cdot 60,34 - (12,82 + 4,19) \cong 40 \quad "$$

Ammoniak ergibt also bei gleichem Gewicht weitaus die größte Kälteleistung.

Die bei gleicher Umdrehungszahl für dieselbe Kälteleistung erforderlichen Hubräume der Kompressoren verhalten sich wie die Werte von  $\frac{v_2}{Q_k}$ .

Diese sind (für die obigen Temperaturgrenzen)

$$\text{für NH}_3 \text{ gleich } \frac{0,402}{279} = \frac{1}{694},$$

$$\text{für SO}_2 \text{ gleich } \frac{0,3047}{79} = \frac{1}{259},$$

$$\text{für CO}_2 \text{ gleich } \frac{0,0135}{40} = \frac{1}{2961}.$$

Die Hubräume verhalten sich also wie

$$\frac{1}{694} : \frac{1}{259} : \frac{1}{2961}$$

oder wie

$$4,27 (\text{NH}_3) : 11,4 (\text{SO}_2) : 1 (\text{CO}_2).$$

Weitaus die kleinsten Kompressoren (dem Hubraum nach) verlangt also die Kohlensäure, die größten die Schweflige Säure, während Ammoniak dazwischen steht.

Die Kondensatorspannung ( $p_1$ ) und die Refrigeratorspannung ( $p_2$ ) betragen für die oben angenommenen Temperaturen

$$\text{bei NH}_3 \quad p_1 = 8,8 \quad p_2 = 3,2 \text{ kg/cm}^2 \text{ abs.},$$

$$\text{bei SO}_2 \quad p_1 = 3,35 \quad p_2 = 1,14 \quad "$$

$$\text{bei CO}_2 \quad p_1 = 58,1 \quad p_2 = 28,7 \quad "$$

Mit den weitaus höchsten Spannungen arbeitet demnach die Kohlensäuremaschine, mit den niedrigsten die Schwefligsäuremaschine.

**Kälteleistung für 1 PS<sub>1</sub>-Stunde.** Die wirtschaftlich wichtigste Größe bei Kälteerzeugungsanlagen ist die für eine bestimmte Kälteleistung aufzuwendende mechanische Arbeit. Es ist nun nicht üblich, die Anzahl Pferdestärken, die zur Bewältigung einer bestimmten Wärmemenge in gegebener Zeit erforderlich sind, anzugeben, sondern umgekehrt die Kälteleistung (in kcal), die durch 1 PS<sub>1</sub> während einer Stunde erzielt wird.

Ist  $Q$  die gesamte stündliche Kälteleistung,  $N_i$  die indizierte Kompressorleistung, so ist  $Q/N_i$  der Wert, um dessen Ermittlung es sich handelt.

Die theoretische Kompressorarbeit für 1 kg Kälteflüssigkeit ist

$$L = \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[ \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \text{ mkg.}$$

Die mit dieser Arbeit theoretisch erzielte Kälteleistung ist

$$Q_k \cong x_a r_2 - (q_1 - q_2) \text{ kcal.}$$

Mit 1 mkg wird nun eine Kälteleistung von  $\frac{Q_k}{L}$  kcal erzielt. Da 1 PS<sub>h</sub> = 75 · 3600 = 270 000 mkg ist, so ergibt diese Arbeit eine Kälteleistung von

$$270\,000 \frac{Q_k}{L} \text{ kcal/PS}_h$$

Dies ist der gesuchte Wert  $\frac{Q}{N_i}$ . Mit den Werten  $Q_k$  und  $L$  wird

$$\frac{Q}{N_i} = 270\,000 \cdot \frac{x_a r_2 - (q_1 - q_2)}{\frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left[ \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right]}$$

Für die Verhältnisse des obigen Beispiels ist bei NH<sub>3</sub> mit

$$p_1 = 8,79 \cdot 10\,000 \text{ kg/m}^2, \quad p_2 = 3,18 \cdot 10\,000, \quad v_2 = 0,95 \cdot 0,402 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$L = \frac{1,3}{0,3} \cdot 3,18 \cdot 10\,000 \cdot 0,95 \cdot 0,402 \cdot \left[ \left( \frac{8,79}{3,18} \right)^{0,231} - 1 \right] = 14\,300 \text{ mkg/kg,}$$

bei SO<sub>2</sub>

$$L = \frac{1,25}{0,25} \cdot 1,14 \cdot 10\,000 \cdot 0,95 \cdot 0,3047 \cdot \left[ \left( \frac{3,35}{1,14} \right)^{0,200} - 1 \right] = 3970 \text{ mkg/kg,}$$

bei CO<sub>2</sub>

$$L = \frac{1,30}{0,30} \cdot 28,7 \cdot 10\,000 \cdot 0,95 \cdot 0,0135 \cdot \left[ \left( \frac{58,1}{28,7} \right)^{0,231} - 1 \right] = 2322 \text{ mkg/kg.}$$

Daraus folgt mit den oben für  $Q_k$  ermittelten Werten

für NH <sub>3</sub>	SO <sub>2</sub>	CO <sub>2</sub>
$\frac{Q}{N_i} = 5260$	5370	3820 kcal/PS <sub>h</sub> .

Für andere Werte der oberen und unteren Temperaturen würden sich auch andere (größere oder kleinere) spezifische Kälte-Leistungen ergeben. Die obere Temperatur ist durch das Kühlwasser, die untere durch den Verwendungszweck der Kälte bedingt. Die angenommenen Werte von +20° und -8° dürften mittleren Verhältnissen entsprechen.

Der für Kohlensäure errechnete Wert ist wegen zu großer Nähe des kritischen Punktes weniger sicher als die anderen, immerhin dürfte der theoretische Prozeß für die vorliegenden Verhältnisse bei CO<sub>2</sub> am ungünstigsten sein.

Die praktisch erreichten und erreichbaren Kälteleistungen sind erheblich kleiner als die errechneten theoretischen Werte. Mit den besten Ammoniakmaschinen wurden unter günstigsten Umständen bis 4500 kcal/PS<sub>h</sub>, mit SO<sub>2</sub>- und CO<sub>2</sub>-Maschinen bis höchstens 4000 kcal erreicht.

Unter gewöhnlichen Betriebsverhältnissen sind die verschiedenen Maschinensysteme, vorausgesetzt, daß sie richtig verwendet sind und baulich auf der Höhe stehen, in bezug auf Kälteleistung wenig verschieden. Auch ist selbstverständlich die Kälteleistung nicht der einzige Maßstab für die praktische Beurteilung der Maschine.

Die wichtigsten Ursachen der Verminderung der praktischen Kälteleistung gegenüber den theoretischen Beträgen sind:

1. Das unvermeidliche Temperaturgefälle zwischen Kälteflüssigkeit und Kühlwasser bzw. Sole.
2. Die Ventilwiderstände. Sie äußern sich in Vergrößerung des wirklichen Kompressorstroms gegenüber dem theoretischen.
3. Die Undichtigkeit der Kolben und Ventile.
4. Die Verluste durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung.

Infolge der Reibungswiderstände der bewegten Teile wird außerdem der Kraftbedarf größer als die (wirkliche) indizierte Kompressorleistung. Der mechanische Wirkungsgrad ist etwa 0,85 bis (höchstens) 0,95.

**Unterkühlung.** Die Dampftemperatur  $t_1$  im Kondensator kann nicht kleiner sein als die Temperatur des abfließenden Kühlwassers. Dagegen kann das flüssig gewordene Ammoniak (oder  $\text{SO}_2$ ,  $\text{CO}_2$ ) eine niedrigere Temperatur besitzen, als der im oberen Teile der Kondensatorspirale befindliche nasse Dampf; selbstverständlich nur unter der ja in Wirklichkeit erfüllten Bedingung, daß sowohl die Kälteflüssigkeit als auch das Kühlwasser in strömender Bewegung ist (vgl. den verwandten Vorgang der Überhitzung des Dampfes). Die Flüssigkeitstemperatur  $t_1'$  kann ihrerseits nicht kleiner werden als die Zuflußtemperatur des Kühlwassers. Die „Unterkühlung“  $t_1 - t_1'$  kann also der Temperaturdifferenz des ab- und zufließenden Kühlwassers nahekommen.

In den obigen Berechnungen wurde überall angenommen, daß die Temperatur des flüssigen Kälteleiters vor dem Durchtritt durch das Regelventil gleich der dem Dampfdruck  $p_1$  entsprechenden Dampftemperatur sei; demgemäß wurde in der Beziehung für die Kälteleistung

$$Q_k = x_a r_2 - (q_1 - q_2)$$

für  $q_1$  die Flüssigkeitswärme nach den Dampftabellen eingeführt. In Wirklichkeit kann diese Flüssigkeitswärme um den Betrag  $c(t_1 - t_1')$  kleiner sein als  $q_1$ , also

$$q_1' = q_1 - c(t_1 - t_1'),$$

worin  $c$  die spez. Wärme der Flüssigkeit unter dem herrschenden Kondensatordruck ist. Dann wird aber die Kälteleistung

$$Q_k = x_a r_2 - (q_1' - q_2),$$

also größer als ohne die Unterkühlung. Diese bedeutet demnach eine Verbesserung des Prozesses.

Um die Unterkühlung möglichst groß zu machen, werden auch besondere „Flüssigkeitskühler“ angewendet. Die aus dem Kondensator kommende Kälteflüssigkeit durchfließt dabei noch vor dem Durchtritt durch das Regelventil eine zweite Kühlschlange.

Flüssigkeitskühler haben sich besonders bei Kohlensäuremaschinen als nützlich erwiesen.

### Darstellung im Wärmediagramm.

Sehr anschaulich wird der Vorgang der Kälteerzeugung im Entropie-Temperatur-Diagramm dargestellt, Abb. 111. Der Vorgang beginne mit der Verdichtung des vom Kompressor mit der Temperatur  $-t_2$  und dem Druck  $p_2$  aus dem Verdampfer angesaugten Kaltdampfes vom Dampfgehalt  $x_a$  nahe bei 1, Punkt  $B$ . Die adiabatische Verdichtung bis zum oberen Druck  $p_1$  erfolgt nach  $BC$  und führt in das Überhitzungsgebiet bis zur Temperatur  $t_3$ . Ist der Dampf am Ende des Ansaugens trocken, Punkt  $B_1$ , so führt die adiabatische Verdichtung  $B_1 C_1$  zu der noch höheren Temperatur  $t_3'$ . Im Verflüssiger wird nun der Dampf durch das Kühlwasser abgekühlt, zunächst bis zur Sättigungsgrenze  $G$ , Linie  $CG$ . Die weitere Abkühlung unter dem konstanten Druck  $p_1$  im Verflüssiger erfolgt bei dem zum Druck  $p_1$  gehörigen konstanten Dampfdruck  $p_1$ ,

Linie  $GD$ . Im Punkt  $D$  ist der Kaltdampf vollständig verflüssigt und im Siedezustand. Weitere Abkühlung durch das kältere Kühlwasser (Unterkühlung) erfolgt sehr angenähert auf der Flüssigkeitsgrenzkurve und führe bis  $D'$  zur Temperatur  $t'_1$ , die nur wenig höher ist als die Kühlwassertemperatur. Nun folgt die Überströmung der Kälteflüssigkeit durch Drosselung in den Verdampfer, ohne Unterkühlung nach der Drosselkurve  $DA_1$ , mit Unterkühlung nach  $D'A'_1$ , mit dem Dampfgehalt  $x_2$  bzw.  $x'_2$  (in  $A'_1$ ), und dem Flüssigkeitsgehalt  $1 - x_2$  bzw.  $1 - x'_2$ . Bei der nun folgenden Verdampfung durch Wärmezufuhr aus der Sole wird die Wärmemenge  $Q_k = (1 - x_2) \cdot r_2$ , Fläche unter  $A_1B$  von der Flüssigkeit aufgenommen. Sie stellt die Kälteleistung dar. Bei Unterkühlung ist die Kälteleistung die etwas größere Fläche unter  $A'_1B$ . Der Arbeitsaufwand für die Kompression, das Ansaugen und Hinausschieben des verdichteten Kältemittels

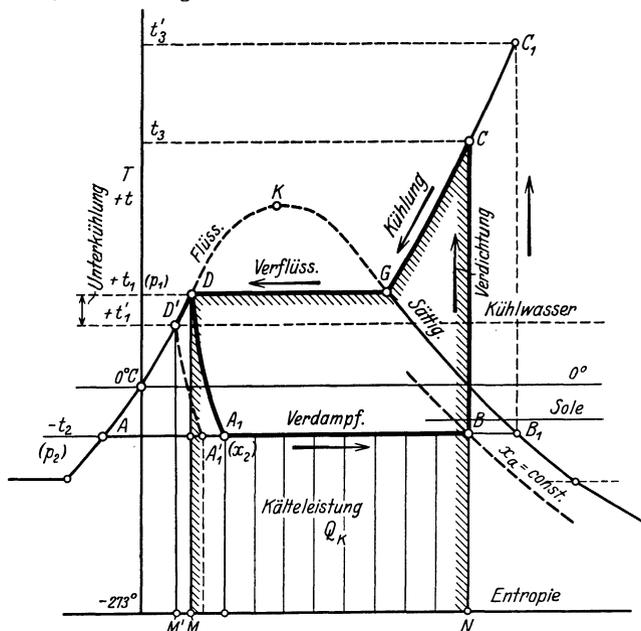


Abb. 111.

wird durch die Fläche  $BCGDAB$  dargestellt, die gleich dem Unterschied der Wärmehalte in den Punkten  $C$  und  $B$  ist ( $AL = i_1 - i_2$  [Abschn. 29]). Die im Verflüssiger dem Kältemittel entzogene Wärmemenge ist gleich der Fläche  $CGDMN$ .

### Mehrstufige Kältemaschinen.

Die Kälteleistung von 1 kg Kälteflüssigkeit wird um so kleiner, je tiefer die untere und je höher die obere Temperatur des Vorgangs ist, weil der Dampfgehalt  $x_2$  der gedrosselten Flüssigkeit immer größer, also der Flüssigkeitsgehalt  $(1 - x_2)$ , von dem die Kälteleistung abhängt, immer kleiner wird. Außerdem steigt auch die adiabatische Verdichtungs-temperatur immer höher und die Verdichtungsarbeit wird bei einstufiger Verdichtung zu groß. Nach Abschn. 75, 1. Teil kann man den gleichen Verdichtungsdruck mit einem kleineren Arbeitsaufwand erzielen, wenn man in zwei oder mehr Stufen verdichtet. Auf die Kältemaschine angewandt ergibt nun die zweistufige Verdichtung das in Abb. 112 (maßstäblich für  $\text{CO}_2$  als Kältemittel) dargestellte Verfahren, das verschieden ist, je nachdem auch die Drosselung zweistufig oder einstufig erfolgt.

a) **Einstufige Drosselung.** Der Vorgang beginne bei  $B$  mit der Verdichtung von annähernd gesättigter Kohlensäure von  $-40^\circ$  und 10 at. Diese Ver-

dichtung erfolge nun im I. Verdichter bis zum Druck von 30 at, Strecke  $BC$ , und führt auf eine Endtemperatur von  $+17^\circ$ . Bevor nun dieser überhitzte Dampf vom II. Verdichter angesaugt wird, muß er bis auf die dem Ansaugdruck von 30 at entsprechende Sättigungstemperatur von rd.  $-6^\circ$  abgekühlt werden. Mit dem verfügbaren Kühlwasser von  $+10^\circ$  ist dies nicht möglich. Man müßte also in der ersten Stufe wesentlich höher verdichten oder nur bis etwa  $10^\circ$  kühlen, wodurch aber die Verdichtungsarbeit erhöht, also der Nutzen der zweistufigen Anordnung beeinträchtigt wird, oder man müßte die kalte Sole zur Kühlung heranziehen, wodurch die nutzbare Kälteleistung vermindert würde. Angenommen, man hätte den Dampf des I. Verdichters bis zur Sättigungsgrenze gekühlt, Punkt  $D$ , so wird er nun vom II. Verdichter angesaugt und adiabatisch

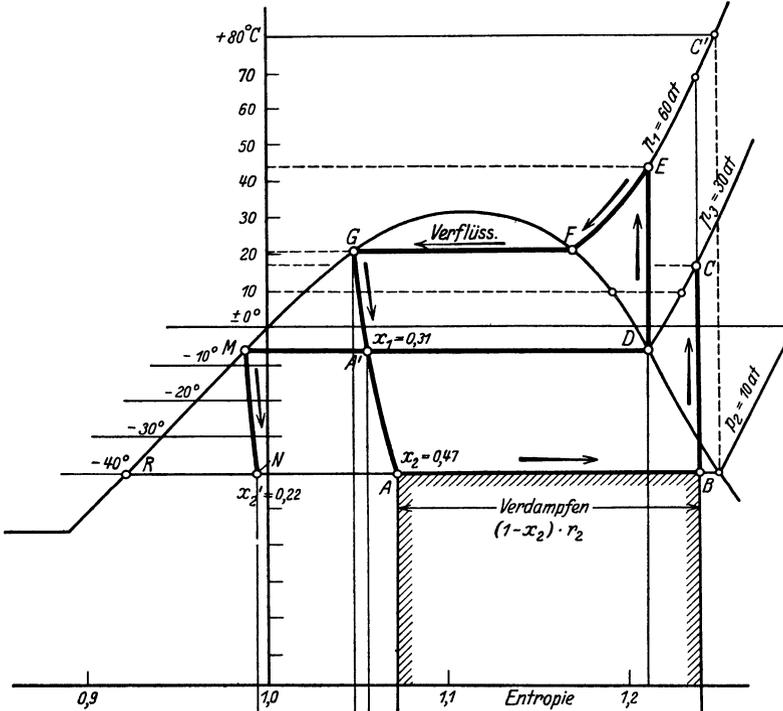


Abb. 112.

bis zum oberen Druck  $p_1 = 60$  at verdichtet, Strecke  $DE$ . Die Verdichtungs-temperatur steigt auf  $+44^\circ$ . Der II. Verdichter drückt nun diesen Dampf durch den Verflüssiger, wo er vollständig (unter  $+20^\circ$ ) verflüssigt wird, Punkt  $G$ . Dann werde diese flüssige Kohlensäure, die unter dem Siededruck von 60 at herrscht, durch Überströmung in den Verdampfer, in dem ein Druck von 10 at steht, gedrosselt. Sie tritt dann mit dem Dampfgehalt  $x_2 = 0,47$  in den Verdampfer ein und die nutzbare Kälteleistung ist die Fläche unter  $AB$ ,  $Q_k = (1 - x_2) \cdot r_2$ . Der Arbeitsaufwand  $AL$  ist gleich der Fläche  $BCDEGRB$ .

**b) Zweistufige Drosselung.** Bei dem Verfahren der zweistufigen Drosselung, das zuerst von C. Lindes<sup>1)</sup> angewendet wurde, ist ein Zwischenbehälter vorhanden, in den der I. Verdichter das Kältemittel fördert und in den auch die gedrosselte Hochdruckflüssigkeit eintritt. Dadurch wird auch der von dem

<sup>1)</sup> Geschichte der Gesellschaft für Lindes Eismaschinen, Wiesbaden 1929, S. 69.

I. Verdichter gelieferte Dampf bis auf Sättigungstemperatur ohne Anwendung von Kühlwasser zurückgekühlt, so daß der Vorgang im II. Verdichter, der aus dem Zwischenbehälter saugt, nach  $DE$  verlaufen kann.

Die durch die erste Drosselung  $GA'$  in den Behälter gelangende Kohlen- säure hat einen Flüssigkeitsgehalt  $1 - x_1 = 0,69$  und diese Flüssigkeit wird von dort durch ein zweites Drosselventil (Regelventil) nach dem Verdampfer geleitet, wo sie mit dem Dampfgehalt  $x_2' = 0,22$ , also mit dem Flüssigkeitsgehalt  $1 - x_2' = 0,78$  ankommt. Sie nimmt dort die Kälteleistung  $(1 - x_2') \cdot r_2$  je 1 kg auf; da sie jedoch nur  $1 - x_1$  kg wiegt, so ist die wirkliche Kälteleistung

$$Q_k = (1 - x_1) \cdot (1 - x_2') \cdot r_2.$$

Verglichen mit der Kälteleistung bei einfacher Drosselung

$$(1 - x_2) \cdot r_2 = 0,53 \cdot r_2$$

ist  $Q_k = 0,69 \cdot 0,78 \cdot r_2 = 0,538 \cdot r_2$ , also nahe ebenso groß.

Der Arbeitsaufwand setzt sich zusammen aus der Arbeit  $L_{II}$  des Hoch- druckverdichters II, der die gesamte Dampfmenge (1 kg) von  $p_3$  auf  $p_1$  zu verdichten hat, Strecke  $DE$ , und der Arbeit  $L_I$  des I. Verdichters, der nur  $(1 - x_1)$  kg zu verdichten hat, Strecke  $BC$ . Der Wert  $L_{II}$  wird durch die Fläche  $DEFGMD$  dargestellt, der Wert  $L_I$  beträgt jedoch nur  $1 - x_1 = 0,69$  Bruchteile der Fläche  $BCDMRB$ . Die ganze Verdichtungsarbeit ist daher wesentlich kleiner als beim einstufigen Verfahren.

Mit einer nach diesem Verfahren mit Ammoniak arbeitenden zweistufigen Kältemaschine erreichte Linde schon im Jahre 1898 erstmals eine Temperatur von  $-45^\circ$ , im Jahre 1928 mit einer dreistufigen Maschine und dem gleichen Kältemittel  $-75^\circ$ .<sup>1)</sup> Anlagen zur Zerlegung von Gasgemischen durch Tief- kühlung werden mit mehrstufigen Maschinen ausgeführt; auch als Schiffskühl- maschinen haben sie mit Rücksicht auf die hohen Seewassertemperaturen in den Tropen Eingang gefunden.

Anlagen zur Herstellung fester Kohlen- säure werden gleichfalls mit dreistufiger Verdichtung ausgeführt<sup>2)</sup>, jedoch bisher mit einstufiger Drosselung. Der Kohlen- säure-Schnee entsteht hierbei durch Ausströmung (Drosselung) flüssiger Kohlen- säure von 65 at ( $+25^\circ$ ) gegen den Druck von 1 at, wobei die Temperatur auf  $-78,9^\circ$  sinkt und etwa 25% der Flüssigkeit in Schnee übergehen (vgl. Abschn. 26, c), Abb. 48). Durch mehrstufige Drosselung könnte nach Plank die Ausbeute an Schnee bis auf 34% und bei Verwendung der Kälte des mit dem Schnee gleichzeitig gebildeten Kohlen- säuredampfes bis auf 40% gesteigert werden.

### Tabellen und Diagramme.

Ausführliche Angaben über alle für die Berechnung und Beurteilung von Kältemaschinen in Betracht kommenden thermodynamischen Werte enthalten die vom Deutschen Kälteverein und vom Verein deutscher Ingenieure auf- gestellten „Regeln für Leistungsversuche an Kältemaschinen und Kühlanlagen nebst Erläuterungen, Tabellen und Diagrammen“<sup>3)</sup>. Im Anhang der Schrift sind für die Kältemittel Ammoniak, Schweflige Säure, Kohlen- säure und Methyl- chlorid (Chlormethyl) die folgenden Tabellen enthalten: Dampftabellen für gesättigten Dampf, Theoretische Kälteleistung in kcal von 1 m<sup>3</sup>, sowie für 1 PSh; außerdem Tabellen über die Eigenschaften der Lösungen (Solten) von Chlornatrium, Chlormagnesium, Chlorkalzium. Ferner die folgenden Diagramme: Drei  $i, p$ -Diagramme (sog. Mollierdiagramme) für Ammoniak, Schweflige Säure und Methylchlorid mit logarithmischer Druck-Skala. Ein  $i, p$ -Diagramm für Kohlen- säure (nach Plank-Kuprianoff), sowie die große Tafel des Bureau of Standards über die Eigenschaften des Ammoniaks mit  $\log p$  als Ordinaten,  $i$  (Wärmeinhalt oder Enthalpie) als Abszissen und Linien konstanten Volumens, konstanter Zusammensetzung ( $x = \text{konst}$ ) und konstanter Entropie.

<sup>1)</sup> Ebenda S. 70.

<sup>2)</sup> Z.V.d.I. 1929, S. 291, R. Plank, Herstellung und industrielle Verwertung fester Kohlen- säure.

<sup>3)</sup> Gesellsch. f. Kältewesen m. b. H., Berlin W 9 (1929).

### 53. Kälteerzeugung mittels Wasserdampf.

Grundsätzlich kann zwar das Wasser in gleicher Weise zur Kälteerzeugung Verwendung finden, wie die im Abschn. 52 behandelten Stoffe  $\text{NH}_3$ ,  $\text{SO}_2$  und  $\text{CO}_2$ . Die Schwierigkeit, daß das Wasser bei  $0^\circ$  gefriert, ist zu überwinden, da das Gefrieren durch Beimengung von Salzen, z. B. Kochsalz, bei den üblichen Kältegraden verhindert werden kann, ohne daß dadurch die übrigen Eigenschaften des Wassers wesentliche Änderungen erleiden. Jedoch erschweren die besonderen physikalischen Eigentümlichkeiten des Wasserdampfes seine Verwendung in der bei den anderen Kälteträgern üblichen Weise so sehr, daß es erst in neuester Zeit gelungen ist, brauchbare Kälteerzeugungsanlagen mit abschließlicher Anwendung von Wasser zu bauen.

Die Verdampfungswärme des Wassers, die für seine Kälteleistung maßgebend ist, beträgt bei  $0^\circ$   $r = 594,8$  kcal/kg. Bei Kältegraden ist  $r$  noch etwas größer; als Mittelwert mag  $r = 600$  gelten. Nimmt man an, daß die Verdampfung bei  $-8^\circ$  und mit 5 v. H. Feuchtigkeit erfolge, während das verdampfte und im Verflüssiger niedergeschlagene Wasser diesen mit  $20^\circ$  verlasse, so ist nach Abschn. 52 die Kälteleistung von 1 kg Wasser mit großer Annäherung

$$Q_k = 0,95 \cdot 600 - (20 + 8) = 542 \text{ kcal/kg,}$$

also etwa doppelt so groß als von 1 kg  $\text{NH}_3$ .

Das Volumen von 1 kg trocken gesättigtem Wasserdampf von  $-8^\circ$  ist nach Tab. IIIa  $388 \text{ m}^3 (= v_2)$ . Das Verhältnis  $v_2/Q_k$ , das für 1 kcal Kälteleistung abzusaugende Dampfvolumen (bei trockenem Dampf), ist daher

$$\frac{v_2}{Q_k} = \frac{388}{542} = \frac{1}{1,4} \text{ m}^3.$$

Bei Ammoniak ist der entsprechende Wert nach Abschn. 52 gleich  $1/694$ , also  $694/1,4 = 495$  mal kleiner! Somit müßte der Kolbenkompressor einer Wasserdampfkältemaschine bei gleicher Kälteleistung ein 495 mal so großes Fördervolumen besitzen, als der einer  $\text{NH}_3$ -Kältemaschine! Die Verwendung von Kolbenkompressoren ist daher bei Wasserdampfmaschinen ausgeschlossen. An Stelle der mechanischen Verdichtung ist früher versucht worden, die aus dem Verdampfer kommenden Wasserdämpfe durch Schwefelsäure zu absorbieren. Jedoch geht dadurch der Hauptvorteil des Wassers für den Betrieb mittelbar wieder verloren. Als durchführbar erwies sich dagegen die Verdichtung der kalten Wasserdämpfe mittels Dampfstrahlgebläsen (Düsen-Strahlpumpen), die mit Dampf von beliebigem Druck, auch mit Abdampf von 1 at abs., betrieben werden können. Dieses Verfahren ist von Josse und Gensecke erfolgreich durchgebildet worden<sup>1)</sup>.

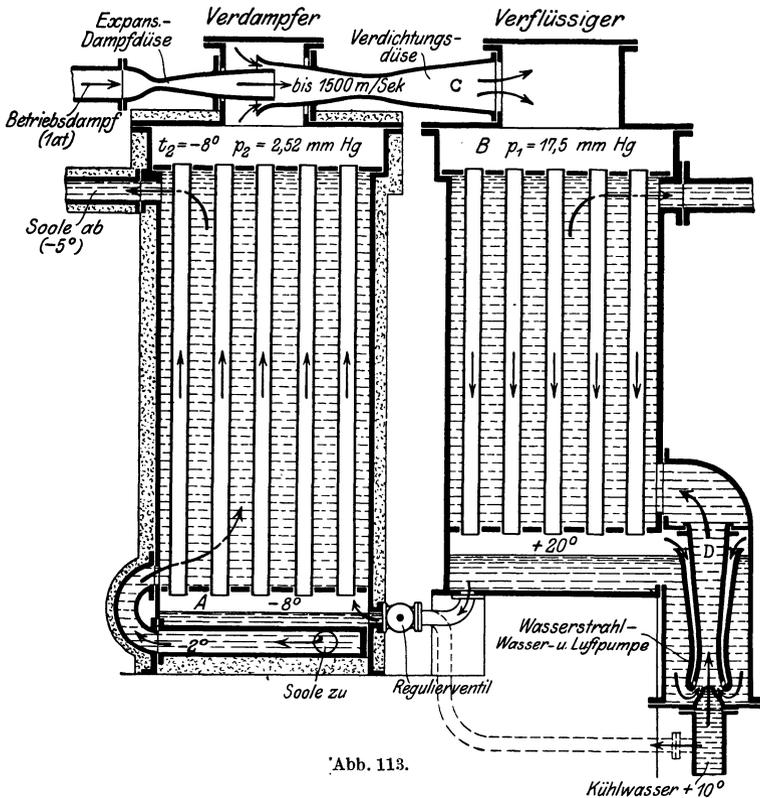
Der sehr niedrige Druck der kalten Wasserdämpfe, 4,58 mm Hg bei  $0^\circ$ , 2,52 mm Hg bei  $-8^\circ$ , bringt es ferner mit sich, daß abweichend von den Stoffen  $\text{NH}_3$  usw. nicht mit Überdruck, sondern im tiefen Vakuum gearbeitet werden muß. Eine Folge davon ist, daß auch die atmosphärische Luft dem Verdampfer und Verflüssiger nicht vollständig fern gehalten werden kann (Undichtigkeiten, Luftgehalt des Wassers). Auch diese Luftmengen müssen aus dem Verdampfer dauernd abgesaugt und in den Verflüssiger gedrückt werden. Schließlich müssen sie aus dem Verflüssiger durch eine Luftpumpe (Wasserstrahlpumpe) in die Atmosphäre geschafft werden, eine Arbeit, die bei  $\text{NH}_3$  usw. ganz erspart wird.

Die Wirkungsweise der Wasserdampfstrahlkältemaschine geht aus der schematischen Abb. 113 hervor. Die Vorrichtung besteht wie bei den anderen Kompressionskältemaschinen aus einem Verdampfer  $A$ , in dem die Kälte erzeugt wird (Refrigerator) und einem Verflüssiger  $B$ , in dem die aus  $A$  kommenden Dämpfe niedergeschlagen werden (Kondensator). Die Verdichtung dieser Dämpfe von dem tieferen Druck im Verdampfer auf den höheren im Verflüssiger erfolgt durch ein Dampfstrahlverdichtungsgebläse  $C$ . Das Herausschaffen der

<sup>1)</sup> Z. V. d. I. 1911; Z. ges. Kälteind. 1911; Z. ges. Turb.wesen 1913; Eis- u. Kälteindustrie 1915.

verflüssigten Dämpfe und eingedrungener Luftmengen aus dem Verflüssiger an die Atmosphäre geschieht durch ein Wasserstrahlgebläse *D*, dessen Betriebswasser auch als Kühlwasser für den Verflüssiger dient.

Der Betrieb verläuft in folgender Weise. Zunächst muß durch Anstellen des Strahlapparates *D* eine tiefe Luftleere in *B* und *A* hergestellt werden. Darauf wird der Strahlapparat *C* angestellt, der die Luftleere in *A* weiter vermehrt. Hätte das Wasser in *A* anfänglich eine Temperatur von z. B.  $15^{\circ}$ , so würde es zu sieden anfangen, wenn der Druck in *A* auf  $12,8 \text{ mm Hg} = 0,0174 \text{ at abs.}$  gesunken ist. Nun kann auch die durch den Verdampfer strömende Sole,



deren Abkühlung der Zweck der ganzen Vorrichtung ist, in Umlauf gesetzt werden. Diese Sole muß die zur Verdampfung des Wassers nötige Wärme abgeben und kühlt sich dabei ab. Gleichzeitig wird auch das verdampfende Wasser und mit ihm der entwickelte Dampf immer kälter. Kann durch den Dampfstrahlapparat der Druck in *A* bis auf  $2,52 \text{ mm Hg}$  erniedrigt und auf dieser Höhe erhalten werden, so fällt die Wasser- und Dampftemperatur auf  $-8^{\circ}$ , falls keine Luft in *A* eintritt.

Die aus *A* abgesaugten Dämpfe gelangen in den Kondensator *B*. Dort werden sie durch Kühlwasser niedergeschlagen, das ein Röhrensystem umströmt<sup>1)</sup>. Hat das Niederschlagswasser, das sich am Boden sammelt, eine Temperatur von  $20^{\circ}$ , so ist der Dampfdruck im Kondensator  $17,5 \text{ mm Hg}$ . Tritt Luft in den Kondensator, so wird der Druck höher. Der Dampfstrahlver-

<sup>1)</sup> In der praktischen Ausführung der Oberflächenkondensatoren strömt meist das Kühlwasser durch das Rohrsystem.

dichter  $C$  muß also die kalten Wasserdämpfe von 2,52 mm auf 17,5 mm Hg (oder höher) verdichten und in den Verflüssiger drücken.

Die kleinstmögliche (theoretische) Betriebsarbeit der Kältemaschine ergibt sich bei luftfreiem Betrieb des Verdampfers und Verflüssigers als Förderarbeit des im Verdampfer entwickelten Kaldampfs aus dem Verdampfer in den Verflüssiger.

