

Theorie und Konstruktion der Kolben- und Turbo- Kompressoren

von

P. Ostertag

Zweite Auflage

Theorie und Konstruktion der Kolben- und Turbo- Kompressoren

Von

P. Ostertag

Dipl.-Ing., Professor am kantonalen Technikum
Winterthur

Zweite, verbesserte Auflage

Mit 300 Textfiguren



Springer-Verlag Berlin Heidelberg GmbH

1919

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

ISBN 978-3-662-42056-0 ISBN 978-3-662-42323-3 (eBook)

DOI 10.1007/978-3-662-42323-3

Copyright 1919 by Springer-Verlag Berlin Heidelberg

Ursprünglich erschienen bei Julius Springer in Berlin 1919.

Vorwort.

Für die vorliegende zweite Auflage lag keine Veranlassung vor, den Charakter des Buches zu ändern; die Entwicklungen in den einzelnen Abschnitten sind wieder möglichst kurz gehalten und mit einfachen mathematischen Mitteln durchgeführt. Daß diese Behandlung für das Verständnis der Wirkungsweise und für die Verwendung beim Entwurf der Kompressoren genügt, zeigt die Auswertung der Versuchsergebnisse, die an zahlreichen Beispielen durchgeführt ist und wertvolle Vergleiche geliefert hat.

Zur Einführung in die Aufgabe und zum Verständnis der Vorgänge für Anfänger dient der erste Teil, der eine kurze Zusammenstellung der einschlägigen Grundgesetze enthält.

Eine Erweiterung hat der zweite Hauptabschnitt — Kolbenkompressoren — erfahren durch die Behandlung der Vakuumpumpen; ihre Berechnung läßt sich ebenfalls an Hand der Entropietafel für Luft rasch und sicher durchführen. Da die Bedeutung der Kompressoren mit umlaufendem Kolben in rascher Zunahme begriffen ist, dürfte es begrüßt werden, daß ein typisches Beispiel in bewährter Ausführung in das Buch aufgenommen werden konnte.

Ganz umgearbeitet und den jetzigen Erfahrungen angepaßt sind die Abschnitte über ausgeführte Turbokompressoren und deren Regelung.

Bei sämtlichen Berechnungen ist der Entropiebegriff in ausgiebiger Weise benutzt worden, um zu zeigen, wie rasch und übersichtlich sich die Probleme mit der Entropietafel lösen lassen. Schon der Zeitersparnis halber sollten endlich die Vorurteile gegen diese Behandlungsart fallen und die Methode in Schule und Praxis Verwendung finden.

Winterthur, April 1919.

P. Ostertag.

Inhaltsübersicht.

Erster Teil. Grundgesetze aus der technischen Wärmelehre der Gase.

A. Die Zustandsgrößen.		Seite
1. Gasarten		1
2. Zustandsgrößen		1
3. Gesetze von Boyle und Gay-Lussac		2
4. Allgemeine Zustandsgleichung		3
5. Werte der Gaskonstanten		3
6. Gültigkeit der Gesetze von Boyle und von Gay-Lussac		4
7. Zustandsgleichung verschiedener Gase		5
8. Gasgemische		6
9. Gewichts- und Volumverhältnisse von Gasgemischen		7
10. Feuchte Luft		9
11. Kilogramm-Molekül und mittleres Molekulargewicht		12
B. Wärme und Arbeit.		
12. Erster Hauptsatz		13
13. Zweiter Hauptsatz		14
14. Die Wärmegleichung der Gase		14
15. Zahlenwerte der spezifischen Wärme		16
16. Spezifische Wärme von Gasgemischen		17
17. Spezifische Wärme der feuchten Luft		20
18. Druck und Temperatur von Gasgemischen		20
19. Entropie		21
C. Zustandsänderungen.		
20. Vorgang bei unveränderlichem Volumen		24
21. Zustandsänderung bei gleichbleibendem Druck		25
22. Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur		26
23. Vorgang bei unveränderlicher Entropie		28
24. Polytropische Zustandsänderung		30
25. Bemerkungen über umkehrbare Zustandsänderungen		34
26. Nicht umkehrbare Zustandsänderungen		36

Zweiter Teil. Kolbenkompressoren.

A. Energieumsatz im Kolbenkompressor.

27. Theoretischer Arbeitsvorgang im einstufigen Kompressor	38
28. Schädlicher Raum	43
29. Liefergrad	47
30. Wirkungsgrad des Energieumsatzes	48
31. Bestimmung der Hauptabmessungen	50
32. Mehrstufige Kompressoren	55
33. Die wirklichen Vorgänge im Kompressor mit Rücksicht auf die Nebenerscheinungen	60
34. Einfluß des Zwischenkühlers auf das Indikatorgramm	66

	Seite
35. Kolbenkräfte	67
36. Antrieb der Kolbenkompressoren durch Abdampfmaschinen	70
37. Über Messung von Liefermengen	71

B. Die Steuerungen der Kolbenkompressoren.

38. Ventilsteuerungen	75
39. Federnde Klappen (Gutermuth)	80
40. Schiebersteuerungen	84
41. Schiebersteuerungen mit Druckausgleich	89

C. Die Regelung der Kolbenkompressoren.

42. Regelung der Liefermenge durch Änderung der Drehzahl	90
43. Regelung bei gleichbleibender Drehzahl	92
a) Durch Aussetzer	93
b) Regelung der Ansaugemenge innerhalb eines Kolbenhubes	96
c) Vergrößerung der schädlichen Räume	97

D. Ausgeführte Kolbenkompressoren.

44. Einstufige Kompressoren	98
45. Mehrstufige Kompressoren mit abgesetztem Kolben	102
46. Verdichtung in getrennten Zylindern	113
47. Erzeugung der Einblase- und Spülluft für Rohölmotoren	117

E. Kompressoren mit umlaufendem Kolben.

48. Allgemeines	122
49. Rotierender Kompressor, System Wittig	122

F. Förderung von Gasen aus Räumen mit Unterdruck (Vakuumpumpen).

50. Arbeitsvorgang der Luftpumpen ohne Druckausgleich	125
51. Der Druckausgleich für Vakuumpumpen mit Schiebersteuerung	130
52. Der volumetrische Wirkungsgrad der Schieberpumpen mit Druckausgleich	133
53. Energiebedarf der Schieberpumpen	135

G. Zwischenkühler.

54. Wärmeübertragung	140
55. Druckabfall	144
56. Ausführung der Zwischenkühler	145

Dritter Teil. Turbokompressoren.

57. Einleitung	147
--------------------------	-----

A. Der Energieumsatz im Turbokompressor.

58. Spaltüberdruck	148
59. Theoretische Druckhöhe, Arbeitsbedarf	151
60. Theoretische Druckhöhe für senkrechten Eintritt	155
61. Gerade radiale Schaufeln	158
62. Ebene Schaufeln, gleichbleibende Breite	161
63. Absoluter und relativer Weg der Flüssigkeit	163
64. Beschleunigung der absoluten und relativen Bewegung	166
65. Wirkliche Druckhöhe im einstufigen Turbogebläse	169
66. Die Kennlinien der Schaufelräder	173
67. Gleichwertige Öffnung	178
68. Diffusor und Leitrad	178
69. Mehrstufige Turbogebläse ohne Kühlung	184
70. Spaltverluste	186
71. Einwirkung der Wasserkühlung innerhalb einer Stufe	188
72. Mehrstufiger Turbokompressor mit vollkommener Zwischenkühlung	189

	Seite
73. Unvollkommene Kühlung	190
74. Auswertung von Leistungsproben an Turbokompressoren	194
75. Förderung verschiedenartiger Gase	207
76. Bestimmung der Liefermenge mittels Düse	208
B. Die Regelung der Turbokompressoren.	
77. Allgemeines	217
78. Regelungseinrichtungen für gleichbleibende Drehzahl	221
79. Regelungseinrichtungen mit verstellbarer Drehzahl auf konstanten Druck	222
80. Regelungseinrichtungen mit verstellbarer Drehzahl auf konstante Liefermenge	224
81. Vorrichtungen zur Verhinderung des „Pumpens“	228
82. Regelungsvorrichtungen für Parallelbetrieb	232
C. Ausgeführte Turbokompressoren.	
83. Brown, Boveri & Cie. A.-G., Baden (Schweiz)	234
84. Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft Berlin	250
85. Gutehoffnungshütte, Oberhausen	257
86. Pokorny & Wittekind A.-G., Frankfurt a. M.	262
87. Escher, Wyss & Cie. A.-G., Zürich	263
88. C. H. Jäger & Cie., Leipzig	268
89. Gebrüder Sulzer A.-G., Winterthur	271
D. Einige Konstruktionseinzelheiten der Turbokompressoren.	
90. Über Kühlvorrichtungen	274
91. Berechnung der Radscheiben	278
92. Kritische Drehzahl	283
93. Besondere Anordnungen der Gasführung	293
94. Die Lagerung der Kompressorwelle	294

Grundgesetze aus der technischen Wärmelehre der Gase.

A. Die Zustandsgrößen der Gase.

1. Gasarten.

Ein Körper wird als gasförmig bezeichnet, wenn seine Teilchen sich nach allen Seiten gleichmäßig auszubreiten streben, bis sie durch feste Wände daran verhindert werden.

Dabei sind die vorkommenden Temperaturen so hoch, daß auch die größten anwendbaren Pressungen eine Verflüssigung des Gases nicht herbeizuführen vermögen.

Für die Kompressoren kommt als wichtigstes Gas in Betracht die atmosphärische Luft, eine Gasmischung, der Hauptsache nach aus Sauerstoff und Stickstoff bestehend. Andere Gasgemische sind: Leuchtgas, Kraftgas, Gichtgas, deren Verwendung in verdichtetem Zustand an Bedeutung zunimmt, ebenso die sog. einfachen (zweiatomigen) Gase (O_2 , N_2 , H_2 , CO , NO).

Innerhalb der in Kompressoren auftretenden Temperaturen darf auch Kohlensäure (CO_2) als ein Gas bezeichnet werden; ferner ist der Bestandteil der äußeren Atmosphäre an Wasserdampf derart hoch überhitzt, daß er als Gas angesehen werden kann.

2. Zustandsgrößen.

Der Zustand eines Gases wird in technischer Hinsicht als gegeben angesehen, wenn bekannt sind:

a) Der Druck (p), den das Gas auf die Flächeneinheit der Wandung ausübt. Den Berechnungen ist stets der absolute Druck zugrunde zu legen, während bei den Messungen meistens der Überdruck oder der Unterdruck über oder unter dem äußeren Luftdruck (Barometerstand) abgelesen wird.

In den Rechnungen ist es zweckmäßig, als Einheit des Druckes 1 kg auf den Quadratmeter zu wählen.

Dieses Maß ist bei kleinen Druckunterschieden deshalb vorteilhaft, weil häufig die Messung mit sog. Wassersäule vor sich geht (U-förmig gebogene Röhre, mit Wasser teilweise gefüllt), wobei der Druck von 1 kg/qm einer Wassersäule von 1 mm Höhe entspricht. Statt Wasser kann Quecksilber in das Rohr eingefüllt werden.

Bei großen Druckunterschieden ist als Einheit 1 kg/qcm im Gebrauch, sie wird „technische Atmosphäre“ genannt.

$$1 \text{ kg/qcm} = 1 \text{ Atm.} = 10\,000 \text{ kg/qm} = 735,6 \text{ mm QS} = 10 \text{ m WS.}$$

b) Die Temperatur, gemessen in Graden Celsius (t).

c) Das Volumen der Gewichtseinheit (v), kurz das „spezifische Volumen“ genannt, es ist dies der Raum, den 1 kg des betreffenden Gases einnimmt, gemessen in Kubikmeter (v cbm/kg).

Statt v kann das Gewicht der Volumeneinheit γ (spezifisches Gewicht) angegeben werden, denn es ist

$$\gamma \cdot v = 1 \dots \dots \dots (1)$$

Kennt man das Gesamtvolumen V des eingeschlossenen Gases (Kesselinhalt), so ergibt sich mit v oder γ das Gesamtgewicht

$$G = \gamma \cdot V = \frac{V}{v} \dots \dots \dots (2)$$

3. Gesetze von Boyle und von Gay-Lussac.

Wird das Volumen eines Gases derart vergrößert oder verkleinert, daß die Temperatur unverändert bleibt, so ändert sich der Druck im umgekehrten Verhältnis der Volumen.

Sind also p_1 und v_1 , die beiden veränderlichen Zustandsgrößen am Anfang p_2 und v_2 am Ende einer Änderung, so gilt

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \text{Konst.} \dots \dots \dots (3)$$

(Boyle 1662, Mariotte 1679).

Wird ein Gas bei gleichbleibendem Druck erwärmt oder abgekühlt, so ändert sich sein Volumen, und zwar steht die Volumenänderung im gleichen Verhältnis zu der Temperaturänderung.

Ist v_0 das Volumen von 1 kg Gas bei 0°C , so ist das Volumen bei $t_1^\circ \text{C}$

$$v_1 = v_0 (1 + \alpha_p t_1),$$

worin α_p die Ausdehnungsziffer genannt wird.

Ebenso ist für eine andere Temperatur t_2

$$v_2 = v_0 (1 + \alpha_p t_2)$$

oder

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{1 + \alpha_p t_2}{1 + \alpha_p t_1} \dots \dots \dots (4)$$

(Gay-Lussac 1662, Mariotte 1679).

Wird ein Gas bei konstantem Volumen erwärmt, so steigt der Druck, und zwar zeigt die Erfahrung, daß

$$p_1 = p_0 (1 + \alpha_v t_1) \dots \dots \dots (5)$$

worin p_0 der Druck bei 0°C bedeutet; α_v heißt Spannungsziffer.

Für Luft und alle einfachen Gase sind bei den meisten Anwendungen die beiden Vorzahlen unveränderlich und einander gleich, nämlich

$$\alpha_p = \alpha_v = \alpha = 0,003663 = \frac{1}{273}.$$

Man kann mit dieser Bedingung die drei Gleichungen vereinigen, indem man sich ein Gas vom Anfangszustand p_1, t_1, v_1 in den Endzustand p_2, t_2, v_2 dadurch übergeführt denkt, daß sich zuerst nur p_1 und v_1 bei gleichbleibender Temperatur auf p_2, v ändern, dann gilt

$$\frac{v}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}.$$

Nachher soll das Gas bei konstantem Enddruck p_2 vom Volumen v auf v_2 gebracht werden durch Änderung von t_1 auf t_2 , für diesen Teil des Prozesses ist

$$\frac{v_2}{v} = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1}.$$

Durch Multiplikation beider Gleichungen ergibt sich die allgemeine Form

$$\frac{p_2 v_2}{p_1 v_1} = \frac{1 + \alpha t_2}{1 + \alpha t_1} \dots \dots \dots (6)$$

als Beziehung zwischen den drei Zustandsgrößen am Anfang und am Ende eines Prozesses.

4. Allgemeine Zustandsgleichung.

Wird $\alpha = \frac{1}{273}$ in Gleichung 6 eingesetzt, so ist

$$\frac{p_2 v_2}{273 + t_2} = \frac{p_1 v_1}{273 + t_1} = \text{Konst} = R.$$

Führt man zur Abkürzung

$$273 + t_2 = T_2, \quad 273 + t_1 = T_1$$

als absolute Temperatur ein, so ergibt sich damit die allgemeine Zustandsgleichung der Gase

$$p \cdot v = RT \dots \dots \dots (7)$$

Diese Gleichung gibt den Zusammenhang zwischen Druck, Temperatur und spezifischem Volumen (oder spez. Gewicht) in jedem Augenblick einer Zustandsänderung an.

Durch Messung von Druck und Temperatur läßt sich mit der Zustandsgleichung das spezifische Volumen berechnen.

Führt man in Gleichung 7 das Gesamtgewicht und das Gesamtvolumen ein, so ist $v = \frac{V}{G}$, also

$$pV = GRT \dots \dots \dots (8)$$

Mit dieser Gleichung kann die Temperatur eines Gases durch Messung von p , V und G berechnet werden. Sie wird angewendet, wenn eine Messung von T nicht unmittelbar möglich ist, z. B. bei Kolbenkompressoren für die Bestimmung der Lufttemperatur im Innern des Zylinders.

5. Werte der Gaskonstanten.

Wird in der Zustandsgleichung der Druck in kg/qm, die absolute Temperatur in Grad Celsius und das spezifische Volumen in cbm/kg eingesetzt, so beträgt die Gaskonstante

Atmosph. Luft (trocken)	$R = 29,27$
Sauerstoff	26,47
Stickstoff	30,13
Wasserstoff	422,6
Wasserdampf (stark überhitzt)	46,95

1. Beispiel: Zur Berechnung des spezifischen Volumens bzw. des spezifischen Gewichts der Außenluft ist nur nötig, den Barometerstand b und die Temperatur t abzulesen. Es sei $b = 735,6$ mm QS (Quecksilbersäule), $t = 15^\circ \text{C}$.

Der in die Zustandsgleichung einzusetzende Druck p ist das Gewicht einer Quecksilbersäule von einem Quadratmeter Querschnitt und einer Höhe von 0,7356 m. Dieses Gewicht beträgt

$$p = 0,7356 \cdot 13596 = 10000 \text{ kg/qm}$$

$$T = 273 + 15 = 288,$$

demnach

$$v = \frac{29,27 \cdot 288}{10000} = 0,844 \text{ cbm/kg}$$

oder

$$\gamma = \frac{1}{v} = 1,185 \text{ kg/cbm.}$$

Bei

$$t = 0^\circ \quad \text{und} \quad b = 760 \text{ mm QS}$$

wird

$$p = 0,76 \cdot 13596 = 10333 \text{ kg/qm}$$

$$v = \frac{29,27 \cdot 273}{10333} = 0,774 \text{ cbm/kg}$$

$$\gamma = 1 : 0,774 = 1,293 \text{ kg/cbm.}$$

2. Beispiel: Ein Kompressor liefere in der Minute 150 kg Luft in den Druckbehälter. Es soll das minutliche Ansaugvolumen berechnet werden, wenn im Saugstutzen ein Unterdruck von 125 mm WS und eine Temperatur von 12° C herrscht. Barometerstand 720 mm QS.