Mit  $p_1$  als Druck im Verflüssiger,  $p_2$  als Druck,  $v_2$  als spez. Volumen im Verdampfer ist diese Arbeit, für 1 kg geförderten Dampfes, nach Abschn. 52

$$L_d = \frac{k}{k-1} \cdot p_2 v_2 \left[ \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \text{ mkg} \dots \dots \dots (1)$$

Die Kälteleistung von 1 kg verdampftem Wasser ist nach Abschn. 52 sehr angenähert

$$Q_k = x_a r_2 - (q_1 - q_2), \dots \dots \dots (2)$$

wenn der Dampf mit dem Dampfgehalt  $x_a$  aus dem Verdampfer abgesaugt wird.

Die Kälteleistung für 1 PS-Stunde folgt aus 1 und 2 wie in Abschn. 52

$$\frac{Q}{N_i} = 270\,000 \frac{Q_k}{L_d} \dots \dots \dots (3)$$

Dieser Wert ist unmittelbar vergleichbar mit den für  $\text{NH}_3$ ,  $\text{SO}_2$  und  $\text{CO}_2$  in Abschn. 52 berechneten Werten  $Q/N_i$ . Hier erhält man mit den gleichen Temperaturen im Verflüssiger und Verdampfer und  $k = 1,3$

$$L_d = \frac{1,3}{0,3} \cdot \frac{2,52}{735,6} \cdot 10\,000 \cdot 0,95 \cdot 388 \left[ \left( \frac{17,5}{2,52} \right)^{\frac{0,3}{1,3}} - 1 \right] = 30\,800 \text{ mkg.}$$

Mit  $Q_k = 542$  folgt hieraus

$$\frac{Q}{N_i} = \frac{270\,000 \cdot 542}{30\,800} = 4750 \text{ kcal/PSH.}$$

Dieser Wert ist um etwa 12 v. H. kleiner als für  $\text{NH}_3$  (5390) und  $\text{SO}_2$ , jedoch um 24 v. H. größer als für  $\text{CO}_2$  bei gleichen Temperaturgrenzen.

Theoretisch ist somit der Wasserdampf nur wenig im Nachteil gegenüber  $\text{NH}_3$  und  $\text{SO}_2$ . Jedoch ist zu bedenken, daß selbst dann, wenn keine Luft in den Verdampfer eindringen sollte, dies doch unvermeidlich ist beim Verflüssiger, da der Betriebsdampf des Dampfgebläses stets Luft enthält. Die Förderarbeit dieser Luft aus dem Verflüssiger ist immer zusätzlich aufzuwenden, was bei  $\text{NH}_3$  usw. nicht der Fall ist. Auf den nicht unwichtigen Einfluß eines Luftgehalts im Verdampfer kann nicht eingegangen werden.

Die Überströmung des aus verdichtetem Kaldampf herrührenden Teils des Kondensats durch ein Drosselventil (Regulierventil) in den Verdampfer ist nicht wie bei  $\text{NH}_3$  usw. unbedingt nötig. Das Wasser im Verdampfer kann auch durch Frischwasser ergänzt werden, das kälter als das Kondensat ist. Daraus ergibt sich sogar die „Unterkühlung“ mit ihrem Kältegewinn von selbst. Jedoch ist das Frischwasser bedeutend lufthaltiger als das Kondensat und für das letztere ist im Falle seiner Nichtverwendung Pumpenarbeit zu verrichten.

Der Wirkungsgrad der Dampfstrahlpumpe ist wohl erheblich niedriger als derjenige von  $\text{NH}_3$ -Kolbenverdichtern. Jedoch kann dieser Nachteil in bestimmten Fällen durch Verwendung von billigem Abdampf wirtschaftlich ausgeglichen werden.

Folgende Ergebnisse wurden an einer neueren Josse-Genseckeschen Kälteanlage praktisch erzielt<sup>1)</sup>:

- 59700 kcal stündl. Kälteleistung,
- 405 kg stündl. Verbrauch von Dampf von 0,98 at abs.,
- 2,30° Zulauftemperatur der Sole zum Verdampfer,
- 4,74° Ablauf „ „ „ aus dem „ .

<sup>1)</sup> Eis- und Kälteindustrie 1915, S. 9. Stetefeld, Neuere Ausführung der Wasserdampfstrahlkältemaschine, Bauart Josse-Gensecke.

9,1 PS, Arbeitsverbrauch zweier elektrisch betriebener Umlaufpumpen für die Sole und das Kühlwasser.

Neuerdings wird versucht, auch dieses Verfahren zweistufig durchzuführen, um es wirtschaftlicher zu gestalten.

#### 54. Die Wärmepumpe.

Die zu technischen Zwecken, z. B. zur Heizung von Räumen, zur Herstellung von warmem oder heißem Wasser, zur Verdampfung und Destillation von Flüssigkeiten, zum Eindampfen von Lösungen, zum Trocknen fester Körper gebrauchte Wärme muß eine höhere Temperatur ( $t_1$ ) als die in den Körpern der Umgebung (Luft und Wasser) enthaltene Wärme ( $t_0$ ) besitzen. Es gibt zwei ganz verschiedene Verfahren, um Wärme von höherer Temperatur herzustellen. Das erste, bisher ausschließlich verwendete Verfahren besteht in der Herbeiführung von solchen chemischen Reaktionen, meist Verbrennungsvorgängen, die unter Entwicklung von Wärme höherer Temperatur verlaufen. Das zweite, erst in neuester Zeit praktisch ausgebildete Verfahren beruht auf der Eigenschaft der Gase und Dämpfe, sich bei ihrer mechanischen Verdichtung zu erwärmen. Nach Abschn. 30, 1. Teil steigt die Temperatur eines Gases, wenn es ohne Wärmeabgabe von  $p_0$  auf  $p_1$  verdichtet wird, im Verhältnis  $T_1/T_0 = (p_1/p_0)^{\frac{k-1}{k}}$  mit  $k=1,4$ . Man erhält z. B. für

$p_1/p_0 = 1,2$	1,5	2	3	8	22	30
$T_1/T_0 = 1,054$	1,123	1,220	1,369	1,866	2,034	2,642
und mit $t_0 = 20^{\circ}$ , $T_0 = 293$						
$t_1 - t_0 = 15,7^{\circ}$	36	64,2	108	153,7	303	481,3.

Verdichtet man gesättigten Wasserdampf derart, daß er gesättigt bleibt, so steigt seine Temperatur gemäß den Dampftabellen, z. B. bei einem Anfangszustand von  $100^{\circ}$  und 1,033 at abs. und Verdichtung bis

$p_1 = 1,2$	1,5	2	3	8	12	30 at
auf $t_1 = 104,2^{\circ}$	110,7	119,6	132,9	169,6	187,1	232,9,
also um $t_1 - t_0 = 4,2^{\circ}$	10,7	19,6	32,9	69,6	87,1	132,9^{\circ}.

Zur mechanischen Verdichtung von Gasen und Dämpfen muß nun mechanische Arbeit aufgewendet werden, und dieser Arbeitsaufwand ( $L_1$ ), der bei der Verdichtung in innere Wärme des verdichteten Körpers übergeht (Abschn. 30, 1. Teil), ist die eigentliche Ursache der Erwärmung. Man kann daher dieses Verfahren, Wärme von höherer Temperatur herzustellen, auch als mechanische Wärmeerzeugung bezeichnen, zum Unterschied von der gewöhnlichen chemischen Wärmeerzeugung.

Nun kann man aber mechanische Arbeit auch unmittelbar, nämlich durch Reibung oder Stoß fester Körper oder durch Wirbelbewegung in flüssigen und gasförmigen Körpern in Wärme umsetzen. Wie bekannt, braucht man zur Erzeugung von 1 kcal Wärmeenergie auf diesem Wege 427 mkg mechanische Energie. Drückt man die

letztere gleichfalls im Wärmemaß aus (Abschn. 39, 1. Teil), so erhält man also 1 kcal Wärme durch Aufwendung von 1 kcal mechanischer Energie. Dies ist das Gesetz von der Erhaltung der Energie (Abschnitt 38, 1. Teil).

Selbstverständlich gilt dieses Gesetz auch im Falle der Wärmeerzeugung durch Gasverdichtung, und es ist daher auf keine Weise möglich, mit einem Aufwand von 1 kcal mechanischer Arbeit mehr als 1 kcal neu erzeugter Wärme zu gewinnen. Wohl aber kann vorhandene Wärme, z. B. die Wärme der Umgebung, die eine Temperatur von etwa  $20^{\circ}$  hat, auf höhere Temperatur, z. B.  $100^{\circ}$  oder  $1000^{\circ}$  gebracht werden, wobei sich ihr Energiewert nicht ändert. Denn der Energiewert von z. B. 100 kcal Wärme ist genau ebenso groß, ob diese Wärme eine Temperatur von  $20^{\circ}$  hat und z. B. in 5 l kaltem Wasser enthalten ist oder ob sie  $1000^{\circ}$  warm und in heißem Feuergas enthalten ist. Aber nach dem 2. Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie ist es nicht möglich, vorhandene Wärme, z. B. 100 kcal, auf höhere Temperatur, z. B. von  $20^{\circ}$  auf  $100^{\circ}$  oder  $1000^{\circ}$  zu bringen, ohne einen bestimmten Aufwand von mechanischer Arbeit. Dieser Aufwand wächst mit der Temperatursteigerung, ähnlich wie der Arbeitsbedarf einer Wasserpumpe mit der zu überwindenden Förderhöhe, und man bezeichnet daher Vorrichtungen zur Förderung vorhandener Wärmemengen von einem tieferen zu einem höheren Temperaturniveau als Wärmepumpen. Der Arbeitsvorgang und Arbeitsbedarf solcher Wärmepumpen wird im folgenden für Luft und gesättigten Wasserdampf als Betriebsstoffe ermittelt.

Bei Verwendung von Luft oder einem beliebigen anderen Gas verdichtet man z. B. 1 kg von  $t_0 = 20^{\circ}$  und  $p_0 = 1$  at abs. adiabatisch so hoch, daß die verdichtete Luft  $t_1 = 45^{\circ}$  warm ist, wobei ihr Druck auf  $p_1 = 1,33$  at steigt. Man kann dann dieser warmen Luft bei dem unveränderlichen Druck  $p_1$  die Wärmemenge  $Q_1 = c_p(t_1 - t_0) = 0,24 \cdot 25 = 6$  kcal entziehen. An Betriebsarbeit für den Kompressor sind nach Abschn. 75, 1. Teil

$$L_1 = 427 c_p(t_1 - t_0) = 427 \cdot 6 \text{ mkg}$$

oder  $A L_1 = 6$  kcal

aufzuwenden. Somit hätte man mit 6 kcal Arbeitsaufwand auch nur 6 kcal Wärme gewonnen, wie es dem Energiegesetz entspricht. Dies hätte man einfacher mittels Abbremsung des Antriebsmotors des Kompressors, also ohne den letzteren erreichen können. Nun ist aber zu beachten, daß die abgekühlte Druckluft, die bei  $20^{\circ}$  Temperatur noch einen Druck  $p_1 = 1,33$  at hat, vermöge ihres Überdrucks von  $p_1 - p_0 = 0,33$  at eine gewisse Arbeitsfähigkeit besitzt. Verwendet man sie zum Betrieb eines Druckluftmotors, in dem sie die Arbeit  $L_2$  leistet, und läßt man diesen Motor auf den Kompressor arbeiten, so braucht der eigentliche Antriebsmotor des Kompressors nur noch die Arbeit  $L_1 - L_2$  zu leisten. Man hat also zum Betrieb der aus Kompressor, Druckluftmotor und Betriebsmotor bestehenden Einrichtung, die die Wärmepumpe darstellt, nur die Arbeit

$L_1 - L_2$  von außen zuzuführen. Somit erhält man mit einem Aufwand von nur  $L = L_1 - L_2$  mkg oder  $AL$  kcal mechanischer Arbeit die gleiche Wärme  $Q_1$  wie vorher ohne den Druckluftmotor. Mit 1 kcal Arbeitsaufwand wird also jetzt die Wärmemenge

$$\frac{Q_1}{AL} = \frac{AL_1}{AL_1 - AL_2} \text{ kcal}$$

gewonnen. Dieser Wert ist auf alle Fälle, da  $L_2 < L_1$  ist, positiv und größer als 1. Er stellt die Wärmemenge dar, die von der Wärmepumpe nach außen als gebrauchsfähige Wärme für je 1 kcal der im Antriebsmotor aufgewendeten mechanischen Arbeit abgegeben wird. Es fragt sich nun, woher der Überschuß dieser Wärme über das Wärmeäquivalent von 1 kcal aufgewendeter Arbeit herrührt und wie groß er ist.

Die Arbeit  $L_2$  des Druckluftmotors ist bei adiabatischer Ausdehnung der Druckluft im Verhältnis  $T_0/T_1$  kleiner als die Betriebsarbeit des Kompressors, weil das Gesetz der Ausdehnungskurve das gleiche ist wie das der Verdichtungskurve und zwischen gleichen Druckgrenzen gearbeitet wird, dagegen das Anfangsvolumen der nur  $t_0^0$  warmen Druckluft des Motors im Verhältnis  $T_0/T_1$  kleiner ist, als das Endvolumen der  $t_1^0$  warmen Druckluft des Kompressors. Es ist also

$$AL_2 = \frac{T_0}{T_1} c_p (T_1 - T_0),$$

während  $AL_1 = c_p (T_1 - T_0)$  war und man erhält

$$AL = AL_1 - AL_2 = c_p (T_1 - T_0) \cdot \left(1 - \frac{T_0}{T_1}\right).$$

Ferner wird 
$$\frac{Q_1}{AL} = 1 + \frac{T_0}{T_1 - T_0} \text{ kcal.}$$

Der Überschuß der gewonnenen Wärme über 1 kcal Arbeitsaufwand beträgt also  $T_0/(T_1 - T_0)$  kcal.

Man erhält mit  $t_0 = 20^0$ ,  $T_0 = 293$  für

$T_1 - T_0 =$	$2^0$	$5^0$	$10^0$	$20^0$	$40^0$	$100^0$	$300^0$	$1000^0$
$Q_1/AL =$	147,5	59,6	30,3	15,6	8,3	3,93	1,94	1,293 kcal
$T_0/(T_1 - T_0) =$	146,5	58,6	29,3	14,6	7,3	2,93	0,94	0,293 „

Die Beträge der 2. Reihe stellen die gesamten Wärmemengen dar, die mit 1 kcal Arbeitsaufwand gewonnen werden; sie überschreiten diesen Arbeitsaufwand von 1 kcal um die Beträge der 3. Reihe. Die letzteren Beträge können daher nur aus Wärme stammen, die in der Betriebsluft schon vor ihrer Verdichtung vorhanden war und durch die Wärmepumpe von  $t_0$  auf  $t_1^0$ , also von  $20^0$  auf  $22^0$ ,  $25^0$  usw. „gehoben“ wurde.

Dies geht noch klarer hervor, wenn man den Vorgang im Druckluftmotor genauer betrachtet. Mit der adiabatischen Ausdehnung der Luft in diesem Motor ist nämlich ein Temperatursturz der Luft von

$t_0$  auf einen Wert  $t'$  verbunden, den man wie folgt erhält. Die Betriebsarbeit des Druckluftmotors beträgt

$$AL_2 = c_p \cdot (T_0 - T') \text{ kcal.}$$

Für die gleiche Arbeit wurde oben der Ausdruck

$$AL_2 = c_p \frac{T_0}{T_1} (T_1 - T_0)$$

ermittelt. Durch Gleichsetzen ergibt sich

$$T_0 - T' = \frac{T_0}{T_1} (T_1 - T_0)$$

oder

$$T' = \frac{T_0^2}{T_1}.$$

Die Abkühlung im Druckluftmotor ist also im Verhältnis  $T_0/T_1$  geringer als die Erwärmung im Kompressor. Im Motor fällt daher die Temperatur unter die Außentemperatur. Es wird bei  $t_0 = 20^0$

für $p_1/p_0 =$	1,2	1,5	2	3	8	12	30
$t' =$	$+5,1^0$	$-8^0$	$-32,7^0$	$-58,9^0$	$-115,9^0$	$-128,9^0$	$-162,1^0$ .

Die kalte Auspuffluft des Motors muß nun, um sie für eine Wiederholung des Prozesses brauchbar zu machen, zunächst wieder von  $t'$  auf  $t_0$  erwärmt werden, wozu ihr die Wärmemenge  $Q_2 = c_p (t_0 - t')$  zugeführt werden muß. Diese Wärme muß der vorhandenen Umgebungswärme entnommen werden und stellt die Wärmemenge  $Q_2$  dar, die von  $t_0$  auf  $t_1$  „gehoben“ wird. Es ist mit dem Wert von  $t_0 - t'$

$$Q_2 = c_p \frac{T_0}{T_1} (T_1 - T_0) \quad \text{und} \quad \frac{Q_2}{AL} = \frac{T_0}{T_1 - T_0}.$$

Daran ändert sich grundsätzlich nichts, wenn man, anstatt die kalte Auspuffluft zu erwärmen und sie dann dem Kompressor wieder zuzuführen, zur technischen Vereinfachung neue, schon  $t_0^0$  warme Luft vom Kompressor aus dem unerschöpflichen Vorrat der Atmosphäre ansaugen läßt. Mit dieser Luft würde dem Kompressor die gleiche, aus der Umgebung stammende Wärmemenge  $Q_2$  zugeführt, da sie sich im gleichen Zustand befindet, wie die im Druckluftmotor abgekühlte und dann durch Wärmezufuhr von außen wieder auf  $t_0$  erwärmte Auspuffluft. Der Unterschied besteht nur darin, daß die Auspuffluft anstatt in einer Heizvorrichtung in der freien Atmosphäre von  $t'$  auf  $t_0$  erwärmt wird und daß nicht sie selbst, sondern eine an anderer Stelle befindliche gleichgroße Luftmenge vom Kompressor angesaugt wird.

Zwischen den Größen  $Q_1$ ,  $Q_2$  und  $L$  besteht übrigens nach dem Gesetz von der Erhaltung der Energie die Beziehung

$$Q_1 - Q_2 = AL_1 - AL_2 = AL$$

wie sich auch durch Einsetzen der obigen Einzelwerte bestätigen läßt. Schreibt man

$$Q_1 = Q_2 + AL,$$

so erkennt man unmittelbar, daß die der warmen Druckluft entzogene Wärme  $Q_1$  aus den beiden Anteilen  $Q_2$  und  $AL$  besteht, von denen der erste aus der Umgebung, der zweite aus der aufgewendeten Arbeit des Antriebsmotors stammt. Der Nutzen des Vorgangs besteht also wesentlich nur darin, daß die vorhandene Wärme  $Q_2$  der Umgebung auf die höhere Temperatur  $t_1$  gebracht wird. Damit verbunden ist allerdings die Erzeugung einer neuen Wärmemenge  $AL$  von gleicher Temperatur, aber — bei mäßiger Erwärmung — von nur verhältnismäßig geringer Menge.

Durch die Arbeits-, Temperatur- und Wärmeverluste in den 3 Maschinen wird selbstverständlich der Vorgang in dem Sinne beeinflusst, daß ein erheblicher Arbeitsaufwand ( $L$ ) für die Förderung gegebener Wärmemengen nötig ist, als oben unter Weglassung aller Verluste berechnet wurde.

Mit gesättigtem Wasserdampf erhält man folgenden Vorgang. Man entnimmt einem größeren Heißwasserbehälter mit Dampfraum (Kessel) 1 kg trockenen gesättigten Dampf von  $t_0^0$  und  $p_0$  at (z. B.  $100^0$  und  $1,033$  at abs.) und verdichtet in einem Kompressor diesen Dampf auf  $p_1$  at (z. B.  $1,5$  at), wobei seine Temperatur — nach Beseitigung der verhältnismäßig kleinen Überhitzungswärme — auf die dem Druck von  $1,5$  at entsprechende Sättigungstemperatur  $t_1 (= 110,7^0)$  steigt. Diesem verdichteten Sattdampf kann man nun, ohne daß sich sein Druck und seine Temperatur ändern, die Verdampfungswärme  $r (= 532$  kcal) entziehen, wobei er sich in heißes Wasser von  $t_1 = 110,7^0$  verwandelt. Diesem Heißwasser kann man auch noch die Flüssigkeitswärme über  $100^0$  entziehen, also rd.  $t_1 - t_0 (= 10,7$  kcal) oder, wenn es sich um eine andere Flüssigkeit als Wasser handelt,  $c \cdot (t_1 - t_0)$  kcal mit  $c$  als spez. Wärme der Flüssigkeit zwischen den Temperaturen  $t_1$  und  $t_0$ . Im ganzen läßt sich also aus dem verdichteten Dampf die Wärme

$$Q_1 = r + c \cdot (t_1 - t_0)$$

gewinnen.

Der Arbeitsbedarf  $L$  des Dampfkompessors für 1 kg Dampf kann wie der eines Luftkompessors berechnet werden,

$$L = \frac{k}{k-1} \cdot p_0 v_0 \left[ \left( \frac{p_1}{p_0} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right],$$

worin man, wenn es sich um anfänglich trocken gesättigten Dampf handelt,  $k = 1,3$  zu setzen hat, da sich der Dampf bei der Verdichtung überhitzt; bei anfänglich mäßig feuchtem Dampf ist dagegen etwa  $k = 1,13$ . Für geringe Verdichtungsgrade kann man die Kompressorarbeit einfach als Volldruckarbeit

$$L = (p_1 - p_0) v_0 = \Delta p \cdot v_0$$

ansetzen oder im Wärmemaß

$$AL = A \Delta p \cdot v_0,$$

mit  $v_0$  als Mittelwert des Sättigungsvolumens von 1 kg im Anfangs- und Endzustand. Ein Arbeitsgewinn durch Expansion, wie bei der Ver-

wendung von Luft, kommt hier nicht in Betracht. Man erzielt daher mit einem Aufwand von 1 kcal mechanischer Arbeit den Wärmegewinn

$$\frac{Q_1}{AL} = \frac{r + c(T_1 - T_0)}{A \Delta p \cdot v_0} \text{ kcal.}$$

Diesen Wert kann man nach Entnahme von  $r$ ,  $T_1$  und  $v_0 (= v_s)$  aus den Dampftabellen leicht berechnen. Man erhält für das obige Beispiel mit  $v_0 = 1,45$  und  $c = 1$

$$\frac{Q_1}{AL} = \frac{539 + 10,7}{10\,000 \cdot 0,467 \cdot 1,45} \cdot 427 = 34,8 \text{ kcal.}$$

Davon entstammen 1 kcal der aufgewendeten Arbeit und 33,8 kcal dem Wärmeverrat des Kessels.

Übersichtlicher wird der Ausdruck für  $Q_1/AL$ , wenn man die für alle Dämpfe gültige Beziehung

$$\frac{r}{v_s} = AT \frac{\Delta p}{\Delta T},$$

die sog. Clapeyron-Clausiusche Gleichung einführt. Aus dieser erhält man  $A \Delta p v_s = r \cdot \frac{T_1 - T_0}{T_0}$  und somit für kleine Werte von  $\Delta T = T_1 - T_0$

$$\frac{Q_1}{AL} = \frac{T_0}{T_1 - T_0} + c \cdot \frac{T_0}{r}.$$

Im obigen Beispiel wird hiermit

$$\frac{Q_1}{AL} = \frac{100 + 273}{10,7} + \frac{100 + 273}{539} = 35,5 \text{ kcal.}$$

Wie man aus dem Vergleich der Formeln für  $Q_1/AL$  für Dampf und Luft entnimmt, erhält man mit beiden Betriebsmitteln für 1 kcal Arbeitsaufwand annähernd den gleichen Wärmegewinn, wenn die Temperaturen die gleichen sind. Die Werte für Dampf werden gegenüber Luft von Umgebungstemperatur bei gleichem  $T_1 - T_0$  nur dadurch größer, daß die Temperatur  $T_0$ , wenn man mit Dampf von 1 at Anfangsdruck arbeitet,  $273 + 100 = 373$  ist, dagegen bei Luft 293. Das Verfahren mit Dampf hat im übrigen den Vorzug, daß kein Expansionsmotor gebraucht wird und daß mit Wasserdampf bei gleichem Fördervolumen des Kompressors sehr viel größere Wärmemengen verarbeitet werden können als mit Luft. Der mit Wasserdampf geführte Prozeß läßt noch deutlicher erkennen, daß die von der Wärmepumpe geförderte Wärme  $Q_1$  zum weit überwiegenden Teile ( $Q_2$ ) von einer vorhandenen Wärmequelle geliefert werden muß, da jedes Kilogramm des vom Kompressor angesaugten Dampfes im Kessel erst aus heißem Wasser durch Zuführung der Verdampfungswärme hergestellt werden muß. Das Verfahren lediglich zur Dampferzeugung verwenden zu wollen, hat daher keinen Sinn, da man dabei an Wärme so gut wie nichts ersparen, andererseits aber die wertvollere mechanische Arbeit aufwenden müßte. Dagegen wird die Wärmepumpe mit Wasserdampf als Betriebsmittel neuerdings dazu

benutzt, um die bei den Eindampfprozessen der chemischen Großindustrie oder bei Trocknungsprozessen (z. B. in der Brikettfabrikation) mit den Schwaden, d. h. dem Abdampf entweichenden bedeutenden Mengen latenter Dampfwärme zurückzugewinnen und dadurch den Wärmeverbrauch der Prozesse wesentlich einzuschränken. Bei den Eindampfprozessen führt man die wiedergewonnene Wärme  $Q_1$  dem Verdampfungsgefäß wieder zu, was wegen der höheren Temperatur  $t_1$  dieser Wärme möglich ist; ebenso bei der Herstellung von destilliertem Wasser.

Für Heizungszwecke kann man die Wärmepumpe verwenden, indem man den Kompressor, wie bei den bekannten Kältemaschinen, mit sog. Kaldämpfen ( $\text{SO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ ) betreibt, die schon bei den gewöhnlichen Umgebungstemperaturen verdampfen, so daß die für den Prozeß erforderlichen Wärmemengen  $Q_2$  aus der Umgebung, z. B. aus kaltem Wasser von  $10\text{--}20^\circ$ , bezogen werden können. Diese Wärme wird dann durch die Kompression auf eine um  $30\text{--}40^\circ$  höhere Temperatur gebracht und dadurch zur Raumheizung befähigt.

Wirtschaftlich ist dieses Heizungsverfahren im Vergleich zur gewöhnlichen Art der Heizung nur dann, wenn mechanische Arbeit oder elektrische Energie aus Wasserkraften zur Verfügung steht und Brennstoffe schwer zu beschaffen sind. Muß dagegen die Wärmepumpe mittels einer Dampf- oder Gasmaschine betrieben werden, so ist das Verfahren unwirtschaftlich, weil zum Betriebe dieser Maschinen Wärmemengen von mindestens dem  $10\text{--}15$ fachen des Wärmeäquivalents der Kompressorarbeit aufgewendet werden müssen.

Gegenüber der elektrischen Widerstandsheizung ergibt die Heizung mittels einer durch einen Elektromotor angetriebenen Wärmepumpe immer eine Ersparnis an elektrischer Energie<sup>1)</sup>.

## 55. Destillieren und Abdampfen mittels Wärmepumpe.

Unter Destillieren versteht man die Verdampfung einer Flüssigkeit mit unmittelbar darauf folgender Verflüssigung der Dämpfe. Wasser wird destilliert, um es von den in ihm gelösten festen Stoffen, die bei der Verdampfung zurückbleiben, zu befreien. Unter Abdampfen einer Lösung, z. B. einer wäßrigen Kochsalzlösung, versteht man die Verdampfung eines Teiles des Lösungsmittels (Wassers) zum Zwecke der Erzielung einer stärkeren Lösung. Dabei können die entwickelten Wasserdämpfe (Brüden) entweder verflüssigt werden, wie beim Destillieren, oder ins Freie entweichen.

Beiden Vorgängen gemeinsam ist die Erzeugung von Wasserdämpfen, die für je 1 kg Dampf die Aufwendung einer Wärmemenge gleich der Gesamtwärme  $\lambda$  (Flüssigkeitswärme und Verdampfungswärme) erfordert. Diese Wärme ist jedoch nicht verloren, sondern in vollem Betrage in den Dämpfen als fühlbare und latente Wärme enthalten. Sie wird den Dämpfen bei deren Verflüssigung entzogen und kann dabei wiedergewonnen werden. Man kann sie darauf zu anderen Zwecken weiterverwenden, aber auch daran denken, sie wiederum dem Verdampfungsgefäß zwecks Erzeugung neuen Dampfes (bzw. Destillats) zuzuführen. Daraus wird ersichtlich, daß das Destillieren, zum Unterschied von der Dampferzeugung, grundsätzlich keinen Wärmeaufwand be-

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu auch Archiv d. Wärmewirtsch. 1929, S. 407. F. Merkel, Das Energieproblem der elektrischen Heizung.

dingt, wenn nur das Destillat bis auf die Anfangstemperatur des Rohwassers zurückgekühlt gedacht wird. Praktisch steht jedoch der Wiederverwendung des Wärmehalts der Brüden zur Erzeugung neuer Dämpfe der Umstand im Wege, daß die Temperatur der verflüssigten Brüden höchstens gleich der Temperatur des verdampfenden Wassers, aus dem sie entstanden sind, sein kann. Zwecks Zurückführung dieser Wärme in das Verdampfungsgefäß müßte aber ihre Temperatur mindestens um einige (5 bis 10) Grade höher sein als die Siedetemperatur. Man umgeht diese Schwierigkeit in den sogenannten Mehrkörper-Verdampf-Apparaten dadurch, daß die aus dem ersten Verdampfer aufsteigenden Brüden als Heizmittel einem zweiten Verdampfer zugeführt werden, in dem ein tieferer Druck, also auch eine tiefere Siedetemperatur herrscht als im ersten, so daß die ersten Brüden im Heizkörper des zweiten Verdampfers verflüssigt werden und ihre Verflüssigungswärme an den Inhalt dieses Verdampfers abgeben können. Dieses Kondensat der ersten Brüden ist gleichzeitig das Destillat des ersten Verdampfers. Im zweiten Verdampfer wird ebensoviel Dampf entwickelt, als in seinem Heizkörper verflüssigt wurde, und dieser Dampf kann wiederum einem dritten Verdampfer mit noch tieferem Druck und tieferer Temperatur zugeführt werden, wobei er wiederum gleich viel neuen Dampf bildet. Bei drei hintereinander geschalteten Verdampfern erhält man also die dreifache Menge (3 kg) Destillat als bei einem einzigen, ohne mehr Wärme ( $\lambda$ ) aufwenden zu müssen. Während man mit einem Verdampfer zur Herstellung von 1 kg Destillat  $\lambda$  kcal braucht, braucht man daher bei einem Dreikörper-Verdampfer für 1 kg nur  $\lambda/3$  kcal. Grundsätzlich könnte man sich beliebig viele Verdampfer hintereinander denken und so schließlich zu einem verschwindend kleinen Wärmearaufwand kommen. Durch praktische Rücksichten ist aber die Zahl der Verdampfer auf nur wenige beschränkt.

Beispiel. Im ersten Verdampfer mögen  $p_1 = 2$  at abs. herrschen, entsprechend einer Siedetemperatur von rd.  $120^\circ$ . Im zweiten Verdampfer soll die Temperatur um  $20^\circ$  tiefer liegen, also  $100^\circ$  betragen. Dann herrscht darin ein Druck von rd. 1 at abs. Im dritten Verdampfer sei die Temperatur  $80^\circ$ , dann ist der Druck darin nur 0,48 at abs. (also Unterdruck).

In ganz anderer Weise wird das zur Wiederverwendung der Brüdenwärme erforderliche Temperaturgefälle durch die Anordnung einer Wärmepumpe am Verdampfer erzielt (Abb. 114). Die heißen Brüden vom Druck  $p_1$  und der Temperatur  $t_{s_1}$  werden von einem Kompressor (bei genügend großen Brüdenmengen am besten von einem Turbokompressor) angesaugt und auf einen höheren Druck  $p_2$  verdichtet. Dabei steigt ihre Temperatur auf  $t_2 > t_{s_1}$ . Wurden die Brüden im trockenen Sattdampfzustand angesaugt, so werden sie bei der adiabatischen Verdichtung überhitzt. In diesem Zustand werden sie nun durch die Druckleitung des Verdichters dem im Verdampfer angebrachten Heizkörper zugeführt, durch den sie nicht nur ihre Überhitzungswärme, sondern auch ihre Verflüssigungswärme an den Verdampferinhalt abgeben können. Wesentlich ist dabei, daß der Druck  $p_2$  im Heizkörper um so viel höher als  $p_1$  ist, daß auch nach Abgabe der Überhitzungswärme die Sattdampf Temperatur  $t_{s_2}$  noch hoch genug ist, um den erforderlichen Wärmedurchgang durch die Heizflächen zu erzielen. Weit aus der größte Teil der zu übertragenden Wärme besteht ja aus der Verflüssigungswärme, die nach Abkühlung des überhitzten Dampfes bis auf  $t_{s_2}$  abgegeben wird. Um Heizflächen von ausführbarer Größe zu erhalten, muß man Sattdampf-temperaturgefälle  $t_{s_2} - t_{s_1} = \Delta t$  von der Größenordnung von mindestens 6 bis  $10^\circ$  anwenden.