Der absolute Druck im Saugrohr beträgt

$$p = 0,720 \cdot 13596 - 0,125 \cdot 1000 = 9664 \text{ kg/qm}$$

$$T = 273 + 12 = 285,$$

mithin

$$v = \frac{29,27 \cdot 285}{9664} = 0,835 \text{ cbm/kg.}$$

Das Ansaugvolumen ist demnach

$$V = G \cdot v = 150 \cdot 0,835 = 125 \text{ cbm/min.}$$

Würde derselbe Kompressor unter sonst gleichen Umständen für Wasserstoff benützt, so könnte er bei gleichem Druck und gleicher Temperatur im Saugstutzen dasselbe Volumen wie bei Betrieb mit Luft ansaugen. Das spezifische Volumen für Wasserstoff beträgt aber

$$v = \frac{422,6 \cdot 285}{9664} = \sim 12,5 \text{ cbm/kg.}$$

Demnach wird an Gewicht nur

$$G = V : v = 125 : 12,5 = 10 \text{ kg/min}$$

geliefert.

6. Gültigkeit der Gesetze von Boyle und von Gay-Lussac.

Da die Zustandsgleichung eine Zusammenziehung der Gesetze von Boyle und von Gay-Lussac darstellt, hängt ihre Gültigkeit von derjenigen der beiden genannten Gesetze ab.

Nach Versuchen von Amagat wird das Gesetz von Boyle bei Anwendung höherer Temperaturen nur ganz wenig beeinflusst. Eine Berichtigung ist auch für Pressungen bis zu 100 Atm. nicht nötig.

Dagegen nimmt das Gesetz für einfache Gase und hohe Pressungen die Form an

$$\frac{v_1}{v_2} = \mu \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (9)$$

wobei μ eine Berichtigungsvorzahl bedeutet.

Nach Versuchen von Cailletet und Natterer beträgt zum Beispiel¹⁾

Anfangsdruck Enddruck . .	für atmosphärische Luft		Wasserstoff	
	1 Atm.	100 Atm.	1 Atm.	78 Atm.
60	μ 1,0131	μ —	μ 0,9810	μ —
100	1,0098	1,00	0,9552	0,980
200	0,999	0,9502	0,9158	0,9050
300	0,9465	0,9200	0,8761	0,8600

Die Abweichungen fangen bei Luft und Wasserstoff erst von 200 Atm. an fühlbar zu werden.

In bezug auf das Gay-Lussacsche Gesetz zeigen Versuche von Regnault, daß die Spannungs- und Ausdehnungsziffern α_p und α_v bei hohen Drücken einander nicht mehr gleich sind. Es wurde bei Temperaturen zwischen 0 und 100° gefunden für einfache Gase

$p =$	100	200	300	400 Atm.
$\alpha_p =$	0,00444	0,00455	0,00422	0,00371
$\alpha_v =$	0,00462	0,00552	0,00600	0,00617

Mit zunehmenden Drücken nimmt also α_p ab und α_v zu. Von den Temperaturen werden diese Zahlen kaum merkbar beeinflußt.

Für Kohlensäure sind die Abweichungen bei den genannten hohen Drücken größer und es ist dieses Gas alsdann nach den Gesetzen für überhitzte Dämpfe zu behandeln.

In diesen außergewöhnlichen Fällen gilt grundsätzlich die Zustandsgleichung von van der Waals²⁾. Größere Abweichungen zeigt Luft bei sehr tiefen Temperaturen, wie dies Witkowski nachgewiesen hat³⁾.

7. Zustandsgleichung verschiedener Gase.

Die Zustandsgleichung kann für jedes Gas angewendet werden, dessen Gaskonstante R bekannt ist.

Betrachtet man zwei verschiedene Gase, bei denen Druck und Temperatur gleich groß sind, so kann geschrieben werden

$$pv = RT, \quad pv_0 = R_0 T,$$

woraus

$$\frac{v}{v_0} = \frac{\gamma_0}{\gamma} = \frac{R}{R_0} \dots \dots \dots (10)$$

d. h. die spezifischen Volumen zweier Gase bei denselben Drücken und Temperaturen verhalten sich wie ihre Gaskonstanten.

Nach dem Gesetz von Avogadro verhalten sich aber die spezifischen Gewichte wie die Molekulargewichte (m und m_0). Man kann deshalb setzen

$$R = R_0 \cdot \frac{m_0}{m} \dots \dots \dots (11)$$

¹⁾ Weitere Angaben siehe: Weyrauch, Grundriß der Wärmetheorie, S. 128 usw.

²⁾ Siehe Schüle: Technische Thermodynamik, II. Band.

³⁾ Siehe Amagat & Décombe: La statique des fluides.

Mit Hilfe der bekannten Molekulargewichte zweier Gase läßt sich damit die unbekannte Gaskonstante des einen Körpers aus der bekannten des andern berechnen.

3. Beispiel: Für Wasserstoff ist $m_0 = 2$, $R_0 = 422,6$. Damit ergeben sich für einige Gase folgende Werte

Sauerstoff O	$m = 32 \dots \dots \dots$	$R = \frac{2}{32} \cdot 422,6 = 26,5$
Kohlenoxyd CO	$m = \frac{24 + 32}{2} = 28 \dots \dots$	$R = \frac{2}{28} \cdot 422,6 = 30,26$
Stickoxyd NO	$m = \frac{28,08 + 32}{2} = 30,04 \dots$	$R = \frac{2}{30,04} \cdot 422,6 = 28,2$
Kohlensäure CO ₂	$m = \frac{24 + 2 \cdot 32}{2} = 44 \dots \dots$	$R = \frac{2}{44} \cdot 422,6 = 19,3$
Schweflige Säure SO ₂	$m = \frac{2 \cdot 31,98 + 2 \cdot 32}{2} = 64$	$R = \frac{2}{64} \cdot 422,6 = 13,2.$

8. Gasgemische.

Nach dem Gesetz von Dalton ist der Gesamtdruck eines Gasgemisches gleich der Summe der Pressungen, die jedes Gas für sich in demselben Raum bei derselben Temperatur ausüben würde.

Nehmen also zwei Gasgewichte G_1 und G_2 dieselben Volumen V bei gleich großen Temperaturen ein, so herrschen in den Räumen die Pressungen p_1 und p_2 , und zwar ist

$$p_1 V = G_1 R_1 T, \quad p_2 V = G_2 R_2 T.$$

Werden nun beide Gase in ein und denselben Raum V vereinigt, so entsteht nach Dalton der Druck

$$p = p_1 + p_2 \quad \text{oder} \quad p \cdot V = T(G_1 R_1 + G_2 R_2)$$

und es gilt für die Mischung die Zustandsgleichung

$$p V = (G_1 + G_2) R T.$$

Aus beiden Gleichungen folgt für die Gaskonstante der Mischung

$$R = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G_1 + G_2} = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G} \dots \dots \dots (12)$$

Aus diesen Gleichungen ergeben sich ferner die Einzelpressungen

$$p_1 = p \cdot \frac{G_1 R_1}{G R}, \quad p_2 = p \cdot \frac{G_2 R_2}{G R} \dots \dots \dots (13)$$

und die Gewichte der Gasbestandteile

$$G_1 = \frac{R - R_2}{R_1 - R_2} \cdot G, \quad G_2 = \frac{R - R_1}{R_2 - R_1} \cdot G \dots \dots \dots (14)$$

4. Beispiel: Für einen Kompressor stehe Luft mit einem Feuchtigkeitsgehalt von 5 v. H. zur Verfügung. Wie groß ist die Gaskonstante und das spezifische Volumen bei 15° C und 735,6 mm QS?

Für trockene Luft ist	$R_1 = 29,27$	$G_1 = 0,95 G$
für überhitzten Wasserdampf	$R = 46,95$	$G_2 = 0,05 G$

Damit ergibt sich für die Gaskonstante

$$R = \frac{G_1 R_1 + G_2 R_2}{G} = 29,27 \cdot 0,95 + 46,95 \cdot 0,05 = 30,15$$

und

$$v = \frac{30,15 \cdot 288}{10000} = 0,868 \text{ cbm/kg.}$$

Diese Gaskonstante ist gegenüber derjenigen bei trockener Luft um 3,9 v. H. gewachsen, das spezifische Volumen um 12 v. H. gestiegen (siehe 1. Beispiel). Dadurch sinkt aber das von demselben Kompressor zu fördernde Luftgewicht. Die Leistungsfähigkeit der Kompressoren wird also durch Ansaugen von Luft mit großem Feuchtigkeitsgrad herabgemindert.

5. Beispiel: Gewichtsverhältnis der Luft.

Die Luft besteht der Hauptsache nach aus Sauerstoff und Stickstoff. Nun ist

$$\begin{aligned} \text{für Luft} & \quad . \quad R = 29,27, \\ \text{„ Sauerstoff} & \quad R_1 = 26,47, \\ \text{„ Stickstoff} & \quad R_2 = 30,13. \end{aligned}$$

Daher ergibt sich nach Gl. 14 für die Gewichte der Bestandteile

$$\text{Sauerstoff } G_1 = \frac{29,27 - 30,13}{26,47 - 30,13} \cdot G = 0,2356 G,$$

$$\text{Stickstoff } G_2 = (1 - 0,2356) G = 0,7644 G,$$

d. h. in 100 Gewichtsteilen Luft sind 23,56 Teile Sauerstoff und 76,44 Teile Stickstoff enthalten.

Die Teilpressungen betragen nach Gl. 13

$$p_1 = \frac{0,2356 \cdot 26,47}{29,27} p = 0,213 p,$$

$$p_2 = (1 - 0,213) p = 0,787 p.$$

d. h. der Luftdruck wird zu 78,7 v. H. vom Stickstoff und zu 21,3 v. H. vom Sauerstoff gebildet.

9. Gewichts- und Volumenverhältnisse von Gasgemischen.

Denkt man sich zwei oder mehrere Einzelgase einer Mischung jedes für sich nicht nur unter gleiche Temperatur, sondern auch unter gleichen Druck gebracht, so nehmen sie verschieden große Volumen ein ($V_1, V_2 \dots$).

Die Zustandsgleichungen heißen dann

$$\text{für das erste Einzelgas} \dots \dots \dots p V_1 = G_1 R_1 T,$$

$$\text{für das zweite Einzelgas} \dots \dots \dots p V_2 = G_2 R_2 T,$$

$$\text{für die Mischung} \dots \dots \dots p V = G R T,$$

hieraus ergeben sich die Beziehungen

$$\left(\frac{V_1}{V}\right) = \frac{R_1}{R} \cdot \left(\frac{G_1}{G}\right), \quad \left(\frac{V_2}{V}\right) = \frac{R_2}{R} \left(\frac{G_2}{G}\right) \text{ — usf. } \dots \dots \dots (15)$$

Hierin bedeuten $\frac{G_1}{G}, \frac{G_2}{G} \dots$ die Gewichtsverhältnisse der Einzelbestandteile zur ganzen Mischung, $\frac{V_1}{V}, \frac{V_2}{V} \dots$ die Volumenverhältnisse dieser Einzelbestandteile. Falls die Gaskonstanten der Einzelgase und diejenige der Mischung bekannt

sind, kann man mit Gl. 15 aus den gegebenen Gewichtsverhältnissen eines Gases die Volumverhältnisse berechnen, und umgekehrt, aus den Volumverhältnissen die Gewichtsverhältnisse.

Meistens ist R nicht bekannt, dafür kennt man aber (siehe Hütte) die spezifischen Gewichte der Einzelgase bei bestimmtem Zustand (15°C , 1 Atm.). Damit lassen sich aus den durch die Gasanalyse bestimmten Volumverhältnissen die Gewichtsverhältnisse berechnen.

Aus der Beziehung

$$G = G_1 + G_2 + \dots$$

erhalten wir durch Einsetzen von $G = \gamma V$ usf.

$$\gamma V = \gamma_1 V_1 + \gamma_2 V_2 + \dots,$$

womit sich das spezifische Gewicht der Mischung berechnet zu

$$\gamma = \gamma_1 \left(\frac{V_1}{V} \right) + \gamma_2 \left(\frac{V_2}{V} \right) + \dots \dots \dots (16)$$

Mit γ erhält man nun die Gewichtsverhältnisse der Einzelgase aus den Volumverhältnissen

$$\frac{G_1}{G} = \left(\frac{V_1}{V} \right) \frac{\gamma_1}{\gamma}; \quad \frac{G_2}{G} = \left(\frac{V_2}{V} \right) \frac{\gamma_2}{\gamma} \text{ usw. } \dots \dots \dots (17)$$

6. Beispiel: Zur Bestimmung der Volumverhältnisse der atmosphärischen Luft kann angenommen werden, die Luft bestehe (abgesehen von kleinen Beimengungen) aus 23,56 Gewichtsteilen Sauerstoff und 76,44 Teilen Stickstoff (siehe 5. Beispiel).

Da die Gaskonstanten der Mischung und diejenigen der Einzelgase bekannt sind, kann Gl. 15 benutzt werden.

Hierbei ist für Sauerstoff

$$\frac{G_1}{G} = 0,2356 \quad \frac{R_1}{R} = \frac{26,47}{29,27},$$

folglich

$$V_1 = \frac{26,47}{29,27} \cdot 0,2356 V = 0,213 V;$$

für Stickstoff

$$\frac{G_2}{G} = 0,787 \quad \frac{R_2}{R} = \frac{30,13}{29,27},$$

$$V_2 = \frac{30,13}{29,27} \cdot 0,2346 V = 0,787 V.$$

Die Luft besteht aus 21,3 Volumteilen Sauerstoff und aus 78,7 Volumteilen Stickstoff.

7. Beispiel: Es soll für Leuchtgas von bekannten Volumverhältnissen das spezifische Gewicht bei 1 Atm. und 15°C berechnet werden, ferner die Gewichtsverhältnisse und die Gaskonstante.

In der Zahlentafel 1 sind in der ersten senkrechten Reihe die bekannten Volumverhältnisse angegeben, und zwar für $V=1$ cbm, die zweite Reihe enthält die Gaskonstanten R und die dritte die spezifischen Gewichte γ der Einzelgase (siehe Hütte), bezogen auf 1 Atm. und 15°C . Die Produkte der ersten und dritten Kolonne geben die Werte $\gamma_1 V_1$, $\gamma_2 V_2$ usw., bezogen auf $V=1$; die Summe dieser Werte ist somit das spezifische Gewicht γ der Mischung. Mit γ berechnen sich nach Gl. 17 die Gewichtsverhältnisse der Einzelgase (letzte Reihe), wenn die Werte der vierten Reihe durch γ dividiert werden.

Für die Gaskonstante der Mischung benützt man einfach die Zustandsgleichung

$$R = \frac{p}{\gamma T} = \frac{10000}{0,4732 \cdot 288} = 73,4$$

oder aber Gl. 12, indem man die Gaskonstante jeden Bestandteiles mit dem Gewichtsverhältnis multipliziert und die Produkte addiert.

Zahlentafel 1.

Gasart	V = 1 cbm enthält cbm	Gaskonst. R	Spez. Gnw. γ bei 1 Atm. 15° C	$\gamma_1 V_1$ usw. für V = 1 cbm	1 kg enthält kg
H	0,4850	422,6	0,0827	0,0401	0,0848
CH ₄	0,3500	52,8	0,6570	0,2300	0,4865
CO	0,0700	30,26	1,1480	0,0804	0,1700
C ₂ H ₄	0,0450	30,20	1,149	0,0517	0,1084
CO ₂	0,0200	19,14	1,804	0,0361	0,0763
O	0,0025	26,47	1,312	0,0033	0,0071
N	0,0275	30,13	1,151	0,0316	0,0669
	1,0000			0,4732	1,0000

10. Feuchte Luft.

Die atmosphärische Luft enthält stets eine kleine Menge Wasserdampf; dieser Bestandteil ist als Gas mit geringem Teildruck anzusehen, wenn er sich in der klaren Luft im ungesättigten Zustand befindet.

Im Grenzzustand ist die Luft mit Wasserdampf gesättigt; 1 cbm enthält nun so viele kg Dampf (γ_s kg/cbm), als der Lufttemperatur zugehört. Bei gesättigter Luft stimmt demnach der Gehalt an Wasserdampf mit seinem spezifischen Gewicht γ_s überein, das nur von der Temperatur des Gemisches abhängt und ihrem Zahlenwert entsprechend aus der Dampftabelle zu entnehmen ist. (Hütte 1911, S. 434.)

Bei weiterer Steigerung des Dampfgehaltes wird die Luft übersättigt und naß, die Feuchtigkeit zeigt sich als Nebel.

Enthält 1 cbm Luft eine kleinere Dampfmenge γ_a (kg/cbm) als γ_s , so ist sie ungesättigt; man nennt das Gewicht γ_a die absolute Feuchtigkeit und das Verhältnis

$$x = \frac{\gamma_a}{\gamma_s}$$

die relative Feuchtigkeit.

Bestimmt man auf dem Versuchswege den Teildruck p_a des Dampfes in der zu untersuchenden Luft, so läßt sich x berechnen, da die Zustandsgleichung auch für Wasserdampf mit genügender Genauigkeit anwendbar ist:

$$\frac{p_a}{\gamma_a} = R_d T \quad \frac{p_s}{\gamma_s} = R_d T$$

$$x = \frac{\gamma_a}{\gamma_s} = \frac{p_a}{p_s}, \dots \dots \dots (18)$$

wobei p_s und γ_s aus der Dampftabelle entsprechend der Lufttemperatur t zu entnehmen sind.

Auf einfache Weise kann die relative Feuchtigkeit mit Benützung von zwei genauen Thermometern gemessen werden, an denen Zehntels-Grade ablesbar sind

(Psychrometer). Zu diesem Zweck umwickelt man die Kugel des einen Thermometers mit einem feuchten Läppchen und bewegt beide Thermometer in der ruhenden Luft etwas hin und her. Es wird sich nun bald ein konstant bleibender Temperaturunterschied $t - t_f$ zwischen dem trockenen und dem befeuchteten Thermometer einstellen. Sind p_a und p_f die entsprechenden Dampfspannungen, die aus der Dampftabelle zu entnehmen sind, so berechnet sich x aus¹⁾

$$\left. \begin{aligned} xp_s &= p_f - 0,60(t - t_f), \text{ wenn } t > 0 \\ xp_s &= p_f - 0,52(t - t_f), \text{ wenn } t < 0 \end{aligned} \right\} \dots \dots \dots (19)$$

Die Feuchtigkeit der Luft ändert die Gaskonstante. Die Berechnung mit den gemessenen Werten geschieht mit Benutzung des Gesetzes von Dalton

$$p_i = p - p_a = p - xp_s.$$

Das in 1 cbm der Mischung befindliche Gewicht an trockener Luft beträgt

$$\gamma_i = \frac{p - xp_s}{R_i T}.$$

Für den Bestand an Wasserdampf ist

$$\gamma_a = \frac{xp_s}{R_a T}.$$

Für die Mischung

$$\gamma_i + \gamma_a = \frac{p}{R T}.$$

Aus diesen Gleichungen folgt

$$\gamma_i + \gamma_a = \frac{p}{R_i T} \left[1 - x \frac{p_s}{p} \left(1 - \frac{R_i}{R_a} \right) \right].$$

Setzt man hierin

$$R_i = 29,27; \quad R_a = 47,1,$$

so erhält man die Schlußgleichung

$$R = \frac{29,27}{1 - 0,377 \cdot x \cdot \frac{p_s}{p}} \dots \dots \dots (20)$$

8. Beispiel: Die Untersuchung der Luft mit dem beschriebenen Psychrometer hat am trockenen Thermometer $t = 25^\circ$ und am befeuchteten $t_f = 23,2^\circ$ ergeben bei einem Barometerstand von 746 mm QS. Wie groß ist die Feuchtigkeit und die Gaskonstante?