Abb. 114 zeigt die schematische Anordnung eines Verdampfers mit Wärmepumpe (Kompressionsverdampfer). Das zu destillierende Wasser oder die einzudickende Lösung, die sich im Verdampfer befindet, wird zunächst mittels Frischdampf auf die Siedetemperatur  $t_{s_1}$  (z. B.  $100^\circ$ ) gebracht. Darauf wird der gleichfalls angewärmte Kompressor in Gang gesetzt. Dieser saugt die Brüden aus dem Dampfraum des Verdampfers ab und drückt sie in den Heizkörper. Dort verflüssigen sie sich unter Abgabe ihrer Überhitzungs- und Verdampfungswärme. Das heiße Kondensat läuft in den Unterteil des Verdampfers und von dort in den Vorwärmer, wo es seine Flüssigkeitswärme an das aus einem hochgelegenen Behälter zufließende Rohwasser abgibt. Dabei erwärmt sich dieses annähernd bis auf  $t_{s_1}$  und gelangt nach seinem Durchgang durch den Vorwärmer in den Verdampfer. Das Kondensat des Heizkörpers kühlt sich dagegen annähernd bis auf Außentemperatur ab und fließt aus dem Vorwärmer dem Behälter für destilliertes Wasser zu. Wird Dünnlauge eingedickt, so verläuft der Vorgang grundsätzlich ebenso. Die Flüssigkeit im Verdampfer wird dabei aber immer reicher an den in der Dünnlauge gelösten Stoffen, die nicht mit verdampfen. Ist die gewünschte Konzentration erreicht, so wird die Dicklauge in das dafür bestimmte Gefäß abgelassen.

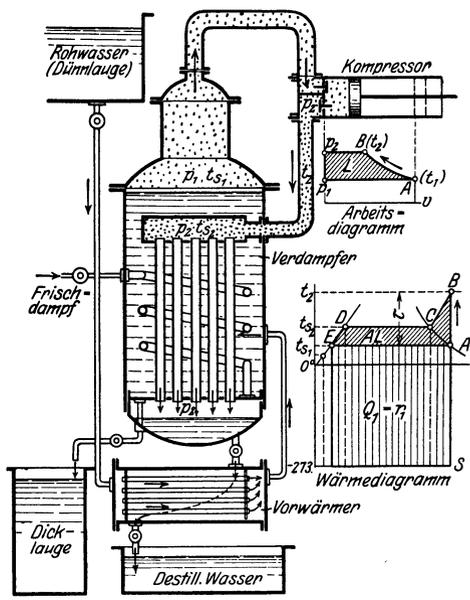


Abb. 114.

Der unmittelbare Wärmeaufwand besteht nur in der Wärmemenge, die zum ersten Anwärmen des Verdampferinhalts erforderlich ist; sie spielt bei dem Vorgang nur eine untergeordnete Rolle. Maßgebend für die Wirtschaftlichkeit des Verfahrens ist der Arbeitsverbrauch des Kompressors. Ohne Rücksicht auf etwaige Arbeitsverluste ist die Betriebsarbeit des Kompressors nach Abschn. 54 in kcal für 1 kg angesaugten Dampf

$$AL = A \frac{k}{k-1} p_1 v_{s_1} \cdot \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \dots \dots (1)$$

Einfacher (jedoch bei kleinen Werten von  $p_2/p_1$  nicht genauer) erhält man sie aus dem JS-Diagramm für Wasserdampf (Abschn. 30 gemäß

$$AL = i_2 - i_1$$

als Unterschied der Wärmehalte im End- und Anfangszustand der adiabatischen Verdichtung.

Die Verdichtungstemperatur folgt nach Abschn. 30, 1. Teil aus

$$t_2 - t_{s1} = \tau = T_1 \cdot \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{0,236} - 1 \right]. \quad \dots \quad (2)$$

Genauer erhält man sie, besonders bei höheren Drücken und stärkerer Verdichtung aus der  $TS$ -Tafel für Wasserdampf.

Das Sattedampftemperaturgefälle

$$\Delta t = t_{s2} - t_{s1}$$

folgt aus den Dampftabellen.

Die Dampfmenge in Kilogramm, die mit 1 kcal Kompressorarbeit erzeugt werden kann (bzw. die destillierbare Wassermenge) ist gleich  $1/AL$ . Mit 1 PSh = 632,3 kcal Arbeit können also  $632,3/AL$  kg Wasser, mit 1 kWh = 859,4 kcal

$$G = \frac{859,4}{AL} \text{ kg/kWh} \quad \dots \quad (3)$$

Wasser destilliert werden.

Über die geförderten Wärmemengen erhält man den besten Überblick durch das Wärmediagramm, Nebenfigur zu Abb. 114. Zur Verdampfung von 1 kg Rohwasser ist erforderlich die Verdampfungswärme

$$Q_1 = r_1,$$

Fläche unter  $EA$  bis zur Abszissenachse.

Die Betriebsarbeit  $AL$  des Kompressors wird durch die Fläche  $EABCD$  dargestellt, da der Wärmehalt  $i_1$  des verdichteten Dampfes im Zustand  $B$  durch die ganze Fläche unter  $BCD$   $0^\circ$ , derjenige des angesaugten Dampfes durch die Fläche unter  $AE$   $0^\circ$  dargestellt wird. Die gleiche Arbeit wird durch die schraffierte Fläche des Druckvolumendiagramms dargestellt.

Von dem verdichteten Heizdampf kann im Verdampfer eine Wärmemenge gleich der ganzen Fläche unter  $BCDE$  abgegeben werden, also um  $AL$  kcal mehr als die Verdampfungswärme  $r_1$ . Die verfügbare Heizwärme reicht also auch unter Berücksichtigung mäßiger Wärmeverluste zur Verdampfung aus, so daß bei hinreichend hoher Verdichtung auch praktisch ein kontinuierlicher Betrieb ohne Zufuhr von zusätzlicher Heizwärme möglich ist. In Wirklichkeit ist die verfügbare Heizwärme noch größer, da die Verlustarbeit im Kompressor den Wärmehalt der verdichteten Dämpfe erhöht.

Mit  $AL$  kcal Arbeit werden  $r_1$  kcal Wärme von der tieferen Temperatur  $t_{s1}$  auf die höhere  $t_2$  (bzw.  $t_{s2}$ ) gefördert, mit 1 kcal Arbeit also

$$W = r_1/AL \text{ kcal.} \quad \dots \quad (4)$$

Abb. 115 zeigt den Verdichtungs Vorgang maßstäblich für einen bestimmten Fall im  $TS$ -Diagramm. Im Verdampfer herrsche ein Druck von 1 at abs., entsprechend einer Siedetemperatur von  $99,1^\circ$ . Der Zustand der angesaugten trocken gesättigten Brühdämpfe ist durch Punkt  $A$  dargestellt. Das Sattedampftemperaturgefälle soll  $20^\circ$  betragen, also die Sattedampftemperatur im Heizkörper  $119,1^\circ$ , entsprechend einem Druck von 1,97 at. Punkt  $C$  stellt den trocknen Sattedampfzustand im Heizkörper dar.  $CB$  ist die Linie gleichen Druckes von 1,97 at im Heißdampfgebiet. Die adiabatische Verdichtung

von  $A$  aus wird durch die Lotrechte durch  $A$  dargestellt, die im Punkte  $B$  von der Überhitzungskurve getroffen wird. Die Temperatur steigt also bei der Verdichtung auf  $166^\circ$ , und der Dampf ist daher bei seinem Eintritt in den Heizkörper um  $166 - 119,1 = 46,9^\circ$  überhitzt. Für die Verdichterarbeit ergibt Gl. 1

$$AL = 29,9 \text{ kcal/kg.}$$

Somit können mit 1 kWh  $859,4 / 29,9 = 28,7$  kg Wasser destilliert werden. Da die Verdampfungswärme bei 1 at  $r = 538,8$  kcal beträgt, so werden mit 1 kcal Arbeit  $538,8 / 29,9 = 18$  kcal Wärme gefördert.

In gleicher Weise sind nun für die Sattdampf-temperaturgefälle von  $5^\circ$  bis  $30^\circ$  und für Anfangsdrücke von  $p_1 = 0,5$  bis 10 at abs. die durch 1 kWh destillierbaren Wassergewichte, sowie die durch 1 kcal Arbeit geförderten Wärmemengen berechnet und in Abb. 116 als Ordinaten zu den Sattdampf-temperaturgefällen als Abszissen aufgetragen worden. Man erkennt an dem Verlauf der zwei hyperbelartigen Kurvenscharen, daß beide Werte um so größer sind, je kleiner das Temperaturgefälle ist, und daß sie besonders bei den kleinen Gefällen mit wachsendem Gefälle sehr rasch abnehmen. Mit wachsendem Druck im Verdampfer nehmen dagegen beide Werte zu, so daß der Arbeitsverbrauch bei gleichem Temperaturgefälle um so kleiner ist, je höher der Druck ist. Auch die gesamten Temperatursteigerungen sind in Abb. 116 als Ordinaten aufgetragen.

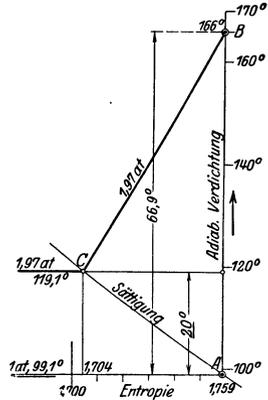


Abb. 115.

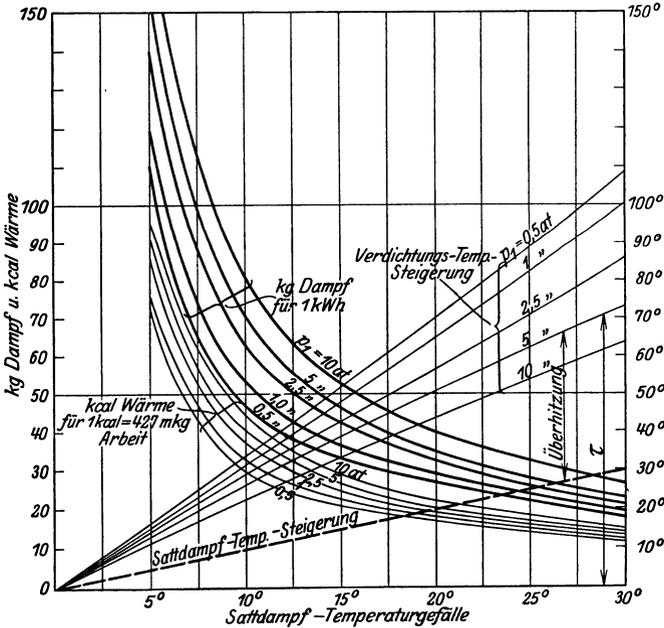


Abb. 116.

Die Überhitzungsgrade sind die Strecken zwischen diesen Kurven und der gestrichelt eingetragenen Geraden der Sattdampf-temperaturgefälle. Die Überhitzung ist also bei gleichem Betrag des letzteren um so geringer, mit je höheren Drücken im Verdampfer gearbeitet wird.

Beim Abdampfen von Lösungen ändern sich die Verhältnisse insofern, als der Siedepunkt der Lösungen höher ist als der des Wassers und mit zunehmender Konzentration der Lösung steigt. Im Verlauf des Abdampfens wird also das Sattedampftemperaturgefälle immer kleiner, so daß man, um auch gegen das Ende des Abdampfens noch den erforderlichen Wärmedurchgang zu erzielen, von Anfang an mit höherem Temperaturgefälle, also ungünstiger als beim Destillieren, arbeiten muß.

Die wirklichen Leistungen fallen natürlich mit Rücksicht auf die unvermeidlichen Arbeitsverluste im Kompressor und auf Wärmeverluste geringer aus als die obigen verlustfreien Werte. So erhielt Ombeck<sup>1)</sup> bei einer Lindeschen Destillationsanlage mit Wärmepumpe bei einem Verdampferdruck von 1,07 at und einer Drucksteigerung von 0,202 at (entsprechend einem Temperaturgefälle von 4,8°) mit 1 kWh (am Schaltbrett) 60,3 kg Destillat, während sich ohne Verluste etwa 120 kg ergeben müßten. Außerdem waren für 1 kg Destillat etwa 1,5 kcal Zusatzwärme erforderlich. — Bei einem Temperaturgefälle von 7,8° ergab sich eine Leistung von 34,7 kg/kWh und keine Zusatzwärme. Ohne Verlust würden sich etwa 70 kg Destillat ergeben. — Stodola fand bei einer Eindampfanlage von Wirth für Natronablage eine mittlere Verdampferleistung von 18,8 kg/kWh und am Ende des Versuchs eine solche von 14,2 kg/kWh<sup>2)</sup>.

## C. Mechanische Wirkungen strömender Gase und Dämpfe.

### 56. Druck abgelenkter freier Strahlen (Aktion).

**Vorbemerkungen.** Ein mit gleichförmiger Geschwindigkeit  $w$  über eine gekrümmte Leitfläche  $AB$  laufender Massenpunkt mit der Masse  $m$  übt auf seinem

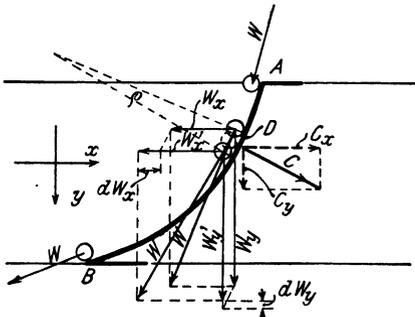


Abb. 117.

Wege Zentrifugaldrucke  $C$  auf die Leitfläche aus, Abb. 117. Die Richtung von  $C$  ist jeweils normal zur Führungsrichtung, also veränderlich; die Größe von  $C$  ist vom augenblicklichen Krümmungshalbmesser  $\rho$  abhängig, also ebenfalls veränderlich, wenn nicht zufällig die Leitlinie kreisförmig ist.

Anstatt nun die Zentrifugaldrucke nach der bekannten Formel

$$C = \frac{m w^2}{\rho}$$

zu bestimmen, ermittelt man im vorliegenden Falle besser ihre Komponenten

nach den zwei zueinander senkrechten Richtungen  $x$  und  $y$ . Die Zentrifugalkraft  $C$  entsteht durch die Ablenkung der bewegten Masse  $m$  aus der geraden Richtung, die sie nach dem Beharrungsgesetz einzuschlagen sucht. Bei der Ablenkung ändern sich die Komponenten der Geschwindigkeit  $w$  nach den Richtungen  $x$  und  $y$ . Es entstehen daher Beschleunigungen und Verzögerungen in diesen Richtungen, denen nach dem Massenbeschleunigungsgesetz

<sup>1)</sup> Versuche an Wasserddestillationsanlagen mit Wärmepumpe. Z. V. d. I. 1921, S. 64.

<sup>2)</sup> Wirth: Erfahrungen an Eindampfanlagen mit Wärmepumpe. Z. V. d. I. 1922, S. 160. — Dasselbst finden sich weitere Versuchsergebnisse.

die proportionalen Massenkräfte  $-C_x$  und  $-C_y$ , die Komponenten der Zentripetalkraft, entsprechen. In  $D$  seien  $w_x$  und  $w_y$  die Geschwindigkeitskomponenten, in dem um das Bogenelement  $db$  entfernten Punkte seien sie  $w_x'$  und  $w_y'$ , Abb. 117. Die Geschwindigkeitsänderung in der  $x$ -Richtung ist daher

$$w_x' - w_x = d w_x,$$

in der  $y$ -Richtung

$$w_y' - w_y = d w_y.$$

Ist  $dt$  die Zeit zum Durchlaufen des Bogenelementes  $db$ , so sind die Beschleunigungen (oder Verzögerungen) gleich  $\frac{d w_x}{dt}$  bzw.  $\frac{d w_y}{dt}$ ; die entsprechenden Massenkräfte sind daher

$$-C_x = m \cdot \frac{d w_x}{dt} \dots \dots \dots (1)$$

$$-C_y = m \cdot \frac{d w_y}{dt} \dots \dots \dots (2)$$

Das Moment von  $C$  in bezug auf den Koordinatenursprung ist

$$\Delta M = C_y x - C_x y$$

(rechtsdrehend um den links oben gedachten Drehpunkt), oder mit den Werten von  $C_x$  und  $C_y$

$$-\Delta M = m \frac{x d w_y - y d w_x}{dt}.$$

Da nun

$$dx = w_x' dt$$

$$dy = w_y dt$$

ist, so gilt

$$\frac{dx}{w_x} = \frac{dy}{w_y}$$

oder

$$w_y dx - w_x dy = 0.$$

Fügt man diesen Wert dem Zähler des Ausdrucks für  $\Delta M$  bei, so wird

$$-\Delta M = m \frac{x d w_y + w_y dx - (y d w_x + w_x dy)}{dt}.$$

Mit

$$x d w_y + w_y dx = d(x w_y)$$

$$y d w_x + w_x dy = d(y w_x)$$

wird der Zähler gleich

$$d(x w_y) - d(y w_x)$$

oder einfacher

$$d(x w_y - y w_x).$$

Nun ist aber

$$x w_y - y w_x = wa,$$

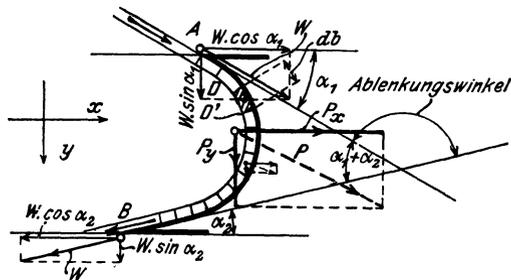


Abb. 118.

mit  $a$  als senkrechtem Abstand des Koordinatenursprungs von der Tangente in  $D$ , weil  $w$  die Diagonale im Parallelogramm von  $w_x$  und  $w_y$  ist.

Daher gilt

$$-\Delta M = m \frac{d(wa)}{dt} \dots (3)$$

**Druck und Drehmoment eines kontinuierlichen Strahles.** Teilt man den Strahl in Elemente von der Länge  $db$ , Abb. 118, so liefert jedes Element Kräfte

$C_x$  und  $C_y$ . Die Summe aller  $x$ -Komponenten sei  $P_x$ , die der  $y$ -Komponenten  $P_y$ . Die Resultante aus  $P_x$  und  $P_y$  ist alsdann nach Größe, Richtung und Lage übereinstimmend mit der Resultante  $P$  aller Zentrifugaldrücke, dem resultierenden Schaufeldruck.

Es sei nun  $G_{sec}$  das sekundlich durch jeden Strahlquerschnitt fließende Gewicht. In  $dt$  Sekunden, der Zeit zur Zurücklegung des Weges  $db$ , fließt dann z. B. durch  $D$ , Abb. 118, das Gewicht  $G_{sec} \cdot dt$ . Dieses Gewicht wird auch durch das zwischen  $D$  und  $D'$  liegende Strahlelement dargestellt, dessen Masse oben gleich  $m$  gesetzt wurde.

Es ist also

$$m = \frac{G_{sec} dt}{g}$$

Hiermit werden die von  $m$  herrührenden Komponenten des Zentrifugaldrucks

$$C_x = - \frac{G_{sec} dt}{g} \cdot \frac{dw_x}{dt} = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot dw_x \dots \dots \dots (4)$$

und

$$C_y = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot dw_y \dots \dots \dots (5)$$

Das Drehmoment des Zentrifugaldrucks um den Ursprungspunkt wird

$$\Delta M = - \frac{G_{sec}}{g} d(wa) \dots \dots \dots (6)$$

Die Summe aller  $x$ -Komponenten zwischen  $A$  und  $B$  ist daher

$$P_x = \sum C_x = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot \sum_A^B dw_x,$$

also gemäß Abb. 118, wenn mit  $w_{x_1}$  und  $w_{x_2}$  die Werte von  $w_x$  bei  $A$  und  $B$  bezeichnet werden,

$$P_x = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot [w_{x_2} - w_{x_1}] \dots \dots \dots (7)$$

und ebenso die Summe aller  $y$ -Komponenten

$$P_y = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot [w_{y_2} - w_{y_1}] \dots \dots \dots (8)$$

sowie das Drehmoment des gesamten Schaufeldrucks

$$M = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot [(wa)_2 - (wa)_1] \dots \dots \dots (9)$$

Ist  $w$  unveränderlich, wie hier angenommen, und sind  $a_1$  und  $a_2$  die kürzesten Abstände der Ein- und Austrittstangente vom Ursprung, so wird

$$M = - \frac{G_{sec}}{g} w (a_2 - a_1) \dots \dots \dots (9a)$$

Denkt man sich den Drehpunkt irgendwo auf der Resultante aller Bahndrücke, so wird das Drehmoment gleich Null und somit

$$a_2 = a_1,$$

d. h. die Resultante  $P$  halbiert den Winkel zwischen der Eintritts- und Austrittstangente. Damit ist ihre Lage sehr einfach zu bestimmen, wie Abb. 119 zeigt. In Abb. 118 ist dagegen  $P$  willkürlich eingetragen.

Sind  $\alpha_1$  und  $\alpha_2$ , Abb. 118, die Winkel der Leitfläche bei  $A$  und  $B$  mit der  $x$ -Richtung, so ist

und

$$\begin{aligned} w_{x_1} &= w \cos \alpha_1, & w_{x_2} &= -w \cos \alpha_2 \\ w_{y_1} &= w \sin \alpha_1, & w_{y_2} &= w \sin \alpha_2, \end{aligned}$$

somit

$$P_x = \frac{G_{sec}}{g} \cdot w (\cos \alpha_2 + \cos \alpha_1) \dots \dots \dots (10)$$

$$P_y = \frac{G_{sec}}{g} \cdot w (\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2) \dots \dots \dots (11)$$

$\alpha_2$  kann kleiner als  $\alpha_1$  sein, dann ist  $P_y$  nach unten gerichtet, weil positiv.  $P_x$  wirkt unter allen Umständen nach rechts, selbst wenn  $\alpha_1$  stumpf,  $\cos \alpha_1$  negativ ist, weil immer

$$180^\circ - \alpha_1 > \alpha_2$$

ist.

Der resultierende Schaufeldruck wird

$$P = \sqrt{P_x^2 + P_y^2}$$

oder

$$P = \frac{G_{sec} w}{g} \sqrt{2 \cdot [1 + \cos (\alpha_2 + \alpha_1)]} \dots \dots \dots (12)$$

Die Richtung des Schaufeldrucks gegen die Wagerechte folgt aus

$$\operatorname{tg} \varphi = \frac{P_y}{P_x} = \frac{\sin \alpha_1 - \sin \alpha_2}{\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2}, \quad \varphi = \frac{1}{2} (\alpha_1 - \alpha_2),$$

geometrisch einfacher als Winkelhalbierende der Ein- und Austrittstangenten.

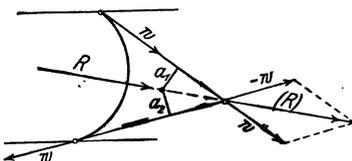


Abb. 119.

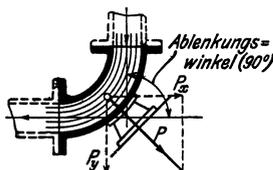


Abb. 120.

Es ist bemerkenswert, daß sowohl Größe als Richtung des gesamten Schaufeldrucks unabhängig von der Gestalt der Leitlinie sind. Sie sind durch die Eintritts- und Austrittswinkel allein bestimmt. Dagegen ist die Lage dieser Kraft noch von der gegenseitigen Lage der Ein- und Austrittsstelle abhängig, jedoch nicht von dem Krümmungsgesetz. Lage und Richtung sind nach Abb. 119 bestimmt. Über die Arbeit der Aktionskräfte vgl. Abschn. 60.

Beispiele. 1. Rohrkrümmen von  $90^\circ$  (Abb. 120). Mit  $\alpha_1 + \alpha_2 = 90^\circ$  wird die resultierende Aktionskraft

$$P = \frac{G_{sec} w}{g} \sqrt{2}.$$

2. Rohrkrümmen von  $180^\circ$ . Mit

$$\alpha_1 + \alpha_2 = 0^\circ$$

wird

$$P = 2 \frac{G_{sec}}{g} w.$$

Fließt z. B. durch einen Rohrkrümmen von 100 mm Lichtweite Dampf von 12 kg/cm<sup>2</sup> abs. mit 40 m/sec Geschwindigkeit, so ist mit  $\gamma \cong 6 \text{ kg/m}^3$

$$G_{sec} = \frac{\pi \cdot 0,1^2}{4} \cdot 40 \cdot 6 = 1,844 \text{ kg}.$$

Hiermit wird für  $90^\circ$  Ablenkung

$$P = \frac{1,884 \cdot 40 \cdot 1,414}{9,81} = 10,7 \text{ kg},$$

für  $180^\circ$  Ablenkung  $P = 15,3 \text{ kg}$ .

3. Ruhende Schaufel von  $\alpha_1 = 20^\circ$  Eintritts-,  $\alpha_2 = 20^\circ$  Austrittswinkel, nach Abb. 118.

Wegen

$$\cos \alpha_1 = \cos \alpha_2 = 0,94, \quad \sin \alpha_1 = \sin \alpha_2 = 0,34$$

wird

$$P_x = \frac{G_{sec}}{g} w \cdot (0,94 + 0,94) = 1,88 \frac{G_{sec} w}{g}$$

$$P_y = \frac{G_{sec}}{g} w \cdot (0,34 - 0,34) = 0.$$

Der Strahldruck in der  $y$ -Richtung ist Null. Für  $G_{sec} = 1 \text{ kg}$  und  $w = 1000 \text{ m/sec}$  würde

$$P_x = \frac{1,88}{9,81} \cdot 1000 = 191,5 \text{ kg}.$$

4. Ein freier Strahl prallt senkrecht auf eine ebene Fläche. Die Erfahrung zeigt, daß sich der Strahl, wenn die Ebene genügend ausgedehnt ist, in der Ebene ausbreitet und in dieser nach allen Seiten abfließt.

Der Druck des Strahles gegen die Platte ist so groß, als wenn der Strahl um  $90^\circ$  abgelenkt würde. Wird die Zuflußrichtung als  $x$ -Richtung gewählt, so erhält man aus Gl. 7 mit

$$w_{x_1} = w$$

$$w_{x_2} = 0$$

$$P = \frac{G_{sec}}{g} w.$$

Diese Beziehung ist mehrfach zur experimentellen Bestimmung der Ausflußgeschwindigkeit von Dampf benützt worden, indem  $P$  und  $G_{sec}$  gemessen,  $w$  hiernach berechnet wurde.

### 57. Reaktion und Reaktionsarbeit beschleunigter Gas- und Dampfströme; reines Reaktionsrad; Vergleich mit dem Aktionsrad.

Wenn aus einem Gefäß mit ruhendem Inhalt ein Gas- oder Dampfstrahl austritt, Abb. 121, so nehmen alle ausströmenden Teile von gewissen Stellen im Innern des Gefäßes an ( $A$ ) bis dahin, wo sie das Gefäß verlassen ( $B$ ), allmählich die Ausflußgeschwindigkeit an. Sie vollführen auf im allgemeinen nicht näher bestimmbar, krummen Bahnen  $AB$ ,  $A'B'$  ungleichförmig beschleunigte Bewegungen. Bei der Entstehung einer solchen Bewegung müssen nach dem für alle Körper gültigen Massenbeschleunigungsgesetz Triebkräfte in der Richtung und im Sinne der Bewegung tätig sein. Ist  $m$  die Masse eines Strahlelementes (Abb. 121, Mündung I),  $w$  seine Geschwindigkeit,  $dt$  die Zeit zur Zurücklegung des Wegelements  $ds$  in der Bewegungsrichtung,  $dw$  die Zunahme von  $w$  während dieser Zeit, also  $dw/dt$  die Bahnbeschleunigung, so ist die Triebkraft

$$\Delta P = m \cdot \frac{dw}{dt}.$$

Diese Kraft, die ihre Größe und Richtung während des Durchganges des Massenteilchens durch die Mündung fortwährend ändert, entsteht im Innern der Dampfmasse auf nicht näher angebbare Weise. Ihr Vorhandensein zeigt sich an ihrer experimentell leicht nachweisbaren Gegenkraft (Reaktion), ohne die sie nicht bestehen kann. Diese Gegenkraft überträgt sich durch die Gasmasse hindurch auf die Gefäßwände. Der Ort, wo sie am Gefäß angreift, ergibt sich durch Rückwärtsverlängerung der augenblicklichen Bewegungsrichtung, Abb. 121.

Im Beharrungszustand der Strömung treten nun alle die Triebkräfte und Reaktionen, die ein Strahlelement auf seinem Wege  $AB$  nacheinander erfährt,

gleichzeitig auf und gleichzeitig mit denen aller anderen, auf anderen Wegen sich bewegenden Strahlteile. Um die Berechnung der Resultanten aller dieser Kräfte nach Größe und Richtung handelt es sich.

**Berechnung der Gesamtreaktion.** Man zerlegt den ganzen Strahl in eine große Zahl von Stromfäden, die nach den Bahnen  $AB$  der einzelnen Strahl-elemente verlaufen. Die Masse eines sehr kurzen Teiles eines Stromfadens sei  $m$ . Die dazu gehörige Triebkraft  $\Delta P$  wirkt in der Tangente des Stromfadens. Es ist zweckmäßig, sowohl  $\Delta P$ , als die Geschwindigkeit  $w$  in Komponenten  $\Delta P_x$  und  $\Delta P_y$ , bzw.  $w_x$  und  $w_y$  zu zerlegen. Dann gilt (Abschn. 56)

$$\Delta P_x = m \cdot \frac{dw_x}{dt}$$

$$\Delta P_y = m \cdot \frac{dw_y}{dt}$$

Der einzelne Stromfaden führt sekundlich einen kleinen Bruchteil des ganzen sekundlichen Ausflußgewichtes  $G_{sec}$ , das nach Abschn. 64, 1. Teil zu berechnen ist. Ist  $\Delta G_{sec}$  dieser Bruchteil, so fließt in  $dt$  Sekunden durch den Stromfadenquerschnitt das Gewicht  $\Delta G_{sec} \cdot dt$ . Diese Menge ist identisch mit dem Stromfadenelement selbst, da

zur Zeit  $dt$  die Bogenlänge  $ds$  gehört, Abb. 121. Es ist somit

$$m = \frac{\Delta G_{sec}}{g} \cdot dt.$$

Hiermit wird nun

$$\Delta P_x = m \cdot \frac{dw_x}{dt} = \frac{\Delta G_{sec}}{g} \cdot dt \cdot \frac{dw_x}{dt}$$

oder

$$\Delta P_x = \frac{\Delta G_{sec}}{g} \cdot dw_x,$$

ebenso

$$\Delta P_y = \frac{\Delta G_{sec}}{g} \cdot dw_y.$$

Durch Addition der sämtlichen wagerechten bzw. senkrechten Komponenten eines Stromfadens erhält man die Komponenten der Gesamtreaktion dieses Fadens. Da in  $\Delta P_x$  und  $\Delta P_y$  nur  $dw_x$  und  $dw_y$  veränderlich sind, so erhält man die gesuchten Summen durch Multiplikation von  $\Delta G_{sec}/g$  mit den ganzen Änderungen der Strahlgeschwindigkeitskomponenten auf dem Wege  $AB$ . Diese sind gleich den Komponenten  $(w_a)_x$  und  $(w_a)_y$  von  $w_a$ , also ist

$$P_x = \frac{\Delta G_{sec}}{g} \cdot (w_a)_x$$

und

$$P_y = \frac{\Delta G_{sec}}{g} \cdot (w_a)_y.$$

Vorausgesetzt, daß alle Stromfäden parallel und mit gleichen Geschwindigkeiten  $w_a$  austreten, ergeben sich hieraus die Komponenten  $R_x$  und

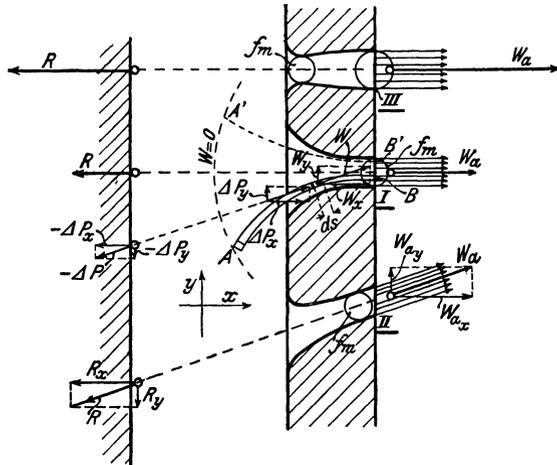


Abb. 121.

$R_y$  der ganzen Strahlreaktion, wenn man an Stelle von  $\Delta G_{sec}$  die ganze Menge  $G_{sec}$  setzt und das Vorzeichen umkehrt. Es wird dann

$$R_x = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot (w_a)_x$$

und

$$R_y = - \frac{G_{sec}}{g} \cdot (w_a)_y.$$

Die Vorzeichen sind so aufzufassen, daß die Richtungen der Komponenten der Strahlreaktion den Richtungen der Komponenten der Austrittsgeschwindigkeit entgegengesetzt sind.

Die Gesamtreaktion, deren Richtung mit der Richtung des Strahles an der Austrittsstelle zusammenfällt, ist

$$R = \sqrt{R_x^2 + R_y^2}$$

$$R = \frac{G_{sec}}{g} \cdot w_a \dots \dots \dots (1)$$

**Größtwert der Reaktion bei einfachen Mündungen** (Abb. 121, I und II). Die Austrittsgeschwindigkeit kann hier nach Abschn. 64, 1. Teil die Schallgeschwindigkeit  $w_m$  nicht übersteigen. Für Sattedampf ist daher mit den Werten von  $G_{sec}$  und  $w_m$  nach Abschn. 64

$$R_{max} = \frac{0,020 \cdot 323}{g} \cdot p_i f = 0,66 \cdot p_i f.$$

Bei  $p_i = 10 \text{ kg/cm}^2$  ergibt sich z. B. für jeden Quadratzentimeter Austrittsquerschnitt eine größte Reaktion von 6,6 kg.

Für Gase wird

$$R_{max} = \frac{2,15 \cdot 3,38}{g} \cdot p_i f = 0,74 \cdot p_i f,$$

also bei  $p_i = 10 \text{ at abs.}$

$$R_{max} = 7,4 \text{ kg}$$

für  $1 \text{ cm}^2$ .