Nach der Dampftabelle ist:

Dampfdruck bei 25° : $p_s = 23,8$ mm QS (0,0324 Atm. abs.),

spezifisches Gewicht: $\gamma_s = 0,0231$ kg/cbm,

Dampfdruck bei $23,2^\circ$: $p_f = 21,3$ mm QS,

relative Feuchtigkeit nach Gl. 19: $x = \frac{21,3 - 0,60(25 - 23,2)}{23,8} = 0,85,$

absolute Feuchtigkeit: $\gamma_a = x \cdot \gamma_s = 0,85 \cdot 0,0231 = 0,01965$ kg/cbm
(1 cbm Luft enthält somit 19,65 g Wasserdampf),

Dunstdruck: $p_a = x \cdot p_s = 0,85 \cdot 23,8 = 20,3$ mm QS.

Temperatur dem Dunstdruck entsprechend $22,5^\circ$.

Sinkt also die Lufttemperatur von 25° auf $22,5^\circ$, so ist der Taupunkt erreicht, die Luft ist gesättigt.

¹⁾ Siehe Taschenbuch „Hütte“ 1915, S. 404.

Für die Gaskonstante ergibt sich nach Gl. 20:

$$R = \frac{29,27}{1 - 0,377 \cdot 0,85} \cdot \frac{23,8}{746} = 29,56.$$

Dieser Wert ist gewachsen, folglich besitzt feuchte Luft ein größeres spezifisches Volumen oder ein kleineres spezifisches Gewicht als trockene Luft bei gleichem Druck und gleicher Temperatur.

Wird feuchte Luft von einem bekannten Zustand (p, t, x, p_s) durch eine beliebige Änderung auf einen andern Druck p' und eine andere Temperatur t' gebracht, so ändert sich auch die relative Feuchtigkeit auf einen andern Wert x' .

Bei steigender Temperatur nimmt x rasch ab; der Einfluß des Wasserdampfes vermindert sich also während der Kompression. Ist aber die Temperatur im Druckbehälter wieder auf den Betrag der Außenluft gesunken, so wächst x und kann bis gegen 1 ansteigen. Darüber hinaus hat natürlich der Begriff seine Bedeutung verloren.

Um den Zusammenhang zwischen den Größen im Anfangs- und im Endzustand zu erhalten, kann mit genügender Genauigkeit angenommen werden, die Gaskonstante der Mischung bleibe unverändert. Dann ist für die Mischung

$$\frac{p}{\gamma} = RT \quad \text{und} \quad \frac{p'}{\gamma'} = RT'$$

oder

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'}{p} \cdot \frac{\gamma}{\gamma'}$$

ebenso für Wasserdampf

$$\frac{T'}{T} = \frac{p'_a}{p_a} \cdot \frac{\gamma_a}{\gamma'_a}$$

$$\frac{p'}{p} \cdot \frac{\gamma}{\gamma'} = \frac{p'_a}{p_a} \cdot \frac{\gamma_a}{\gamma'_a}.$$

Hierin darf man setzen

$$\frac{\gamma}{\gamma'} = \frac{\gamma_a}{\gamma'_a}, \quad p_a = x p_s \quad \text{und} \quad p'_a = x' p'_s,$$

folglich wird

$$x' = x \frac{p'}{p} \cdot \frac{p_s}{p'_s} \dots \dots \dots (21)$$

9. Beispiel: Die in Beispiel 8 erwähnte Luft werde auf 1,5 Atm. absol. verdichtet und nehme dabei die Temperatur 60° C an. Wie groß ist die relative Feuchtigkeit?

Für den Anfangszustand ist

$$p = 1,015 \text{ Atm.}, \quad p_s = 0,0324 \text{ Atm.}, \quad t = 25^\circ, \quad x = 0,85.$$

Für den Endzustand

$$p' = 1,5 \text{ Atm.}, \quad p'_s = 0,202 \text{ Atm.}, \quad t' = 60^\circ.$$

Demnach ist

$$x' = 0,85 \cdot \frac{1,5}{1,015} \cdot \frac{0,0324}{0,202} = \sim 0,2.$$

Die relative Feuchtigkeit nimmt somit während der Kompression rasch ab; die Gaskonstante im Endzustand ist daher nicht merklich verschieden von derjenigen für trockene Luft.

Aus der Dampftabelle folgt weiter für $t' = 60^\circ$

$$\gamma'_s = 0,130 \text{ kg/cbm,}$$

damit ist die absolute Feuchtigkeit

$$\gamma' = 0,2 \cdot 0,13 = 0,026 \text{ kg/cbm.}$$

Im Druckbehälter steigt die relative Feuchtigkeit wieder bei abnehmender Temperatur. Sie erreicht den Wert $x' = 1$, wenn (Gl. 21)

$$p'_s = 0,85 \cdot \frac{1,5}{1,015} \cdot 0,0324 = 0,041 \text{ Atm.}$$

Zu diesem Druck gehört laut Dampftafel die Temperatur $t' = 29^\circ \text{ C}$. Ist die Temperatur auf diesen Betrag gesunken, so ist der Taupunkt im Druckbehälter erreicht. Sinkt die Temperatur noch tiefer, so schlägt sich Wasser nieder.

11. Kilogramm-Molekül und mittleres Molekulargewicht.

Aus dem in Abschnitt 7 hergeleiteten Zusammenhang zwischen spezifischem Gewicht und Molekulargewicht verschiedener Gase folgt, daß das Produkt aus der Gaskonstanten und dem Molekulargewicht eines Stoffes für alle Gase gleich groß ist:

$$Rm = R_0 m_0 = \text{konst.} = \mathfrak{R}.$$

Die Zustandsgleichung erhält damit die Form

$$p(vm) = (Rm)T$$

oder

$$p\mathfrak{V} = \mathfrak{R}T.$$

Hierin ist für alle Gase

$$\mathfrak{R} = 845 \quad \text{und} \quad \mathfrak{V} = vm.$$

\mathfrak{V} ist das Volumen einer Gasmenge, deren Anzahl Kilogramme mit der Zahl des Molekulargewichtes übereinstimmt. Man nennt diesen Wert \mathfrak{V} das Volumen eines Kilogramm-Moleküls. Die Zustandsgleichung gilt nun für alle Gase mit der Konstanten 845, wenn das Volumen (cbm) nicht auf 1 kg bezogen wird, sondern auf m kg, d. h. auf 1 kg-Mol.

Aus der Zustandsgleichung ergibt sich, daß \mathfrak{V} für alle Gase gleich groß ist bei gleichem Druck und gleicher Temperatur. Es ist z. B. für $p = 1 \text{ Atm.}$ und $t = 15^\circ \text{ C}$

$$\mathfrak{V} = \frac{845 \cdot 288}{10000} = 24,4 \text{ cbm auf 1 kg-Mol.}$$

Diesen Raum nehmen ein: 2 kg Wasserstoff, 32 kg Sauerstoff, 28 kg Kohlenoxyd usf.

Für Gasmischungen kann man diese bequeme Beziehung ebenfalls verwenden, wenn das mittlere (scheinbare) Molekulargewicht der Mischung eingeführt wird.

Benützt man die Gleichung

$$\gamma = \gamma_1 \frac{V_1}{V} + \gamma_2 \frac{V_2}{V} + \dots$$

und setzt

$$\frac{\gamma_1}{\gamma} = \frac{m_1}{m}; \quad \frac{\gamma_2}{\gamma} = \frac{m_2}{m} \quad \text{usf.,}$$

so folgt für das mittlere Molekulargewicht

$$m = m_1 \frac{V_1}{V} + m_2 \frac{V_2}{V} + m_3 \frac{V_3}{V} + \dots \quad (22)$$

Sind statt der Volumenteile die Gewichtsteile G_1, G_2, G_3 der einzelnen Bestandteile gegeben, so bestimmt man zunächst die Zahl der Kilogramm-Moleküle jedes Teiles

$$n_1 = \frac{G_1}{m_1}, \quad n_2 = \frac{G_2}{m_2}, \quad n_3 = \frac{G_3}{m_3} \text{ usf.}$$

Ihre Summe muß gleich der Anzahl Kilogramm-Moleküle der Mischung sein

$$\frac{G}{m} = \frac{G_1}{m_1} + \frac{G_2}{m_2} + \frac{G_3}{m_3} + \dots = n_1 + n_2 + n_3 + \dots,$$

woraus

$$m = \frac{n_1 m_1 + n_2 m_2 + n_3 m_3 + \dots}{n_1 + n_2 + n_3 + \dots} \dots \dots \dots (23)$$

Das scheinbare Molekulargewicht der Mischung bietet ein Mittel zur raschen Berechnung der Gaskonstanten.

10. Beispiel: Die in Beispiel 7 für Leuchtgas von bekannter Zusammensetzung berechnete Gaskonstante läßt sich einfacher aus dem mittleren Molekulargewicht bestimmen, wie dies Zahlentafel 2 zeigt.

Zahlentafel 2.

Gasgemisch	Mol.-Gew. m	$\frac{V_1}{V}, \frac{V_2}{V}$ usf.	$m_1 \frac{V_1}{V}, m_2 \frac{V_2}{V}$ usf.
H	2	0,4850	0,97
CH ₄	16	0,3500	5,60
CO	28	0,0700	1,96
C ₂ H ₄	28	0,0450	1,26
CO ₂	44	0,0200	0,88
O	32	0,0025	0,08
N	28	0,0275	0,77
		1,0000	11,52

Das mittlere Molekulargewicht ist somit

$$m = 11,52$$

und die Gaskonstante

$$R = \frac{845}{11,52} = 73,4.$$

B. Wärme und Arbeit.

12. Erster Hauptsatz.

Als erster Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie wird das Erfahrungsgesetz von der Gleichwertigkeit von Wärme und Arbeit bezeichnet.

Benützt man als technische Wärmeeinheit (WE oder Cal) diejenige Wärme, die nötig ist, um 1 kg Wasser von 0° auf 1° C zu erwärmen, ferner als technische Arbeitseinheit das Meterkilogramm, so lautet der erste Hauptsatz oder das Energiegesetz: Wenn auf irgendeine Weise aus Wärme mechanische Arbeit entsteht, so erhält man aus jeder umgesetzten Wärmeeinheit eine Arbeit von 428 mkg (Rob. Mayer, 1842).

Für Kompressoren gilt die Umkehrung: Wenn durch Arbeitsaufwand Wärme entsteht, so ergibt jedes Meterkilogramm eine Wärmemenge von 1/428 Kalorien.

Die an den Kompressor abgegebene Arbeit findet sich demnach im abziehenden Gase und im Kühlwasser als gleichwertige Wärme vor.

Man nennt $1/A = 428$ das mechanische Äquivalent der Wärme. Der Energiesatz bestätigt das Prinzip von der Unzerstörbarkeit der Energie für Verwandlungen zwischen Wärme und Arbeit. Das Problem der Umstoßung dieses Satzes heißt „Perpetuum mobile erster Art“.

13. Zweiter Hauptsatz.

Verwandelt man mechanische Arbeit in Wärme, z. B. durch Bremsen eines Motors, so kann die ganze Energie restlos in die gleichwertige Wärme umgesetzt werden.

Ganz anders verhält es sich mit der umgekehrten Verwandlung von Wärme in Arbeit; hier wird erfahrungsgemäß nur ein Bruchteil der verfügbaren Wärme als gleichwertige Arbeit verwandelt, auch wenn von allen Verlusten durch Wärmeleitung und zufolge Widerstände abgesehen wird. Es ist nämlich nicht möglich, Wärme in Arbeit umzusetzen, wenn nicht gleichzeitig eine zusätzliche Wärme aufgewendet wird, die nicht an der Umwandlung teilnimmt.

Eine solche Umsetzung kann überhaupt nur stattfinden, falls ein Temperaturunterschied vorhanden ist; die Verwandlung vollzieht sich um so günstiger, je größer das im Prozeß auftretende Temperaturgefälle ist. Die gewaltigen Wärmemengen in der atmosphärischen Luft und im Meere können nicht zur Arbeitsleistung in Betracht fallen, da das Temperaturgefälle fehlt.

Verläuft der Prozeß in umgekehrtem Sinne, d. h. soll Wärme von einem stark abgekühlten Körper auf die höhere Temperatur der Umgebung gebracht werden (Kälteerzeugung), so kann dies nicht ohne Verbrauch an mechanischer Arbeit geschehen, wie es auch nicht möglich ist, aus Wärme Arbeit zu gewinnen ohne zusätzliche Wärmeeaufwendung. Man nennt diese Erfahrungstatsachen den zweiten Hauptsatz der mechanischen Wärmetheorie. Würde man nämlich ohne Arbeitsaufwand Wärme auf eine höhere Temperatur bringen können, so wäre damit ein Wärmegefälle geschaffen und der empfangende Körper könnte alsdann einen Teil dieser Wärme in Arbeit umsetzen. Man würde damit Energie aus Nichts erhalten, ohne daß der erste Hauptsatz verletzt wäre (Perpetuum mobile zweiter Art).

Über die Bedeutung des zweiten Hauptsatzes auf umkehrbare und nicht umkehrbare Kreisläufe geben die Abschnitte 25 und 26 Auskunft.

14. Die Wärmeleichung der Gase.

Eine Zustandsänderung ist im allgemeinen verbunden mit einer Wärmezufuhr oder Wärmeentziehung, durch die sie hervorgerufen wird.

Denkt man sich 1 kg Gas in einem Kessel eingeschlossen, dessen Volumen sich nicht ändern kann, so wird das Gas durch eine Wärmezufuhr dQ die Temperaturerhöhung dT erfahren. Die Versuche zeigen, daß diese Wärme innerhalb mäßiger Temperaturgrenzen proportional der Temperaturerhöhung dT ist, demnach den Betrag $c_v \cdot dT$ besitzt. Der Faktor c_v bedeutet hierbei diejenige Wärme, die zur Temperaturerhöhung um 1°C nötig ist. Sie heißt spezifische Wärme bei konstantem Volumen.

Irgendeine andere Zustandsänderung verlangt erfahrungsgemäß ebenfalls die Wärme $c_v \cdot dT$, um die Temperatursteigerung dT hervorzurufen; man kann sich deshalb den Vorgang so vorstellen, daß zunächst nur die Temperaturerhöhung bei gleichbleibendem Volumen stattfindet; darauf hat sich die Änderung des Volumens

anzuschließen, und es kann dabei der Druck als unveränderlich angenommen werden, falls dQ genügend klein ist.

Diese Volumenänderung denkt man sich in der Weise ermöglicht, daß an beliebig vielen Stellen der Kesselwandung reibungslose Kolben eingebaut sind, deren von außen einwirkende Kräfte dem inneren Gasdruck das Gleichgewicht halten.

Eine Wärmezufuhr dQ wird außer der Temperaturerhöhung eine Volumenzunahme hervorrufen, die sich durch das Auswärtsschieben der Kolben vom Querschnitt f um den Weg ds äußert.

Diese Zunahme hat den Betrag $dv = f ds$.

Der auf die Kolbenflächen f wirkende Gegendruck $p \cdot f$ muß längs des Weges ds überwunden werden, verlangt also die Arbeit

$$dL = p \cdot f \cdot ds = p \cdot dv.$$

Die nach außen abzugebende Gesamtarbeit zwischen zwei Zuständen 1 und 2 hat die Form

$$L = \int_1^2 p \, dv$$

und muß als Wärme zugeführt werden, verlangt daher $A \cdot L$ WE, wobei $A = 1:428$.

Für eine Zustandsänderung innerhalb kleiner Grenzen ist die gesamte Wärme, die zur Temperaturerhöhung und zur Ausdehnung nötig ist,

$$dQ = c_v \cdot dT + A dL = c_v dT + A p \, dv \dots \dots \dots (24)$$

Für den endlich begrenzten Prozeß bei konstantem Wert c_v ist

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL \dots \dots \dots (25)$$

(Wärmegleichung der Gase).

Die äußere Arbeit L kann erst bestimmt werden, wenn der Zusammenhang zwischen p und v bekannt ist.

Trägt man in einem Koordinatensystem v als Abszissen und p als Ordinaten ab, so entsteht die Drucklinie im sog. pv -Diagramm. Die Arbeit L ist dargestellt durch die Fläche zwischen der Drucklinie, den beiden Ordinaten durch Anfangs- und Endpunkt und durch die Abszissenachse, Fig. 1.

Findet als Sonderfall eine Temperaturerhöhung bei konstantem Druck statt, so ist die Arbeitsfläche im pv -Diagramm ein Rechteck und man erhält

$$L = \int_1^2 p \, dv = p(v_2 - v_1),$$

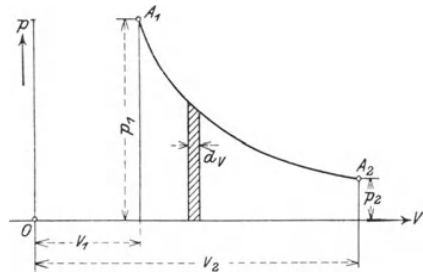


Fig. 1.

oder mit Hilfe der Zustandsgleichung

$$L = R(T_2 - T_1).$$

Für $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{C}$ wird

$$L = R,$$

d. h.: Die Gaskonstante ist diejenige mechanische Arbeit, die 1 kg Gas nach außen abgibt, wenn es bei konstantem Druck in der Temperatur um 1°C erhöht wird.