In den Fällen, wo der Mündungsdruck größer als der äußere Druck ist, ist auch die Reaktion um den Unterschied des Mündungsdrucks und des äußeren Drucks stärker.

**Reaktion bei Düsenmündungen** (Abb. 121 III). Da hier sehr erheblich größere Austrittsgeschwindigkeiten möglich sind, so ergeben sich auch entsprechend stärkere Reaktionskräfte. Bei Ausströmung von hochgespanntem Sattedampf in ein Vakuum von rd. 0,1 at lassen sich Geschwindigkeiten bis 1200 m/sec erreichen. Dabei wird dann

$$R = \frac{G_{sec}}{g} \cdot 1200,$$

also für gleiche Querschnitte (bei der Düse auf *f<sub>min</sub>* bezogen)  $\frac{1200}{450} = 2,67$  mal

so viel, als bei der einfachen Mündung. Bei 10 at Innendruck wird z. B.  $R = 2,67 \cdot 6,6 = 17,6 \text{ kg}$  für  $1 \text{ cm}^2$ . — Der größere Teil der Reaktion entsteht bei einer solchen Düse im erweiterten äußeren Teile.

**Reaktionsarbeit.** Solange das Ausströmgefäß festgehalten wird, verrichtet der Strahl keine mechanische Arbeit. Läßt man jedoch das Gefäß mit gleichförmiger Geschwindigkeit  $u < w_a$  in der Richtung der Reaktion, dieser nachgebend, fortschreiten, so verrichtet die Reaktion, die jetzt mit  $R'$  bezeichnet werde, die sekundliche Arbeit

$$R' u = L.$$

Man erhält  $L$  wie folgt. Die Geschwindigkeit, mit welcher der Strahl am Mündungsende anlangt, ist  $w_a$ , die bei der Strahlbeschleunigung freigewordene lebendige Kraft somit  $G_{sec} w_a^2 / 2g$  für  $G_{sec}$  kg. In den freien Raum tritt der Strahl mit der absoluten Geschwindigkeit  $w_a - u$  aus; die Energie, die er

mitnimmt, ist demnach  $G_{sec} \frac{(w_a - u)^2}{2g}$ . Der Unterschied ist die auf das Gefäß übertragene Reaktionsarbeit

$$L = G_{sec} \left[ \frac{w_a^2}{2g} - \frac{(w_a - u)^2}{2g} \right]$$

oder

$$L = G_{sec} \left( \frac{w_a u}{g} - \frac{u^2}{2g} \right) \dots \dots \dots (2)$$

Die Reaktionskraft  $R' = \frac{L}{u}$  wird hiermit

$$R' = G_{sec} \left( \frac{w_a}{g} - \frac{u}{2g} \right) = G_{sec} \frac{w_a}{g} \left( 1 - \frac{u}{2w_a} \right) \dots \dots \dots (3)$$

also kleiner als die Reaktion der Ruhe  $G_{sec} \frac{w_a}{g}$ .

Die Nutzarbeit  $L$  ist abhängig von der Geschwindigkeit  $u$  des Gefäßes. Sie erreicht mit  $u = w_a$  ihren Größtwert

$$L_{max} = G_{sec} \left( \frac{w_a^2}{g} - \frac{w_a^2}{2g} \right) = G_{sec} \frac{w_a^2}{2g},$$

die gesamte Strahlenergie wird dann in Nutzarbeit verwandelt. Der Strahl hat, wenn er die Mündung verläßt, gar keine absolute Geschwindigkeit mehr.

Bei kleinerer Gefäßgeschwindigkeit wird nur der Bruchteil

$$\eta = \frac{L}{G_{sec} \frac{w_a^2}{2g}} = 2 \cdot \frac{u}{w_a} - \left( \frac{u}{w_a} \right)^2 \dots \dots \dots (4)$$

in Nutzarbeit umgesetzt. Für  $u = \frac{1}{2} w_a$  wird z. B.  $\eta = 1 - \frac{1}{4} = 0,75$ , während bei der Arbeitsgewinnung mittels Strahlableitung (Aktion) der Wirkungsgrad mit  $u = \frac{1}{2} w_a$  schon  $\eta = 1$  ist.

Bei gleichem Wirkungsgrad verlangt die Reaktionswirkung größere Gefäßgeschwindigkeiten.

2. **Reines Reaktionsrad.** Am Umfang einer mit zentraler Dampfzuführung versehenen, drehbar gelagerten Trommel seien Mündungen in einer gegen den Radius geeigneten Richtung angebracht, Abb. 122. Die Reaktionsdrücke, die in die Austrittsrichtung des Strahles fallen, suchen das Rad entgegengesetzt der Strahlrichtung zu drehen. Das größte Drehmoment ergibt, bei gleichem Abstand der Mündungsmittle von der Achse, die tangential gerichtete Mündung II, ein kleineres die dazu schräge Mündung III, gar kein Moment die radiale Mündung I.

Soll der Strahl bei den üblichen Dampfdrücken die volle Reaktion entwickeln, so müssen die Mündungen als Düsen ausgebildet sein.

Läßt man die Trommel, dem Reaktionsdruck nachgebend, mit einer beliebigen unveränderlichen Umfangsgeschwindigkeit rotieren, indem man auf die Trommelwelle eine Bremse oder einen entsprechenden Nutzwiderstand wirken läßt, so verrichtet die Reaktion Nutzarbeit.

Ist  $R$  die Reaktion im Zustande der gleichförmigen Drehung, so ist die Nutzarbeit bei der tangentialen Mündung II

$$L = R u,$$

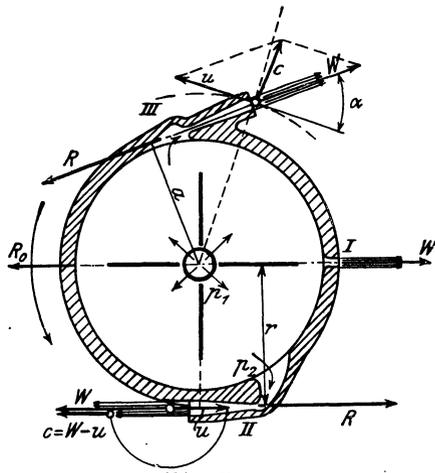


Abb. 122.

bei der schrägen Mündung III

$$L = Ru \cos \alpha.$$

Wie groß nun  $L$  im einzelnen Falle wird, hängt davon ab, mit welcher absoluten Geschwindigkeit der Dampf in den freien Raum außerhalb der Trommel ausströmt. Bei Mündung II ist  $c = w - u$ , mit  $w$  als Strahlgeschwindigkeit im Mündungsende. Für Mündung III erhält man  $c$  als Diagonale des Parallelogramms aus den Seitengeschwindigkeiten  $w$  und  $u$  des Strahles.

Bei gleichen Werten von  $u$  und  $w$  wird  $c$  um so kleiner, je kleiner  $\alpha$  ist, also am kleinsten bei der tangentialen Mündung. Diese wird unter sonst gleichen Umständen die größte Nutzarbeit liefern, die radiale Mündung gar keine Arbeit.

Nutzarbeit der tangentialen Mündung. Der Dampf strömt in der Achse des Rades zu und wird durch die Zentrifugalkraft gegen den inneren Umfang geschleudert. Dadurch wird die Dampfspannung  $p_2$  vor dem Eintritt in die Mündung höher als die ursprüngliche Dampfspannung  $p_1$ . Zur Verdichtung von  $p_1$  auf  $p_2$  steht die Arbeit zur Verfügung, die auf das Kilogramm Dampf durch die Schleuderkräfte auf dem Wege vom Mittelpunkt bis zum Umfang übertragen wird. Diese Arbeit ist nach einem bekannten Satze der Mechanik  $u^2/2g$ . Die mit diesem Werte gleiche Verdichtungsarbeit für die Druckerhöhung von  $p_1$  auf  $p_2$  wird in Abb. 123 durch die Fläche  $abfe$  dargestellt. Verrichtet wird diese Arbeit durch die Turbine selbst.

Die Strömungsgeschwindigkeit  $w$  in der Mündung wird durch das adiabatische Arbeitsgefälle Fläche  $efcde$  zwischen  $p_2$  und dem Außendruck  $p'$  bedingt. Ist  $L_0$  das Arbeitsgefälle des zufließenden Dampfes (in der Radmitte), Fläche  $abcd$ , so könnte mit dem Dampf in diesem Zustand eine Ausfließgeschwindigkeit  $w_0$  erzielt werden, die sich aus

$$L_0 = \frac{w_0^2}{2g}$$

ergibt.

Infolge der Schleuderwirkung wird die Ausfließgeschwindigkeit  $w > w_0$ . Sie berechnet sich aus

$$\frac{w^2}{2g} = L_0 + \frac{u^2}{2g} = \frac{w_0^2}{2g} + \frac{u^2}{2g}.$$

Bei gegebener Umfangsgeschwindigkeit  $u$ , Dampfspannung  $p_1$  und Außen- spannung  $p'$  kann somit  $w$  berechnet werden aus

$$w = \sqrt{w_0^2 + u^2} = \sqrt{2gL_0 + u^2}.$$

Die absolute Austrittsgeschwindigkeit ist nun  $w - u$ , die ihr entsprechende lebendige Kraft von 1 kg Strahlmasse  $\frac{(w - u)^2}{2g}$ . Dies ist der Arbeitsverlust. Die Nutzarbeit ist daher

$$L = \frac{w_0^2}{2g} - \frac{(w - u)^2}{2g}.$$

Mit dem Werte von  $w$  wird

$$\begin{aligned} L &= \frac{w_0^2}{2g} - \frac{(\sqrt{w_0^2 + u^2} - u)^2}{2g} \\ &= \frac{u}{g} \cdot (\sqrt{w_0^2 + u^2} - u), \end{aligned}$$

oder auch

$$L = \frac{u}{g} \cdot (w - u).$$

Der Wirkungsgrad des Rades wird

$$\eta = \frac{L}{L_0} = 1 - \left[ \sqrt{1 + \left(\frac{u}{w_0}\right)^2} - \frac{u}{w_0} \right]^2 \dots \dots \dots (5)$$

Hieraus folgt umgekehrt

$$u = \frac{1}{2} \frac{\eta}{\sqrt{1-\eta}} \dots \dots \dots (6)$$

Beispiel. Ein reines Reaktionsrad soll mit gesättigtem Dampf von 10 at abs. bei 0,1 at Kondensatordruck betrieben werden. Wie groß muß seine Umfangsgeschwindigkeit sein bei einem Wirkungsgrad  $\eta = 0,3$  bzw.  $\eta = 0,7$ ? Wieviel minutliche Umdrehungen macht es bei 1 m Raddurchmesser?

Nach der JS-Tafel ist das Wärmegefälle von 10 auf 0,1 at gleich 166 kcal. Man hat also nach Abschn. 30

$$w_0 = 91,53 \sqrt{166} = 1180 \text{ m/sec.}$$

Ferner wird nach Gl. 6 für

$$\eta = 0,3 \qquad 0,7,$$

$$\frac{u}{w_0} = 0,179 \qquad 0,639,$$

also

$$u = \frac{212}{755} \text{ m/sec,}$$

somit

$$n = \frac{60 u}{\pi \cdot 1} \approx 4000 \qquad 14400 \text{ minutl. Umdr.}$$

Das Verdichtungsgefälle  $u^2/2g$  in kcal. wird

$$\frac{A u^2}{2g} = 5,4 \qquad 68,$$

daher der Verdichtungsdruck am Düseneingang

$$p_2 \approx 11,4 \qquad \text{ca. 40 at,}$$

und die Dampftemperatur

$$t_2 \approx 190^\circ \qquad \text{ca. 330}^\circ.$$

Die obige allgemeine Entwicklung gilt auch für Gase.

**Vergleich zwischen dem reinen Reaktionsrad und dem Aktionsrad mit 15° Leitradwinkel** nach Abb. 134. In Abb. 124 sind die Wirkungsgrade beider Räder als Ordinaten zu den Verhältnissen  $u/w_0$  von Umfangs- und Gefällsgeschwindigkeit als Abszissen aufgetragen.

Das Reaktionsrad erreicht einen nahe bei 1 liegenden Wirkungsgrad erst bei einer Umfangsgeschwindigkeit, die ein Mehrfaches der Gefällsgeschwindigkeit ist, den Wert 1 erst bei  $u/w_0 = \infty$ .

Das Aktionsrad besitzt bei  $u = 0,5 w_0$  seinen größten Wirkungsgrad  $\eta = 0,932$ . Sollte das Reaktionsrad den gleichen Wert erreichen, so müßte es mit der  $1,77/0,5 = 3,54$  fachen Umfangsgeschwindigkeit des Aktionsrades laufen, also bei  $w_0 = 900 \text{ m/sec}$  mit  $0,5 \cdot 900 \cdot 3,54 = 1590 \text{ m/sec}$ , einem praktisch unmöglichen Werte.

Bei  $\eta = 0,70$  ermäßigt sich das Verhältnis der Umfangsgeschwindigkeiten auf das  $0,65/0,25 = 2,6$  fache; für das Aktionsrad wäre

$$u = 0,25 \cdot 900 = 225 \text{ m/sec,}$$

für das Reaktionsrad

$$u = 0,65 \cdot 900 = 585 \text{ m/sec.}$$

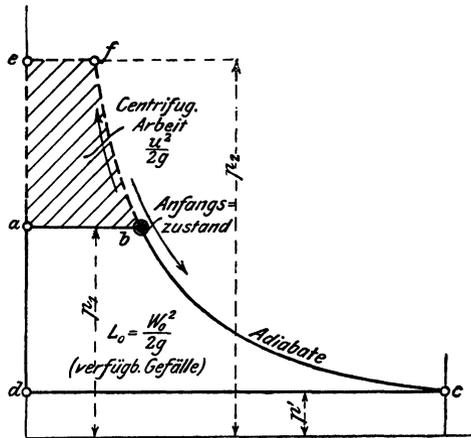


Abb. 123.

Ein Aktionsrad, das mit 0,73 facher Dampfgeschwindigkeit umläuft, also schneller als normal, würde nach Abb. 124 keinen größeren Wirkungsgrad als ein gleich schnell umlaufendes Reaktionsrad besitzen, Punkt P.

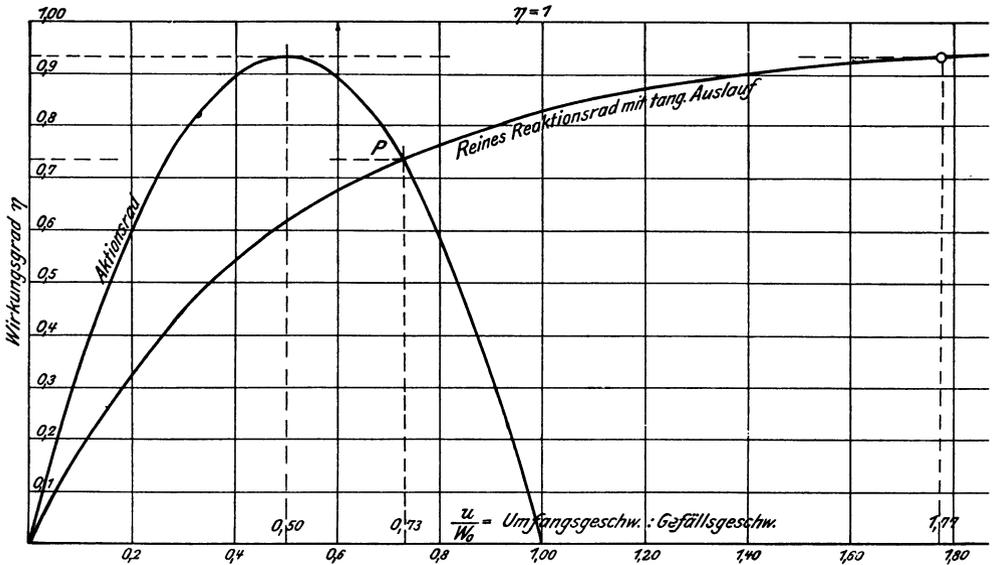


Abb. 124.

Die Strömungsverluste dürften beim Reaktionsrad geringer sein. Durch Unterteilung des Gefälles in eine größere Anzahl von Stufen wäre auch hier eine Verringerung der Umdrehungszahl möglich.

Das reine Reaktionsrad hat bisher keine praktische Verwendung gefunden.

## 58. Gleichzeitiges Auftreten von Aktions- und Reaktionskräften.

Ist wie in Abb. 125 (unten) an eine Gefäßmündung mit gerader Mittellinie ein Krümmer mit gleichem Querschnitt angeschlossen, so wird in dem geraden Kanalteil der Strahl beschleunigt. Dort entsteht die Reaktionskraft  $R_r = \frac{G_{sec}}{g} \cdot w_a$ ; im gekrümmten Teile wird der Strahl nur abgelenkt; dort entsteht die nach Abschn. 56 berechenbare Aktionskraft  $R_A$ . Beide Kräfte lassen sich zu einer Resultanten  $R$  zusammensetzen, die nach Größe und Richtung die vereinigte Wirkung von Reaktion und Aktion darstellt.

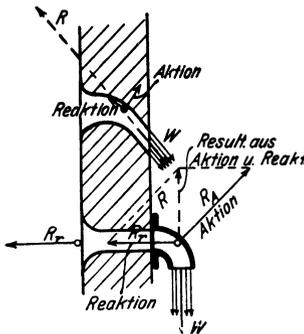


Abb. 125.

Ähnlich liegen die Verhältnisse in einem gekrümmten Kanal, Abb. 125 oben. Jedes Strahlteilchen ergibt gemäß der Bahnkrümmung Aktionsdrücke und entsprechend der augenblicklichen, von den Querschnittsverhältnissen abhängigen Bahnbeschleunigung Reaktionsdrücke. Die Einzelkräfte  $R_r$  und  $R_A$  lassen sich aber in diesem Falle nicht ohne weiteres angeben.

Der resultierende Druck kann in jedem Falle einfach berechnet werden, sobald die Eintritts- und Austrittsgeschwindigkeiten nach Größe und Richtung bekannt sind.

Da nämlich nicht nur die Reaktionskräfte Beschleunigungskräfte sind, sondern auch die Aktionskräfte durch die Seitenbeschleunigungen der ihre Richtung ändernden Bahngeschwindigkeit entstehen, so können beide Kräfte in einem einzigen rechnerischen Ansatz berücksichtigt werden. Die Komponenten des Gesamtdrucks eines Massenpunktes sind den totalen Änderungen  $dw_x$  und  $dw_y$  seiner Geschwindigkeit proportional, gleichgültig ob diese Änderungen durch Ablenkung oder durch Bahnbeschleunigung oder durch beide Ursachen entstehen.

Führt man die gleiche Rechnung, wie in Abschn. 56 für den gekrümmten freien Strahl, für einen in einem gekrümmten ruhenden Kanal von veränderlichem Querschnitt, Abb. 126, fortschreitenden Strahl aus, dessen Geschwindigkeit beim Durchgang von  $w_1$  auf  $w_2$  wächst, so ergibt sich folgendes:

Zerlegt man  $w_1$  in Komponenten  $w_{1x}$  und  $w_{1y}$ , ebenso  $w_2$  in  $w_{2x}$  und  $w_{2y}$ , so erkennt man, daß in der Richtung  $-x$  die Geschwindigkeit um  $w_{1x} + w_{2x}$  zunimmt.

Dieser Beschleunigung entspricht eine in der Richtung  $-x$  auf den Strahl wirkende Druckkomponente im Betrage

$$R_x = \frac{G_{sec}}{g} (w_{1x} + w_{2x}) \dots \dots \dots (1)$$

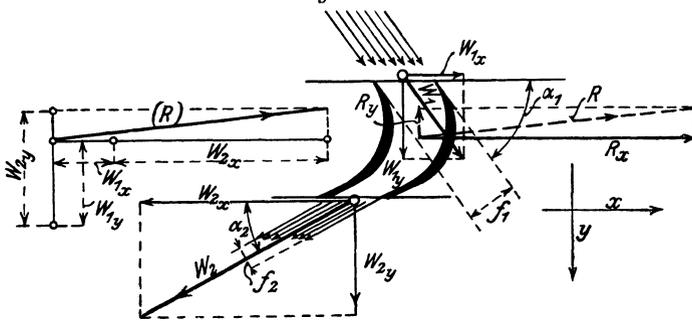


Abb. 126.

Die auf die Schaufelung wirkende Gegenkraft dieser Kraft ist die wagerechte Komponente  $R_x$  des gesamten Strahldrucks.

In der Richtung  $+y$  nimmt die Geschwindigkeit um  $w_{2y} - w_{1y}$  zu. Dieser Beschleunigung entspricht eine auf den Strahl nach unten wirkende Beschleunigungskraft  $\frac{G_{sec}}{g} (w_{2y} - w_{1y})$ . Die Gegenkraft dieser Kraft ist die auf die Kanalwände wirkende nach oben gerichtete Schaufeldruckkomponente  $R_y$ . Wäre  $w_{1y} > w_{2y}$ , so würde  $R_y$  nach unten gerichtet sein.

Der gesamte Strahldruck ist nach Größe und Richtung die Resultante aus  $R_x$  und  $R_y$ .

Für das Drehmoment der Schaufeldrücke um einen beliebigen Punkt gilt nach Abschn. 56, Gl. 9.

$$M = - \frac{G_{sec}}{g} (w_2 a_2 - w_1 a_1)$$

mit  $a_1$  und  $a_2$  als senkrechten Abständen der Ein- und Austrittstangenten vom Drehpunkt. In Punkten der Resultante ist  $M = 0$ , also  $w_2 a_2 = w_1 a_1$ . Man findet somit Lage und Richtung der Resultante von  $P_x$  und  $P_y$ , indem man  $w_1$  und  $-w_2$  wie Kräfte behandelt. Abb. 127 läßt dies erkennen. Hiernach kann auch in Abb. 126 die genaue Lage von  $R$  eingetragen werden, die in dieser Figur nur schätzungsweise angenommen ist.

Wendet man dieses Ergebnis auf die Mündung mit Krümmern, Abb. 125, an, so folgt, daß die Resultante der Aktionskraft  $R_A$  und der Reaktionskraft  $R_r$ , die beide auch einzeln bestimmt werden können, vertikale Richtung nach oben hat. Denn die wagerechte Strahlgeschwindigkeit ist sowohl innen im Gefäß, als auch an der Ausmündung gleich Null. Der Strahl erleidet in wage-

rechter Richtung keine Geschwindigkeitsänderung; nur die senkrechte Komponente wächst von 0 auf  $w_a$  an und der entsprechende Strahldruck, der senkrechte Richtung besitzt, ist gleich  $\frac{G_{sec}}{g} w_a$ .

Im einzelnen ist

$$R_A = \frac{G_{sec}}{g} w_a \sqrt{2}$$

(nach Abschn. 57) unter  $45^\circ$  nach oben am Krümmer wirkend,

$$R_r = \frac{G_{sec}}{g} w_a \text{ am Gefäß}$$

somit

$$R_A = R_r \sqrt{2}, R = R_r.$$

Das Dreieck aus  $R_A$ ,  $R_r$  und  $R$  ist also rechtwinklig, wie es sein muß.

Der gesamte Strahldruck läßt sich überhaupt, wenn  $w_1 = 0$  ist, berechnen als ob er nur von der Reaktion herrührte, seine Richtung fällt in die Austrittsrichtung des Strahles und ist der Bewegungsrichtung entgegengesetzt.

Ist  $w_1 > 0$ , so läßt Abb. 126 (Nebenfigur) erkennen, wie die Richtung des resultierenden Schaufeldruckes zu bestimmen ist. Sie ist nicht mehr der Austrittsrichtung parallel. Das Ergebnis ist das gleiche wie nach Abb. 127.

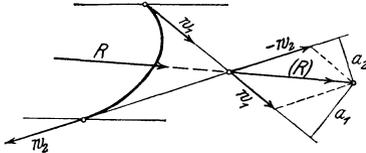


Abb. 127.

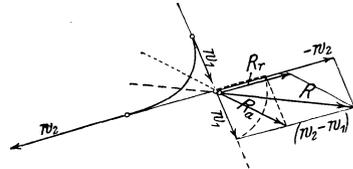


Abb. 128.

Die Trennung der Aktions- und Reaktionskräfte läßt sich beim gekrümmten Kanal durchführen, wie Abb. 128 zeigt.  $R_A$  wird gefunden als Diagonale im Rhombus mit  $w_1$  als Seiten.  $R_r$  ist mit  $w_2 - w_1$  verhältnismäßig und fällt in die Richtung von  $w_2$ .  $R$  ist die Resultante aus beiden, aber auch die Diagonale im Parallelogramm aus  $w_1$  und  $-w_2$ , wie nötig.

## 59. Die Wirkung des Dampfes in den Dampfturbinen.

Denkt man sich am Umfang einer kreisförmigen, auf einer Welle befestigten Scheibe viele Schaufeln nach Abb. 126 oder 134 hintereinander in einem schmalen kreisringförmigen Raum angeordnet, Abb. 129, so erhält man das Laufrad einer axialen, einfachen oder einstufigen Dampfturbine. Das Rad erhält seinen Betriebsdampf aus einer unmittelbar über bzw. vor ihm angebrachten feststehenden Reihe von Mündungen (Düsen oder Kanälen), deren Gesamtheit als Leitvorrichtung bzw. Leitrad bezeichnet wird. Diese Kanäle führen dem Laufrad den Dampf in solcher Richtung  $\alpha_1$  zu, daß er, wenn sich dessen Umfang mit der Geschwindigkeit  $u$  bewegt, in der Richtung  $\beta_1$  des Eintrittswinkels der Laufschaufeln in dieses eintritt.

Der Zweck der Dampfturbine ist, den im Dampf verfügbaren Arbeitswert in mechanische Nutzarbeit umzusetzen. Dies wird dadurch erreicht, daß man den Dampf vermöge seines Überdruckes in strömende Bewegung versetzt und ihn in diesem Zustand Strömungsdrucke nach Abschn. 56 oder 57, 58 auf die Laufradschaufeln ausüben läßt. Ist  $P^1$  die in die Drehrichtung des Rades fallende

<sup>1)</sup> In Abb. 118 mit  $P_x$ , in Abb. 126 mit  $R_x$  bezeichnet.

Komponente der Schaufeldrücke, so ist bei einer mittleren Umfangsgeschwindigkeit  $u$  des Schaufelkranzes die sekundlich an diesen abgegebene Nutzbarkeit

$$L_i = P \cdot u \text{ mkg/sec} = P \cdot u / 75 \text{ PS.}$$

Je nach der Größe der angenommenen Schaufelwinkel  $\alpha_1, \beta_1$  und  $\beta_2$  und der entsprechenden Zellenquerschnitte  $f_0, f_1$  und  $f_2$  kann nun die Strömung so verlaufen, daß im Austrittsquerschnitt  $f_0$  der Leitkanäle und im Laufrad der äußere Gegendruck (Luftdruck bei Auspuffbetrieb, Kondensator- oder Kondensationsdruck bei Kondensationsbetrieb) herrscht, oder aber ein höherer Druck als dieser (Spaltüberdruck). Im ersteren Falle ist die Geschwindigkeit  $c_1$ , mit welcher der Dampf aus dem Leitkanal austritt, gleich der vollen Ausströmgeschwindigkeit, wie sie nach Abschn. 30 dem ganzen Druckgefälle zwischen dem anfänglichen Dampfdruck  $p$  und dem Gegendruck  $p'$  entspricht, und die Leitvorrichtung muß nach Art der Lavaldüsen ausgeführt sein. Im zweiten Falle ist  $c_1$  kleiner als dieser Wert und durch das Druckgefälle zwischen  $p$  und dem Spalt- oder Spaltüberdruck bestimmt. Ist dieses größer als das kritische Gefälle nach Abschn. 64, 1. Teil, so muß die Leitvorrichtung gleichfalls als Lavaldüse ausgeführt sein, falls nicht der Schrägabschnitt des Leitkanals eine hinreichende Dampfdehnung ermöglicht. Turbinen der ersteren Art heißen Druckturbinen oder Aktionsturbinen, solche der letzteren Art Überdruckturbinen oder Reaktionsturbinen.

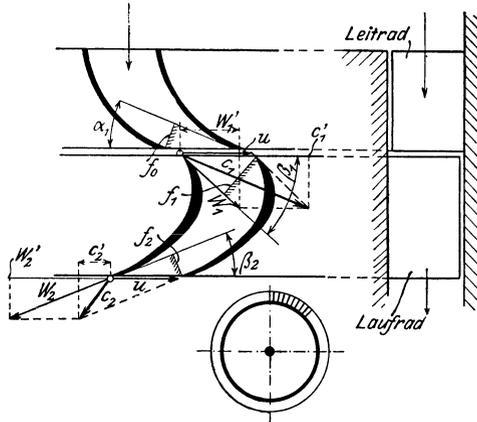


Abb. 129.

Im zweiten Falle ist  $c_1$  kleiner als dieser Wert und durch das Druckgefälle zwischen  $p$  und dem Spalt- oder Spaltüberdruck bestimmt. Ist dieses größer als das kritische Gefälle nach Abschn. 64, 1. Teil, so muß die Leitvorrichtung gleichfalls als Lavaldüse ausgeführt sein, falls nicht der Schrägabschnitt des Leitkanals eine hinreichende Dampfdehnung ermöglicht. Turbinen der ersteren Art heißen Druckturbinen oder Aktionsturbinen, solche der letzteren Art Überdruckturbinen oder Reaktionsturbinen.

**Druckturbinen.** Der Arbeitswert von 1 kg des dem Laufrad zuströmenden Dampfes ist gleich seiner Strömungsenergie  $c_1^2 / 2g$ , die nach Abschn. 64, 1. Teil gleich der Fläche  $L_0$  des adiabatischen Druckvolumen-Diagrammes ist, Abb. 130. Der Dampf besitzt also schon beim Eintritt in das Laufrad die gesamte, seinem Arbeitswert zwischen dem Anfangs- und Gegendruck entsprechende Strömungsenergie, und es handelt sich im Laufrad, da dort sein Druck nicht weiter sinken kann, nur noch darum, ihm davon einen möglichst großen Teil als Umfangersarbeit zu entziehen, so daß das Verhältnis

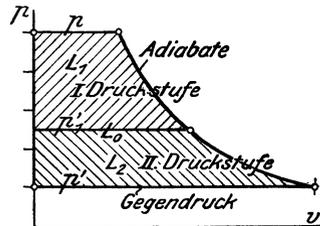


Abb. 130.

$$P \cdot u / L_0 = \eta_u$$

sich möglichst dem Wert 1 nähert. Dies wird dadurch erreicht, daß man die absolute Geschwindigkeit  $c_2$ , mit welcher der Dampf das Laufrad verläßt, durch geeignete Wahl der Laufradwinkel und der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  möglichst klein macht. Die ersten Ausführungsformen dieser einstufigen Druckturbinen waren die Turbinen des schwedischen Ingenieurs de Laval.

**Geschwindigkeits- und Druckstufen.** Bei den üblichen Dampfdrücken von 10 bis 12 at ist die Ausströmgeschwindigkeit  $c_1$  bei atmosphärischem Gegendruck etwa 880 m/sec, bei Kondensationsbetrieb 1200 m/sec. Demensprechend müßte das Laufrad, wenn der strömende Dampf möglichst viel von seiner Strömungsenergie an dieses abgeben soll, wie weiter unten gezeigt (Abschn. 60), Umfangsgeschwindigkeiten von ungefähr der Hälfte des Wertes von  $c_1$  besitzen, also  $u = 440$  bis 600 m/sec. Das Laufrad müßte z. B. bei 1 m Durchmesser eine minutliche Umdrehungszahl bis  $n = 60 \cdot 600 / \pi = 11\,500$  besitzen, bei kleinerem Durchmesser entsprechend mehr. Abgesehen davon, daß so hohe Umfangsgeschwindigkeiten wegen der zu hohen Inanspruchnahme durch die gewaltigen Zentrifugalkräfte unausführbar sind, sind auch Drehzahlen von 10000 und mehr in der Minute für die allermeisten praktischen Zwecke, z. B. zum elektrischen oder mechanischen Antrieb, unverwendbar. Man muß also aus praktischen Gründen beim einstufigen Rad erheblich kleinere Werte von  $u$  und  $n$  zulassen, wodurch sich die aus 1 kg Dampf gewinnbare Arbeit entsprechend vermindert bzw. der Dampfverbrauch der Turbine für eine verlangte Nutzleistung erhöht. Um nun trotz bedeutender Herabsetzung der Umfangsgeschwindigkeit (etwa 300 bis 100 m/sec und weniger) noch eine gute Ausnützung des Dampfes zu erzielen, hat man zwei Mittel gefunden, die grundsätzlich voneinander verschieden sind. Das eine besteht in der Anwendung von sogenannten Geschwindigkeitsstufen, das andere in der Anwendung von Druckstufen. Auch können beide Mittel zusammen angewendet werden. Äußerlich sind beide Ausführungen dadurch gekennzeichnet, daß statt eines einzigen Leit- und Laufrads mehrere oder viele solche Paare oder „Stufen“ hintereinander so angeordnet sind, daß jede folgende Stufe den Abdampf der vorangehenden aufnimmt und weiter verarbeitet.

Bei der Geschwindigkeitsstufung tritt der Dampf, wie in der einstufigen Lavalturbine, mit voller Gefällegeschwindigkeit  $c_1$  in das erste Laufrad, das jedoch erheblich langsamer läuft und dessen Schaufeln daher größere Ein- und Austrittswinkel besitzen müssen, als das einstufige Rad. Die Austrittsgeschwindigkeit  $c_2'$  aus dem Laufrad wird dementsprechend auch höher. Mit dieser Geschwindigkeit strömt nun der Abdampf dieses Laufrades, ohne seinen Druck zu ändern, in das zweite Leitrad, von dem er umgelenkt und dem zweiten Laufrad in der richtigen, der gemeinsamen Umfangsgeschwindigkeit  $u$  entsprechenden Richtung zugeführt wird. Dieses verläßt er dann mit der bedeutend verminderten Austrittsgeschwindigkeit  $c_2$ . Der gleiche Vorgang kann nötigenfalls nochmals wiederholt werden, jedoch hört der Nutzen wegen der Reibungsverluste des

Dampfes schon bei drei Stufen auf. Meist werden nur zwei Stufen ausgeführt (Curtis-Räder).

In dem mehrkränzigen Rad mit Druckstufung zeigt der Dampf ein davon ganz verschiedenes Verhalten. Er tritt aus dem ersten Leitrad mit einer Geschwindigkeit  $c_1'$  aus, die nur einem Teil des gesamten Druckgefälles entspricht, so daß der Dampfdruck  $p_1'$  an dieser Stelle und im ganzen ersten Laufrad erheblich höher als der Gegendruck  $p'$  ist. Von dem Druckvolumendiagramm Abb. 130 wird bis dahin nur die Teilfläche  $L_1$  in Strömungsenergie umgesetzt gemäß

$$\frac{c_1'^2}{2g} = L_1.$$

Um von diesem Betrag einen möglichst großen Teil in Nutzarbeit umzusetzen, muß die Schaufelung wie bei einer einstufigen Lavalturbine, also mit kleinen Winkeln  $\beta_1$  und  $\beta_2$  ausgeführt werden. Da jedoch  $c_1' < c_1$  ist, so wird auch die erforderliche Umfangsgeschwindigkeit im gleichen Verhältnis kleiner, also nur

$$u' = u \cdot \frac{c_1'}{c_1}.$$

Der Abdampf der ersten Stufe, der mit geringer Geschwindigkeit austritt, muß nun in der zweiten Stufe weiter verwendet werden. Er könnte zu diesem Zweck zunächst in einen Zwischenbehälter geleitet werden (wie bei den Verbund-Dampfmaschinen); meist tritt er jedoch unmittelbar in das zweite Leitrad über. Sind nur zwei Stufen angeordnet, so herrscht hinter dem zweiten Leitrad und im zweiten Laufrad der Gegendruck  $p'$  und im zweiten Leitrad wird die Diagrammfläche  $L_2$  Abb. 130 zwischen  $p_1'$  und  $p'$  in Geschwindigkeit umgesetzt gemäß

$$\frac{c_1''^2}{2g} = L_2.$$

Ist  $L_1 = L_2$ , so ist auch  $c_1'' = c_1'$  und da die Umfangsgeschwindigkeit  $u'$  gemeinsam ist, so wird das zweite Laufrad die gleichen Schaufelwinkel wie das erste erhalten.

Anstatt zwei Druckstufen können auch drei oder mehr Druckstufen angewendet werden. Die obere Grenze der Stufenzahl liegt hier bedeutend höher als bei der Geschwindigkeitsstufung. Je größer die Druckstufenzahl ist, mit um so kleinerer Umfangsgeschwindigkeit läuft die Turbine.

Das Dampfdiagramm erscheint dann in eine der Stufenzahl gleiche Zahl von wagerecht begrenzten, gleich oder ungleich großen Streifen aufgeteilt, Abb. 131. Vor den

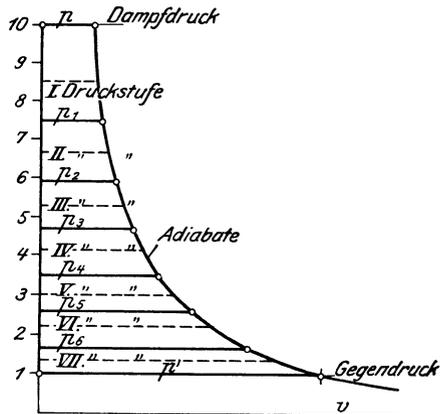


Abb. 131.

einzelnen Leiträdern herrschen die der oberen Begrenzung der einzelnen Flächen entsprechenden Dampfdrücke  $p_1, p_2, p_3 \dots p_6$ .

**Überdruckturbinen.** Diese Gruppe von Turbinen kennzeichnet sich dadurch, daß sich der Dampf auch in den Laufradzellen weiter ausdehnt und somit seinen Druck und seine relative Strömungsgeschwindigkeit vom Eintritt bis zum Austritt aus dem Laufrad ändert, Abb. 126, 129. In der einstufigen Überdruckturbinen, bei der auf der Austrittsseite des Laufrades der äußere Gegendruck herrscht, nimmt der Dampfdruck bis zum Austrittsquerschnitt  $f_0$  des Leitrades von  $p_0$  auf  $p_1$ , Abb. 132, im Laufrad zwischen den Querschnitten  $f_1$  und  $f_2$  von  $p_1$  bis auf den Gegendruck  $p_2$  ab. Im Leitrad wird somit die Fläche  $L_1$ , im Laufrad die Fläche  $L_2$  in Geschwindigkeit umgesetzt gemäß

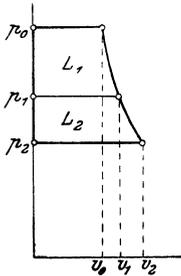


Abb. 132.

$$L_1 = \frac{c_1^2}{2g}$$

$$L_2 = \frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g}$$

und

$$L_1 + L_2 = L_0.$$

Die nutzbaren Schaufeldrücke im Laufrad entstehen hier, wie bei der Schaufelung nach Abb. 126, durch die vereinigte Wirkung der Aktion und Reaktion des Dampfes (Abschn. 58). Das Verhältnis  $L_2 : L_0$

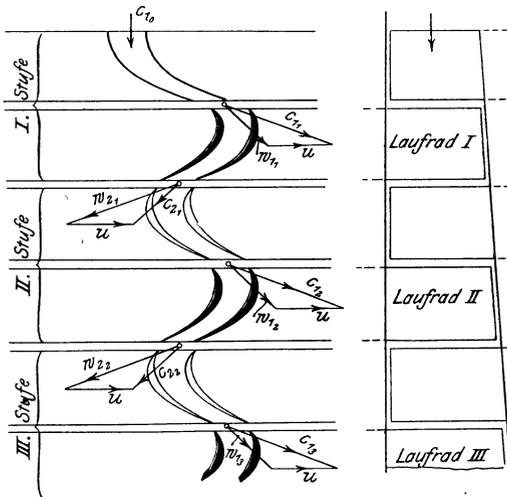


Abb. 133.

wird als „Reaktionsgrad“ bezeichnet. Häufig wird halbe Reaktion,  $L_2 = \frac{1}{2} L_0$ , also  $L_1 = L_2$ , angewendet. Die nähere Untersuchung am Einzelfall zeigt, daß die einstufige Überdruckturbinen nicht nur, wie die einstufige Druckturbinen, wegen der zu hohen Umfangsgeschwindigkeit, sondern auch wegen des zu hohen Auslaßverlustes für die üblichen hohen Dampfdrücke, insbesondere bei Kondensationsbetrieb sehr

unvorteilhaft ist. Noch mehr als bei der Druckturbinen ist es daher nötig, Druckstufen anzuordnen, so daß in jeder Stufe nur ein Teil des gesamten Druckgefälles umgesetzt wird. Schon die ersten Überdruckturbinen nach Parsons sind daher mit einer großen Zahl von Leit- und Laufrädern, die ohne Zwischenbehälter unmittelbar aufeinander folgen,

ausgestattet gewesen, um mäßige Umfangsgeschwindigkeiten und Drehzahlen zu erhalten, wie sie insbesondere für den unmittelbaren Antrieb der Schiffsschrauben nötig sind. Die Aufteilung des Gefälles wird gleichfalls durch Abb. 131 dargestellt. Die gestrichelten Wagrechten trennen in jeder Druckstufe den Anteil des Leit- und Laufrades und geben die Höhe der Spaltdrücke in den einzelnen Stufen an. — Abb. 133 zeigt die Anordnung der aufeinanderfolgenden Leit- und Laufräder bei einer vielstufigen Überdruckturbine.

### 60. Arbeit und Wirkungsgrad der einstufigen reibungsfreien Aktions- oder Druck-Turbine (Laval-Turbine).

Der aus einer einfachen Mündung oder bei höheren Druckgefällen aus einer Lavaldüse mit der absoluten Geschwindigkeit  $c_1$  austretende Strahl fließt unter dem Winkel  $\alpha_0$  gegen die mit der Geschwindigkeit  $u$  umlaufende (annähernd geradlinig fortschreitende) Schaufelreihe, von der in Abb. 134 nur eine Schaufel gezeichnet ist.

Die Druckwirkung des über die Schaufel laufenden Strahles kann ebenso berechnet werden wie bei der ruhenden Schaufel. Wird mit  $w$  die unveränderliche Relativgeschwindigkeit (Fließgeschwindigkeit) des Strahles auf der Schaufel bezeichnet, so ist nach Abschn. 56, Gl. 7 u. 8

$$P_x = \frac{G_{sec}}{g} w (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2)$$

$$P_y = \frac{G_{sec}}{g} w (\sin \alpha_1 + \sin \alpha_2).$$

Die sekundliche Arbeit (Effekt) des Strahldruckes, hier gleich der seiner Komponente  $P_x$ , ist

$$L = P_x u,$$

also

$$L = \frac{G_{sec}}{g} w u (\cos \alpha_1 + \cos \alpha_2).$$

Damit der Strahl ohne Anprall (Stoß) in die Schaufelung einläuft, muß hier die Schaufelgeschwindigkeit einen ganz bestimmten, durch  $c_1$  und die Winkel  $\alpha_0$  und  $\alpha_1$  bedingten Wert besitzen. Sie muß gleich der Umfangskomponente  $u$  der nach den Richtungen von  $u$  und  $w$  zerlegten Zuflußgeschwindigkeit  $c_1$  sein. Würde nämlich die Schaufelgeschwindigkeit  $u' < u$ , so müßte der Strahl mit  $u - u'$  gegen die weglaufende Schaufel stoßen. Wäre sie  $u' > u$ , so bliebe der Strahl in der Umlaufrichtung zurück und müßte von den nachfolgenden Schaufeln mit  $u' - u$  getrieben werden; es muß also, da beide Möglichkeiten die Wirkung des Strahles beeinträchtigen,  $u' = u$  gewählt werden. Der Strahl läuft dann störungsfrei mit  $w$  in der Richtung  $\alpha_1$  auf die Schaufel. Kurz ausgedrückt muß  $c_1$  die Diagonale in dem Parallelogramm aus  $u$  und  $w$  sein (Eintrittsparallelogramm).

Setzt man zur Vereinfachung  $\alpha_1 = \alpha_2$ , so wird

$$L = 2 \frac{G_{sec}}{g} w u \cos \alpha_1.$$

Bei Turbinen soll dieser Wert möglichst groß werden. Es handelt sich also darum, die Verhältnisse so zu wählen, daß

$$w u \cos \alpha_1$$

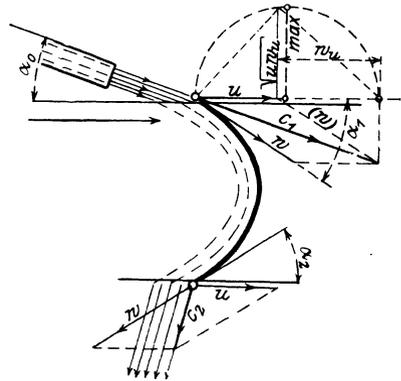


Abb. 134.

einen größten Wert erreicht. Bezeichnet man vorübergehend die Projektion von  $w$  auf die Umlaufrichtung, also den Wert  $w \cos \alpha_1$  mit  $w_u$ , so soll

$$w u \cos \alpha_1 = u w_u$$

ein Maximum sein.

Bei gegebener Zuflußrichtung  $\alpha_0$  und Zuflußgeschwindigkeit  $c_1$  hat nun die Summe  $u + w_u$  den festen Wert  $c_1 \cos \alpha_0$ , vgl. Abb. 134. Die Einzelwerte von  $u$  und  $w_u$  sind aber innerhalb dieser Summe je nach dem Schaufelwinkel verschieden. Ihr Produkt wird am größten, wenn

$$u = w_u = \frac{1}{2} c_1 \cos \alpha_0$$

ist.

Nach dem Satz der Geometrie, daß im rechtwinkligen Dreieck das Quadrat der Höhe gleich dem Produkt aus den Abschnitten der Hypotenuse ist, ergibt sich dies aus Abb. 134 unmittelbar.

Die Arbeit wird für diesen Fall

$$L = \frac{c_1^2}{2g} \cos^2 \alpha_0 .$$

Sie erreicht ihren Größtwert bei  $\cos^2 \alpha_0 = 1$  mit  $\alpha_0 = 0$

$$L_{max} = \frac{c_1^2}{2g} ,$$

d. h. die ganze lebendige Kraft des Strahles wird in Schaufelarbeit umgesetzt. Praktisch ist dieser Fall nicht möglich. Es bleibt nur übrig,  $\alpha_0$  möglichst klein zu machen. Gleichzeitig wird dann, wegen  $\cos \alpha_0 \cong 1$

$$u \cong \frac{1}{2} c_1 ,$$

d. h. die Umfangsgeschwindigkeit gleich der halben Strahlgeschwindigkeit. Ferner wird angenähert

$$\alpha_1 = 2 \alpha_0 .$$

Allgemein ist, wenn  $u$  von  $\frac{1}{2} c_1$  und  $\alpha_0$  von  $90^\circ$  abweicht,

$$L = 2 \frac{G_{sec}}{g} u w \cos \alpha ,$$

wofür sich wegen

$$u + w \cos \alpha = c_1 \cos \alpha_0$$

schreiben läßt

$$L = 2 \frac{G_{sec}}{g} u (c_1 \cos \alpha_0 - u) .$$

Der Wirkungsgrad wird nun mit  $L_{max} = \frac{c_1^2}{2g}$

$$\eta = \frac{L}{L_{max}} = \frac{4u}{c_1^2} (c_1 \cos \alpha_0 - u)$$

oder

$$\eta = 4 \frac{u}{c_1} \left( \cos \alpha_0 - \frac{u}{c_1} \right) ,$$

also im wesentlichen nur abhängig von dem Verhältnis der Umlaufgeschwindigkeit zur Dampfgeschwindigkeit.

Dieser Wert erreicht bei  $\frac{u}{c_1} = \frac{1}{2} \cos \alpha_0$  sein Maximum

$$\eta_{max} = \cos^2 \alpha_0 .$$

Für jedes Verhältnis  $\frac{u}{c_1} < \frac{1}{2} \cos \alpha_0$  wird  $\eta$  kleiner.

Die absolute Ausflußgeschwindigkeit  $c_2$  ergibt sich, da auch

$$L = G_{sec} \left( \frac{c_1^2}{2g} - \frac{c_2^2}{2g} \right)$$

ist, aus

$$\eta = \frac{L}{L_{max}} = \frac{c_1^2 - c_2^2}{c_1^2} = 1 - \frac{c_2^2}{c_1^2}$$

zu

$$c_2 = c_1 \cdot \sqrt{1 - \eta}.$$

Bei einstufigen Druckturbinen (nach de Laval) muß der Dampfstrahl beim Eintritt in das Laufrad die dem ganzen Druckgefälle entsprechende Geschwindigkeit besitzen. Bei Kondensationsbetrieb mit einem Vakuum von 0,1 at abs. ist also nach Abschn. 30 für einen Dampfdruck von 10 at abs.  $c_1 = 1170$  m/sec. Bei Auspuffbetrieb wäre  $c_1 = 880$  m/sec. Ist der Zufußwinkel  $\alpha_0 = 18^\circ$ , so wird  $u = \frac{1}{2} c_1 \cos \alpha_0 = 0,475 c_1$  und  $\eta_{max} = 0,904$ . Die Radgeschwindigkeiten müßten also bei Kondensationsbetrieb

$$0,475 \cdot 1170 = 556 \text{ m/sec,}$$

bei Auspuffbetrieb

$$0,475 \cdot 880 = 418 \text{ m/sec}$$

sein. Die letztere Geschwindigkeit ist noch anwendbar. Die Abflußgeschwindigkeit wird dann  $c_2 = 0,31 c_1$ , also 362 bzw. 273 m/sec.

### 61. Arbeit und Wirkungsgrad der einstufigen reibungsfreien Überdruckturbine; Vergleich mit der Druckturbine.

Die in die Umlaufrichtung fallende arbeitende Komponente  $R_x$  des Schaufeldrucks  $R$  (Abb. 126) ergibt sich aus der gesamten Änderung der Dampfgeschwindigkeit nach der Umlaufrichtung (im Laufrad) durch Multiplikation mit  $G_{sec}/g$ . Man kann diese Änderung als Unterschied (bzw. Summe) der Umfangskomponenten  $c_1'$  und  $c_2'$  der absoluten Austrittsgeschwindigkeiten  $c_1$  und  $c_2$  aus Leit- und Laufrad bestimmen; ebensogut aber als Differenz (Summe) der Umfangskomponenten der relativen Geschwindigkeiten  $w_1$  und  $w_2$ . Denn man erhält nach einem bekannten Satz, der sich aus dem Anblick der Parallelogramme, Abb. 126, leicht bestätigen läßt, die gleiche Umfangskomponente, ob man  $c_1$  unmittelbar auf die Umlaufrichtung projiziert ( $c_1'$ ) oder ob man ihre Komponenten  $w_1$  und  $u$  projiziert ( $w_1'$  und  $u$ ); gleiches gilt für den Laufradaustritt. Bei dem letzteren Vorgehen fallen die gleichen Werte  $u$  im Unterschied hinaus. Aus Abb. 126 läßt sich unmittelbar ablesen

$$c_1' + c_2' = w_1' + w_2' = c_1' + (w_2' - u).$$

Am raschesten kommt man zum Ziel, wenn an der Eintrittsstelle die Komponente von  $c_1$ , an der Austrittsstelle die Komponente von  $w_2$  und  $u$  benützt werden. Die erstere ist  $c_1 \cos \alpha$ , die Differenz der letzteren  $w_2 \cos \beta_2 - u$ . Die Summe dieser Werte

$$c_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \beta_2 - u$$

ist die gesamte Geschwindigkeitsänderung in der Umlaufrichtung.

Daher ist die arbeitende Komponente für 1 kg Dampf

$$R_x = \frac{1}{g} \cdot (c_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \beta_2 - u)$$

und ihre sekundliche Arbeit, die das Laufrad als Nutzarbeit aufnimmt

$$L = R_x \cdot u,$$

also

$$L = \frac{u}{g} \cdot (c_1 \cos \alpha_1 + w_2 \cos \beta_2 - u) \dots \dots \dots (1)$$

Die im Dampf verfügbare Arbeit ist

$$L_0 = L_1 + L_2 = L_1 + \frac{\varrho}{1-\varrho} L_1 = \frac{1}{1-\varrho} L_1$$

oder

$$L_0 = \frac{1}{1-\varrho} \cdot \frac{c_1^2}{2g}.$$

Hiervon wird also der Bruchteil  $\eta_a = \frac{L}{L_0}$  in Arbeit verwandelt (Wirkungsgrad).

Man erhält

$$\eta_a = 2(1-\varrho) \frac{u}{c_1} \cdot \left( \cos \alpha_1 + \frac{w_2}{c_1} \cos \beta_2 - \frac{u}{c_1} \right) \dots \dots \dots (2)$$

Hierin kann nach Abschn. 62 angenommen werden  $u, u:c_1$ , womit auch  $c_1$  und  $L_1 = c_1^2 : 2g$ , das Leitradgefälle festliegt; ferner  $\alpha_1$ , womit sich  $w_1$  und  $\beta_1$  ergibt. Auch kann man  $\varrho$  und damit das Laufradgefälle  $L_2 = \frac{\varrho}{1-\varrho} L_1$  frei wählen. Dann sind aber  $w_2$  und  $\beta_2$  nicht mehr wählbar. Bevor sich also aus obiger Gleichung allgemeinere Schlüsse ziehen lassen, muß  $w_2$  und  $\beta_2$  in den übrigen Größen ausgedrückt werden.

Man hat

$$w_2^2 - w_1^2 = 2g L_2$$

und

$$L_2 = \frac{\varrho}{1-\varrho} L_1 = \frac{\varrho}{1-\varrho} \frac{c_1^2}{2g},$$

daher

$$w_2^2 = w_1^2 + \frac{\varrho}{1-\varrho} c_1^2.$$

Aus dem Eintrittsdreieck ergibt sich hierin  $w_1$  nach dem Kosinussatz

$$\begin{aligned} w_1^2 &= u^2 + c_1^2 - 2u c_1 \cos \alpha_1 \\ &= u^2 \left[ 1 + \left( \frac{c_1}{u} \right)^2 - 2 \frac{c_1}{u} \cos \alpha_1 \right], \end{aligned}$$

also

$$\begin{aligned} w_2^2 &= u^2 \left[ 1 + \left( \frac{c_1}{u} \right)^2 - 2 \frac{c_1}{u} \cos \alpha_1 \right] + \frac{\varrho}{1-\varrho} c_1^2 \\ &= u^2 \left[ 1 + \frac{1}{1-\varrho} \left( \frac{c_1}{u} \right)^2 - 2 \frac{c_1}{u} \cos \alpha_1 \right]. \end{aligned}$$

Mit diesem Werte wird

$$\eta_a = 2(1-\varrho) \frac{u}{c_1} \cdot \left[ \cos \alpha_1 + \sqrt{\left( \frac{u}{c_1} \right)^2 - 2 \frac{u}{c_1} \cos \alpha_1 + \frac{1}{1-\varrho} \cos \beta_2 - \frac{u}{c_1}} \right] \dots (3)$$

Auch  $\cos \beta_2$  müßte, wie früher, in den übrigen Werten bestimmt werden. Dies würde jedoch umständliche Ausdrücke ergeben. Wie aus dem Beispiel Abb. 137 ersichtlich, ist  $\beta_2$  für die gleichbreite Schaufel selbst für die weit auseinanderliegenden Reaktionsgrade 1:3 und 2:3 nicht so verschieden, daß man für  $\beta_2$  nicht einen Mittelwert, etwa den für  $\varrho = 1:2$ , einführen könnte; um so mehr als nicht  $\beta_2$  selbst, sondern das weit weniger veränderliche  $\cos \beta_2$  in Betracht kommt. Man hat nur extreme Werte von  $\varrho$  auszuschließen, dann kann  $\cos \beta_2 \cong \cos \alpha_1$  gesetzt werden. Oder man nimmt überhaupt einen willkürlichen Wert von  $\beta_2$  für die verschiedenen Werte von  $\varrho$  an und erzielt die er-

forderlichen Austrittsquerschnitte durch radiale Schaufelverlängerung am Lauf-  
radaustritt<sup>1)</sup>. Dann gilt die obige Gl. 3.

Im ersteren Falle wird dagegen

$$\eta_a = 2(1 - \varrho) \frac{u}{c_1} \left\{ 1 + \sqrt{\left(\frac{u}{c_1}\right)^2 - 2\frac{u}{c_1} \cos \alpha_1 + \frac{1}{1 - \varrho}} \right\} \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1}. \quad (4)$$

Der Übergang zum Aktionsrad ergibt sich aus der obigen Grundgleichung 2 mit  $w_2 = w_1$ ,  $\beta_2 = \beta_1$ ,  $\varrho = 0$ . Man erhält

$$\eta_a = 2 \frac{u}{c_1} \left( \cos \alpha_1 + \frac{w_1}{c_1} \cos \beta_1 - \frac{u}{c_1} \right).$$

Aus dem Eintrittsdreieck folgt

$$w_1 \cos \beta_1 = c_1 \cos \alpha_1 - u.$$

Setzt man dies ein, so wird

$$\eta_a = 4 \frac{u}{c_1} \left( \cos \alpha_1 - \frac{u}{c_1} \right)$$

wie in Abschn. 60.

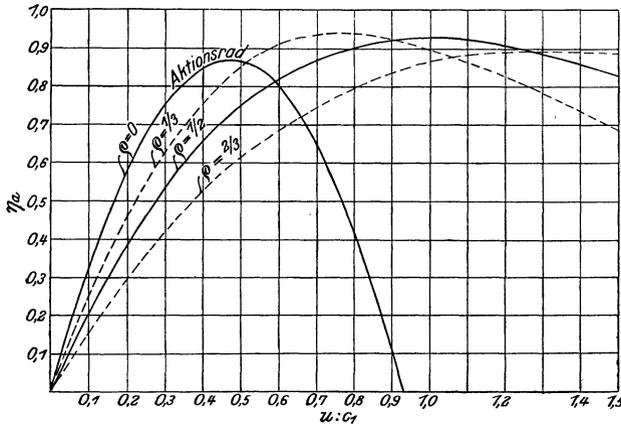


Abb. 135.

In Abb. 135 sind die Werte  $\eta_a$  nach diesen Formeln für  $\cos \alpha_1 = 0,93$ ,  $\alpha_1 = 21^\circ 30' = \beta_2$  und für die Reaktionsgrade 1:2, 1:3, 2:3 und 0 aufgetragen. Die Überdruckräder erreichen hiernach größte Wirkungsgrade bis  $\eta_a = 0,94$ , während das Aktionsrad nur bis 0,87 kommt. Bei gleich hohem Wirkungsgrad ist die Umfangsgeschwindigkeit des Überdruckrades stets ein größerer Bruchteil der Dampfgeschwindigkeit  $c_1$  als beim Aktionsrad, je nach dem Reaktionsgrad bis zum doppelten und darüber. Bei gleichem Gesamtgefälle ist aber dafür  $c_1$  beim Reaktionsrad kleiner. Bei kleineren Werten von  $u:c_1$  als 0,5, wie sie praktisch fast ausschließlich vorkommen, hat das Aktionsrad weitaus größere Wirkungsgrade. Am nächsten kommt ihm das Rad mit der schwachen Reaktion 1:3.

Sollen daher mehrstufige Überdruckturbinen bei Werten von  $u:c_1$  erheblich unter 0,5 gute Wirkungsgrade ergeben, so sind sie in viel höherem Grade als Aktionsräder darauf angewiesen, daß die Abflußgeschwindigkeit der vorhergehenden Stufe in der nächstfolgenden ausgenutzt wird.

<sup>1)</sup> Aus der Kontinuitätsbedingung im Laufrad folgt  $\frac{a_2}{a_1} = \frac{\sin \beta_1 w_1 v_2}{\sin \beta_2 w_2 v_1}$ .

## 62. Die Radgeschwindigkeit und der Gang der Berechnung für die reibungsfreie einstufige Überdruckturbine.

Bei der Berechnung der Dampfturbinen pflegt man von der Umfangsgeschwindigkeit  $u$  als der praktisch wichtigsten Größe auszugehen. Die Umdrehungszahlen der Turbinen sind durch diejenigen der angetriebenen Maschinen begrenzt, wenn man, wie meist, von Übersetzung zwischen beiden absehen muß. Turbodynamos laufen mit 1500 bis 3000 minutlichen Umdrehungen, für Schiffsschrauben sind schon 600 minutliche Umdrehungen sehr viel. Da nun auch die Durchmesser  $D$  der Räder nicht beliebig groß sein können, so ist die Umfangsgeschwindigkeit gemäß

$$u = \frac{\pi D n}{60}$$

auf Werte beschränkt, die im Verhältnis zu den Dampfgeschwindigkeiten, die bei einigermaßen höheren Druckunterschieden entstehen (Abschn. 30), klein sind. Für  $D = 1$  m,  $n = 1000$  wird z. B.  $u = 52,4$  m/sec. Für  $n = 600$  kommt man also bei  $D = 1$  m auf  $u = 31$  m/sec, für  $n = 3000$  auf  $u = 156$  m/sec.

Auch die Rücksicht auf die Festigkeit der Räder und Schaufelbefestigungen, die durch die Zentrifugalkraft beansprucht werden, begrenzt die Umfangsgeschwindigkeit. Bei  $u > 300$  m/sec treten in dieser Hinsicht schon erhebliche Schwierigkeiten auf; die Zentrifugalkraft einer in einem Kreise von 1 m Durchmesser mit 300 m/sec rotierenden Turbinenschaufel beträgt bereits das  $\frac{300^2}{9,81 \cdot 0,5} = 18350$ fache ihres Gewichtes!

Ein weiterer, sehr wichtiger Umstand ist der Dampfverbrauch je PSH. Nun ist, wie unten gezeigt wird und auch schon aus Abschn. 61 erhellt, der Wirkungsgrad einer Schaufelung in erster Linie abhängig von dem Verhältnis  $u : c_1$  der Umfangs- und Zuflußgeschwindigkeit (ebenso bei Aktionsturbinen, s. Abschn. 60).

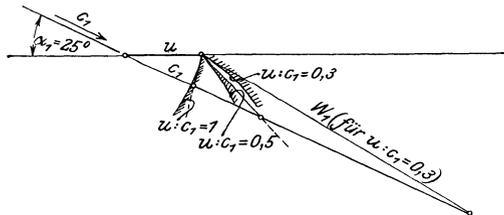


Abb. 136.

Der Dampfverbrauch wird also um so geringer, je größer, bis zu einer gewissen Grenze,  $u : c_1$  gewählt wird. Wird nun von einer bestimmten Umfangsgeschwindigkeit ausgegangen, so wird die Dampfgeschwindigkeit  $c_1$  um so kleiner, je größer  $u : c_1$  ist. Das Gefälle, das von einem einzelnen Turbinenrad verarbeitet wird, ist daher um

so kleiner, je größer  $u : c_1$ ; damit wächst die Zahl der zur Verarbeitung des ganzen Gefälles nötigen Räder (Stufenzahl), die Turbine wird schwerer und teurer. Die Wirtschaftlichkeit verlangt daher gewisse mittlere Werte von  $u : c_1$ , die unter den theoretisch besten Werten liegen.

Als zweiter Ausgangspunkt hat also das Verhältnis  $u : c_1$  zu gelten, das bei Überdruckturbinen 0,5 bis 0,3, für langsamlaufende Turbinen (Schiffsturbinen) bis 0,2 und weniger gewählt wird<sup>1)</sup>.

Als dritte Annahme hat man den Winkel  $\alpha_1$  am Leitradaustritt zu wählen, der zwischen  $20^\circ$  und  $30^\circ$  angenommen wird, und als vierte Annahme entweder den Winkel  $\beta_2$  am Laufradaustritt, häufig gleich  $\alpha_1$ , womit sich bei kleinen Gefällen ungefähr halbe Reaktion ergibt; oder man wählt als vierte Annahme das ganze Gefälle  $L_0 = L_1 + L_2$ , was bei bekanntem  $c_1$  auf das gleiche hinauskommt, wie eine Annahme über  $L_2$  oder über den Reaktionsgrad.

Durch die zweite und dritte Annahme ( $u : c_1$  und  $\alpha_1$ ) ist, wie Abb. 136 zeigt, der Eintrittswinkel  $\beta_1$  ins Laufrad bestimmt. Er wird um so kleiner, je kleiner

<sup>1)</sup> Nach Stodola, Dampfturbinen, 4. Aufl. 1910, S. 188. Nach Rateau, Zeitschrift für das gesamte Turbinenwesen 1911, S. 99 kommen nur Werte von 0,20 bis 0,35 in Betracht, in besonderen Fällen bis 0,1. Praktische Erwägungen spielen bei dieser Frage eine große Rolle.

$u:c_1$ . Für sehr kleine Werte von  $u:c_1$  muß deswegen unter Umständen  $\alpha_1$  größer gewählt werden.

Hiernach wird der Rechnungsgang (ohne Rücksicht auf Strömungsverluste) folgender.

Angenommen wird  $u$  und  $u:c_1$ , sowie  $\alpha_1$ . Damit ist das Eintrittsparallelogramm (von dem nur eine Hälfte, das Eintrittsdreieck, zu zeichnen ist) bekannt, also der Laufradwinkel  $\beta_1$ , ferner  $c_1 = u \cdot \frac{c_1}{u}$  und  $w_1$  als dritte Seite des Dreiecks aus  $u$  und  $c_1$ . Mit  $c_1$  ist auch das Arbeitsgefälle im Leitrad  $L_1 = c_1^2 : 2g$ ,  $h_1 = \frac{1}{427} c_1^2 : 2g$ .

Daraus ergibt sich auch der Druckabfall  $p_0 - p_1$  bis zum Leitradaustritt, entweder aus dem  $JS$ -Diagramm, nach Abb. 60, oder rechnerisch nach Abschn. 62, 1. Teil; für kleinere Gefälle hinreichend genau<sup>1)</sup> nach

$$AL_1 = h_1 = \frac{1}{427} (p_0 - p_1) v_0,$$

also

$$p_0 - p_1 = \frac{427 h_1}{v_0} \text{ kg/m}^2.$$

Als letzte Annahme ist am bequemsten das Gefälle  $h_2$  im Laufrad. Dieses kann man entweder gleich  $h_1$  wählen (halbe Reaktion), dann erhält man nahezu oder genau gleiche Winkel  $\beta_2$  und  $\alpha_1$ ; oder größer oder kleiner als  $h_1$ , dann wird  $\beta_2 \geq \alpha_1$ . Meist wird wohl die erste Annahme gemacht. Mit  $h_2$  erhält man sofort  $w_2$  aus

$$\frac{w_2^2}{2g} = \frac{w_1^2}{2g} + 427 h_2,$$

da ja

$$\frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} = L_2$$

ist. Nun muß noch die Kontinuitätsbedingung im Laufrad erfüllt sein

$$\frac{f_1 w_1}{v_1} = \frac{f_2 w_2}{v_2},$$

es muß also

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{w_1 v_2}{w_2 v_1},$$

für kleine Gefälle

$$\frac{f_2}{f_1} \approx \frac{w_1}{w_2}$$

sein.  $\frac{v_2}{v_1}$  ergibt sich nach Berechnung des Druckabfalles im Laufrad

$$p_1 - p_2 = \frac{427 h_2}{v_1}$$

entweder aus der Gleichung der Adiabate, oder aus der Zustandstafel, aus der auch  $v_1$  abgelesen werden kann. Für ganz kleine Gefälle wird genügend genau wegen

$$\frac{\Delta p}{\Delta v} = -k \cdot \frac{p}{v} \text{ (Abschn. 30, 1. Teil)}$$

im Leitrad

$$\Delta v_1 = v_0 - v_1 = \frac{v_0 \Delta p}{k p},$$

also

$$v_1 = v_0 \left( 1 + \frac{p_0 - p_1}{k \cdot p_0} \right)$$

und daher im Laufrad

$$v_2 = v_1 \left( 1 + \frac{p_1 - p_2}{k \cdot p_1} \right).$$

<sup>1)</sup> Für sehr kleine Gefälle, etwa  $h < 3$  kcal, dürfte dies genauer werden als mit der  $JS$ -Tafel.