Soll 1 kg eines Gases in der Temperatur um 1°C erhöht werden, so ist hierzu eine Wärmemenge nötig, die je nach der Art der Zustandsänderung verschiedene Werte annehmen kann. Von diesen spezifischen Wärmen (Wärmekapazität) sind

zwei Sonderwerte wichtig; es sind dies die schon genannte spezifische Wärme c_v bei konstantem Volumen und die spezifische Wärme c_p bei konstantem Druck.

Der Zusammenhang zwischen beiden Werten bestimmt sich aus der Wärme-gleichung 25, in der für die Wärmezufuhr Q der Wert c_p gesetzt wird; ferner ist $T_2 - T_1 = 1^\circ \text{C}$ und $L = R$.

Für diesen Fall lautet daher die Wärme-gleichung

$$c_p = c_v + AR \dots \dots \dots (26)$$

Wie ersichtlich, ist c_p stets größer als c_v , und zwar um den Wärmewert der nach außen abgegebenen Arbeit R . Mit dem wichtigen Verhältnis

$$k = c_p : c_v$$

folgen zwei weitere Formen aus Gl. 26, nämlich

$$c_v = \frac{AR}{k-1} \dots \dots \dots (27)$$

und

$$c_p = \frac{k}{k-1} AR \dots \dots \dots (28)$$

15. Zahlenwerte der spezifischen Wärme.

Innerhalb mäßiger Temperaturgrenzen (bis etwa 100°C) und mäßiger Druck-grenzen (bis etwa 10 Atm.) können die spezifischen Wärmen eines Gases konstant angenommen werden. Einige Werte finden sich in

Zahlentafel 3.

	Zeichen	Mol.-Gew. <i>m</i>	c_v	c_p	k
Luft	—	28,95	0,170	0,238	1,405
Sauerstoff	O ₂	32	0,155	0,217	1,400
Wasserstoff	H ₂	2,016	2,42	3,41	1,405
Stickstoff	N ₂	28,08	0,176	0,247	1,408
Stickoxyd	NO	30,04	0,165	0,231	1,400
Kohlenoxyd	CO	28,00	0,172	0,242	1,410
Kohlensäure	CO ₂	44,00	0,160	0,21	1,28
Schweflige Säure	SO ₂	64,06	0,120	0,15	1,25
Ammoniak	NH ₃	17,06	0,41	0,53	1,28

Diese Zahlen sind für die Berechnung der Turbokompressoren meistens ge-nügend genau; dagegen sind die Druck- und Temperaturunterschiede in den Kolben-kompressoren häufig so groß, daß auf die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme Rücksicht zu nehmen ist.

Eingehende Versuche in dieser Richtung liegen nur für Luft vor, und zwar zeigen Versuche von Langen u. a., daß die spezifische Wärme mit der Temperatur etwas zunimmt. Der Zusammenhang ist gegeben durch die Gleichung

$$c_p = c_{p0} + bt, \dots \dots \dots (29)$$

worin für Luft

$$b = 0,0000366, \quad c_{p0} = 0,239.$$

Die spezifische Wärme ist auch vom Druck keineswegs unabhängig, wie bisher angenommen wurde, sondern nimmt bei hohen Drücken stark zu, wie die neusten

Forschungen von L. Holborn und M. Jakob in der physikalisch-technischen Reichsanstalt in Berlin zeigen¹⁾. Diese Versuche wurden mit Luft von 60° C durchgeführt und Spannungen von 1 bis 300 Atm. angewendet. Für die Berechnung der spezifischen Wärme c_p bei 60° ist die Beziehung aufgestellt worden:

$$10^4 c_p = 2413 + 2,86 p + 0,0005 p^2 - 0,00001 p^3, \dots (30)$$

wenn p in kg/qcm eingesetzt wird.

Nehmen wir nun an, der Einfluß der Temperatur sei in allen Druckstufen derselbe, wie er durch die lineare Gleichung von Langen angegeben ist, so können beide Gleichungen vereinigt werden auf die Form

$$c_p = c_{p0} + bt + ep + fp^2 - gp^3, \dots (31)$$

worin

$$10^4 c_{p0} = 2391, \quad 10^4 b = 0,366, \quad 10^4 e = 2,86, \quad 10^4 f = 0,0005, \quad 10^4 g = 0,00001.$$

In Zahlentafel 4 sind einige Werte von c_p nach dieser Gleichung ausgerechnet, woraus sich der Einfluß der Temperatur und namentlich des Druckes erkennen läßt.

Zahlentafel 4.
Werte der spezifischen Wärme c_p für Luft.

kg/qcm	0°	60°	120°	180°	240°
1	0,2394	0,2416	0,2438	0,2460	0,2482
25	0,2463	0,2485	0,2507	0,2529	0,2551
50	0,2534	0,2556	0,2578	0,2600	0,2622
100	0,2672	0,2694	0,2716	0,2738	0,2760
150	0,2797	0,2819	0,2841	0,2863	0,2885
200	0,2903	0,2925	0,2947	0,2969	0,2991
300	0,3002	0,3024	0,3046	0,3068	0,3090

Will man die absolute Temperatur einsetzen, was für gewisse Rechnungen vorteilhaft ist, so erhält man

$$c_p = c_{p0} + b(T - 273) + ep + fp^2 - gp^3.$$

Bezeichnet man mit

$$a_p = c_{p0} - b \cdot 273,$$

so ist

$$c_p = a_p + bT + ep + fp^2 - gp^3,$$

worin

$$10^4 a_p = 2391 - 0,366 \cdot 273 = 2291.$$

In gleicher Weise setzen wir

$$a_v = a_p - AR = 0,2391 - 0,0684 = 0,1607.$$

Durch Einführung der absoluten Temperatur hat sich nur das erste Glied der Gl. 29 geändert.

16. Spezifische Wärmen von Gasgemischen.

Zur Berechnung der spezifischen Wärme c_v und c_p eines Gasgemisches wird folgendes Grundgesetz benützt:

Erfahren verschiedene Gase von gleichem Druck, gleichem Volumen und gleicher Temperatur dieselbe Temperaturerhöhung, so ist dazu dieselbe Wärme nötig.

Nun verhalten sich die Gewichte von solchen Gasen wie ihre Molekular-

¹⁾ S. Zeittchr. d. Ver. d. Ing. 1914, S. 1429 und „Forschungsarbeiten“, Heft 187/188.

gewichte; nimmt man daher von jedem Einzelgas so viel Kilogramm, als das Molekulargewicht Einheiten besitzt, so ist das Volumen (33) jeden Gases gleich groß. Diese Gase genügen somit den Bedingungen des obigen Grundgesetzes, die Wärmen zur Erhöhung der Temperatur um 1° C sind folglich gleich groß, man erhält

$$m_1 c_{v1} = m_2 c_{v2} = m_3 c_{v3} = \dots \quad (32)$$

wenn $m_1, m_2 \dots$ die Molekulargewichte, $c_{v1}, c_{v2} \dots$ die dazu gehörigen spezifischen Wärmen bedeuten.

Aus dieser Beziehung folgt der Satz: Die spezifische Wärme, bezogen auf das Kilogramm-Molekül, ist für alle (einfachen) Gase gleich groß.

Man erhält somit aus Gl. 29 durch Multiplikation der Zahlenwerte a und b mit dem Wert 28,95 (scheinbares Molekulargewicht der Luft) für die einfachen Gase nach den Versuchen von Langen

$$\left. \begin{array}{l} (m c_v) = 4,6 + 0,0011 T. \\ \text{Für Kohlensäure wurde gefunden} \\ m c_v = 5,42 + 0,0052 T. \end{array} \right\} \dots \quad (33)$$

Neuere Versuche zeigen etwelche Abweichungen von diesen Zahlenwerten; es ist daher eine Abklärung dieser Fragen anzustreben. Hierbei ist der Einfluß des Druckes außer acht gelassen.

Dieser einfache Weg kann nicht verfolgt werden, wenn die Mischung erhebliche Mengen Kohlensäure oder sonstige Verbrennungsprodukte enthält, da für diese Gase die auf das Kilogramm-Molekül bezogene spezifische Wärme einen andern Wert hat. Für diesen Fall ist das Gesetz zu Hilfe zu ziehen, wonach die Wärme der Mischung gleich ist der Summe der Wärmen der Einzelgase:

$$\begin{aligned} c_v \cdot G &= c_{v1} \cdot G_1 + c_{v2} \cdot G_2 + \dots \\ c_v &= c_{v1} \left(\frac{G_1}{G}\right) + c_{v2} \left(\frac{G_2}{G}\right) + \dots \quad (34) \end{aligned}$$

Man kann damit c_v aus den Gewichtsverhältnissen der Bestandteile und ihrer spezifischen Wärmen finden.

Zwischen c_v und c_p besteht nach Gl. 26 die Beziehung

$$m c_p - m c_v = m A R = \frac{845}{428} = 1,99 = \sim 2,$$

d. h. der Unterschied der beiden spezifischen Wärmen, bezogen auf das Kilogramm-Molekül, ist für alle Gase gleich groß, und zwar 1,99.

Die Gl. 26 erhält damit die neue Form

$$c_p = c_v + \frac{1,99}{m} \dots \quad (35)$$

Daher ist das Verhältnis

$$k = c_p : c_v = 1 + \frac{1,99}{m c_v} \dots \quad (36)$$

für die einfachen Gase und für mäßig große Druckunterschiede; mit Gl. 33 wird

$$k = 1 + \frac{1,99}{4,6 + 0,0011 T},$$

für $t = 0 \quad 100 \quad 200$

ist $k = 1,406 \quad 1,397 \quad 1,388.$

Wie ersichtlich, ändert sich dieser Wert sehr wenig, so daß in der Tat der Mittelwert $k = 1,4$ für einfache Gase meistens genügen wird.

11. Beispiel: Es soll die mittlere spezifische Wärme von Leuchtgas berechnet werden, das die in Beispiel 7, Zahlentafel 1, angegebene Zusammensetzung aufweist und in den Temperaturgrenzen 20 und 100° verdichtet wird.

Da in Beispiel 7 aus den gegebenen Volumverhältnissen die Gewichtsverhältnisse berechnet wurden, kann Gl. 34 benutzt werden. Dabei ist nicht nötig, die spezifischen Wärmen der Einzelgase zu kennen, wenn nur ihre Molekulargewichte gegeben sind. Für jeden Bestandteil an einfachem Gas setzen wir mit $T = 273 + 60 = 333$

$$c_v = \frac{4,6 + 0,0011 \cdot 333}{m} = \frac{4,97}{m}$$

und für Kohlensäure

$$c_v = \frac{5,42 + 0,0052 \cdot 333}{m_k} = \frac{7,15}{m_k}$$

Die ganze Summe, aus der c_v (Gl. 34) zusammengesetzt ist, läßt sich aus zwei Gruppen bilden; die erste berücksichtigt die spezifischen Wärmen der einfachen Gase, die andere Gruppe die spezifische Wärme der Kohlensäure, deren Gewicht G_k und deren Molekulargewicht m_k sein soll.

Man erhält

$$c_v = \left(\frac{G_1}{Gm_1} + \frac{G_2}{Gm_2} + \dots \right) 4,97 + \frac{G_k}{Gm_k} \cdot 7,15.$$

Die Ausrechnung läßt sich an Zahlentafel 5 verfolgen.

Zahlentafel 5.

Gasart	$\frac{G_i}{G}$ usw.	m_1, m_2 usw.	$\frac{G_i}{Gm_i}$ usw.	$\frac{V_i}{V}$ usw.	$m_i \frac{V_i}{V}$ usw.
H	0,0848	2	0,0424	0,4850	0,970
CH ₄	0,4865	16,03	0,0303	0,3500	5,610
CO	0,1700	28,0	0,0061	0,0700	1,960
C ₂ H ₄	0,1084	28,93	0,0038	0,0450	1,302
O	0,0071	32	0,0002	0,0200	0,640
N	0,0669	28,08	0,0024	0,0025	0,070
			0,0852		
CO ₂	0,0763	44	0,0017	0,0275	1,210
	1,0000			1,0000	11,762

Mit den gefundenen Zahlen ergibt sich

$$c_v = 0,0852 \cdot 4,97 + 0,0017 \cdot 7,15 = 0,435$$

$$c_p = c_v + AR = 0,435 + \frac{73,4}{428} = 0,607$$

$$k = 0,607 : 0,435 = 1,394.$$

In Zahlentafel 5 ist der Ausdruck

$$m = m_1 \frac{V_1}{V} + m_2 \frac{V_2}{V} + \dots = 11,762$$

berechnet worden. Würde die Kohlensäure ebenfalls zu den einfachen Gasen gehören, so hätte man c_v finden können, ohne daß es nötig geworden wäre, die gegebenen Volumverhältnisse vorerst auf Gewichtsverhältnisse umrechnen zu müssen. Mit dieser Annäherung ist

$$c_v = 4,97 : 11,762 = 0,423$$

statt des genaueren Wertes von 0,435.

17. Spezifische Wärme der feuchten Luft.

Die spezifische Wärme einer Mischung von trockener Luft und überhitztem Wasserdampf kann nach Gl. 34 berechnet werden. Sie lautet

$$c = c_t \cdot \frac{G_t}{G} + c_d \cdot \frac{G_d}{G},$$

hierbei ist nach früherem (siehe Abschnitt 10)
für trockene Luft

$$G_t = \frac{p - x p_s}{R_t} \cdot \frac{V}{T},$$

für Wasserdampf

$$G_d = \frac{x \cdot p_s}{R_d} \cdot \frac{V}{T},$$

für feuchte Luft

$$G = \frac{p}{R} \cdot \frac{V}{T}.$$

Diese Werte eingesetzt, ergibt

$$c_v = \frac{c_t \cdot R}{p R_t} \left[p - x p_s \left(1 - \frac{c_d \cdot R_t}{c_t \cdot R_d} \right) \right].$$

Für die Anwendungen dürfen die spezifischen Wärmen als unveränderlich angesehen werden, und zwar ist

$$\begin{aligned} c_d &= 0,39 & c_t &= 0,17 \\ R_d &= 47 & R_t &= 29,27. \end{aligned}$$

Benützt man ferner den in Gl. 20 dargestellten Wert für die Gaskonstante der Mischung, so ist

$$c_v = 0,17 \frac{p + 0,43 \cdot x p_s}{p - 0,377 \cdot x \cdot p_s} \dots \dots \dots (37)$$

hierin bedeutet x die relative Feuchtigkeit beim Druck p der Luft und p_s der dem Sättigungszustand entsprechende Dampfdruck (aus der Tafel für Wasserdampf).

12. Beispiel: Die in Beispiel 8 erwähnte Luft ergibt für

$$x = 0,85 \quad p = 1,015 \text{ Atm.} \quad p_s = 0,0324 \text{ Atm. (entsprechend } 25^\circ \text{ C)}$$

$$c_v = 0,17 \frac{1,015 + 0,43 \cdot 0,85 \cdot 0,0324}{1,015 - 0,377 \cdot 0,85 \cdot 0,0324} = 0,175$$

$$c_p = 0,175 + \frac{29,56}{428} = 0,244$$

$$k = 0,244 : 0,175 = 1,39.$$

18. Druck und Temperatur von Gasmischungen.

In den Räumen V_1 und V_2 seien zwei verschiedene Gase mit den Pressungen p_1 bzw. p_2 und den Temperaturen t_1 bzw. t_2 eingeschlossen. Es ist Druck und Temperatur nach der Vermischung beider Gase zu bestimmen.

Die Räume sollen bei der Mischung derart vereinigt werden, daß ein einziger Raum

$$V = V_1 + V_2$$

entsteht. Das Gesamtgewicht beträgt

$$G = G_1 + G_2.$$

Nun ist der Wärmehalt der Mischung gleich der Summe der Wärmehalte der Gase vor der Vereinigung:

$$G c_v T = G_1 c_{v1} T_1 + G_2 c_{v2} T_2,$$

hierbei ist nach Gl. 34:

$$G c_v = G_1 c_{v1} + G_2 c_{v2},$$

daher die Mischtemperatur

$$T = \frac{G_1 c_{v1} T_1 + G_2 c_{v2} T_2}{G_1 c_{v1} + G_2 c_{v2}} \dots \dots \dots (38)$$

Zur Einführung der Volumina statt der Gewichte schreibt man

$$G_1 = \frac{p_1 V_1}{R_1 T_1} \quad G_2 = \frac{p_2 V_2}{R_2 T_2}.$$

Setzt man diese Werte in Gl. 38 ein und berücksichtigt, daß wenigstens für alle schwer kondensierbaren Gase

$$\frac{m_1 c_{v1}}{m_1 R_1} = \frac{m_2 c_{v2}}{m_2 R_2} = \dots,$$

so ist

$$T = \frac{p_1 V_1 + p_2 V_2}{\frac{p_1 V_1}{T_1} + \frac{p_2 V_2}{T_2}} \dots \dots \dots (39)$$

Um den Mischdruck zu erhalten, setzt man in dieser Gleichung

$$\frac{p_1 V_1}{T_1} = G_1 R_1 \quad \frac{p_2 V_2}{T_2} = G_2 R_2$$

und nach Gl. 12

$$G_1 R_1 + G_2 R_2 = G R$$

so ist

$$G R T = p_1 V_1 + p_2 V_2$$

oder

$$p \cdot V = p_1 V_1 + p_2 V_2 \dots \dots \dots (40)$$

womit der Mischdruck p bestimmt ist.

19. Entropie.

Wie der erste Hauptsatz lehrt, ist Wärme eine Energieform besonderer Art. Hat ein Körper Wärme empfangen, so ist seine Arbeitsfähigkeit größer geworden; der Wärmeträger zeigt eine größere Temperatur und besitzt nun einen Energievorrat gegenüber seiner Umgebung in Form von Wärme. Je heißer der Wärmeträger, desto höher ist der Wert der zur Arbeitsleistung verfügbaren Wärme. Die Temperatur ist demnach als Intensität dieser Energieform aufzufassen, sie entspricht der treibenden Kraft bei mechanischer Energie, oder dem Druck einer gespannten Flüssigkeit, oder der Gefällshöhe eines Stauweihers.

Als Folge dieser Erfahrungstatsache läßt sich der kleine Betrag dQ der Wärmeenergie zusammengesetzt denken als das Produkt zweier Faktoren; der eine ist die Temperatur T (absolut), dem andern hat man den Namen „Entropiezuwachs“ dS gegeben. Er erklärt sich durch die Gleichung

$$dQ = T \cdot dS,$$

die der Gleichung

$$dL = p \cdot dv$$

für die Arbeit entspricht.