Damit ist das Verhältnis  $\frac{f_2}{f_1}$  der Querschnitte am Laufrad berechenbar.

Man hat nun weiter, um den Austrittswinkel zu bestimmen,

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{a_2 \sin \beta_2}{a_1 \sin \beta_1},$$

womit sich bei gleich langen Schaufeln,  $a_2 = a_1$ , sofort  $\sin \beta_2$  ergibt.  $\sin \beta_1$  kann man dem Eintrittsdreieck entnehmen. — Ungleich breite Schaufeln wird man nur wählen, wenn sich mit gleich breiten ein zu großer Austrittswinkel und damit eine zu große Austrittsgeschwindigkeit  $c_2$  (Auslaßverlust) ergibt.

Endlich ergibt sich das Austrittsparallelogramm (Austrittsdreieck) aus dem berechneten  $w_2$ , dem berechneten  $\sin \beta_2$  und dem gegebenen  $u$ . Die dritte Seite des Dreiecks aus  $w_2$  und  $u$  ist nach Größe und Richtung die absolute Austrittsgeschwindigkeit  $c_2$  aus dem Laufrad. Der Wert  $\frac{1}{427} c_2^2 : 2g$  ist der Arbeitsverlust, so daß also auf die Schaufelung die Nutzarbeit

$$AL_i = h_1 + h_2 - \frac{1}{427} c_2^2 : 2g$$

übertragen ist. Der Wirkungsgrad der Schaufelung (ohne Reibungsverluste) ist also

$$\eta_0 = AL_i : (h_1 + h_2).$$

Beispiel. Für eine Umfangsgeschwindigkeit von  $u = 70$  m/sec und ein Verhältnis  $u : c_1 = 0,3$  ist eine Überdruckschaufelung mit  $\alpha_1 = 25^\circ$  zu bestimmen,

1. unter der Annahme halber Reaktion,  $\varrho = 1 : 2$ .
2. unter der Annahme  $\varrho = 1 : 3$ .
3. unter der Annahme  $\varrho = 2 : 3$ .

Vor dem Leitrad gesättigter Dampf von 10 at.

Wie groß werden die Laufradwinkel, die gesamten Arbeits- und Druckgefälle, sowie die Wirkungsgrade?

Man erhält  $c_1 = 70 : 0,3 = 233,3$ ,  $c_1^2 : 2g = 2765$  mkg;  $h = 6,48$  kcal., und aus dem Eintrittsdreieck  $w_1 = 172,4$ ,  $\sin \beta_1 = 0,578$ ,  $\beta_1 = 35^\circ 20'$ . Nach den Dampftabellen ist  $v_0 \cong 0,20$  m<sup>3</sup>/kg, daher  $p_0 - p_1 = 2765 : 0,2 = 13825$  kg/m<sup>2</sup> = 1,38 at;  $v_1 = 0,2 \cdot \left(1 + \frac{1,38}{1,135 \cdot 10}\right) = 0,2 \cdot 1,122 = 0,2244$ . Genauer wäre daher mit dem mittleren Volumen  $0,2122$   $p_0 - p_1 = 2765 : 0,2122 = 13020$ , also 1,30 at, und korrigiert  $v_1 = 0,2 \cdot \left(1 + \frac{1,30}{1,135 \cdot 20}\right) = 0,2 \cdot 1,115 = 0,223$ .

Für  $\varrho = 1 : 2$  ist nun  $L_2 = L_1 = 2765$ , daher  $w_2^2 = 172,4^2 + 19,62 \cdot 2765$  oder  $= 172,4^2 + 233,3^2$ ,  $w_2 = 290,1$ , wie sich auch graphisch aus dem rechtwinkligen Dreieck ergibt. Ferner ist  $p_1 - p_2 = 2765 : 0,223 = 12400$ , also 1,24 at und  $v_2 = 0,223 \cdot \left(1 + \frac{1,24}{1,135 \cdot 8,7}\right) = 0,223 \cdot 1,126 = 0,251$ ; mit dem mittleren Volumen 0,237 wird genauer  $p_1 - p_2 = 2765 : 0,237 = 1,17$  at und

$$v_2 = 0,223 \cdot \left(1 + \frac{1,17}{1,135 \cdot 8,7}\right) = 0,223 \cdot 1,183 = 0,264, \quad p_2 = 7,53.$$

(Das Mollier-Diagramm liefert mit  $2 \cdot 6,48$  kcal  $p_2 = 7,5$ .)

Nun wird

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{172,4}{290,1} \cdot \frac{0,264}{0,223} = 0,703.$$

Mit  $a_2 = a_1$  wird daher

$$\sin \beta_2 = 0,578 \cdot 0,703 = 0,406, \quad \beta_2 = 24^\circ,$$

also annähernd gleich  $\alpha_1$ .

Das Austrittsdreieck liefert nun mit  $u$ ,  $w_2$  und  $\beta_2$  die Austrittsgeschwindigkeit  $c_2 = 228$  m/sec, daher den Auslaßverlust  $c_2^2 : 2g = 2645$  mkg = 6,2 kcal. Das Arbeitsgefälle ist  $2 \cdot 6,48 = 12,96$  kcal, also der Wirkungsgrad  $(12,96 - 6,2) : 12,96 = 0,52$ .

Für  $\varrho = 1 : 3$  wird

$$L_2 = \frac{\varrho}{1 - \varrho} L_1 = \frac{1}{2} L_1 = 1383 \text{ mkg}, \quad h_2 = 3,24 \text{ kcal.}$$

Die Eintrittswerte bleiben unverändert. Für den Austritt wird  $w_2^2 = 172,4^2 + 2g \cdot 1383$ ,  $w_2 = 238,6$ ; ferner  $p_1 - p_2 = 0,585$  at,  $v_2 = 0,244$ ,  $p_2 = 8,12$  at.

$$\frac{f_2}{f_1} = \frac{172,4 \cdot 0,244}{238,6 \cdot 0,223} = 0,790.$$

Mit  $a_2 = a_1$ ,  $\sin \beta_2 = 0,578 \cdot 0,790 = 0,457$ ,  $\beta_2 = 27^\circ 10'$ . Das Austrittsdreieck erhält die gestrichelte Form.  $c_2 = 180$ , Auslaßverlust  $180^2 : 2g = 1650$  mkg = 3,9 kcal, Gesamtgefälle  $6,48 + 3,24 = 9,72$  kcal, Nutzgefälle  $9,72 - 3,9 = 5,82$  kcal, Wirkungsgrad  $5,82 : 9,72 = 0,60$ , also höher als bei halber Reaktion.

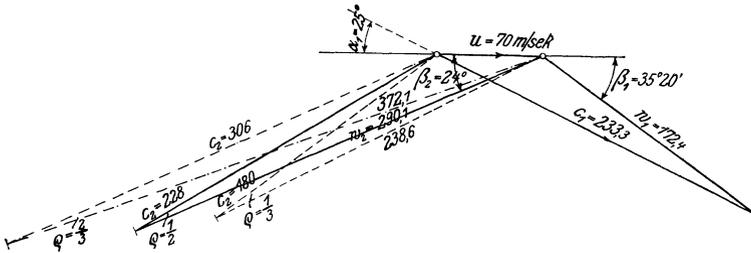


Abb. 137.

Für  $\varrho = 2 : 3$  (starke Reaktion) wird  $L_2 = 2L_1 = 5530$ ,  $h_2 = 12,96$ ;  $w_2^2 = 172,4^2 + 19,62 \cdot 5530$ ,  $w_2 = 372,1$ ,  $p_2 = 6,5$  (JS-Tafel),

$$v_2 = 0,283 \cdot \left(\frac{8,7}{6,5}\right)^{1,135} = 0,287, \quad \frac{f_2}{f_1} = \frac{172,4 \cdot 0,287}{372,1 \cdot 0,223} = 0,596.$$

$\sin \beta_2 = 0,596 \cdot 0,578 = 0,344$ ,  $\beta_2 = 20^\circ 10'$ ;  $c_2 = 308$ , Auslaßverlust  $4820$  mkg = 11,42 kcal, Gesamtgefälle  $6,48 + 12,96 = 19,44$  kcal, Nutzgefälle  $8,02$  kcal.

## D. Mehrstoff-Dampf- und Gasturbinen.

### 63. Die Zweistoff-Dampfturbine.

(Quecksilber-Wasserdampf-Turbine nach Emmet.)

Zum Betrieb von Dampfmaschinen und Dampfturbinen wurde bisher ausschließlich der Wasserdampf verwendet, hauptsächlich wegen seiner ausgezeichneten praktischen Eignung. Die Frage ist jedoch berechtigt, ob man nicht mit anderen Dämpfen bei gleichen Temperaturen und Drücken grundsätzlich höhere thermische Wirkungsgrade, also bei Aufwendung gleicher Verbrennungswärme mehr mechanische Arbeit gewinnen könnte<sup>1)</sup>.

Als obere zulässige Temperaturgrenze des Frischdampfes ist für jede Art von Dämpfen etwa  $450^0$  anzusehen. Dabei ist der Wasserdampf

<sup>1)</sup> Vgl. darüber besonders Schreiber, Die Theorie der Mehrstoffdampfmaschine (Leipzig 1903) und H. Hort, Forsch.-Arb. Nr. 116 (1912).

für alle Drücke im überhitzten Zustand. Der thermische Wirkungsgrad ist nun in entscheidender Weise nicht durch die Überhitzungstemperatur des Frischdampfes, sondern durch die seinem Druck entsprechende Sättigungstemperatur bestimmt, sowohl beim gewöhnlichen Verfahren, als auch beim Verfahren mit teilweiser oder vollständiger Regenerierung. Je höher also die Sättigungstemperatur liegt, ein um so höherer thermischer Wirkungsgrad ist möglich. Nun ist bei jedem Dampf die Sättigungstemperatur nach oben begrenzt durch die kritische Temperatur, die beim Wasserdampf  $374^{\circ}$  beträgt, und der Dampfdruck bei dieser Temperatur ist 225 at, also für motorischen Betrieb sehr hoch. Dagegen liegt z. B. die kritische Temperatur des Quecksilbers weit über  $1000^{\circ}$  C und der gesättigte Hg-Dampf besitzt bei  $374^{\circ}$  erst einen Druck von rd. 1,4 at abs, bei  $400^{\circ}$  von 2,2 at und bei  $500^{\circ}$  von 7,3 at. Man kann also mit Hg-Dampf bei Sättigungstemperaturen arbeiten, bei denen der  $H_2O$ -Dampf bereits hoch überhitzt ist, und der Hg-Dampfdruck ist trotzdem noch recht mäßig.

Um die Arbeitsmöglichkeit einer Quecksilber-Dampfturbine klarzustellen, ist in Abb. 138 ein Entropie-Temperatur-Diagramm für Quecksilber aufgetragen, und zwar mit Rücksicht auf das Zusammenarbeiten mit Wasserdampf, dessen TS-Diagramm gleichfalls in Abb. 138 aufgetragen ist, für 8 kg Quecksilber. Die spez. Wärme des flüssigen Quecksilbers wurde dabei mit 0,033 kcal/kg angenommen, die Verdampfungswärme nach Abb. 36, wonach die Entropiezunahmen  $r/T$  bei der Verdampfung berechnet wurden. So ergaben sich die Grenzkurven  $AB$ , und  $C_1D$ . Man kann nun den Betrieb nicht mit Hg allein durchführen, denn schon bei  $220^{\circ}$  beträgt der Dampfdruck des Hg nur noch 32,5 mm Hg, also 0,044 at abs, ebensoviel wie der Dampfdruck des Wassers bei  $30^{\circ}$  C; bei dieser Temperatur, die mit Rücksicht auf die Luft- und Kühlwassertemperaturen als untere Grenze zu betrachten ist, würde der Hg-Dampfdruck weniger als  $1/100$  mm Hg betragen, so daß die Quecksilberturbine zwischen  $220^{\circ}$  und  $30^{\circ}$  in einem ungeheuer tiefen Vakuum arbeiten müßte. Man läßt daher die Quecksilberturbine nur in dem Temperaturgebiet zwischen  $400^{\circ}$  und  $220^{\circ}$  arbeiten und verwendet zwischen  $200^{\circ}$  und  $30^{\circ}$  Wasserdampf. Um dies zu verwirklichen, muß man den aus der Quecksilberturbine austretenden Quecksilberdampf in einem Quecksilberkondensator bei  $220^{\circ}$  verflüssigen, und zwar wird als Kühlmittel heißes, durch die Feuergase vorgewärmtes Wasser von  $200^{\circ}$  und 15,8 at verwendet. Der Quecksilberkondensator ist also gleichzeitig ein Wasserdampfkessel, der mit Quecksilberdampf von  $220^{\circ}$  geheizt wird. Mit dem in diesem Kessel erzeugten Wasserdampf wird eine gewöhnliche Dampfturbine mit Kondensation betrieben.

Im Diagramm Abb. 138 spielen sich diese Vorgänge wie folgt ab. Die in einer gewöhnlichen Feuerung (Olfeuerung) erzeugten Feuergase beheizen zunächst den Quecksilberkessel, dem das flüssige Quecksilber mit  $220^{\circ}$  aus dem Quecksilberkondensator zuläuft<sup>1)</sup>. Dabei wird das Quecksilber bis zu der dem Dampfdruck des Hg-Kessels von 2,2 at entsprechenden Siedetemperatur von  $400^{\circ}$  erhitzt, Linie  $AB$  und dann in trocken gesättigten Dampf verwandelt, Linie  $BC$ . In der Leitung vom Kessel zur Quecksilberturbine wird dieser Dampf noch bis  $450^{\circ}$  leicht überhitzt, Linie  $CE$ <sup>2)</sup>. Mit dieser Temperatur tritt der Hg-Dampf in

<sup>1)</sup> Die Feuergase können natürlich auch zuerst den Dampfüberhitzer beaufschlagen, um dem Röhrenverdampfer des Hg-Kessels zu hohe Temperaturen fernzuhalten.

<sup>2)</sup> Die spezifische Wärme  $c_p$  des Quecksilbergases läßt sich aus der Molekularwärme der 1 atomigen Gase  $m c_p = 5$  mit  $m = 199,8$  zu  $c_p = 0,025$  errechnen. Es ist jedoch nach Abschn. 27c kein Zweifel, daß in der Nähe der Sättigung, also im Zustand der überhitzten Dämpfe,  $c_p$  erheblich größer und mit der Temperatur und dem Druck veränderlich ist, obwohl es sich um einen 1 atomigen Dampf handelt. Genaueres darüber scheint z. Zt. nicht bekannt zu sein.

die Turbine ein, in der er adiabatisch expandiert bis  $220^\circ$  und  $0,044$  at, Linie  $EF$  ohne Strömungswiderstände, Linie  $EF'$  mit etwa  $25\%$  Strömungsverlust. Die Fläche  $ABCE$  ist die verlustfreie Nutzarbeit, von der der Strömungsverlust, Fläche unter  $FF'$ , abzuziehen ist. Beim Austritt aus der Turbine ist der Hg-Dampf feucht, ohne Strömungsverluste mit dem Dampfgehalt  $x_1 = 0,77$ , mit etwa  $25\%$  Strömungsverlusten mit  $x_1' = 0,87$ . Dieser feuchte Quecksilberdampf vom Gewicht  $G_1$  kg gibt nun im Kondensator seine Verdampfungswärme, Fläche unter  $FA$  gleich  $G_1 x_1 \cdot r_2 \text{ Hg}$ , an den Wasserdampf ab. Sieht man von jedem Wärme-

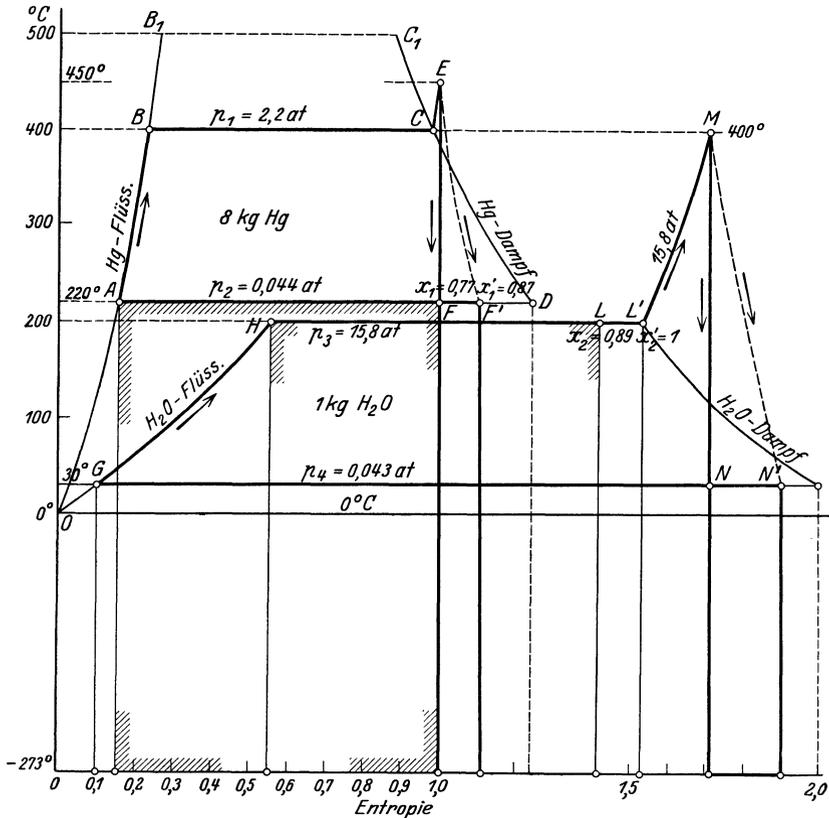


Abb. 138.

verlust bei dieser Übertragung ab, so können damit  $G_2$  kg Wasserdampf vom Dampfgehalt  $x_2$  erzeugt werden. Der Wert von  $G_2$  bzw.  $x_2$  folgt aus

$$G_1 x_1 r_2 \text{ Hg} = G_2 x_2 r_2 \text{ H}_2\text{O}.$$

Für die Verhältnisse des Beispiels Abb. 138 ist nun  $r_2 \text{ Hg} = 67$ ,  $r_2 \text{ H}_2\text{O} = 462,8$  kcal/kg,  $G_1/G_2 = 8$ , also

$$x_2 = x_1 \cdot \frac{8 \cdot 67}{462,8} = 1,158 x_1 = 0,89,$$

Punkt  $L$ .

Mit dem angenommenen Strömungswiderstand wird dagegen

$$x_2' = 1,158 \cdot 0,87 = \text{rd. } 1,$$

d. h. mittels der Wärme des Abdampfs der Quecksilberturbine kann auf je 8 kg Quecksilber 1 kg trockengesättigter Wasserdampf erzeugt werden (Punkt  $L'$ ). Dieser Dampf wird nun durch die Feuergase bis  $400^\circ$  überhitzt, Punkt  $M$ . In

diesem Zustand tritt er in die Wasserdampfturbine ein, wo er adiabatisch nach  $MN$  (ohne Strömungswiderstände) oder nach  $MN'$  (mit etwa 25% Strömungsverlust) bis zur Kondensatorspannung von 0,043 at expandiert.

Die Arbeits- und Wärmemengen ergeben sich aus Abb. 138 wie folgt (ohne Strömungsverluste):

Arbeiten.	Quecksilberturbine	144 kcal
	Wasserdampfturbine	252 "
	Gesamte Nutzarbeit	396 kcal.

Aufgewendete Wärmemengen.

Erhitzung von 8 kg Hg von 220° auf 400°:  $8 \cdot 180 \cdot 0,033 = 47,5$  kcal

Verdampfung von 8 kg Hg bei 400°:  $8 \cdot 62 = 496,0$  "

Überhitzung von 8 kg Hg von 400–450°, rd.  $8 \cdot 50 \cdot 0,02 = 8,0$  "

Vorwärmung von 1 kg Wasser von 30° auf 200°  $= 173,7$  "

Verdampfung von 1 —  $x_2 = 0,11$  kg Wasser bei 200°  $= 51,0$  "

Überhitzung von 1 kg Dampf von 200° auf 400°  $= 109,0$  "

Gesamter Wärmeeaufwand  $= 885,2$  kcal

Thermischer Wirkungsgrad  $\eta_{th} = 396/885,2 = 0,447$ .

Um einen solchen Wert mit Wasserdampf allein zu erreichen, müßte man nach Abb. 96 Dampf von 60 at mit vollständiger Regenerierung anwenden. Nach dem gewöhnlichen Verfahren kann man mit 90 at nach Abb. 96 nur 0,39 bis 0,41 erreichen und auch mit den höchsten Dampfdrücken nicht mehr als 0,42. Es ist demgegenüber sehr bemerkenswert, daß man mit der vereinigten Quecksilber-Wasserdampfturbine ohne Regenerierung und mit gewöhnlichen Dampfdrücken 0,447 erreichen kann<sup>1)</sup>. Der wirkliche thermische Wirkungsgrad wird selbstverständlich auch hier durch den Wirkungsgrad des Kessels, Kondensators und Überhitzers (ca. 0,80) und die thermodynamischen Wirkungsgrade der beiden Turbinen (etwa 0,75) auf das  $0,80 \cdot 0,75 = 0,60$  fache, also auf etwa  $0,6 \cdot 0,447 = 0,268$  herabgedrückt<sup>2)</sup>.

Dampfturbinen dieser Art sind in Nordamerika von der General Electric Cie. nach Emmet mehrfach ausgeführt worden, zuletzt eine solche von 10000 kW Leistung in der South Meadow Station in Hartford<sup>3)</sup>.

Die großen Quecksilbermengen, die gebraucht werden, dürften der allgemeineren Einführung des Verfahrens ebenso entgegenstehen, wie die Giftigkeit des Quecksilberdampfes<sup>4)</sup>. Die Maschine bleibt aber einer der großartigsten technischen Beweise für die Richtigkeit der thermodynamischen Gesetze.

#### 64. Verbund-Explosions-Feuergas- und Wasserdampfturbine nach dem Verfahren von Holzwarth-Schüle.

Die Grundlagen der Verbund-Explosionsturbine mit Hochdruck-Explosionsrad, Sammler und Niederdruck-Dauerstrom-Feuergasturbine sind im 1. Teil, Abschn. 56 behandelt. Auf die Zweckmäßigkeit und Notwendigkeit, den Wasserdampf zur Verwirklichung dieses Verfahrens heranzuziehen, konnte dort nur hingewiesen werden. Im fol-

<sup>1)</sup> Wesentlich beteiligt ist dabei die günstige Form des TS-Diagrammes des Hg, die durch die sehr kleine spez. Wärme des flüssigen Quecksilbers bedingt ist und sich dem Carnotschen Prozeß nähert.

<sup>2)</sup> Stodola a. a. O. findet 0,27.

<sup>3)</sup> Vgl. Elektrizitätswirtschaft Okt. 1927, nach Power 1927. Nr. 22. Auch Wärme 1928, S. 275.

<sup>4)</sup> Vgl. Zeitschr. Arbeitsschutz 1930, Nr. 1.

genden ist dieses erweiterte Verfahren, das berufen erscheint die Gas- und Ölturbine zu einer technisch und wirtschaftlich verwendbaren und sowohl den Gas- und Öl-Kolbenmaschinen als auch den Dampfturbinen ebenbürtigen Maschine zu machen, näher behandelt<sup>1)</sup>.

Holzwarth hatte schon in seinem im Jahre 1911 erschienenen Buche<sup>2)</sup> festgestellt, daß bei der Explosionsturbine (mit Gas-, Öl- oder Brennstaub-Betrieb) die Verwertung der Abwärme der Turbine zur Erzeugung von Wasserdampf erforderlich sei, um mit dessen Hilfe das Ladegemisch bzw. die Ladeluft zu verdichten. Auch vom Verfasser wurde dies in Bd. II (2. Aufl. 1914) bestätigt und in der 3. und 4. Aufl. (1923) weiter ausgeführt (Abschn. 82). Schon die einstufige Holzwarth-Explosionsturbine, die bis dahin allein bekannt war, war also eine zugleich mit Feuergasen und mit Wasserdampf arbeitende Maschine.

Jedoch handelte es sich dabei wesentlich um Abhitze-Verwertung im Sinne des auch bei großen Kolben-Gasmaschinen angewendeten Verfahrens, mit Hilfe der heißen Abgase der Gasturbine einen Dampfkessel (Abhitzeessel) und mit dem von diesem Kessel erzeugten Dampf eine Dampfturbine zu betreiben.

Bei dem erweiterten zweistufigen Verfahren der Gas- und Ölturbine, Abb. 139, spielt der Wasserdampf eine noch im höherem Grade lebenswichtige Rolle für die Maschine, als bei der einstufigen, jedoch in anderer Weise. Es handelt sich hier in erster Linie darum, von der im Dauerstrom wie eine Dampfturbine beaufschlagten Niederdruck-Feuergasturbine der II. Stufe Eintrittstemperaturen von mehr als 450° fernzuhalten, aus den gleichen Gründen wie bei der Dampfturbine. Nun besitzen aber die aus dem Explosionsrad austretenden Feuergase noch weit höhere Temperaturen, nämlich 750° bis gegen 1000°. Diese für die Niederdruckturbine viel zu hohe Temperatur soll nun durch Kühlung mittels trockenen, feuchten oder nassen Wasserdampfs auf 450° herabgesetzt werden, indem die aus der Explosionsturbine austretenden Feuergase einen Dampfüberhitzer bzw. einen kombinierten Verdampfer und Überhitzer beaufschlagen. Dadurch wird jedoch die Arbeitsfähigkeit dieser Gase im Verhältnis ihrer absoluten Temperaturen nach und vor der Kühlung vermindert, also etwa im Verhältnis von  $(450 + 273)/(900 + 273) = 0,62$ .

Da das Schwergewicht der Leistung der Maschine in der Niederdruckturbine liegt, die nach den Regeln des weit vorgeschrittenen Baues vielstufiger Dampfturbinen für höchsten thermodynamischen Wirkungsgrad gebaut werden kann, so wäre ein Arbeitsverlust von dieser Höhe für die Verbund-Explosionsturbine vernichtend. Dieser Fall würde aber eintreten, wenn die Kühlung der Feuergase im Sammler

<sup>1)</sup> Das Verfahren wurde in den Jahren 1923 und 1926 vom Verfasser bei seiner langjährigen Mitarbeit an der Holzwarth-Gasturbine vorgeschlagen und konnte bisher wegen der im Gange befindlichen Versuchsarbeiten nicht veröffentlicht werden. — Im Bericht Nr. 23 der 2. Weltkraftkonferenz (1930) werden von P. Langer die Aussichten der Gasturbine unter Zugrundelegung dieses Verfahrens behandelt.

<sup>2)</sup> Hans Holzwarth, Die Gasturbine, Theorie, Konstruktion und Betriebsergebnisse von 2 ausgeführten Maschinen.

mit kaltem Wasser erfolgen würde. Da jedoch Dampf als Kühlmittel verwendet wird, so wird der Verlust der Feuergase an Arbeitsfähigkeit infolge ihrer Abkühlung aufgehoben durch den Gewinn an Arbeitsfähigkeit, den der Kühldampf infolge seiner Wärmeaufnahme aus den Feuergasen erleidet<sup>1)</sup>. Wenn der Wärmeaustausch zwischen Feuergas und trockenem oder wenig feuchtem Dampf erfolgt und der Dampf mindestens den gleichen Druck wie das Feuergas im Sammler besitzt, so wird durch den Wärmeaustausch nicht nur kein Verlust, sondern sogar ein Gewinn an Arbeitsfähigkeit erzielt. Wird mit  $L_I$  die Arbeitsfähigkeit des Kühldampfs vor seinem Eintritt in den Sammler-Überhitzer, mit  $L'_I$  beim Austritt aus diesem bezeichnet, und ebenso mit  $L_{II}$  und  $L'_{II}$  die Arbeitsfähigkeit der Sammler-Feuergase vor und nach ihrer Kühlung, so wird das Verhältnis der gesamten Arbeitsfähigkeit nach und vor dem Wärmeaustausch

$$\frac{L'_I + L'_{II}}{L_I + L_{II}} = \eta_w,$$

z. B. für Dampf und Feuergas von

$$p = 3 \quad 6 \quad 10 \text{ at,}$$

für 900° Feuergas-Anfangstemperatur und 450° Endtemperatur, sowie für 400° Endtemperatur des Dampfes und ein Vakuum von 0,06 at im Kondensator:

$$\eta_w = 1,13 \quad 1,052 \quad 1,014.$$

Aber auch für feuchten Dampf von 6 at erhält man noch bei

$$x = 0,80 \quad 0,60 \quad 0,40 \quad 0,20 \quad (\text{Dampfgehalt})$$

$$\eta_w = 1,0 \quad 0,976 \quad 0,968 \quad 0,956$$

Von der gesamten Arbeitsfähigkeit geht also auch bei sehr nassem Kühldampf nur wenig verloren.

Der Kühldampf kann nun entweder aus einer fremden Quelle, also z. B. aus einem für andere Zwecke vorhandenen Dampfnetz, oder aber aus der Abwärme der Gasturbine (oder Ölturbine, Brennstaubturbine) selbst bezogen werden. Im ersteren Falle wird man es mit trockenem Sattdampf zu tun haben, im letzteren mit nassem Dampf. Im ersteren Falle wird man die Erzeugungswärme des Kühldampfs dem Verbrauch der Gasturbine an Verbrennungswärme zuzuschlagen haben, im letzteren Falle wird diese Erzeugungswärme ganz aus der Verbrennungswärme der Gasturbine bestritten. Auf diesen Fall wird weiter unten näher eingegangen.

Das Verfahren selbst geht aus Abb. 139 hervor. Von einem Luftkompressor wird Luft aus der freien Atmosphäre angesaugt, auf den Druck  $p_0$  (5 at) verdichtet und zu den Verbrennungsbomben gefördert. Eine

<sup>1)</sup> Zeitschr. f. Techn. Physik 1930 Nr. 2, W. Schüle, Erhaltung der Arbeitsfähigkeit beim Wärmeaustausch gasförmiger Körper. Vgl auch Abschn. 49 1. Teil. Das Prinzip von der Erhaltung der Arbeitsfähigkeit gasartiger Körper beim Wärmeaustausch ist von mir bereits im März 1926 gefunden und in einer der Holzwarth-Gasturbine Co. am 31. 3. 1926 übersandten Abhandlung unter dem Titel „Feuergas-Dampf-turbine mit Wärmeaustausch zwischen Feuergas und Dampf“ auf das Problem der Gasturbine angewendet worden. — Mit Rücksicht auf die im Gange befindliche Entwicklung der Holzwarth-Gasturbine konnte die Veröffentlichung erst jetzt erfolgen.

Ölpumpe fördert das Treiböl vor die Bomben. Luft und später zerstäubter Brennstoff treten in die Bomben unter  $p_0 = 5$  at ein, und die Luft verdrängt den Feuergasrest des vorhergehenden Spiels vom gleichen Druck durch die noch offene Feuergasdüse (oder durch ein besonderes Auslaßventil) in die Sammelkammer. Wird gasförmiger Brennstoff verwendet, so tritt an Stelle der Ölpumpe ein Gaskompressor. Bei der Ladung nimmt die Luft bzw. das Gemisch infolge der Wärmeaufnahme aus den Bombenwänden eine etwas erhöhte Temperatur<sup>1)</sup> an, in Abbildung 139 50°.

Durch elektrische Zündung wird nun die Verbrennung der Ladung (Explosion) eingeleitet. Die Höhe des Explosionsdrucks hängt von dem Gehalt der Ladung an Verbrennungswärme ab. Für eine normale Ladung von 450 kcal/m<sup>3</sup> 0° 760 steigt nach der Feuergastafel (Bd. I, 1. Teil)<sup>2)</sup> die Verbrennungstemperatur von 50° auf 1650°, wenn wäh-

<sup>1)</sup> Es ist aus den gleichen Gründen wie bei den Kolben- und Ölmaschinen erforderlich, daß diese Temperatur nicht hoch wird, um Frühzündungen auszuschließen und den Fassungsraum der Bomben möglichst auszunützen.

<sup>2)</sup> Auch „W. Schüle, Neue Tabellen und Diagramme für technische Feuergase und deren Bestandteile“ (Berlin 1929).