Für endlich begrenzte Vorgänge ist

$$Q = T_m (S_2 - S_1),$$

wenn T_m als Mittelwert der veränderlichen Temperatur gilt.

Der Vergleich zwischen Temperatur der Wärmeenergie und dem Druck einer gespannten Flüssigkeit trifft zu bezüglich der Natur des Energieträgers: beide Intensitäten sind von den Eigenschaften des Stoffes nicht beeinflußt, sondern sind nur ein Kennzeichen des augenblicklichen Zustandes.

Berechnet man den Entropiezuwachs zwischen einem Anfangs- und einem Endzustand, so ergibt die Wärmegleichung

$$Q = T dS = c_v dT + A p dv,$$

$$dS = c_v \frac{dT}{T} + A p \frac{dv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + AR \frac{dv}{v}.$$

Nehmen wir die spezifischen Wärmen als unveränderlich an, wie dies innerhalb mäßiger Druck- und Temperaturgrenzen gestattet ist, so folgt

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} + AR \ln \frac{v_2}{v_1} \dots \dots \dots (41)$$

Das Ergebnis zeigt, daß der Entropiezuwachs abhängig ist von der Natur des betreffenden Gases, ferner von den Zustandsgrößen zu Beginn und am Schluß der Änderung. Dagegen ist dieser Wärmefaktor unabhängig von der Art der Änderung. Er unterscheidet sich darin wesentlich von Q oder von L , deren Größenwerte auch noch von den Zwischenzuständen bedingt sind. Mit $c_p = c_v + AR$ entsteht eine zweite Form

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} - AR \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (42)$$

und eine dritte durch Wegschaffen von $\frac{T_2}{T_1}$

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{v_2}{v_1} + c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (43)$$

Trägt man die berechneten Entropiewerte als Abszissen, die absoluten Temperaturen als Ordinaten ab, so erhält man die Entropietafel. In ihr stellt der Flächeninhalt eines schmalen Streifens von der Breite dS und der Höhe T die Wärme $dQ = T \cdot dS$ dar. Für eine endliche Zustandsänderung ist die Wärme sichtbar als ganzer Flächenstreifen zwischen Anfangs- und Endordinate.

Der Entwurf einer solchen TS -Tafel geschieht dadurch, daß ein beliebiger Anfangspunkt gewählt wird, dann berechnet man zu verschiedenen Ordinaten die Abszissen unter Annahme $v_1 = \text{konst.}$

Für ein anderes spezifisches Volumen v_2 unterscheiden sich die Abszissen $S_2 - S_1$ nur durch das Glied $AR \ln \frac{v_2}{v_1}$. Man erhält damit eine zweite Punkteihe, deren Abszissen um gleiche Beträge von der ersten Linie abstehen, usf. Die Punkte je zweier solcher v -Linien laufen — wagerecht gemessen — in gleichen Abständen¹⁾.

In ähnlicher Weise ist Gl. 42 zu benützen, um die p -Linien zu zeichnen: sie verlaufen weniger steil als die v -Linien. In jedem Schnittpunkt einer p -Linie mit einer v -Linie kann p , v , und t unmittelbar abgelesen werden. Diese drei zusammen-

¹⁾ S. Ostertag, Die Entropietafel für Luft usw. II. Auflage. Berlin, Jul. Springer, 1917.

gehörigen Werte müssen der Zustandsgleichung genügen. Für Punkte zwischen zwei Linien lassen sich die entsprechenden Werte leicht abschätzen.

Soll die Tafel zur Berechnung der Turbokompressoren verwendet werden, wo nur mäßige Temperaturerhöhungen auftreten, so dürfen c_v und c_p konstant angenommen werden. Da die Grenzen der Zustandsänderung in ein und demselben Laufgrad sehr enge sind, müssen die Maßstäbe genügend groß gewählt werden. Auch für Kolbengebläse mit mäßigen Enddrücken ist die TS -Tafel mit Vorteil zu benützen.

Bei großen Druck- und Temperaturgrenzen ist die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme zu berücksichtigen, wie sie durch Gl. 31 gegeben ist. In diesem Fall sind die Entropiewerte für eine größere Zahl von p - und v -Linien zu berechnen, dadurch entstehen Kurvenscharen, die nicht mehr ganz wagrecht verschiebbar sind.

Für eine solche Tafel hat es sich als zweckmäßig erwiesen, statt der Temperaturen als Ordinaten die Wärmeinhalte

$$i = c_p t$$

abzutragen, so daß sich die Zunahme des Wärmeinhaltes von einem Anfangspunkt zu einem andern als senkrechte Strecke abgreifen läßt. Man vermeidet damit ein Ausmessen von Flächen, und die spezifische Wärme c_p muß nicht mehr für jede Aufgabe besonders berechnet werden. Diese JS -Tafel eignet sich hauptsächlich für Untersuchungen an Kolbenkompressoren, namentlich wenn hohe Enddrücke auftreten.

Man kann den Ausdruck für die Entropie auf ein Kilogramm-Molekül beziehen, wenn man beide Seiten der Gleichung mit dem Wert des Molekulargewichts des betreffenden Gases multipliziert:

$$mS_2 - mS_1 = (mc_v) \ln \frac{T_2}{T_1} + A(mR) \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Hierin ist für zweiatomige Gase (und für Luft)

$$mc_v = 4,6 \qquad mR = \mathfrak{R} = 845.$$

Der Entropiezuwachs bleibt für diese ganze Gruppe von Gasen derselbe. Würde man daher eine Entropietafel entwerfen mit diesen Vorzahlen für die Abszissen, so würde sie für alle (einfachen) Gase gelten; die daraus zu entnehmenden Wärmeinhalte würden sich auf die Menge 1 kg-Mol. beziehen. Nun ist aber eine solche Tafel entbehrlich, wenn man sich erinnert, daß die gewöhnlichen Entropiewerte verschiedener Gase — bezogen auf 1 kg — das gleiche Verhalten zeigen, wie die spezifischen Wärmen oder wie die Wärmeinhalte. Diese Größen sind nämlich den Molekulargewichten umgekehrt proportional.

Da das mittlere (scheinbare) Molekulargewicht m_0 der Luft bekannt ist ($m_0 = 28,95$), so erhält man für ein beliebiges Gas mit dem Molekulargewicht m den Wärmeinhalt i , indem man diese Größe i aus der Tafel für Luft bestimmt und mit dem Verhältnis $\frac{m_0}{m}$ multipliziert.

Die Entropietafel für Luft kann demnach auch für andere einfache Gase benützt werden. Bei stark überhitzter Kohlensäure und eben solchem Wasserdampf ist ein abweichendes Verhalten beobachtet worden, deshalb sind für solche Gase besondere Tafeln zu zeichnen.

C. Zustandsänderungen.

20. Vorgang bei unveränderlichem Volumen.

Wird einem Kilogramm eines Gases die Wärme Q zugeführt, um seinen Anfangszustand (p_1, t_1, v) auf den Endzustand (p_2, t_2, v) zu verändern, so kann geschrieben werden

$$p_1 v = RT_1 \qquad p_2 v = RT_2,$$

woraus

$$\frac{p_2}{p_1} = \frac{T_2}{T_1}, \dots \dots \dots (44)$$

d. h. die Pressungen verhalten sich wie die absoluten Temperaturen. Bei unveränderlichem Volumen ist die äußere Arbeit

$$L = 0 \dots \dots \dots (45)$$

Die Änderung der Entropie beträgt nach Gl. 41

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{T_2}{T_1} = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (46)$$

Die Wärmegleichung heißt für diesen Fall

$$Q = c_v (T_2 - T_1) \dots \dots \dots (47)$$

Im $p v$ -Diagramm verläuft die Drucklinie parallel zur Ordinatenachse (Fig. 2)

Im Entropiediagramm wird der Vorgang dargestellt durch eine v -Linie. Benützt man die $T S$ -Tafel, so ist der Anfangspunkt A_1 (Fig. 3) durch p_1 und t_1 bestimmt. Soll das Gas auf den Enddruck p_2 gebracht werden, so findet sich der zugehörige Punkt der Tafel im Schnitt der v -Linie mit der p_2 -Linie. Nun kann auch die Endtemperatur als Ordinate des Punktes A_2 abgelesen

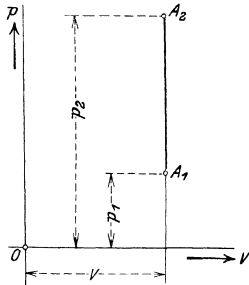


Fig. 2.

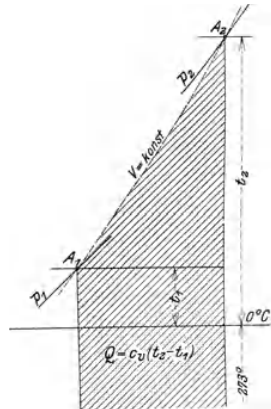


Fig. 3.

werden. Die zugeführte Wärme Q zeigt sich als Flächenstreifen (//////) unter dem ausgenützten Stück $A_1 A_2$ der v -Linie bis zur Achse durch den absoluten Nullpunkt und seitbegrenzt von den Ordinaten durch A_1 und A_2 . Es ist meistens unnötig, diese Wärme durch Ausmessen der Fläche zu bestimmen, sie berechnet sich einfacher aus $Q = c_v (t_2 - t_1)$.

In der $J S$ -Tafel ergibt sich dasselbe Bild mit dem Unterschied, daß die Ordinaten die Wärmehalte $c_p t$ bedeuten. Wäre c_p unveränderlich, so wären die Darstellungen in beiden Tafeln bis auf die Maßstäbe identisch. Im $J S$ -Diagramm

lassen sich die Temperaturen aus den beinahe wagrecht verlaufenden t -Linien ablesen. Die Wärme Q ist allerdings hier nicht unmittelbar abzulesen, sondern man muß vom Unterschied der Wärmehalte den Betrag $AR(t_2 - t_1)$ subtrahieren, um die Wärme $c_v(t_2 - t_1)$ zu erhalten.

Verläuft die Zustandsänderung umgekehrt, von A_2 nach A_1 , so muß die Wärme Q entzogen werden, die Zahlenwerte bleiben dieselben.

21. Zustandsänderung bei gleichbleibendem Druck (Isobare).

Vergleicht man die Zustandsgrößen am Anfang und am Ende dieses Vorganges, so ist

$$pv_1 = RT_1 \qquad pv_2 = RT_2,$$

woraus

$$\frac{v_2}{v_1} = \frac{T_2}{T_1}, \dots \dots \dots (48)$$

d. h. die Volumina verhalten sich wie die absoluten Temperaturen. Bei einer Volumenzunahme (Expansion) nimmt auch die Temperatur zu, bei einer Volumenabnahme (Kompression) nimmt sie ab.

Die äußere absolute Arbeit beträgt für 1 kg Gas

$$L = p(v_2 - v_1) = R(T_2 - T_1), \dots \dots \dots (49)$$

die Entropie erhält den Wert

$$S_2 - S_1 = c_p \ln \frac{T_2}{T_1} = c_p \ln \frac{v_2}{v_1}, \dots \dots \dots (50)$$

und endlich ist der Wärmeübergang für 1 kg Gas nach Gl. 25

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL = (c_v + AR)(T_2 - T_1) = c_p(T_2 - T_1) \dots (51)$$

Im p - v -Diagramm ist die Drucklinie eine Parallele zur Abszissenachse und die Arbeit L ist dargestellt als Rechteck unter der Drucklinie zwischen Anfangs- und Endordinate (Fig. 4).

Im Entropiediagramm zeigt sich der Vorgang auf einer p -Linie (Fig. 5). Benützt man das T - S -Diagramm, so ist durch den Punkt A_1 (p, t_1, v_1) der Anfangszustand bestimmt; soll das Gas vom spez. Volumen v_1 auf den größeren Betrag v_2 gebracht werden, so ist der Endpunkt A_2 bestimmt als Schnitt der p -Linie mit der v_2 -Linie. Die Ordinate von A_2 gibt die Endtemperatur t_2 . Die zum Vorgang nötige Wärme Q zeigt sich als Flächenstreifen unter dem ausgenützten Stück $A_1 A_2$ der p -Linie, wieder gemessen bis zur Achse durch den absoluten Nullpunkt.

Bei einer Volumenzunahme (Expansion $v_2 > v_1$) liegt die v_2 -Linie rechts von der v_1 -Linie, deshalb kommt der Endpunkt A_2 höher zu liegen als A_1 . Die mit der Expansion verbundene Temperaturzunahme ist damit deutlich sichtbar.

Zieht man im T - S -Diagramm die v_2 -Linie durch A_2 bis zum Schnitt B mit der Wagrechten durch A_1 und durch B die Senkrechte abwärts, so wird die Wärmefläche in zwei Abschnitte geteilt. Der unter $A_2 B$ liegende Flächenstreifen

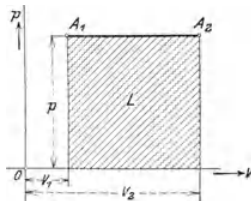


Fig. 4.

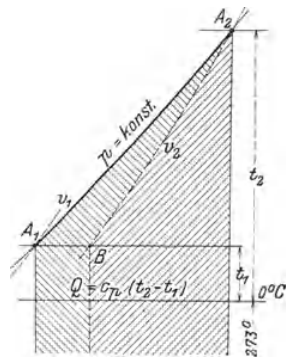


Fig. 5.

(//////) bedeutet die zur Temperaturerhöhung allein nötige Wärme $c_v(t_2 - t_1)$, der Rest (\\\\\\\\) der Gesamtfläche ist zufolge der Wärmeleichung die bei der Volumenzunahme geleistete Arbeit, in Wärmeeinheiten gemessen, nämlich

$$AL = Q - c_v(T_2 - T_1) = (c_p - c_v)(T_2 - T_1).$$

Die umgekehrte Zustandsänderung von A_2 nach A_1 findet statt, wenn sich das im Kompressor auf den Druck p gebrachte und dabei erwärmte Gas im Druckbehälter auf die Anfangstemperatur abkühlt, bevor es zu den Verbrauchsstellen weiterfließt. Die Wärme Q wird an die Umgebung abgegeben und der Kompressor hat die Volldruckarbeit L zu leisten, damit der Druck nicht sinkt. Im T/S -Diagramm sind beide Glieder der Wärmeleichung sichtbar, im p/v -Diagramm nur die Arbeit L .

Benützt man die JS -Tafel, so ergibt sich dieselbe Darstellungsart, wobei aber die Ordinaten die Wärmehalte bedeuten:

$$\begin{aligned} \text{für } A_2 & \quad i_2 = c_p t_2; \\ \text{für } A_1 & \quad i_1 = c_p t_1, \\ & \quad Q = i_2 - i_1 = c_p(t_2 - t_1). \end{aligned}$$

Man kann somit die Wärme Q als Länge unmittelbar abgreifen. Eine Darstellung beider Bestandteile ist hier nicht vorhanden.

22. Zustandsänderung bei gleichbleibender Temperatur (Isotherme).

Bleibt die Temperatur im Verlaufe eines Vorganges konstant, so ändern sich die Größen p und v , und zwar erhält man aus der Zustandsgleichung für $T_1 = T_2$

$$p_1 v_1 = p_2 v_2 = \text{Konst.}, \dots \dots \dots (52)$$

d. h. Druck und Volumen sind umgekehrt proportional.

Im p/v -Diagramm ist die Drucklinie dargestellt durch eine gleichseitige Hyperbel (Fig. 6).

Ist A_1 gegeben, so findet man zu v_2 den Druck p_2 , indem die Ordinate v_2 zum Schnitt B mit der Wagerechten durch A_1 gebracht wird. Der Strahl OB schneidet auf der Senkrechten durch A_1 den gesuchten Wert p_2 ab.

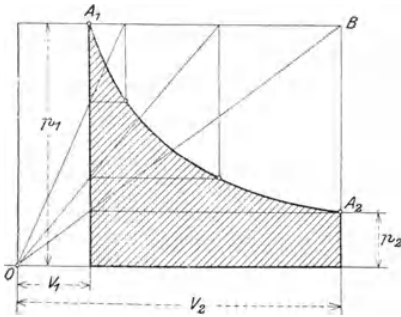


Fig. 6.

Die äußere absolute Arbeit L ist im p/v -Diagramm dargestellt als Fläche unterhalb der Drucklinie, begrenzt durch Anfangs- und Endordinate, sowie durch die Abszissenachse.

Die Wärmeleichung vereinfacht sich mit $T_2 = T_1$ auf

$$Q = AL, \dots \dots (53)$$

d. h. bei einer Volumenvergrößerung muß die ganze nach außen abgegebene Arbeit in Form von Wärme zugeführt werden.

Bei einer isothermischen Kompression ist die der Verdichtungsarbeit gleichwertige Wärme durch das Kühlwasser abzuleiten.

Die Größe von Q oder L ergibt sich aus der Wärmeleichung

$$dQ = AdL = Apdv = ART \frac{dv}{v},$$

woraus

$$Q = A \cdot R \cdot T \ln \frac{v_2}{v_1} = A p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1}$$

oder

$$L = p_1 v_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (54)$$

Setzt man in dieser Gleichung statt des spez. Volumens v_1 das Volumen 1 cbm, so erhält man

$$L' = p_1 \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Es ist dies die Arbeit bezogen auf 1 cbm Gas im Anfangszustand. Wie ersichtlich, ist dieser Ausdruck unabhängig von der Natur des Gases.

Man erhält also den Satz: Die Arbeit der isothermischen Kompression, bezogen auf 1 cbm des angesaugten Gases, ist für alle Gase bei gleichen Grenzzuständen gleich groß.

Für den Entropiezuwachs ergeben Gl. 42 oder 43

$$S_2 - S_1 = A R \ln \frac{v_2}{v_1} = A R \ln \frac{p_1}{p_2} \dots \dots \dots (55)$$

Im Entropiediagramm zeichnet sich die Zustandsänderung als eine Parallele zur Abszissenachse, wenn die TS -Tafel benützt wird, oder als schwach gekrümmte t -Linie in der JS -Tafel.

Der Wärmeübergang Q oder der Wärmewert der äußern Gasarbeit ist im TS -Diagramm dargestellt als Flächeninhalt des Rechteckes unter der Zustandslinie $A_1 A_2$, begrenzt von Anfangs- und Endordinate und der Achse durch den absoluten Nullpunkt (Fig. 7).