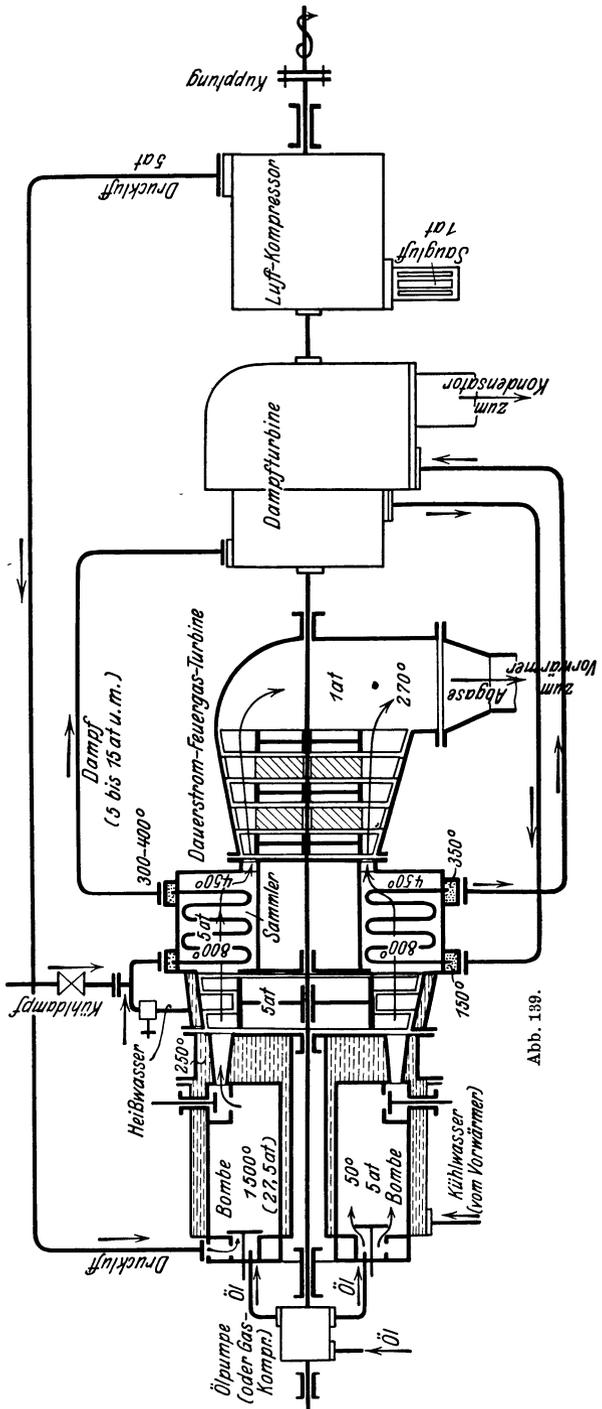
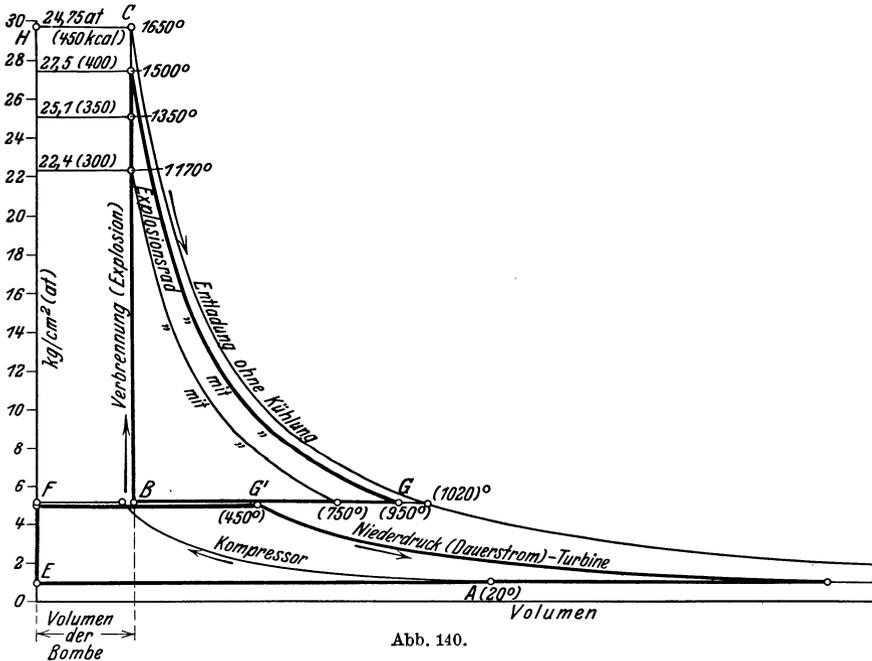


Abb. 139.

rend der Verbrennung keine Wärmeabgabe an die Bombenwände erfolgt. Gehen jedoch 50, 100, 150 kcal je  $1 \text{ m}^3$   $0^\circ$  760 der Ladung in die Wandungen über, so steigt die Temperatur nur auf  $1500^\circ$ ,  $1350^\circ$ ,  $1170^\circ$ . Der Verbrennungsdruck steigt ohne Wärmeverlust auf das  $(273 + 1650)/(273 + 50) = 5,95$ fache von 5 at, also auf 29,75 at und mit den obigen Wärmeverlusten auf 27,5, 25,1, 22,4 at (Abb. 140).

Durch möglichst rasche Eröffnung des gesteuerten Düsenventils nach erfolgter vollständiger Verbrennung werden nun die Feuergase den Hochdruck-Lavaldüsen und aus diesen dem Explosionsrad zugeführt, das im allgemeinen als zweistufiges Kurtisrad auszuführen



sein wird. Da im Sammler, der in freier Verbindung mit dem Radraum steht, ein Druck von 5 at herrscht, so expandiert jedes Teilchen der Feuergasmasse vom Höchstdruck in der Bombe (29,75 bis 22,4 at) bis auf 5 at. Es ist selbstverständlich, daß nicht nur während der Verbrennung, sondern auch während der Entladung Wärme aus den Feuergasen an die gekühlten Wände der Bomben und Düsen übergeht, und zwar um so mehr, je länger die Entladung dauert. Bei sehr rascher Entladung wird dieser Wärmeübergang klein werden. Im Grenzfall, wo er verschwindet, tritt dann das Feuergas nach der adiabatischen (und isentropischen) Expansion mit  $1020^\circ$  bzw.  $950^\circ$  und  $750^\circ$  (Abb. 140) aus der Düse aus. In Wirklichkeit werden die Temperaturen je nach dem Maß des Wärmeübergangs während der Entladung niedriger als diese Grenzwerte. Mit diesen Temperaturen und einem Druck von 5 at beaufschlagen nun die Feuergase das Explosionsrad. Ihre Strömungs-

geschwindigkeit  $w$  beim Austritt aus den Düsen ist im ersten Augenblick am größten. Mit  $i_1$  und  $i_2$  als Wärmehalt von 1 kg Feuergas in der Bombe und nach erfolgter adiabatischer Expansion auf den Sammlerdruck ist

$$w = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2}.$$

Wird mit der Menge von  $1 \text{ m}^3 0^0 760$  gerechnet, so wird mit  $m = 30$  als mittlerem Molekulargewicht

$$w = 80 \sqrt{J_1 - J_2}.$$

$J_1$  und  $J_2$  können aus der Feuergastafel entnommen werden.

Mit ausreichender Annäherung ist auch

$$i_1 - i_2 = A \frac{k}{k-1} \cdot (p_1 v_1 - p_0 v_2),$$

Fläche  $CGFH$  (Abb. 140). Mit

$$p_1 v_1^k = p_0 v_2^k \quad \text{und} \quad v_1 = \frac{RT_1}{p_1}$$

wird hieraus

$$i_1 - i_2 = AR T_1 \cdot \frac{k}{k-1} \left( 1 - \left[ \frac{p_0}{p_1} \right]^{\frac{k-1}{k}} \right)$$

oder

$$J_1 - J_2 = 0,0886 T_1 \frac{k}{k-1} \left( 1 - \left[ \frac{p_0}{p_1} \right]^{\frac{k-1}{k}} \right).$$

Hieraus folgt mit  $k = 1,26$

$$J_1 - J_2 = 254 \text{ kcal/m}^3 0^0 760$$

und aus der Feuergastafel

$$J_1 - J_2 = 255.$$

Es ist also

$$w_{\max} = 1280 \text{ m/sec.}$$

Dagegen wird in den 3 Fällen mit Wärmeverlust bei der Verbrennung  $J_1 - J_2 = 220, 196, 168 \text{ kcal}$ , also  $w_{\max} = 1190, 1120, 1038 \text{ m/sec}$ .

Während der Entladung nimmt die Geschwindigkeit mit dem fallenden Innendruck stetig ab, um schließlich während der Ladung einen unveränderlichen Kleinstwert zu erreichen.

Die gesamte Arbeitsfähigkeit  $AL_1$  der Feuergase bei Entladung bis  $p_0$  ( $= 5 \text{ at}$ ) wird durch die Fläche  $BCG$  (Abb. 140) dargestellt; diese Arbeit ist also um die Fläche  $CBFH = A v_1 (p_1 - p_0)$  kleiner als  $i_1 - i_2$ . Für 1 kg Feuergas ist somit die verfügbare Hochdruckarbeit

$$AL_1 = i_1 - i_2 - A v_1 (p_1 - p_0)$$

oder

$$AL_1 = i_1 - i_2 - AR T_1 \left( 1 - \frac{p_0}{p_1} \right)$$

und für die Menge von  $1 \text{ m}^3 0^0 760$

$$AL_1 = J_1 - J_2 - 0,0886 T_1 \cdot \left( 1 - \frac{p_0}{p_1} \right).$$

Für die Feuergaswärmen

$Q_1 = 450$	400	300	300 mit
$J_1 - J_2 = 255$	220	196	158 wird hiermit
$AL_1 = 113$	91	81	58 kcal/m <sup>3</sup> .

Von dieser Arbeit wird nun je nach den hydraulischen Eigenschaften und der Geschwindigkeit des Explosionsrads ein größerer oder kleinerer Bruchteil  $\eta_{u1}$  als nutzbare Arbeit auf dieses übertragen; der Rest verwandelt sich im Sammler wieder in Wärme und erhöht die Temperatur im Sammler. Rechnet man z. B. mit einem Umfangswirkungsgrad  $\eta_{u1} = 0,50$ , so werden in den 4 Fällen als Nutzarbeit im Explosionsrad gewonnen

$$\eta_{u1} \cdot AL_1 = 56,5 \quad 45,5 \quad 40,5 \quad 29 \text{ kcal/m}^3$$

und ebensoviel kcal werden in Wärme zurückverwandelt. Dadurch wird die Temperatur im Sammler erhöht um rd.

$$\begin{array}{cccc} 150^\circ & 120^\circ & 100^\circ & 80^\circ, \text{ also auf} \\ 1170^\circ & 1070^\circ & 950^\circ & 830^\circ. \end{array}$$

Durch Wärmeabgabe an die Wände während der Ausströmung wird andererseits die Temperatur im Sammler erniedrigt. Wird dieser Betrag mit 10 v. H. der Verbrennungswärme angesetzt, also mit 45 kcal/m<sup>3</sup>, so wird die Sammlertemperatur um rd. 120° erniedrigt, beträgt also dann in den 4 Fällen

$$1050^\circ \quad 950^\circ \quad 830^\circ \quad 710^\circ.$$

Diese Temperaturen müssen nun durch die Dampfkühlung im Sammler bis auf 450° erniedrigt werden, also um

$$600^\circ \quad 500^\circ \quad 380^\circ \quad 260^\circ,$$

wozu es einer Wärmeentziehung von

$$220 \quad 182 \quad 138 \quad 95 \text{ kcal/m}^3$$

bedarf.

**Niederdruck-Dauerstromturbine.** Die Arbeitsfähigkeit von 1 kg Feuergas in der Niederdruckturbine ist

$$AL_2 = A \frac{k}{k-1} \cdot R T_3 \left( 1 - \left[ \frac{p_2}{p_0} \right]^{\frac{k-1}{k}} \right)$$

und für 1 m<sup>3</sup> 0° 760

$$AL_2 = 0,0886 \frac{k}{k-1} T_3 \left( 1 - \left[ \frac{p_2}{p_0} \right]^{\frac{k-1}{k}} \right).$$

Mit  $k = 1,3$  und  $T_3 = 273 + 450$ ,  $p_2/p_0 = 1/5$  wird  $AL_2 = 85 \text{ kcal/m}^3$ .

Ohne Abkühlung im Sammler würde die Arbeitsfähigkeit dieser Feuergase im Verhältnis der absoluten Temperaturen höher sein, also betragen

$$156 \quad 144 \quad 130 \quad 116 \text{ kcal.}$$

Besitzt die Niederdruck-Feuergasturbine einen thermodynamischen Wirkungsgrad von 83 v. H. so würde die Nutzleistung ohne Abkühlung betragen

$$129 \quad 120 \quad 108 \quad 96 \text{ kcal/m}^3.$$

Mit Abkühlung im Sammler beträgt dagegen in allen 4 Fällen die Niederdruckleistung  $0,83 \cdot 85 = 70,5 \text{ kcal/m}^3$ .

**Dampfmenge und Dampfleistung.** Die Dampfleistung je  $1 \text{ m}^3$  Feuergas ist bedingt durch die Dampfmenge, die mittels der Abwärme der Gasturbine erzeugt werden kann, und durch den Überhitzungsgrad, der sich mit der im Sammler verfügbaren Wärme der Feuergase erzielen läßt. Der Fall, daß Dampf aus fremder Quelle bezogen wird, soll hier außer Betracht bleiben.

Die in den Abgasen der Niederdruckturbine verfügbare Abwärme ergibt sich aus ihrem Temperaturüberschuß über etwa  $100^\circ$ . Nun ist die Abgastemperatur mindestens

$$T_4 = (450 + 273) \cdot \left(\frac{p_2}{p_0}\right)^{0,3},$$

in Wirklichkeit wegen des Arbeitsverlustes etwas höher. Es wird z. B. für

$p_0 = 3$	5	10 at
$T_4 = 558$	500	425
$t_4 = 285$	227	$152^\circ$ .

Bei Abkühlung bis  $100^\circ$  werden daher frei

$$61 \quad 42 \quad 17 \text{ kcal.}$$

Oberhalb von 5 at Verdichtung kommt also diese Abwärmemenge als zu klein nicht in Frage.

Die in das Kühlwasser der Bombe übergehende Wärmemenge beträgt in den 3 obigen Fällen mit 50, 100 und 150 kcal Wärmeabgabe während der Verbrennung und 45 kcal während der Entladung

$$95 \quad 145 \quad 195 \text{ kcal.}$$

Der 1. Fall, keine Wärmeabgabe während der Verbrennung, kommt praktisch nicht in Frage.

Es fragt sich nun, welche Dampfmenngen mit Hilfe dieser Wärmemengen erzeugt werden können und von welchem Zustand beim Austritt aus der Bombe. Dabei ist zunächst vorausgesetzt, daß kein Abgas-Dampfkessel, sondern nur ein Abgas-Vorwärmer vorhanden ist, in dem das Kühlwasser der Bombe vorgewärmt wird, und daß in den Kühlmänteln der Bomben (und Feuergasdüsen) kein Dampf, sondern nur heißes Wasser (unter erhöhtem Druck) erzeugt wird. Wird ein Kühlwasserdruck von  $40,5 \text{ at}$  zugelassen, so kann das Wasser bis  $250^\circ$  erhitzt werden, bis die Verdampfung beginnt. Dabei kann das Kühlwasser die Wärmemenge  $258,4 \text{ kcal}$  über  $0^\circ$  (Flüssigkeitswärme) aufnehmen, also über der Außentemperatur von  $18^\circ$  rd.  $240 \text{ kcal/kg}$ . Nun sind

in den 3 obigen Fällen zur Wassererwärmung insgesamt verfügbar aus den Bomben

	95	145	195 kcal/m <sup>3</sup> Feuergas
und aus dem Abgasvorwärmer (bei $p_0 = 5$ at)			
	42	42	42 kcal,
insgesamt also	137	187	237 kcal.

Ohne Abgasvorwärmer können also

$$\frac{95}{240} = 0,396 \quad \frac{145}{240} = 0,604 \quad \frac{195}{240} = 0,812 \text{ kg}$$

heißes Wasser von 250° und 40,5 at erzeugt werden, mit Abgasvorwärmer dagegen

$$0,570 \quad 0,778 \quad 0,986 \text{ kg.}$$

Läßt man nun dieses heiße Wasser gegen einen Druck von z. B. 15 at in die Überhitzerrohre des Sammlers ausströmen, so entsteht nasser Dampf mit einem Dampfgehalt  $x$ , der sich aus

$$q_1 = q_2 + x r_2 \text{ zu}$$

$$x = \frac{q_1 - q_2}{r_2}$$

ergibt.

Mit  $q_1 = 258,4$ ,  $q_2 = 200,8$ ,  $r_2 = 464,1$  wird

$$x = 0,124 = 12,4 \text{ v. H. Dampfgehalt.}$$

Der Wärmeinhalt ist wie vor der Drosselung 258,4 kcal/kg über 0°.

Um diesen Dampf bis an die Sättigungsgrenze zu bringen, sind

$$(1 - x) \cdot r_2 = 0,876 \cdot 464,1 = 406 \text{ kcal/kg}$$

erforderlich, also für die wirklichen Dampfgehalte die Wärmemengen

$$0,396 \cdot 406 = 161; \quad 0,604 \cdot 406 = 246; \quad 0,812 \cdot 406 = 336 \text{ kcal,}$$

bzw. bei Vorwärmung

$$232 \quad 316 \quad 400 \text{ kcal.}$$

Verfügbar sind im Feuergas

$$182 \quad 138 \quad 95 \text{ kcal.}$$

Nur im 1. Fall, mit 50 kcal Wärmeverlust bei der Verbrennung, genügt also die verfügbare Feuergaswärme, um das erhitze Kühlwasser zu verdampfen und zu überhitzen. Da für je 0,396 kg Dampf 182 — 161 = 21 kcal zur Überhitzung verfügbar sind, so entfallen auf 1 kg Dampf  $21/0,396 = 53$  kcal Überhitzungswärme. Dadurch kann gesättigter Dampf von 15 at bis auf 300° überhitzt werden. Für die Dampfturbine stehen also in diesem Falle 0,396 kg Dampf

von 15 at und 300° zur Verfügung, die bei einem Vakuum von 0,04 at abs. eine Arbeitsfähigkeit (Wärmegefälle) von 227 kcal/kg, also  $0,396 \cdot 227 = 90$  kcal besitzen. Bei einem thermodynamischen Wirkungsgrad der Dampfturbine von 83 v. H. ergibt somit die Dampfturbine eine Nutzleistung von  $0,83 \cdot 90 = 74,7$  kcal/m<sup>3</sup> Feuergas.

Die gesamte Nutzarbeit setzt sich nun wie folgt zusammen:

Gasturbine

Hochdruckrad	45,5 kcal/m <sup>3</sup> 0° 760
Niederdruckturbine	70,5 " "
Dampfturbine	74,7 " "
	190,7 kcal/m <sup>3</sup> 0° 760.

Hiervon geht die Kompressorleistung ab, die erforderlich ist, um die Luftmenge von 1 m<sup>3</sup> 0° 760 (bei Ölbetrieb) von 1 at und 20° bis 5 at zu verdichten und zu fördern. Diese Arbeit ist für 1 kg Luft bei isothermischer Verdichtung ohne Verluste

$$AL_c = A p_2 V_2 \ln \frac{p_0}{p_2}$$

oder mit  $p_2 V_2 = R T_2$

$$AL_c = A R T_2 \ln \frac{p_0}{p_2}$$

und für 1 m<sup>3</sup> 0° 760

$$AL_c = 0,0886 \cdot 2,303 T_2 \log \frac{p_0}{p_2}.$$

Mit  $t_2 = 20^\circ$  Ansaugetemperatur und  $p_0 = 5$ ,  $p_2 = 1$  wird

$$AL_c = 41,8 \text{ kcal.}$$

Der wirkliche Verdichtungsanfang beträgt bei einem isothermischen Wirkungsgrad von 63 %

$$\frac{41,8}{0,63} = 66,4 \text{ kcal/m}^3.$$

Somit ist die Nutzleistung des gesamten Aggregats

$$190,7 - 66,4 = 124,3 \text{ kcal/m}^3,$$

also  $124,3/450 = 0,277$  Bruchteile der Verbrennungswärme.

In den fünf anderen Fällen, mit 100 und 150 kcal/m<sup>3</sup> Wärmeverlust bei der Verbrennung, genügt die in den Sammler-Feuergasen vorhandene Wärme nicht, um die größeren Kühlwassermengen in Dampf zu verwandeln. Dagegen können die größeren Abwärmemengen der Bomben und Düsen zur Erzeugung von gesättigtem feuchtem Dampf von 15 at anstatt von siedendem Wasser von 250° verwendet werden. Dazu ist allerdings ein Verdampfer erforderlich, auf den die Abwärme übertragen wird.

Bezeichnet  $Q_a$  die gesamte Abwärme,  $Q_s$  die in den Sammler-Feuergasen verfügbare Wärme je 1 m<sup>3</sup> Feuergas, so ergibt sich die

Dampfmenge  $G_a$  (vom Zustand beim Austritt aus dem Sammler) aus

$$G_a \cdot (i - q_0) = Q_s + Q_a$$

und der Dampfgehalt  $x$  des im Verdampfer zu erzeugenden Dampfes aus

$$G_a \cdot (q + x r - q_0) = Q_a.$$

Mit den Werten

$Q_a =$	95	145	195	137	187	237
$Q_s =$	182	138	95	182	138	95

also

$$Q_s + Q_a = 277 \quad 283 \quad 290 \quad 319 \quad 325 \quad 332$$

und (für 400<sup>0</sup> und 15 at)

$$i - q_0 = 777 - 17$$

wird

$$G_a = 0,365 \quad 0,373 \quad 0,382 \quad 0,420 \quad 0,428 \quad 0,437 \text{ kg/m}^3 \text{ } 0^0 \text{ } 760,$$

sowie

$$x = 0,127 \quad 0,406 \quad 0,666 \quad 0,186 \quad 0,425 \quad 0,654.$$

Die Arbeitsfähigkeit von 1 kg Dampf von 15 at und 400<sup>0</sup> ist 255 kcal/kg, für 0,04 at Vakuum, und somit die Leistung der Dampfturbine bei 83 v. H. thermodynamischem Wirkungsgrad

$$77 \quad 79 \quad 81 \quad 88,8 \quad 90,7 \quad 92,5 \text{ kcal/m}^3 \text{ } 0^0 \text{ } 760.$$

Somit setzt sich die Gesamtleistung wie folgt zusammen.

Gasturbine

$$\text{Hochdruckrad} \quad 45,5 \quad 40,5 \quad 29 \quad 45,5 \quad 40,5 \quad 29 \quad \text{kcal/m}^3 \text{ } 0^0 \text{ } 760$$

Niederdruck-

$$\text{turbine} \quad 70,5 \quad 70,5 \quad 70,5 \quad 70,5 \quad 70,5 \quad 70,5$$

$$\text{Dampfturbine} \quad 93 \quad 95 \quad 97 \quad 88,8 \quad 90,7 \quad 92,5$$

$$\text{Pos. Gesamtleist.} \quad 193 \quad 109 \quad 180,5 \quad 204,8 \quad 201,7 \quad 192,0$$

$$\text{Kompressorleist.} \quad 66 \quad 66 \quad 66 \quad 66 \quad 66 \quad 66$$

$$\text{Nutzleistung} \quad 127 \quad 124 \quad 114,5 \quad 138,8 \quad 135,7 \quad 126,0 \text{ kcal/m}^3 \text{ } 0^0 \text{ } 760$$

$$\left. \begin{array}{l} \text{Thermisch. Ge-} \\ \text{samtwirkungs-} \\ \text{grad (effektiv)} \end{array} \right\} 0,282 \quad 0,276 \quad 0,254 \quad 0,309 \quad 0,302 \quad 0,280.$$

Eine weitere Steigerung des Wirkungsgrads wird in erster Linie von der Erhöhung des thermodynamischen Wirkungsgrads des Explosionsrads über 50 v. H. abhängen. Auch gelten die obigen Werte nur für Verdichtung auf 5 at und 450 kcal Verbrennungswärme in 1 m<sup>3</sup> 0<sup>0</sup> 760 des Feuergases. Es ist möglich, mit anderen Grundwerten noch höhere Wirkungsgrade zu erzielen. Ferner besteht noch die Möglichkeit, bei der Dampfturbine Zwischenüberhitzung mittels der Sammler-Feuergase anzuwenden (Abb. 139).

Hiernach besteht begründete Aussicht, daß es gelingen wird, große Gasturbinen, Ölturbinen und Brennstaubturbinen nach dem obigen Verfahren zu erbauen, die bezüglich der Wirtschaftlichkeit und Betriebssicherheit den großen Kolben-Gasmaschinen und -Ölmaschinen, sowie den Dampfturbinen ebenbürtig sind.

# Anhang.

## Dampftabellen.

### I.

Gesättigter Wasserdampf von 0,02 bis 40 kg/cm<sup>2</sup> abs.<sup>1)</sup>

Druck $p$ kg/cm <sup>2</sup> abs.	Temperatur $t$ °C	Spezifisches Volumen der Flüssigkeit 1000 $\sigma$ l/kg	Spezifisches Volumen des Dampfes $v_s$ m <sup>3</sup> /kg	Spezifisches Gewicht des Dampfes $\gamma_s$ kg/m <sup>3</sup>	Flüssigkeits- wärme $q$ kcal/kg	Verdamp- fungswärme $r$ kcal/kg	Gesamt- wärme $q+r=\lambda$ kcal/kg	Äußere Verdamp- fungswärme $\Delta p$ ( $v_s - \sigma$ ) kcal/kg	Innere Verdamp- fungswärme $e$ kcal/kg
0,02	17,2	1,0013	68,30	0,01462	17,2	586,9	604,1	32,0	555,0
0,04	28,6	1,0040	35,47	0,02819	28,6	580,9	609,5	33,2	547,7
0,06	35,8	1,0063	24,20	0,04132	35,8	577,1	612,9	34,0	543,1
0,08	41,1 <sub>5</sub>	1,0083	18,45	0,05420	41,2	574,1	615,3	34,6	539,5
0,10	45,4	1,0100	14,96	0,06685	45,4	571,8	617,2	35,0	536,8
0,15	53,6	1,0131	10,22	0,09787	53,6	567,1	620,7	35,9	531,2
0,20	59,7	1,0165	7,80	0,1282	59,6	563,7	623,3	36,5	527,2
0,25	64,6	1,0195	6,33	0,1581	64,5	560,9	625,4	37,0	523,9
0,30	68,7	1,0219	5,33	0,1876	68,7	558,5	627,2	37,5	521,0
0,35	72,3	1,0241	4,614	0,2167	72,3	556,4	628,7	37,8	518,6
0,40	75,4	1,0260	4,071	0,2456	75,4	554,6	630,0	38,1	516,5
0,45	78,3	1,0278	3,645	0,2743	78,3	552,9	631,2	38,4	514,5
0,50	80,9	1,0296	3,303	0,3027	80,9	551,3	632,2	38,7	512,7
0,60	85,4 <sub>5</sub>	1,0327	2,785	0,3591	85,5	548,6	634,1	39,1	509,5
0,70	89,4	1,0355	2,410	0,4149	89,5	546,2	635,7	39,5	506,7
0,80	93,0	1,0381	2,127	0,4700	93,0	544,1	637,1	39,8	504,3
0,90	96,2	1,0405	1,905	0,5249	96,3	542,0	638,3	40,1	501,9
1,00	99,1	1,0426	1,726	0,5793	99,2	540,2	639,4	40,4	499,8
1,20	104,2 <sub>5</sub>	1,0467	1,455	0,6871	104,4	537,0	641,4	40,9	496,1
1,40	108,7	1,0503	1,260	0,7937	108,9	534,1	643,1	41,3	492,9
1,60	112,7	1,0535	1,112	0,8994	113,0	531,5	644,5	41,6	489,9
1,80	116,3	1,0563	0,996	1,0042	116,7	529,1	645,8	41,9	487,2

<sup>1)</sup> Nach Z. V. d. I. 1911. S. 1506: W. Schüle, Die Eigenschaften des Wasserdampfes nach den neuesten Versuchen. Berichtigt nach den Münchener Tabellen (1923).

## I.

Fortsetzung.

Druck $p$ kg/cm <sup>2</sup> abs.	Temperatur $t$ °C	Spezifisches Volumen der Flüssigkeit 1000 $v$ l/kg	Spezifisches Volumen des Dampfes $v_s$ m <sup>3</sup> /kg	Spezifisches Gewicht des Dampfes $\gamma_s$ kg/m <sup>3</sup>	Flüssigkeits- wärme $q$ kcal/kg	Verdampfungs- wärme $r$ kcal/kg	Gesamt- wärme $q+r=\lambda$ kcal/kg	Äußere Ver- dampfungs- wärme $\lambda p$ ( $v_s - v$ ) kcal/kg	Innere Ver- dampfungs- wärme $e$ kcal/kg
2,00	119,6	1,0589	0,902	1,108	120,0	526,9	646,9	42,3	484,6
2,50	126,8	1,0650	0,732	1,366	127,3	522,0	649,3	42,8	479,2
3,00	132,9	1,0705	0,617	1,621	133,5	517,7	651,2	43,3	474,4
3,50	138,2	1,0755	0,5337	1,874	139,0	513,8	652,8	43,7	470,1
4,00	142,9	1,0803	0,4708	2,124	143,8	510,4	654,2	44,0	466,4
4,50	147,2	1,0848	0,4216	2,372	148,3	507,1	655,4	44,3	462,8
5,00	151,1	1,0890	0,3818	2,619	152,3	504,1	656,4	44,6	459,5
5,50	154,7	1,0933	0,3489	2,866	156,0	501,3	657,3	44,8	456,5
6,00	158,1	1,0973	0,3214	3,111	159,5	498,7	658,2	45,0	453,7
6,50	161,2	1,1011	0,2980	3,356	162,8	496,1	658,9	45,2	450,9
7,00	164,2	1,1049	0,2778	3,600	165,8	493,7	659,5	45,4	448,3
7,50	167,0	1,1085	0,2602	3,843	168,7	491,4	660,1	45,5	445,8
8,00	169,6	1,1119	0,2448	4,086	171,5	489,2	660,7	45,7	443,5
8,50	172,1	1,1153	0,2311	4,327	174,2	487,0	661,2	45,8	441,2
9,00	174,5	1,1186	0,2189	4,569	176,6	485,0	661,7	45,9	440,1
9,50	176,8	1,1208	0,2079	4,810	179,1	483,0	662,1	46,0	439,1
10,00	179,0	1,1246	0,1980	5,051	181,4	481,1	662,5	46,1	437,0
10,50	181,2	1,1278	0,1890	5,291	183,7	479,2	662,9	46,2	435,0
11,00	183,2	1,1308	0,1808	5,532	185,8	477,4	663,2	46,3	433,0
11,50	185,2	1,1337	0,1733	5,772	187,9	475,5	663,4	46,4	431,1
12,00	187,1	1,1364	0,1663	6,011	189,9	473,8	663,7	46,4	429,1
12,50	188,9	1,1382	0,1600	6,251	191,9	472,1	664,0	46,5	427,4
13,00	190,7	1,1419	0,1541	6,491	193,8	470,4	664,2	46,6	425,6
13,50	192,5	1,1447	0,1486	6,731	195,6	468,8	664,4	46,6	423,8
14,00	194,1	1,1474	0,1434	6,972	197,4	467,2	664,6	46,7	422,2
14,50	195,8	1,1500	0,1387	7,211	199,1	465,7	664,8	46,7	420,5
15	197,4	1,1525	0,1342	7,451	200,9	464,1	665,5	46,7	419,0
16	200,4	1,156	0,1261	7,931	204,1	461,2	665,3	46,8	417,3
17	203,4	1,163	0,1189	8,410	207,3	458,3	665,6	46,9	414,4
18	206,2	1,167	0,1125	8,892	210,3	455,5	665,8	47,0	411,4
19	208,8	1,171	0,1067	9,37	213,1	452,9	666,0	47,0	408,6
20	211,4	1,176	0,1015	9,85	215,9	450,3	666,2	47,0	405,9
21	213,9	1,180	0,0968	10,34	218,6	447,7	666,3	47,0	403,3
22	216,2	1,184	0,0924	10,82	221,2	445,2	666,4	47,0	400,7
23	218,5	1,189	0,0885	11,30	223,6	442,9	666,5	47,0	398,2
24	220,8	1,193	0,0849	11,79	226,1	440,5	666,6	47,0	395,9
25	222,9	1,197	0,0815	12,28	228,4	438,3	666,7	47,0	393,5
30	232,8	1,216	0,0679	14,73	239,3	427,5	666,8	46,9	380,7
34	239,9	1,230	0,0598	16,72	247,0	419,7	666,7	46,7	373,0
40	249,2	1,250	0,0506	19,77	257,5	408,9	666,4	46,2	362,7