Im JS -Diagramm ist diese Wärme nicht besonders sichtbar.

Statt also Q oder L aus Gl. 54 auszurechnen, kann $S_2 - S_1$ unter Berücksichtigung des Entropiemaßstabes aus jeder der beiden Tafeln abgestochen werden, alsdann ist

$$Q = AL = (S_2 - S_1) \cdot T \dots (56)$$

Man erhält demnach Q und L wie bei den beiden vorangehenden Zustandsänderungen als das Produkt zweier Faktoren.

Wie die Wärmegleichung 53 zeigt, wird die ganze zugeführte Wärme in Arbeit umgesetzt, man erhält daher aus dieser Wärme die größte Arbeit zwischen den beiden Grenzen A_1 und A_2 .

Bei der isothermischen Kompression von A_2 nach A_1 ist der Arbeitsaufwand am kleinsten um den Druck von p_2 auf p_1 zu erhöhen. Man kann deshalb alle übrigen Verdichtungsarten mit diesem Idealprozeß vergleichen.

Aus dem Vorstehenden lassen sich zwecks einer einfachen Erklärung der wärmetechnischen Bedeutung des Entropiebegriffes folgende zwei Sätze aufstellen, je nachdem eine Ausdehnung oder eine Verdichtung zugrunde gelegt wird; für die erstere sei A_1 als Ausgangspunkt der Entropiemessung gewählt, für letztere A_2 (Fig. 7).

Die Entropie des Punktes A_2 (bezogen auf A_1) ist derjenige Leistungsfaktor, der mit der absoluten Temperatur in A_2 die größte vom Gas zu leistende Arbeit

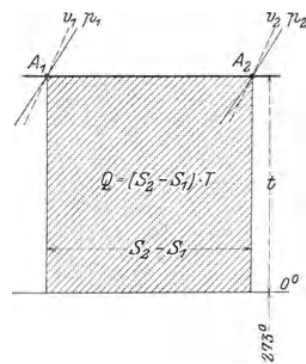


Fig. 7.

(in Wärmeeinheiten) ergibt, wenn der Zustand A_1 auf den Zustand A_2 verändert wird. Oder: Die Entropie des Punktes A_1 (bezogen auf A_2) ist derjenige Leistungsfaktor, der mit der absoluten Temperatur in A_1 die kleinste Arbeit (in WE) ergibt, die mindestens an das Gas abgegeben werden muß, um es vom Zustand A_2 in den Zustand A_1 zu bringen.

In den Gl. 41 bis 43 finden sich zur Berechnung der Entropie $S_2 - S_1$ nur Größen, die dem Anfangs- und Endzustand angehören. Hieraus folgt, daß die Entropie unabhängig ist vom Wege, auf dem das Gas von einem zum andern Zustand übergeführt wird. Die Entropie des Punktes A_2 gegenüber A_1 ist also ein weiteres Kennzeichen für den Zustand A_2 , wie dies p_2, v_2, T_2 sind.

23. Zustandsänderung bei unveränderlicher Entropie (Adiabate oder Isoentropie).

Wird während des ganzen Verlaufes einer Zustandsänderung weder Wärme zugeführt noch abgeführt und von irgend welchen Verlusten abgesehen, so bleibt die Entropie unverändert, denn es ist

$$dQ = T dS = 0,$$

was nur möglich, wenn $dS = 0$.

Aus der Gleichung

$$dS = c_v \frac{dT}{T} - AR \frac{dv}{v} = 0$$

erhält man

$$dT = - \frac{ART}{c_v} \cdot \frac{dv}{v},$$

d. h. jede Zunahme des Volumens bedingt eine Abnahme der Temperatur. Umgekehrt ist eine adiabatische Verdichtung mit einer Erwärmung verbunden.

Benützt man Gl. 43 für die Entropie unter Voraussetzung konstanter spezifischer Wärme

$$S_2 - S_1 = c_v \ln \frac{p_2}{p_1} + c_p \ln \frac{v_2}{v_1} = 0,$$

so ist

$$\ln \frac{p_2}{p_1} = - \frac{c_p}{c_v} \cdot \ln \frac{v_2}{v_1},$$

woraus

$$p_1 v_1^k = p_2 v_2^k = \text{Konst.}, \dots (57)$$

womit die Gleichung der Adiabate im pv -Diagramm gefunden ist.

Aus Gl. 57 folgt, daß diese Drucklinie von einem gegebenen Anfangspunkt A_1' an bei Expansion rascher fällt als die Isotherme durch A_1' .

Bei einer Kompression von einem Anfangspunkt A_2 aus steigt die Adiabate rascher als die Isotherme durch A_2 (Fig. 8).

Mit Gl. 57 und der Zustandsgleichung ergeben sich die Gleichungen

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{v_1}{v_2}\right)^{k-1} \dots \dots \dots (58)$$

und

$$\frac{T_2}{T_1} = \left(\frac{p_2}{p_1}\right)^{\frac{k-1}{k}} \dots \dots \dots (59)$$

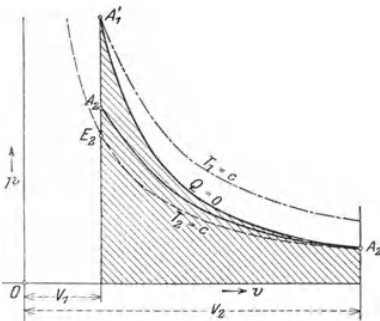


Fig. 8.

Zur Bestimmung der äußeren Arbeit wird die Wärmegleichung benutzt für $Q = 0$.

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL = 0$$

$$AL_{ad} = c_v(T_1 - T_2) \dots \dots \dots (60)$$

Bei der Expansion geschieht also die Arbeitsleistung auf Kosten der Temperatur. Mit der Zustandsgleichung

$$R(T_1 - T_2) = (p_1 v_1 - p_2 v_2)$$

und der Gl. 27 erhält L die neue Form

$$L_{ad} = \frac{1}{k-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) \dots \dots \dots (61)$$

oder mit Gl. 59

$$L_{ad} = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left[1 - \left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] \dots \dots \dots (62)$$

Setzt man $v_1 = 1$ cbm, so erhält man die Arbeit, bezogen auf 1 cbm des Gases im Anfangszustand; diese Arbeit ist ebenfalls unabhängig von der Natur des Gases, wie bei der Isotherme.

Im Entropiediagramm wird die Adiabate dargestellt als eine Parallele zur Ordinatenachse, und zwar sowohl im TS - als auch im JS -Diagramm.

Soll das Gas vom gegebenen Anfangsdruck p_1 auf den kleinern Enddruck p_2 gebracht werden, so lassen sich aus dem Entropiediagramm die zugehörigen Temperaturen T_1 und T_2 ablesen oder man kann unmittelbar $T_1 - T_2$ abstechen (Fig. 9). Damit ist nach Gl. 60 der Wärmewert $c_v(T_1 - T_2)$ der Expansionsarbeit bestimmt.

Wird umgekehrt von A_2 nach A_1' verdichtet, so ist derselbe Wärmewert als Arbeit während des eigentlichen Verdichtungs Vorganges einzuführen.

Man erhält auch hier den Wärmewert der äußern Arbeit als das Produkt zweier Faktoren, von denen der eine $(T_1 - T_2)$ unmittelbar aus der Entropietafel entnommen werden kann.

Die Berechnung von Potenzen mit gebrochenen Exponenten ist damit vermieden.

Für Rechnungen mit großen Temperaturgrenzen bietet sich der weitere Vorteil, daß die Veränderlichkeit der spezifischen Wärmen in der Tafel berücksichtigt wird, ohne die Rechnung unständlicher zu gestalten.

Der Wärmewert AL_{ad} der eigentlichen Verdichtungsarbeit ist in Fig. 9 dargestellt als Flächenstreifen unter der Linie $A_1'B_2$ (//////). Dies ist aber nicht die gesamte zuzuführende Arbeit. Die Besprechung der Zustandsänderung bei konstantem Druck (Abschnitt 21) hat gezeigt, daß der Kompressor auch noch die Gleichdruckarbeit mit dem Wärmewert $(c_p - c_v)(T_1 - T_2)$ zu leisten hat, die in Fig. 9 durch den Flächenstreifen zwischen $A_1'E_2$ und $A_1'B_2$ (\\\\\\\\\\\\) dargestellt ist.

Die Gesamtarbeit setzt sich daher zusammen aus der adiabatischen Kompressionsarbeit und der Gleichdruckarbeit, der Wärmewert beträgt folglich insgesamt $c_p(T_1 - T_2)$.

Diese Tatsache bleibt auch bestehen, wenn sich das Gas im Druckbehälter

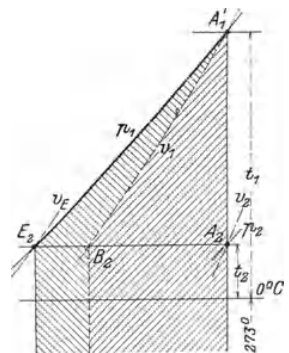


Fig. 9.

nicht auf die Anfangstemperatur abkühlt, sondern an der Verwendungsstelle sogar im Zustand A_1' also bei der hohen Temperatur arbeiten könnte. Der Grund liegt darin, daß nach dem II. Hauptsatz der Wärmelehre die ganze Änderung der Größen p , t und v einzig durch Arbeitsaufwand geschehen kann. Wird zunächst eine isothermische Kompression angewendet, so ist E_2 der Endzustand, und die Fläche unter A_2E_2 wird als Arbeit eingeführt, um den Enddruck p_1 zu erhalten. Steigt aber bei der Kompression die Temperatur von T_2 auf T_1 , so kommt die Wärmelehre $A_2E_2A_1'$ als Arbeit dazu, d. h. die Gesamtarbeit ist durch die Fläche unter $A_1'E_2$ dargestellt, ihr Wärmewert beträgt in der Tat $c_p(T_1 - T_2)$, auch wenn das Gas in heißem Zustande verwertet wird.

Könnte an einen derart arbeitenden Luftkompressor unmittelbar eine verlustfreie Luftexpansionsmaschine angeschlossen werden, so würde darin die Zustandsänderung von A_1' nach A_2 erfolgen und die ganze in den Kompressor eingeführte Arbeit, nämlich $c_p(T_1 - T_2)$ würde wieder erhalten.

Man darf also mit Recht den Ausdruck $c_p(T_1 - T_2)$ als „Unterschied des Wärmeinhaltes“ bezeichnen.

24. Polytropische Zustandsänderung.

Die bisher behandelten Zustandsänderungen können als Sonderfälle eines allgemeinen Vorganges aufgefaßt werden, der abhängig ist von der Größe des Wärmeüberganges und von der Verteilung desselben während des Verlaufes.

Wird während der Verdichtung von A_2 nach A_1 (Fig. 8) Wärme entzogen, aber weniger, als zur isothermischen Verdichtung nötig ist, so liegt die Drucklinie im $p v$ -Diagramm zwischen Isotherme und Adiabate.

Wird im Gegenteil Wärme zugeführt, so verläuft die Drucklinie steiler als die Adiabate.

Da diese Linien ähnlich verlaufen, wie die Isotherme ($p v = \text{Konst.}$) und die Adiabate ($p v^k = \text{Konst.}$), so kann ihr Gesetz allgemein mit

$$p \cdot v^m = \text{Konst.} \quad \dots \dots \dots (63)$$

anerkannt werden. Der Exponent m ist kleiner als $k = \frac{c_p}{c_v}$, wenn während der Kompression Wärme entzogen wird; wird aber Wärme zugeführt, so ist m größer als k .

Besonders einfach gestaltet sich die Behandlung, wenn zunächst angenommen wird, der Exponent m bleibe während des Verlaufes konstant.

Für diesen Fall können zur Bestimmung der eigentlichen Kompressionsarbeit die Gleichungen 61 und 62 benützt werden, wenn in ihnen statt k der neue Wert m gesetzt wird. Man erhält insbesondere

$$L_p = \frac{1}{m-1} (p_1 v_1 - p_2 v_2) = \frac{R}{m-1} (T_1 - T_2) \quad \dots \dots \dots (64)$$

Die während der Kompression abzuleitende Wärme ist nach der Grundgleichung 25

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + A L_p = \left(\frac{A R}{m-1} - c_v \right) (T_1 - T_2) = c_v \frac{k-m}{m-1} \cdot (T_1 - T_2) \quad \dots (65)$$

Man kann daher

$$c = c_v \frac{k-m}{m-1}$$

als die spezifische Wärme der polytropischen Zustandsänderung auffassen.

Zu der eigentlichen Kompressionsarbeit (Gl. 64) kommt auch hier die Gleich-

druckarbeit, so daß der Wärmewert der gesamten Verdichtungsarbeit den Betrag annimmt

$$AL = \frac{AR}{m-1}(T_1 - T_2) + (c_p - c_v)(T_1 - T_2) = \left(c_v \frac{k-m}{m-1} + c_p \right) (T_1 - T_2) \dots (66)$$

Aus der Gleichung der Polytrope erhalten wir den Exponenten m , wenn Anfang- und Endzustand des Gases bekannt sind (p_2, v_2 und p_1, v_1). Es ist auch nach Gl. 63

$$m = \ln \frac{p_1}{p_2} : \ln \frac{v_2}{v_1} \dots \dots \dots (67)$$

Einfacher und übersichtlicher gestaltet sich die Behandlung dieser Zustandsänderung unter Benützung des Entropiediagramms.

Dehnt sich das Gas vom bekannten Anfangszustand (p_1, v_1, t_1) (Fig. 10) derart aus, daß der Enddruck den kleinere Wert p_2 annimmt, so erfolgt die Zustandsänderung adiabatisch von A_1 nach D , wenn kein Wärmeübergang stattfindet; dabei wird die ganze Wärmefläche unter $A_1 E$ in Arbeit umgesetzt.

Wird dem Gas während der Ausdehnung diejenige Wärme von außen zugeführt, die in Arbeit verwandelt wird, so bleibt die Temperatur und damit der Wärmehalt unveränderlich. Diese Ausdehnung verläuft von A_1 nach E_1 . Wird aber weniger Wärme zugeführt, als zur isothermischen Ausdehnung nötig ist, so liegt die Zustandsänderung zwischen der Isotherme $A_1 E_1$ und der Adiabate $A_1 D$ und kann je nach der Verteilung dieser Wärme irgend welchen Verlauf nehmen. Durch diese Wärmezufuhr sinkt die Temperatur nicht so stark, wie bei der adiabatischen Ausdehnung. Bringt man die Wärme Gleichung

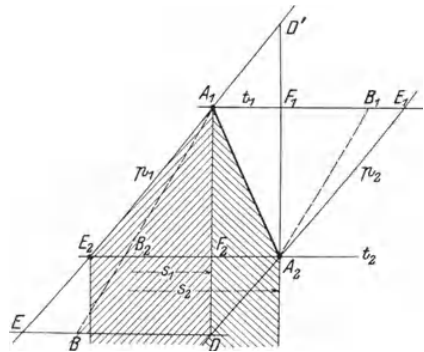


Fig. 10.

$$Q = c_v(T_2 - T_1) + AL_p$$

in die Form

$$AL_p = Q + c_v(T_1 - T_2),$$

so ist ersichtlich, daß während des Verlaufes der Ausdehnung die ganze zugeführte Wärme Q und außerdem noch ein Teil $c_v(T_1 - T_2)$ des Wärmehaltes in Arbeit umgesetzt wird.

Eine einfache Lösung gibt die Annahme, die Zustandsänderung verlaufe nach der Geraden $A_1 A_2$ (Fig. 10).

Der Endpunkt A_2 ist bestimmt, sobald zum Druck p_2 noch die Temperatur t_2 oder das spez. Volumen v_2 bekannt ist. Die während der Ausdehnung zugeführte Wärme ist als Flächenstreifen unter der Geraden $A_1 A_2$ dargestellt (//////). Damit wird die Art dieser Wärmezufuhr sichtbar gemacht.

Die Größe dieser Wärme ergibt sich mit dem Entropiezuwachs $S_2 - S_1$ der Punkte A_1 und A_2 als Inhalt des Trapezes unter $A_1 A_2$

$$Q = (S_2 - S_1) \left(\frac{T_1 + T_2}{2} \right) \dots \dots \dots (68)$$

Zu dieser Wärme ist der Betrag $c_v(T_1 - T_2)$ zu addieren, um die Expansions-

arbeit zu erhalten, hierzu kommt noch die Gleichdruckarbeit $(c_p - c_v)(T_1 - T_2)$, so daß die Gesamtarbeit bestimmt ist mit

$$AL = (S_2 - S_1) \left(\frac{T_1 + T_2}{2} \right) + c_p(T_1 - T_2) \dots \dots \dots (69)$$

Das zweite Glied ist als Fläche unter A_1E_2 dargestellt (//////).

Die Gleichung 69 hat dieselben Bestandteile wie Gl. 66.

Man kann aus dem Entropiediagramm den Exponenten m herauslesen, falls mäßige Druck- und Temperaturgrenzen auftreten. Dabei ist zu erinnern, daß die p -Linien der Tafel — wagrecht gemessen — in gleichen Abständen verlaufen, solange wenigstens mit mäßigen Druckunterschieden gearbeitet wird. Ein Punkt der p_2 -Linie ist von dem in gleicher Höhe liegenden Punkt der p_1 -Linie um den Betrag $-AR \ln \frac{p_2}{p_1}$ entfernt (siehe Gl. 42).

Daher ist in Fig. 10

$$A_1E_1 = A_2E_2 = -AR \ln \frac{p_2}{p_1}.$$

Ebenso sind die v -Linien gleichlaufend, aber wagrecht verschoben, und zwar ist nach Gl. 41

$$A_1B_1 = A_2B_2 = AR \ln \frac{v_2}{v_1}.$$

Das Verhältnis beider Strecken beträgt damit

$$\frac{A_1E_1}{A_1B_1} = \frac{A_2E_2}{A_2B_2} = \frac{\ln \frac{p_1}{p_2}}{\ln \frac{v_2}{v_1}} = m,$$

wie Gl. 67 zeigt.

Zieht man also durch A_1 die p - und die v -Linie und bringt sie zum Schnitt mit der Wagrechten durch A_2 , so ergeben sich zwei Abschnitte A_2E_2 und A_2B_2 , deren Verhältnis der Exponent m ist. Damit ist der Zusammenhang zwischen der Polytrope A_1A_2 im Entropiediagramm und im p v -Diagramm hergestellt.