## II.

## Gesättigter Wasserdampf von 0° bis 250°.

Temperatur $t$ °C	Druck $p$ kg/cm <sup>2</sup> abs.	Spez. Vol. der Flüssigkeit 1000 $\sigma$ l/kg	Spez. Vol. des Dampfes $v_s$ m <sup>3</sup> /kg	Spez. Gew. des Dampfes $\gamma_s$ kg/m <sup>3</sup>	Flüssigkeitswärme $q$ kcal/kg	Verdampfungswärme $r$ kcal/kg	Gesamtwärme $q+r=\lambda$ kcal/kg	Äußere Verd. Wärme $A p$ ( $v_s - \sigma$ ) kcal/kg	Innere Verd. Wärme $e$ kcal/kg
0	0,00622	1,0001	206,5	0,004843	0,00	596,8	596,8	30,1	566,7
5	0,00889	1,0000	147,1	0,006795	5,03	594,0	599,0	30,7	563,4
10	0,01252	1,0003	106,4	0,009396	10,05	591,3	601,3	31,2	560,1
15	0,0174	1,0009	77,98	0,01282	15,05	588,6	603,6	31,8	556,8
20	0,0238	1,0018	57,84	0,01730	20,05	585,8	605,8	32,3	553,5
25	0,0323	1,0029	43,41	0,02303	25,04	583,1	608,1	32,8	550,3
30	0,0433	1,0043	32,94	0,03036	30,03	580,2	610,2	33,4	546,8
35	0,0573	1,0060	25,26	0,03959	35,0	577,5	612,5	33,9	543,6
40	0,0752	1,0078	19,56	0,05113	40,0	574,8	614,8	34,5	540,3
45	0,0977	1,0098	15,28	0,06542	45,0	572,0	617,0	35,0	537,0
50	0,1258	1,0121	12,06	0,08294	50,0	569,2	619,2	35,5	533,7
55	0,1605	1,0145	9,589	0,10428	55,0	566,3	621,3	36,0	530,3
60	0,2031	1,0167	7,687	0,13009	60,0	563,5	623,5	36,6	526,9
65	0,2549	1,0198	6,209	0,16105	65,0	560,6	625,6	37,1	523,5
70	0,3177	1,0227	5,052	0,1979	70,0	557,7	627,7	37,6	520,1
75	0,3931	1,0258	4,138	0,2416	75,0	554,8	629,8	38,1	516,7
80	0,4828	1,0290	3,413	0,2930	80,0	551,9	631,9	38,6	513,3
85	0,5895	1,0324	2,831	0,3532	85,0	548,9	633,9	39,1	509,8
90	0,7148	1,0359	2,364	0,4231	90,1	545,8	635,9	39,6	506,2
95	0,8620	1,0396	1,984	0,5041	95,1	542,8	637,9	40,0	502,8
100	1,0333	1,0433	1,674	0,5973	100,1	539,7	639,8	40,5	499,2
105	1,2319	1,0473	1,420	0,7041	105,2	536,5	641,7	41,0	495,5
110	1,4610	1,0513	1,211	0,8260	110,3	533,2	643,5	41,4	491,8
115	1,7241	1,0556	1,037	0,9645	115,3	529,9	645,2	41,8	488,1
120	2,0247	1,0592	0,892	1,1212	120,4	526,6	647,0	42,2	484,3
125	2,3670	1,0635	0,771	1,298	125,5	523,1	648,6	42,7	480,4
130	2,7549	1,0678	0,668	1,496	130,6	519,6	650,2	43,1	476,6
135	3,1915	1,0725	0,582	1,718	135,7	516,1	651,8	43,4	472,7
140	3,685	1,0772	0,508	1,966	140,8	512,5	653,3	43,8	468,7
145	4,238	1,0825	0,446	2,243	146,0	508,8	654,8	44,2	464,6
150	4,855	1,0878	0,3924	2,549	151,1	505,0	656,1	44,5	460,5
155	5,542	1,0936	0,3463	2,887	156,3	501,1	657,4	44,8	456,3
160	6,303	1,0995	0,3066	3,262	161,5	497,1	658,6	45,1	452,0
165	7,147	1,1060	0,2713	3,686	166,7	493,0	659,7	45,2	447,8
170	8,079	1,1124	0,2425	4,124	171,9	488,9	660,8	45,7	443,2
175	9,102	1,1192	0,2166	4,616	177,2	484,5	661,7	46,2	438,6
180	10,225	1,1260	0,1938	5,159	182,4	480,2	662,6	46,4	434,0
185	11,454	1,1334	0,1739	5,749	187,6	475,8	663,4	46,4	429,4
190	12,799	1,1407	0,1564	6,395	193,0	471,1	664,1	46,5	424,6
195	14,262	1,1487	0,1409	7,096	198,3	466,4	664,7	46,7	419,7
200	15,854	1,1566	0,1272	7,860	203,6	461,6	665,2	46,8	414,8
205	17,581	1,165	0,1151	8,689	209,0	456,7	665,7	46,9	409,8
210	19,453	1,173	0,1043	9,589	214,4	451,7	666,1	47,0	404,7
215	21,475	1,182	0,0946	10,565	219,8	446,7	666,5	47,0	399,7
220	23,655	1,191	0,0860	11,621	225,2	441,3	666,6	47,0	394,3
225	26,003	1,201	0,0783	12,766	230,7	436,0	666,7	47,0	389,0
230	28,527	1,211	0,0714	14,004	236,2	430,6	666,8	46,9	383,7
235	31,232	1,221	0,0652	15,342	241,7	425,1	666,8	46,8	378,3
240	34,132	1,232	0,0596	16,790	247,2	419,4	666,7	46,6	372,8
245	37,235	1,242	0,0545	18,355	252,8	413,8	666,6	46,4	367,4
250	40,547	1,253	0,0499	20,048	258,4	408,0	666,4	46,2	361,8

## III.

## Gesättigter Wasserdampf von +10° bis +50°.

Temperatur °C	Druck		Spezifisches Volumen $v_s$ m <sup>3</sup> /kg	Spezifisches Gewicht 1000 $\gamma_s$ g/m <sup>3</sup>	Verdamp- fungs-Wärme $r$ kcal/kg	Gesamt- Wärme $\lambda$ kcal/kg
	mm Hg	kg/cm <sup>2</sup>				
10	9,21	0,0125	106,4	9,40	591,3	601,3
11	9,84	0,0134	99,7	10,03		
12	10,52	0,0143	93,7	10,67		
13	11,23	0,0153	87,9	11,38		
14	11,99	0,0163	83,0	12,05		
15	12,79	0,0174	77,9	12,83	588,6	603,6
16	13,64	0,0186	73,2	13,66		
17	14,5	0,0197	69,0	14,49		
18	15,5	0,0211	65,1	15,36		
19	16,5	0,0224	61,4	16,29		
20	17,5	0,0238	57,8	17,3	585,8	605,8
21	18,6 <sub>5</sub>	0,0254	54,5	18,3		
22	19,8	0,0270	51,4	19,4		
23	21,1	0,0287	48,6	20,6		
24	22,4	0,0305	45,9	21,8		
25	23,8	0,0324	43,4	23,0	583,1	608,1
26	25,2	0,0343	41,0	24,4		
27	26,7	0,0363	38,8	25,8		
28	28,3 <sub>5</sub>	0,0386	36,8	27,2		
29	30,0 <sub>5</sub>	0,0408	34,8	28,7		
30	31,8	0,0432	32,9	30,4	580,2	610,2
31	33,7	0,0458	31,2	32,0		
32	35,7	0,0486	29,6	33,8		
33	37,7	0,0513	28,0	35,7		
34	39,9	0,0543	26,6	37,6		
35	42,2	0,0573	25,2	39,6	577,5	612,5
36	44,6	0,0606	23,9	41,8		
37	47,1	0,0641	22,7	44,0		
38	49,7	0,0676	21,6	46,3		
39	52,5	0,0715	20,5	48,8		
40	55,3	0,0752	19,5	51,2	574,8	614,8
41	58,4	0,0795	18,6	53,8		
42	61,5	0,0836	17,7	56,5		
43	64,8	0,0882	16,8	59,5		
44	68,3	0,0930	16,0	62,5		
45	71,9	0,0978	15,3	65,5	572,0	617,0
46	75,7	0,103	14,6	68,5		
47	79,6	0,108	13,9	71,9		
48	83,7	0,114	13,2	75,8		
49	88,0 <sub>5</sub>	0,120	12,6	79,4		
50	92,5	0,126	12,0	83,0	569,2	619,2

## IIIa.

Gesättigter Wasserdampf von  $-20^{\circ}$  bis  $+9^{\circ}$ .

Temperatur $t$ $^{\circ}\text{C}$	Druck $p$ mm Hg	Spez. Volum. $v$ $\text{m}^3/\text{kg}$	Spez. Gewicht $\gamma$ $\text{g}/\text{m}^3$	Temperatur $t$ $^{\circ}\text{C}$	Druck $p$ mm Hg	Spez. Volum. $v$ $\text{m}^3/\text{kg}$	Spez. Gewicht $\gamma$ $\text{g}/\text{m}^3$	Temperatur $t$ $^{\circ}\text{C}$	Druck $p$ mm Hg	Spez. Volum. $v^1$ $\text{m}^3/\text{kg}$	Spez. Gewicht $\gamma^1$ $\text{g}/\text{m}^3$
-20	0,960	995	1,00	-10	2,159	451	2,22	0	4,579	211	4,74
-19	1,044	920	1,09	-9	2,335	418	2,39	+1	4,921	198	5,05
-18	1,135	848	1,18	-8	2,521	388	2,58	+2	5,286	185	5,41
-17	1,233	782	1,28	-7	2,722	359	2,78	+3	5,675	172	5,81
-16	1,338	722	1,38	-6	2,937	332	3,01	+4	6,088	161	6,21
-15	1,451	667	1,50	-5	3,167	307	3,26	+5	6,528	150	6,67
-14	1,573	615	1,63	-4	3,413	282	3,55	+6	6,997	141	7,09
-13	1,705	568	1,76	-3	3,677	262	3,82	+7	7,494	132	7,58
-12	1,846	526	1,90	-2	3,958	244	4,10	+8	8,023	123	8,13
-11	1,997	486	2,06	-1	4,258	227	4,40	+9	8,584	116	8,62

<sup>1)</sup> Diese Werte sind etwas verschieden von Tab. II.

## IV.

Gesättigter Wasserdampf von 0,01 bis 0,20  $\text{kg}/\text{cm}^2$  abs.

kg/cm <sup>2</sup>	Druck		Temp. $^{\circ}\text{C}$	Spez. Vol. $v_s$ $\text{m}^3/\text{kg}$	Spez. Gew. $1000 \gamma_s$ $\text{g}/\text{m}^3$	Verdampf- Wärme $r$ kcal/kg	Gesamt- wärme $\lambda$ kcal/kg
	$p_s$ mm Hg						
0,010	7,35		6,7	131,7	7,60	591,1	597,8
0,015	11,03		12,7	89,5	11,2	588,2	600,9
0,020	14,7		17,2	68,3	14,7	586,0	603,2
0,025	18,4		20,8	55,3	18,1	583,9	604,7
0,030	22,1		23,8	46,6	21,4	582,4	606,2
0,035	25,8		26,4	40,2	24,9	581,1	607,5
0,040	29,4		28,6	35,5	28,2	580,0	608,6
0,045	33,1		30,7	31,7	31,5	578,8	609,5
0,050	36,8		32,5	28,7	34,8	578,0	610,5
0,055	40,5		34,2	26,2	38,2	577,0	611,2
0,060	44,1		35,8	24,2	41,3	576,2	612,0
0,065	47,8		37,3	22,4	44,6	575,4	612,7
0,070	51,5		38,7	20,9	47,8	574,7	613,4
0,075	55,2		39,9	19,6	51,0	574,0	613,9
0,080	58,8		41,1	18,5	54,2	573,4	614,5
0,085	62,5		42,3	17,4	57,5	572,7	615,0
0,090	66,2		43,4	16,5	60,6	572,2	615,6
0,095	69,9		44,4	15,7	63,7	571,6	616,0
0,10	73,5		45,4	15,0	66,3	571,1	616,5
0,11	80,9		47,3	13,8	72,5	570,0	617,2
0,12	88,3		49,0	12,6	79,4	569,1	618,0
0,13	95,6		50,7	11,7	85,5	568,2	618,8
0,14	103,0		52,2	10,9	91,7	567,4	619,5
0,15	110,3		53,6	10,2	97,9	566,5	620,0
0,16	117,6		55,0	9,62	103,9	565,7	620,6
0,17	125,0		56,2	9,09	110,0	565,1	621,1
0,18	132,3		57,4	8,62	116,0	564,4	621,6
0,19	139,7		58,6	8,20	121,9	563,7	622,2
0,20	147,1		59,7	7,80	128,2	563,1	622,7

**Rahmentafeln für Wasserdampf<sup>1)</sup>.**

Mittelwerte und Toleranzen für den Sättigungszustand.

Temperatur ° C	Sättigungsdruck		Spezifisches Volumen			
	Mittelwert kg/cm <sup>2</sup>	Toleranz ± kg/cm <sup>2</sup>	des Wassers		des Dampfes	
			Mittelwert m <sup>3</sup> /kg	Toleranz ± m <sup>3</sup> /kg	Mittelwert m <sup>3</sup> /kg	Toleranz ± m <sup>3</sup> /kg
0	0,00623	0,00001	0,00100	0,00000	206,4	0,1
50	0,1258	0,0001	0,00101	0,00000	12,06	0,01
100	1,0333	0,0000	0,00104	0,00000	1,674	0,001
150	4,854	0,002	0,00109	0,00000	0,393	0,001
200	15,85	0,01	0,00116	0,00000	0,1270	0,0006
250	40,60	0,05	0,00126	0,00001	0,0501	0,0002
300	87,7	0,1	0,00142	0,00001	0,0218	0,0005
350	168,7	0,1	0,00179	0,00003	0,0089	0,0002

Mittelwerte und Toleranzen für den Sättigungszustand.

Temperatur ° C	Wärmeinhalt			
	des Wassers		des Dampfes	
	Mittelwert internat. kcal/kg <sup>2)</sup>	Toleranz ± internat. kcal/kg	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg
0	0	0	595,4	1,2
50	49,95	0,02	618,5	1,0
100	100,04	0,02	639,2	0,5
150	150,93	0,03	656,0	1,5
200	203,60	0,04	667,5	2,0
250	259,35	0,3	670	3
300	321,8	1,0	657,5	5,0
350	403,7	2,0	617	7

<sup>1)</sup> Beschlüsse der Internationalen Dampftafel-Konferenz in London, 1929.  
Nach VDI-Zeitschr: 1929, S. 1856.

<sup>2)</sup> Die „internationale Kilokalorie“ ist definiert als das Wärmeäquivalent des 860. Teiles einer internationalen Kilowattstunde.

Mittelwerte und Toleranzen für überhitzten Dampf.  
Spezifisches Volumen.

Druck	1 kg/cm <sup>2</sup>		5 kg/cm <sup>2</sup>		10 kg/cm <sup>2</sup>	
	Mittelwert	Toleranz	Mittelwert	Toleranz	Mittelwert	Toleranz
Temperatur ° C	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg
100	1,730	0,003				
200	2,213	0,004	0,4331	0,0006	0,2100	0,0002
300	2,689	0,005	0,5326	0,0006	0,2631	0,0003
400	3,160	0,005	0,6294	0,0006	0,3125	0,0003
450	3,396	0,005	0,6783	0,0020	0,3367	0,0003
500	3,632	0,005	0,7242	0,0020	0,3604	0,0004
550	3,868	0,005	0,7720	0,0020	0,3846	0,0004

Druck	25 kg/cm <sup>2</sup>		50 kg/cm <sup>2</sup>		100 kg/cm <sup>2</sup>	
	Mittelwert	Toleranz	Mittelwert	Toleranz	Mittelwert	Toleranz
Temperatur ° C	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg
300	0,1011	0,0003	0,0465	0,0004		
400	0,1224	0,0003	0,0591	0,0004	0,0271	0,0004
450	0,1327	0,0003	0,0645	0,0004	0,0305	0,0004
500	0,1426	0,0003	0,0698	0,0004	0,0334	0,0004
550	0,1523	0,0004	0,0749	0,0005	0,0361	0,0005

Druck	150 kg/cm <sup>2</sup>		200 kg/cm <sup>2</sup>		250 kg/cm <sup>2</sup>	
	Mittelwert	Toleranz	Mittelwert	Toleranz	Mittelwert	Toleranz
Temperatur ° C	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg	m <sup>3</sup> /kg	± m <sup>3</sup> /kg
400	0,0162	0,0003	0,01028	0,00005	0,00636	0,00005
450	0,0190	0,0003	0,01312	0,00025	0,00940	0,00015
500	0,0212	0,0004	0,01512	0,00035	0,01136	0,00030
550	0,0232	0,0005	0,01673	0,00045	0,0130	0,0004

Mittelwerte und Toleranzen für überhitzten Dampf.  
Wärmeinhalt.

Druck	1 kg/cm <sup>2</sup>		5 kg/cm <sup>2</sup>		10 kg/cm <sup>2</sup>	
	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg
100	639,4	0,1				
200	687,5	1,0	682,5	1,5	676,2	1,5
300	735,3	1,5	732,5	2,0	729,5	2,0
400	783,4	1,5	781,7	2,0	780,0	2,0
450	807,7	1,5	807,0	2,0	805,0	2,0
500	832,6	1,5	831,6	2,0	830,2	2,0
550	858,0	2,0	857,5	2,0	856,5	2,0

Druck	25 kg/cm <sup>2</sup>		50 kg/cm <sup>2</sup>		100 kg/cm <sup>2</sup>	
	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg
300	719,8	1,5	700,6	2,5		
400	774,4	1,5	764,0	2,6	741,7	3,0
450	800,5	1,5	793,5	2,0	776,3	3,0
500	827,7	2,0	822,0	3,0	809,5	3,0
550	853,8	2,5	850,0	5,0	840,0	5,0

Druck	150 kg/cm <sup>2</sup>		200 kg/cm <sup>2</sup>		250 kg/cm <sup>2</sup>	
	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg	Mittelwert internat. kcal/kg	Toleranz ± internat. kcal/kg
400	713,9	3,0	676,0	2,5	622,0	4,0
450	757,7	3,0	736,0	4,0	712,0	6,0
500	797,5	4,0	784,0	6,0	769,0	8,0
550	832,0	5,0	823,0	8,0	812,0	10,0

# Alphabetisches Sachverzeichnis

## zum ersten und zweiten Teil.

Die arabischen Ziffern bedeuten die Seitenzahlen; I = Erster Teil (Gase und allgemeine thermodynamische Grundlagen); II = Zweiter Teil (Dämpfe).

- Abgasverluste I 88.  
Absolute Temperatur I 181.  
Abwärmekraftmaschinen II 79.  
Adiabatische Zustandsänderung.  
— — der Gase I 118, 130, 150.  
— — des Wasserdampfes II 29, 65.  
Äthyläther II 89.  
Aktion II 230.  
— und Reaktion II 240.  
Arbeit der Gase u. Dämpfe I 108.  
Arbeitsfähigkeit, technische I 197.  
— Erhaltung beim Wärmeaustausch I 198.  
— des Dampfes II 139, 110, 114.  
Arbeitsverlust durch Strömungswiderstand I 335, II 117.  
Atmosphäre I 4.  
Atomgewicht I 16.  
Ausflußmengen, theoret.,  
— — aus Mündungen I 264, 268, 271.  
— — aus Lavaldüsen I 276.  
— — wirkliche I 281, 285.  
— — aus Meßdüsen I 286.  
— — durch Öffnungen in dünner Wand I 288.  
— — durch Ansatzrohre und Düsen I 289, 291.  
— — durch Drosselscheiben (Stauränder) I 296.  
Ausströmung aus Mündungen I 262.  
— mit kleinem Druckunterschied I 264.  
— mit hohem Überdruck I 265.  
— im Niederdruckgebiet I 268.  
— bei überkritischen Drücken I 271.  
Avogadro, Regel von I 18.  
Barometerstand - Reduktion I 6.  
Befeuchtung d. Luft II 136.  
Benson-Hochdruckdampfverfahren II 194.  
Boylesches Gesetz I 8.  
Brennstoffe I 28.  
— feste und flüssige I 29.  
— gasförmige I 30.  
Carnotscher Kreisprozeß I 171.  
— — mit vollkommenen Gasen I 171, 175.  
— — rückläufiger I 176.  
— — mit beliebigen Körpern I 179.  
— — im Regenerativ-Verfahren II 179.  
Clapeyron - Clausiussche Gleichung II 80.  
Daltonsches Gesetz der Teildrücke I 21.  
Dampfmaschine,  
— Zustandsänderung des Dampfes II 34.  
— gewöhnliche, n. Watt II 151.  
Dampfmaschine,  
— theoretische Arbeit des Dampfes II 153, 159, 161.  
— wirkliche Arbeit des Dampfes II 166.  
— Verbund- II 170.  
— Heißdampf II 171.  
— Stumpfsche Gleichstrom- II 173.  
— mit kurz. Kolb. II 173.  
— Höchstdruck nach Schmidt II 185.  
Dampfspeicher,  
— Allgem. Grundl. II 198.  
— Gefällespeicher (nach Ruths) II 200.  
— Gleichdruckspeicher II 203.  
Dampftafeln für Wasserdampf  
— *TS*- u. *TVS*-, f. Wasserdampf II 41.  
— im Höchstdruckgebiet II 69.  
— *JS*-Tafel II 114.  
— *Jt*-Tafel II 59.  
— im Kältegebiet II 91.  
Dampftafeln,  
— *TS*-, für Kohlensäure II 92.  
— *TS*-Tafel f. Luft II 93.  
— *JS*-Tafel f. Luft II 99.  
— *Jt*-Tafel f. Luft II 105.  
Dampfturbine II 242–255.  
Dämpfe,  
— Allgem. Verhalten d. — II 74.  
— Grenzkurve II 76.  
— gesätt. u. überhitzt. — I 2, II 94.

- Dämpfe,**  
 — Zustandsgleichungen II 95.  
 — Spez. Wärme  $c_p$  II 97, 98.  
 — Zustandstafeln II 98.  
**Destillieren mit Wärmepumpe** II 225.  
**Dichteverhältnis** I 20.  
**Dieselmotor,**  
 — Kreisprozeß I 217.  
 — Arbeitsweise I 372.  
**Diphenyloxyd** II 73, 88.  
**Drosselung** I 235.  
 — der Dämpfe II 100.  
 — der wirkl. Gase II 107.  
**Drosselscheibe** I 296.  
**Druckluft,**  
 — Herstellung v. — I 355.  
 — -Kraftübertrag. I 364.  
 — -Motoren I 364, 366.  
**Düsen** I 275, 291.  
 — -Berechnung, graphische II 121.
- Energie,**  
 — -Einheiten I 164.  
 — -Gesetz I 164.  
 — innere — beliebiger Körper I 188.  
 — der Gase u. Feuergase I 75.  
 — der Gase bei hohen Temperat. I 145, 148.  
 — d. Wasserdampfs II 11.  
 — d. überhitzten Dämpfe II 103, 105.  
**Entropie d. Gase** I 135, 149.  
 — beliebig. Körper I 185.  
 — als Zustandsgröße I 209.  
 — des gesättigt. Wasserdampfs II 23.  
 — des überhitzt. Wasserdampfs II 27.  
 — d. gesätt. Dämpfe II 85.  
 — bei nicht umkehrbaren Zustandsänder. I 228.  
**Entropiediagramme** für Kreisprozesse I 212.  
**Entropietafel f. Luft** I 144.  
 — f. Gase bei großen Temperaturändergn. I 153.  
 — für Luft,  $\text{CO}_2$ ,  $\text{H}_2\text{O}$ , Feuergase I 155.  
 — für Wasserdampf vgl. Dampftafeln.  
**Erster Hauptsatz der Wärmetheorie** I 107, 162.  
**Explosionsdrücke** I 95.
- Feuchter Dampf** I 2, II 12, 15.  
**Feuchte Luft** I 25, II 123, 131.  
**Feuergase,**  
 — Zusammensetzg. d. — I 31, 34, 37, 39, 41, 43.  
 — Spez. Wärmed. — I 66.  
 — Inhalt an Verbrennungswärme I 78.  
 — Volumen für verschied. Brennstoffe I 82.  
 — — bei der Verbrennungstemperatur I 85.  
 — — abhängig v. Heizwert I 80.  
**Feuerraumbelastung** I 85.  
**Flüssigkeitswärme des Wasserdampfes** II 7.
- Gase** I 1.  
 — Tabelle I 19.  
 — beisehr hohen Drücken I 346.  
**Gasexplosionen** I 90.  
**Gasgemische** I 15, 96.  
**Gasgesetze** I 8.  
**Gaskonstante** I 19.  
 — allgemeine — I 20.  
 — von Gemischen I 20.  
 — vor und nach der Verbrennung I 36.  
**Gasmotor, Kreisprozeß** I 214, 219.  
 — Arbeitsweisen nach Otto I 366.  
**Gasturbine,**  
 — Kreisprozeß der Explosionsturbine nach Holzwarth I 221.  
 — — d. Verbund-Explosionsturbine n. Holzwarth -Schüle I 222.  
 — Arbeitsweise nach Holzwarth I 378.  
 — Verbund - Explosions-Feuergas- und Wasserdampfturbine n. Holzwarth-Schüle II 258.  
**Gay-Lussac-Gasgesetz** I 9.
- Gesamtwärme d. Wasserdampfes** II 10.  
**Gleichgewichte zwischen Dampf, flüssigen und festen Körpern** II 82.  
**Gleichstromdampfmaschinen** II 173.  
**Grenzkurve für Wasserdampf** II 21.
- Hauptgleichung,**  
 — für Gase und Dämpfe I. Form I 192.  
 — für Gase und Dämpfe II. Form I 195.  
**Heißdampfmasch.** II 171.  
**Heizwert** I 70.  
**Höchstdruckdampf** II 45.  
 — mittelbare Erzeugung von — n. Schmidt II 190.  
 — mittelbare Erzeugung von — n. Löffler II 191.
- JS-Tafel f. Wasserdampf** II 114.  
 — für Luftdampf II 99.
- Kalorie** I 50.  
**Kaltdämpfe** II 72, 92.  
 — Tabellen u. Diagramme II 215.  
**Kaltdampfmaschin.** II 79.  
**Kälteerzeugung mittels Kaltdämpfen** II 205.  
 — mittels Wasserdampf II 216.  
**Kältemaschinen** II 206.  
 — mehrstufige II 213.  
 — mit Wasserdampf II 216.  
**Kälteprozeß, Carnotscher** I 176.  
 — allgemeiner I 204.  
 — mit Kaltdämpf. II 205.  
 — zweistufiger II 213.
- Kohlensäure,**  
 — spez. Wärme bei hohen Temperatur. I 62, 149.  
 — Verhältnis  $c_p/c_v$  I 151.  
 — Dampfdruck II 74.  
 — Isotherme II 75.  
 — Verdampfungswärme II 79.  
 — *TS*-Diagramm II 92.
- Kompressoren** I 355.  
 — zweistufige I 362.
- Kondensation bei Dampfmaschinen,**  
 — Kühlwassermenge II 15.  
 — Nutzen II 157.
- Kreisprozesse,**  
 — motorische I 201.  
 — Wirkungsgrad I 204.  
 — Kälteprozesse I 204.  
 — elementare I 206.
- Kritischer Zustand der Gase** II 75.  
 — — kritische Drücke und Temperatur. II 78.

- Kritisches Druckverhältnis bei der Strömung** I 258, 260, 268.  
**Lavaldüsen** I 275, 289, II 120.  
**Lavalturbine** II 247.  
**Luft** I 23, 58, 61, 68.  
 — Verflüssigung II 109.  
 — Dampftafeln II 93, 99, 105.  
**Luftbedarf f. Verbrennung** I 31.  
**Löffler - Dampferzeuger** II 191.  
**Manometer** I 5.  
**Mariottesches Gesetz** I 8.  
**Mechanischer Wirkungsgrad** II 142.  
**Mechanisches Wärmeäquivalent** I 105.  
**Mehrstoff - Dampfturbine** II 255.  
 — Gas- u. Dampfturbine II 258.  
**Molekulargewicht** I 17.  
 — der Gase I 19.  
 — mittleres I 16.  
**Molekularwärme,**  
 — fester Körper I 52.  
 — von Gasen I 57.  
 — abhängig von Temperatur I 58, 62, 68.  
 — nach der kinetischen Theorie I 145.  
**Nicht umkehrbare Vorgänge** I 222, 227, 228.  
**Ölmotoren,**  
 — nach Otto I 366.  
 — nach Diesel I 372.  
 — nach Holzwarth I 378.  
 — nach Holzwarth-Schüle I 222, II 258.  
**Orsatapparat** I 38.  
**Polytropische Zustandsänderung** I 125.  
**Psychrometer** I 25, II 137.  
**Quecksilber-Dampfdruck** II 73, 74.  
 — -Verdampfungswärme II 73.  
 — -Entropie II 257.  
 — -Wasserdampfturbine nach Emmet II 255.
- Rauchgasanalyse** I 41.  
**Reaktion der Strömung** I 290, II 234.  
**Reaktionsrad, reines** II 237.  
**Regenerativ - Verfahren** II 175, 179.  
**Reynoldssche Zahl** I 309.  
**Rohrleitungen, Druckverlust** I 304.  
 — glatte I 308.  
 — rauhe I 314.  
 — Dampfleitungen I 316.  
 — Berechnung I 321.  
 — sehr lange I 324.  
 — Ferngas I 324.  
 — mit adiabatischer Strömung I 327.  
**Schmelzpunkte** I 185.  
**Speisungsaufwand** II 11.  
**Spezifisches Gewicht** I 3.  
 — Volumen I 3.  
**Spezifische Wärme,**  
 — — Begriff I 49.  
 — — mittlere und wahre I 54.  
 — — fester und flüssiger Körper I 50.  
 — — der Gase I 57.  
 — — Verhältnis  $c_p/c_v$  I 60, 151.  
 — — von  $\text{CO}_2$  I 62.  
 — — von  $\text{H}_2\text{O}$  I 63.  
 — — von  $\text{CH}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_4$ ,  $\text{C}_2\text{H}_2$  I 66.  
 — — der Feuergase I 67.  
**Staurand** I 296.  
**Staurohr** I 246.  
**Strömung der Gase und Dämpfe** I 240.  
 — mit kleinen Druckänderungen I 244.  
 — mit großen Druckänderungen I 247.  
 — mit Expansion I 248, 254.  
 — mit Kompression I 252, 254, 259.  
 — in eingeschnürt. Röhren I 256.  
 — kritisches Druckverhältnis I 258.  
 — Expansionsströmung mit Widerstand. I 304, 336.  
 — Verdichtungsströmung mit Widerstand. I 341.
- Strömungswiderstände**  
 I 283, 286, 289.  
 — in Leitungen I 304, 311, 314.  
 — im Entropiediagramm II 117.  
**Teildrücke** I 22.  
**Temperatur** I 7, 48, 49.  
 — absolute I 10, 181.  
 — Skalen I 7, 183.  
**Thermischer Wirkungsgrad**  
 — — von Kreisprozessen I 213.  
 — — von Verbrennungskraftmaschinen I 369, 375, 380.  
 — — von Dampfkraftmaschinen II 142.  
 — — von Kolbendampfmaschinen II 158, 161, 164.  
 — — Gesamtwirkungsgrad II 142.  
**Thermodynamischer Wirkungsgrad** II 141.  
**Thomson - Joulesche Abkühlung** II 107.  
**Tripelpunkt** II 84.  
**Trocknung mit warmer Luft** II 137.  
 — mit kalter Luft II 138.  
**Überdruck und Unterdruck** I 5.  
 — -Dampfturbine II 249, 252.  
**Überhitzter Wasserdampf** II 17.  
 — Gesamtwärme II 18.  
 — Spez. Wärme  $c_p$  II 19.  
 — Zustandsgleichungen II 19, 60, 64.  
**Überschallgeschwindigkeit,**  
 — bei Düsen I 275.  
 — bei einfachen Mündungen I 281, 293.  
 — bei Turbinenkanälen I 281, 301.  
**Vakuummeter** I 5.  
**Van der Waals, Gleichung** I 352, II 94.  
**Verbrennung** I 31.  
 — unvollständige I 43.  
**Verbrennungsdauer** I 87.  
**Verbrennungsdreieck** I 42, 44, 47.

- Verbrennungsmotoren, I 366, 372, 378; II 258.  
 Verbrennungsprodukte I 31.  
 Verbrennungstemperaturen,  
 — bei konst. Druck I 81.  
 — Tabelle I 82.  
 — bei konst. Volumen I 94.  
 Verbrennungswärme (Feuergaswärme) I 78.  
 Verbund-Dampfmaschine II 170.  
 — -Explosions-Feuergas- und Wasserdampfmaschine II 258.  
 Verdampfungskühlung II 137.  
 Verflüssigung der Dämpfe II 76.  
 — der Gase II 78.  
 — der Luft II 109.  
 Vermischung v. Gasen I 96.  
 Verwandlung von Wärme in Arbeit I 105.  
 Volumenkontraktion bei Verbrennung I 33.  
 Vorwärmung des Speisewassers II 174, 185.  
 — der Verbrennungsluft II 185.  
 Wärmediagramme I 135.  
 Wärmegefälle II 110.  
 Wärmegleichung d. Gase I 111.
- Wärmegleichung beliebiger Körper I 192, 195.  
 Wärmehalt der Gase u. Feuergase I 75, 145.  
 — beliebig. Körper I 195.  
 — des Wasserdampfes II 11, 50, 56, 110, 114.  
 Wärmemenge I 48, 50.  
 Wärmepumpe II 219, 225.  
 Wärme und Arbeit I 162.  
 Wärmeverbrauch der Dampfkraftmaschinen II 143.  
 Wasserdampf,  
 — in Verbrennungsgasen I 38.  
 — im gewöhl. Druckgebiet II 1.  
 — bei sehr hoh. Drücken II 45.  
 — im Kältegebiet II 89.  
 Wirtschaftlich. Wirkungsgrad I 167, II 144.
- Zähigkeit I 305.  
 — kinematische I 309.  
 — von Luft und Wasserdampf I 313.
- Zustand der Gase und Dämpfe I 3.  
 Zustandsänderung,  
 — der Gase I 101,  
 — bei unveränderlichem Raum I 102.  
 — — — Druck I 103.  
 — — unveränderlicher Temperatur I 116.
- Zustandsänderung,  
 — adiabatische I 118, 130, 150.  
 — polytropische I 125.  
 — des Wasserdampfes,  
 — — — ohne Feuchtigkeitsänderung II 28.  
 — — — adiabatische II 29, 32, 54, 65.  
 — — — in Dampfmaschinen II 34.  
 — — — bei konstantem Volumen II 36, 39.
- Zustandsdiagramm,  
 — der Gase I 11, 347, 350, 351, 353.  
 — des Wasserdampfes II 62, 65.
- Zustandsgleichung,  
 — allgemeine — der Gase I 13.  
 — für die elementare Zustandsänderung I 113.  
 — für die Gase bei sehr hohen Drücken I 352.  
 — des überhitzt. Wasserdampfes II 19, 60, 67.
- Zweiter Hauptsatz I 169, 178, 188, 209.  
 — bei nicht umkehrbarer Zustandsänderung I 227, 233.
- Zwischendampfentnahme II 149.
- Zwischenüberhitzung II 184.