Wie schon betont, gilt dieses Ergebnis nur innerhalb mäßiger Druckunterschiede. Setzt man das Verfahren für weitere Druckunterschiede fort, so zeigt sich, daß das Verhältnis m etwas zunimmt im Sinne des abnehmenden Druckes. Will man das Verfahren umgekehrt anwenden unter Annahme eines unveränderlichen Wertes m , so erhalten die Strecken A_1A_2 in den einzelnen Druckabschnitten eine zunehmende Neigung im Sinne des abnehmenden Druckes. Diese Abweichungen sind aber derart gering, daß für die Anwendungen unbedenklich der geradlinige Verlauf der Polytrope im Entropiediagramm angenommen werden kann. In Wirklichkeit kommen überdies Nebeneinflüsse zur Geltung, so daß die Linie A_1A_2 gekrümmt ausfällt. Der Exponent m ist dann veränderlich.

Je schräger die Expansionslinie A_1A_2 verläuft, je mehr sich also der Punkt A_2 dem Punkt E_1 nähert, desto mehr nähert sich die Polytrope der Isotherme. Verschiebt sich die Strecke A_1A_2 ganz nach A_1E_1 , so fällt B_1 mit E_1 zusammen, d. h. für die Isotherme wird $m = 1$.

Je steiler A_1A_2 verläuft, je mehr also A_2 an den Punkt D rückt, desto näher kommt die Polytrope der Adiabate. Fällt A_2 mit D zusammen, so ergeben sich nach Gl. 41 und 42 für die Entropien der Punkte E und B , gemessen vom Punkt D aus, die Werte

$$DB = c_v \ln \frac{T_2}{T_1}; \quad DE = c_p \ln \frac{T_2}{T_1},$$

das Verhältnis ist

$$\frac{DE}{DB} = \frac{c_p}{c_v} = k,$$

womit der Exponent für die Gleichung der Adiabate gefunden ist.

Soll die umgekehrte Zustandsänderung stattfinden, d. h. soll die Luft vom Anfangszustand A_2 auf den Enddruck p_1 verdichtet werden, so ist die kleinste Arbeit nötig, wenn die Kompression isothermisch von A_2 nach E_2 erfolgt. Dies ist aber nur möglich, wenn die ganze der aufgewendeten Arbeit gleichwertige Wärme während des Verlaufes der Änderung durch das Kühlwasser entzogen wird.

Wird weniger Wärme entzogen, so steigt die Temperatur, aber doch nicht so hoch, als bei der adiabatischen Kompression von A_2 nach D' . Die Zustandslinie A_2A_1 verläuft alsdann schräg links aufwärts, und die unter ihr liegende Fläche (Fig. 10 \\\) stellt die während der Kompression abzuleitende Wärme dar. Den anderen Teil der entstehenden Wärme (Fläche unter A_1E_2 \\\) trägt das verdichtete Gas in den Druckbehälter. Die gesamte Betriebsarbeit für die Verdichtung entspricht der unter dem Linienzug $A_2A_1E_2$ liegenden Fläche.

Eine polytropische Zustandsänderung entsteht auch dadurch, daß während der Ausdehnung Wärme entzogen wird. In diesem Fall verläuft die Zustandslinie links von der Adiabate, die sich als Senkrechte durch den gegebenen Anfangspunkt A_1 ziehen läßt (Fig. 11).

Die während dieser Zustandsänderung von A_1 nach A_2 abzuführende Wärme ist als Flächenstreifen unter A_1A_2 dargestellt (\\) und wird nicht in äußere Arbeit umgesetzt. Der Wärmewert $c_p(T_1 - T_2)$ der Gesamtarbeit ist diesem Streifen entsprechend zu verkleinern, um die in äußere Arbeit umgesetzte Wärme (\\) zu erhalten.

Für den Exponenten in der Gleichung der p - v -Linie ergibt sich ebenfalls

$$m = \frac{A_2E_2}{A_2B_2},$$

er ist in diesem Falle größer als $k=1,403$.

Auch diese Zustandsänderung kann im umgekehrten Sinne verlaufen, indem die Verdichtung von A_2 und A_1 unter Wärmezufuhr erfolgt.

Bezüglich der Ausführungsmöglichkeiten lassen sich hierbei zwei Fälle unterscheiden.

Denkt man sich den Mantel eines Kolbenkompressors derart geheizt, daß die Kompression nach der Geraden A_2A_1 (Fig. 11) erfolgen kann, so ist die gesamte Betriebsarbeit gleichwertig dem Wärmeinhalt von A_1 gegenüber A_2 , also $c_p(T_1 - T_2)$, vermindert um die Wärmefläche unter A_2A_1 .

Dieses Ergebnis folgt — wie bei der Besprechung der Expansionsarbeit erläutert — aus der Wärmegleichung. Um es unmittelbar aus der Figur einzusehen, ist nur nötig, die Fläche unter A_2A_1 in schmale, senkrecht laufende Streifen eingeteilt zu denken. Dann läßt sich die Zustandsänderung A_1A_2 ersetzen durch eine Summe von kurzen adiabatischen Verdichtungen und zwischenliegenden isothermischen Ausdehnungen. Erstere geben den Gesamtbetrag $c_p(T_1 - T_2)$, letztere bedeuten in ihrer Gesamtfläche die zugeführte Wärme, deren Arbeitswert von der adiabatischen Arbeit abzuziehen ist, da sie als Expansionsarbeit zurückgewonnen wird.

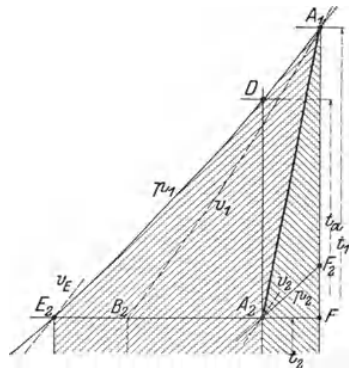


Fig. 11.

Aus der Figur ist ersichtlich, daß diese Mantelheizung nicht nur keinen Zweck hat, sondern schädlich ist, indem die Kompressionsarbeit gegenüber der Adiabate A_2D vergrößert wird um das Stück A_2DA_1 ; außerdem geht die zugeführte Wärme (Fläche unter A_2A_1) verloren.

Eine zweite Möglichkeit, die Verdichtung nach der Linie A_2A_1 (Fig. 11) durchzuführen, besteht darin, daß Wärme nicht von außen zugeführt wird, sondern daß sie während der Zustandsänderung als Reibungswärme im Innern entsteht. (Kolbenreibung, Reibungswiderstände der Luft im Laufrad des Turbo-Gebläses.) Es ist dies eine nicht umkehrbare Zustandsänderung (siehe Abschnitt 26). In der Darstellung (Fig. 11) ändert sich dabei nichts, nur ist die unter der Linie A_2A_1 liegende Wärme fläche als Arbeit von außen zuzuführen. Der Wärmewert der Gesamtarbeit beträgt demnach $c_p(T_1 - T_2)$ ohne irgendwelchen Abzug und wird dargestellt durch die Fläche unter A_1E_2 .

Da diese Arbeit größer ist als diejenige der adiabatischen, d. h. reibungsfreien Kompression zwischen denselben Druckgrenzen (A_2D), so kann das Verhältnis beider Wärmewerte als Gütegrad oder adiabatischer Wirkungsgrad eingeführt werden, und zwar ist

$$\eta_{ad} = \frac{(t_a - t_2) c_p}{(t_1 - t_2) c_p} = \frac{A_2D}{A_1E}.$$

Man kann aus dem Entropiediagramm den Gütegrad unmittelbar abstechen, wenn die Zustandslinie A_2A_1 gegeben ist. Umgekehrt ergibt sich für einen gewählten Gütegrad η_{ad} die Neigung der Geraden A_2A_1 , wenn Anfangspunkt A_2 und Enddruck p_1 gegeben sind.

25. Bemerkungen über umkehrbare Zustandsänderungen und Kreisprozesse.

Wie schon betont, können die besprochenen Zustandsänderungen in dem einen Sinn oder rückläufig vollzogen werden. Bei der isothermischen Expansion verwandelt sich die ganze zugeführte Wärme in Arbeit. Verläuft dieser Vorgang umgekehrt, d. h. soll das Gas isothermisch verdichtet werden, so wird Arbeit aufgewendet und Wärme frei, die auf das Kühlwasser zu übertragen ist. Sollen beide Zustandsänderungen aneinander geschlossen werden, so erreicht das Gas im Idealfall nach erfolgter Kompression den Anfangszustand wieder und hat die bei der Expansion entwickelte Arbeit wieder aufgezehrt. Bedingung ist dabei, daß in jedem Augenblick die Temperatur des Gases mit der Temperatur des Heiz- oder des Kühlkörpers übereinstimmt, daß ferner abgesehen wird von Reibung, Stoß und allen sonstigen Arbeits- und Wärmeverlusten. Die gleichen Bedingungen gelten für die anderen Zustandsänderungen.

Wird der Anfangszustand auf einem andern Weg erreicht, d. h. fallen Expansion und Kompression nicht in denselben Linienzug, dann entsteht ein umkehrbarer Kreislauf. Ein solcher stellt sich im Entropiediagramm als ein geschlossener Linienzug dar. Während der Expansion wird Wärme in Arbeit umgesetzt, und zwar ist die zugeführte Wärme Q_1 sichtbar als Fläche, die durch den oberen Linienzug begrenzt ist. Die Breite dieser Fläche stellt den gesamten Entropiezuwachs $\int \frac{dQ_1}{T_1}$ dar. Auf dem Rückweg ist die nicht in Arbeit umgesetzte Wärme als Fläche Q_2 unter dieser Linie sichtbar; sie besitzt die Entropieabnahme $\int \frac{dQ_2}{T_2}$ von derselben absoluten Größe, da die Breiten beider Flächenstreifen einander gleich sind.

Das vom ganzen Linienzug umschlossene Flächenstück stellt die im Prozeß in Arbeit umgewandelte Wärme dar

$$AL = Q_1 - Q_2.$$

Dieser Betrag ist um so größer, je kleiner die abzuführende Wärme Q_2 ausfällt, je schmaler und höher also der Flächenstreifen ist, der die zugeführte Wärme parstellt.

Da die Breiten beider Wärmeflächen einander gleich sind, folgt für den umkehrbaren Kreisprozeß

$$\int \frac{dQ_1}{T_1} - \int \frac{dQ_2}{T_2} = 0$$

oder für die algebraische Summe allgemein

$$\int \frac{dQ}{T} = 0.$$

Da die drei dargestellten Wärmen den Inhalt des zweiten Hauptsatzes bilden, darf diese Gleichung als der kürzeste Ausdruck dieses Grundgesetzes angesehen werden. Wendet man diesen Hauptsatz auf Kreisprozesse an, so lautet er in seiner einfachsten Fassung: Im idealen Kreisprozeß bleibt die Gesamt-Entropie unverändert (Entropiesgesetz).

Ein umkehrbarer Kreisprozeß besteht in der Verbindung eines Luftkompressors mit einem Druckluft-Motor unter Annahme verlustfreien Vorganges in allen Teilen, wie er in Fig. 12 dargestellt ist.

Im Kompressor vollziehe sich die adiabatische Verdichtung $A_2 A_1$, wozu die Arbeit

$$AL_c = c_p(T_1 - T_2)$$

nötig ist, im TS -Diagramm dargestellt durch die Fläche unter $E_2 A_1$. Der Wärmewert AL_c ist bei konstant bleibendem Druck zu entfernen und die Druckluft kühlt sich dabei auf die Anfangstemperatur T_2 ab (Punkt E_2). Nach verlustfreiem Überleiten in den Motor führt die Druckluft die adiabatische Expansion $E_2 A_3$ aus, wobei der Druck p_1 auf den Außendruck p_2 sinkt, die Temperatur aber einen sehr kleinen Betrag T_3 annimmt. Die nun geleistete Arbeit ist

$$AL_e = c_p(T_2 - T_3).$$

Beim darauf folgenden Ausstoßen der Luft in die freie Atmosphäre nimmt sie so viel Wärme auf, als eben in Arbeit umgesetzt wurde ($A_3 A_2$) und gelangt so wieder in den Anfangszustand. Damit ist der umkehrbare Kreisprozeß vollzogen, und zwar wird im ganzen die Arbeit $AL_c - AL_e$ aufgewendet, um die Wärme $c_p(T_2 - T_3)$ aus tieferen Temperaturen — nämlich im Intervall $(T_2 - T_3)$ — auf die Temperatur der Umgebung zu bringen. Der ganze Vorgang dient somit zur Kälteerzeugung mittels Luft. Eine andere Anwendung ist die Energieübertragung durch Druckluft für die Luftexpansionsmaschine.

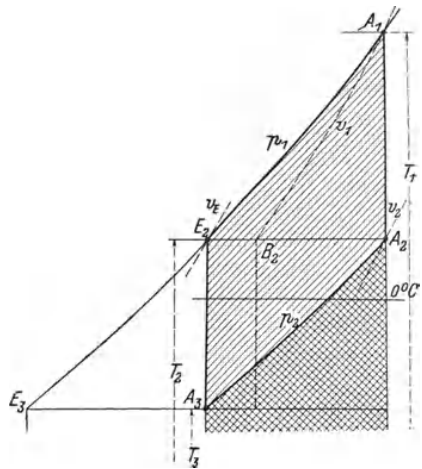


Fig. 12.

26. Nicht umkehrbare Zustandsänderungen.

Eine vollkommen umkehrbare Zustandsänderung oder ein zusammengesetzter Prozeß ist ein idealer Vorgang, der sich in Wirklichkeit nicht vollziehen kann.

Betrachten wir z. B. die isothermische Verdichtung und Ausdehnung, so könnte der erstere Vorgang nur umkehrbar gedacht werden bei sehr langsamer Verdichtung, unbegrenzt großer Kühlfläche und Kühlwassermenge. Nur dann wäre die in das Kühlwasser eingetretene Wärme in der Lage, bei der darauf folgenden Ausdehnung in das Gas zurückzuffießen, um die Arbeit zu leisten, die bei der Verdichtung nötig war.

Tatsächlich kann aber Wärme nicht ohne einen endlichen Temperaturabfall durch eine Fläche fließen, um von einem Körper zu einem andern zu gelangen. Das Kühlwasser zeigt eine tiefere Temperatur T_0 als das Gas (T), die von der aufgenommenen Wärme Q angenommen wird, ohne daß sie die entsprechende Arbeit leistet. Der Rückweg derselben Wärme Q erfolgt bei der umgekehrten Zustandsänderung wieder mit einem Temperatursturz; daher verläuft die isothermische Expansion bei einer wesentlich tieferen Temperatur, als die Kompression, der Vorgang ist also nicht umkehrbar.

Die nicht umkehrbare isothermische Verdichtung kennzeichnet sich somit dadurch, daß die Entropie des Gases um $\frac{Q}{T}$ abnimmt, die des Kühlwassers um $\frac{Q}{T_0}$ zunimmt; da aber stets $T_0 < T$, so ist der Unterschied $\frac{Q}{T_0} - \frac{Q}{T}$ immer positiv.

D. h. Jede Entwertung der Wärme durch Temperatursturz ist mit einer Entropievermehrung verbunden.

Ein anderer nicht umkehrbarer Vorgang entsteht durch Vernichtung von Strömungsenergie zufolge Widerstände bei der Bewegung von Gasen (Reibung, Wirbel, Stoß). Diese Energie wird dabei in Wärme umgesetzt, die als innere Wärmeentwicklung dQ_v in Rechnung gesetzt werden kann neben der für die umkehrbare Zustandsänderung maßgebenden äußeren Wärme dQ . Die Änderung der Entropie beträgt nun

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

Wird von außen weder Wärme zu- noch abgeführt, so ist

$$dQ = 0 \quad \text{daher} \quad dS = \frac{dQ_v}{T}.$$

Man erkennt, daß bei der nicht umkehrbaren adiabatischen Zustandsänderung eine Zunahme der Entropie stattfindet, hervorgerufen durch die Strömungsverluste. Ein solcher Vorgang verläuft also nicht isentropisch. Weiter folgt die wichtige Tatsache, daß auch das Entropiediagramm verwendbar ist zur Darstellung nicht umkehrbarer Vorgänge, da nicht nur die von außen zu- oder abgeführten Wärmen Q als Flächenstreifen sichtbar sind, sondern auch die Widerstandswärmen Q_v .

Für die nicht umkehrbaren Vorgänge lautet nun die allgemeine Fassung des zweiten Hauptsatzes der mechanischen Wärmetheorie:

Bei allen wirklich vorkommenden Umsetzungen wächst die Entropie und strebt einem Maximum zu.

Zu den nicht umkehrbaren Zustandsänderungen gehört die Überströmung von Druckluft in ein Gefäß mit geringerem Druck, ferner jede Drosselung oder sonstige Druckabnahme zufolge Widerstände bei der Bewegung von Gasen. Diese Zustandsänderungen erfolgen bei konstantem Wärmeinhalt. Die beim Durch-

fluß durch das Drosselorgan aus dem Wärmeinhalt entwickelte Strömungsenergie wird durch die Widerstände wieder in Wärme zurückgebildet, so daß die zuerst gesunkene Temperatur wieder auf den Anfangswert steigt. Der Druck hat aber abgenommen und könnte nur durch Arbeitsaufwand auf den früheren Betrag steigen. Der Endpunkt der Zustandsänderung liegt auf einer Kurve gleichen Wärmeinhaltes und auf einer p -Linie rechts vom Ausgangspunkt, die Entropie hat auch hier zugenommen.

Eine nicht umkehrbare Zustandsänderung ist bereits in Abschnitt 24 behandelt und in Fig. 11 dargestellt. Soll vom Anfangspunkt A_2 aus eine Kompression nach A_1 stattfinden, wobei während derselben eine innere Wärme Q_v durch Reibung entsteht, so ist die Endtemperatur t_1 größer als diejenige der verlustlosen adiabatischen Kompression t_a . Die Reibungswärme Q_v ist dargestellt als Flächenstreifen unter der Linie A_1A_2 ; sie zeigt den Entropiezuwachs A_2F gleich der Breite des Streifens.

Soll sich an diesen Vorgang die umgekehrte Zustandslinie anschließen, so kann die Expansion aus A_1 im besten Fall verlustlos nach der Adiabate A_1F_2 vollziehen. Damit ist aber schließlich der Ausgangspunkt der vorangegangenen Kompression nicht erreicht. Dies geschieht erst, wenn nachträglich noch eine Wärmeentziehung bei konstantem Druck p_2 stattfindet, wobei außerdem Arbeit aufzuwenden ist.

Eine andere nicht umkehrbare Zustandsänderung erfolgt dadurch, daß die Druckluft nach erfolgter Abkühlung vom Druck p_1 (Punkt E_2 Fig. 11) durch Drosselung auf den Anfangszustand gebracht wird (A_2E_2). Dabei bleibt der Wärmeinhalt konstant, er ist aber entwertet, da die Druckabnahme ohne Arbeitsleistung erfolgt.

Wird hingegen der Anfangszustand durch eine umkehrbare Zustandsänderung erreicht, etwa durch eine isothermische oder adiabatische Expansion in einem Druckluftmotor, so ist der Kreisprozeß immer noch nicht umkehrbar, da die Kompression A_2A_1 mit innerer Wärmeentwicklung, d. h. mit einem Entropiezuwachs verbunden ist.

Kolbenkompressoren.

A. Der Energieumsatz im Kolbenkompressor.

27. Theoretischer Arbeitsvorgang im einstufigen Kompressor.

Für die Einführung in das Verständnis eines Arbeitsprozesses ist es zweckmäßig, wenn zunächst nur der Hauptvorgang in der einfachsten Form betrachtet wird, losgelöst von den Nebeneinflüssen, die einer besondern Behandlung vorbehalten bleiben. Man gewinnt dadurch eine bessere Einsicht in die Hauptwirkung, die man als theoretischen Arbeitsprozeß bezeichnen kann; für viele Aufgaben, insbesondere für Entwurfsrechnungen genügt eine derartige Annahme.

Der theoretische Arbeitsprozeß einer Kolbenmaschine zur Verdichtung von Gasen verlangt folgende Voraussetzungen:

- Der ganze Zylinderinhalt werde vom Kolben wirklich beschrieben, d. h. der schädliche Raum bleibe unberücksichtigt.
- Das während des Ansaugens in den Zylinder eintretende Gas zeige am Hubende denselben Zustand wie außerhalb desselben; Druck und Temperatur seien also bis zum Beginn der Kompression unverändert geblieben.
- Die Kolbenreibung, Ventilwiderstände usw. seien zu vernachlässigen.
- Das verdichtete Gas finde in einem Druckbehälter Aufnahme, in dem die Spannung unverändert bleibe. Der Behälter ist demnach sehr groß vorzustellen oder der Verbrauch an Druckgas muß in jedem Augenblick gleich der Fördermenge sein.

Betrachtet man unter diesen Voraussetzungen den Arbeitsvorgang, so strömt das Gas beim Ausschieben des Kolbens aus seinem innersten toten Punkt durch das geöffnete Saugventil in den Zylinder; das Hubvolumen V_1 hat sich mit Gas vom Außendruck p_1 und der Außentemperatur t_1 angefüllt, wenn der Kolben in seine äußerste Totlage gekommen ist. Dieser Vorgang ist daher nicht als eigentliche Zustandsänderung aufzufassen, da das Gas in thermischer Beziehung keine Veränderung erfahren hat.

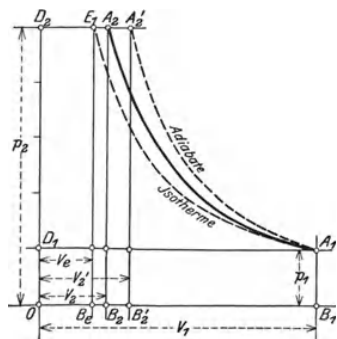


Fig. 13.

Im $p v$ -Diagramm (Fig. 13) ist dieses Einfüllen durch eine Parallele zur Abszissenachse ($D_1 A_1$) dargestellt; der Druck p_1 bedeutet den äußeren Luftdruck, falls Luft von außen eingenommen wird.

Beginnt der Kolben zurückzulaufen, so schließt sich sofort das Saugventil und die eingeschlossene

Gasmenge wird verdichtet. Hat der Druck im Zylinder den Gegendruck p_2 in der Druckleitung erreicht, so öffnet sich das Druckventil (Punkt A_2) und das verdichtete Gas wird vom Kolben bei unveränderlichem Druck in den Behälter ausgedrückt.

Ist der Kolben wieder in seine anfängliche Totlage angelangt, so wiederholt sich der Prozeß innerhalb derselben Druckgrenzen von neuem, falls vom Druckbehälter dieselbe Gasmenge an die Verbrauchsstelle abfließt, die vom Kompressor zugeführt wird.

Die gesamte Kompressionsarbeit L wird im pv -Diagramm dargestellt als Fläche $D_1 A_1 A_2 D_2$; sie setzt sich aus drei Stücken zusammen: der absoluten Ansaugarbeit (Rechteck $OB_1 A_1 D_1$), der eigentlichen Kompressionsarbeit (Fläche $B_2 B_1 A_1 A_2$) und aus der Ausstoßarbeit (Rechteck $OB_2 A_2 D_2$). Letztere beiden haben gegenüber der ersteren entgegengesetzte Vorzeichen.

Zur Berechnung der Arbeit muß eine Annahme über die Art der Zustandsänderung während der Verdichtung gemacht werden.

a) Isothermische Verdichtung von A_1 nach E_1 .

Nach früherem ist

$$L_{is} = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} + p_2 V_2 - p_1 V_1.$$

Nun ist

$$p_2 V_2 = p_1 V_1,$$

daher

$$L_{is} = p_1 V_1 \ln \frac{p_2}{p_1} \dots \dots \dots (1)$$

Will man statt des natürlichen Logarithmus den Briggschen setzen, so ist auf der rechten Seite der Faktor 2,303 anzubringen.

Soll die Arbeit für 1 cbm angesaugtes Gas berechnet werden, so ist in die Gleichung $V_1 = 1$ cbm zu setzen. Soll aber die Arbeit sich auf $V_2 = 1$ cbm gefördert Volumen beziehen, so ist als Faktor vor den Logarithmus statt p_1 der hohe Druck p_2 zu setzen. Die Kompressionsarbeit für 1 cbm ist bei gleichem Druckverhältnis für alle Gase gleich groß.

Will man die Arbeit für 1 kg Gas berechnen, so ist in Gl. 1 statt V_1 das spezifische Volumen v_1 zu setzen.

Im Entropiediagramm verläuft die Isotherme auf einer T -Linie von A_1 nach E_1 (Fig. 14); den Wärmewert der Kompressionsarbeit erhält man als Produkt zweier Faktoren

$$AL_{is} = (\Delta S) T_1.$$

Im TS -Diagramm ist die T -Linie eine wagrechte Gerade und die Arbeit zeigt sich als Rechteckfläche mit der Breite $A_1 E_1 = \Delta S$ und der Höhe T_1 ; im JS -Diagramm sind die Entropiewerte als Abszissen beibehalten, als Ordinaten sind statt der absoluten Temperaturen die Wärmeinhalte aufgetragen. Für die Isotherme kann daher die Entropieabnahme ΔS in gleicher Weise wie aus der TS -Tafel abgestochen werden, wobei in der JS -Tafel die Fläche allerdings ihre Bedeutung verliert.

Sowohl aus dem pv -Diagramm als auch aus dem Entropiediagramm ist ersichtlich, daß die isothermische Verdichtung den kleinsten Arbeitsaufwand für 1 kg Fördergewicht verlangt.

b) Adiabatische Verdichtung von A_1 nach A_2' .

Nach früherem hat der Wärmewert der eigentlichen Verdichtungsarbeit (Fläche $B_2'A_1A_2'$, Fig. 13) den Betrag $c_v(T_2' - T_1)$. Dazu kommt noch die Gleichdruckerarbeit

$$p_2 v_2 - p_1 v_1,$$

so daß die Gesamtarbeit nötig ist

$$L_{ad} = \frac{c_v}{A} (T_2' - T_1) + p_2 v_2 - p_1 v_1.$$

Mit den Gleichungen

$$p_1 v_1 = R T_1, \quad p_2 v_2 = R T_2'.$$

und

$$c_v = \frac{AR}{k-1}$$

wird

$$L_{ad} = \frac{k}{k-1} (p_2 v_2 - p_1 v_1) \dots \dots \dots (2)$$

und mit

$$c_p = c_v + AR$$

$$L_{ad} = \frac{c}{A} (T_2' - T_1) \dots \dots \dots (3)$$

Eine dritte Form folgt aus Gleichung

$$L_{ad} = \frac{k}{k-1} R (T_2' - T_1) = \frac{kRT_1}{k-1} \left(\frac{T_2'}{T_1} - 1 \right)$$

$$L_{ad} = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right] \dots \dots \dots (4)$$

Setzt man in Gl. (4) statt des spezifischen Volumens v_1 das Gesamtvolumen V_1 , so erhält man die Gesamtarbeit auf V_1 cbm; wird $V_1 = 1$ cbm eingeführt, so ergibt sich die Arbeit auf 1 cbm angesaugtes Gas. Die entwickelten Gleichungen gelten für unveränderliche Werte von c_v und c_p .

Rascher als mit diesen Formeln mit gebrochenen Exponenten löst sich die Aufgabe mit Hilfe der Entropietafel. Die adiabatische Verdichtung zeichnet sich darin als Senkrechte von A_1 nach A_2' (Fig. 14). Aus der T - S -Tafel ergibt sich die gesamte Kompressionsarbeit auf 1 kg nach Abstechen der Endtemperatur T_2' als das Produkt zweier Faktoren

$$A L_{ad} = c_p (T_2' - T_1),$$

worin die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme c_p durch Einsetzen eines Mittelwertes berücksichtigt wird.

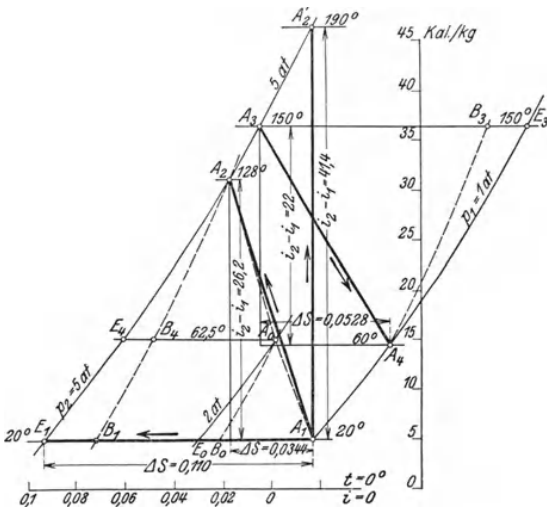


Fig. 14.

In der *JS*-Tafel erhält man AL_{ad} unmittelbar als Abstand des Endpunktes A_2' vom Anfangspunkt A_1 , da der Wärmewert gleich dem Unterschied der Wärmehalte

$$AL_{ad} = i_2 - i_1$$

ist. In Zahlentafel 6 sind diese Ergebnisse für die Druckverhältnisse von 2 bis 10 enthalten, wie sie sich aus der *JS*-Tafel ergeben; der gleichen Quelle entstammen die Endtemperaturen unter Annahme einer Anfangstemperatur von 20° C. Bei Druckverhältnissen über 4 nehmen die Endtemperaturen unzulässig hohe Werte an. Dividiert man die Größen $i_2 - i_1$ durch $t_2' - t_1$, so findet man die mittleren spezifischen Wärmen; man erkennt ihr Ansteigen mit zunehmenden Druck- und Temperaturgrenzen.

Zahlentafel 6.

Wärmewerte der adiabatischen und isothermischen Arbeit für 1 kg Luft.

		Anfangszustand $p_1 = 1 \text{ Atm.}; t_1 = 20^\circ \text{ C}$								
$\frac{p_1}{p_2}$		2	3	4	5	6	7	8	9	10
AL_{ad} WE		15,6	25,6	34,0	41,4	47,4	52,8	57,6	62	66,2
t_2' ° C		85	124	160	190	214,2	235	254,3	271,5	288,5
$c_{p,m}$		0,240	0,240	0,242	0,243	0,244	0,245	0,246	0,247	0,247
ΔS		0,0474	0,0745	0,0945	0,110	0,1225	0,1335	0,1422	0,151	0,158
AL_{is}		13,9	21,8	27,7	32,2	35,9	39,1	41,6	44,3	46,3
$\frac{AL_{is}}{AL_{ad}}$		0,891	0,874	0,814	0,778	0,758	0,741	0,722	0,714	0,70
		Anfangszustand $p_1 = 10 \text{ Atm.}; t_1 = 20^\circ \text{ C}$								
p_2 Atm.		20	30	40	50	60	70	80	90	100
AL_{ad} WE		14,9	25,6	34,0	41,2	46,7	51,8	56,0	60,2	63,6
t_2' ° C		80	123,2	154,6	178,6	199	215,5	228,5	241,2	252
$c_{p,m}$		0,248	0,248	0,252	0,260	0,261	0,265	0,268	0,272	0,274

Die Zahlentafel 6 enthält ferner die zu jedem Druckverhältnis gehörige Entropieänderung und damit die isothermische Verdichtungsarbeit AL_{is} auf 1 kg Luft. Das Verhältnis beider Arbeiten nimmt mit zunehmendem Druckverhältnis stetig ab. Endlich ist die Bestimmung der Arbeit bei adiabatischer Verdichtung wiederholt mit denselben Druckverhältnissen, aber vom Anfangsdruck $p_1 = 10$ Atm. ausgehend. Der Wärmewert AL_{ad} auf 1 kg Luft wird nur wenig beeinflusst, ob- schon die spezifische Wärme c_p wesentlich gewachsen ist, dafür sind die Endtemperaturen t_2 nicht mehr so hoch.

c) Polytropische Verdichtung.

Wird der Zylinder sowohl an der Mantelfläche als auch an den Deckeln gut gekühlt, so kann die Kompressionslinie A_1A_2 zwischen Isotherme und Adiabate verlaufen.

Für die Gleichung der Drucklinie im $p v$ -Diagramm darf gesetzt werden

$$p v^m = \text{Konst.},$$

worin der Exponent m zwischen 1 und $k = \frac{c_p}{c_v}$ liegt. Setzt man für ungefähre Entwurfsberechnungen m konstant voraus, so lassen sich zur Berechnung der Arbeit die Gl. 2 oder 4 benützen, wenn statt k der kleinere Wert m eingesetzt wird.

Im Entropiediagramm darf mit genügender Genauigkeit die Polytrope als gerade Strecke gezeichnet werden, die von A_1 aus schräg links aufwärts läuft

(A_1A_2 , Fig. 14). Legt man durch A_2 die v_2 -Linie bis zum Schnitt B_1 mit der Wagrechten A_1E_1 , so findet sich der Exponent m aus den Abschnitten A_1E_1 und A_1B_1

$$m = \frac{A_1E_1}{A_1B_1}.$$

Würde man dieses Verfahren wiederholt auf Teilstücken der ganzen Strecke A_1A_2 anwenden, so würde man finden, daß m sich ganz wenig ändert. Da aber die Bedingung eines gleich bleibenden Wertes m eine ziemlich willkürliche ist, darf der Einfachheit halber die Gerade A_1A_2 als Zustandslinie beibehalten werden.

Mit Benützung der TS -Tafel ergibt sich die Kompressionsarbeit

$$AL_p = c_p(T_2 - T_1) + (S_2 - S_1) \left(\frac{T_1 + T_2}{2} \right) \dots \dots \dots (5)$$

Aus der JS -Tafel wird das erste Glied als senkrechter Abstand der Punkte A_1 und A_2 abgestochen; das zweite Glied bedeutet die während der Verdichtung aus dem Zylinder abzuführende Wärme und wird mit Ablesen von $(S_2 - S_1)$ aus einer der beiden Tafeln berechnet.

13. Beispiel: Ein Kompressor sauge in der Minute 100 cbm Wasserstoff von 20°C an und verdichte das Gas von 1 Atm. auf 8 Atm. absol. Es soll der Energiebedarf bei adiabatischer Verdichtung berechnet werden.

Lösen wir zunächst die Aufgabe unter der Annahme, die Maschine sauge Luft von außen an, was gewöhnlich bei Abnahmeversuchen tatsächlich der Fall ist, so ergibt die Entropietafel für Luft oder Zahlentafel

Luft:

Spez. Volumen Anfang Verdichtung	$v_1 = 0,86 \text{ cbm/kg}$
Fördergewicht	$G = \frac{100}{0,86} = 116,3 \text{ kg/Min.}$
Kompressionsarbeit	$i_2 - i_1 = AL_{ad} = 57,6 \text{ WE/kg}$
Energiebedarf	$N_{ad} = \frac{57,6 \cdot 428 \cdot 116,3}{60 \cdot 75} = 638 \text{ PS.}$

Für Wasserstoff kann die Entropietafel für Luft ebenfalls benützt werden zur Bestimmung der Kompressionsarbeit, wenn das Ergebnis mit dem Verhältnis der Molekulargewichte multipliziert wird. Für Luft ist $m_0 = 28,95$, für Wasserstoff $m = 2$, man erhält damit

Wasserstoff:

Spez. Volumen Anfang Verdichtung	$v_1 = 0,86 \frac{28,95}{2} = 12,45 \text{ cbm/kg}$
Fördergewicht	$G = \frac{100}{12,45} = 8,02 \text{ kg/Min.}$
Kompressionsarbeit	$AL_{ad} = 57,6 \frac{28,95}{2} = 833,7 \text{ WE/kg}$
Energiebedarf	$N_{ad} = \frac{833,7 \cdot 428 \cdot 8,02}{60 \cdot 75} = 638 \text{ PS.}$

Wie zu erwarten war, ist der Energiebedarf gleich groß, ob Wasserstoff oder Luft gefördert wird, ebenso ist die Ansaugemenge dem Volumen nach dieselbe; dagegen zeigt sich der große Unterschied in den Fördergewichten, die sich wie die Molekulargewichte verhalten.

14. Beispiel: In Fig. 14 sind die drei besprochenen Arten der Zustandsänderungen zwischen den Pressungen $p_1 = 1$ Atm. und $p_2 = 5$ Atm. mit Benützung der JS -Tafel gezeichnet. Vorausgesetzt ist trockene Luft mit $t_1 = 20^\circ$, $v_1 = 0,86$ cbm/kg. Für die Isotherme A_1E_1 ist

$$\Delta S = 0,11; \quad AL_{is} = 0,11 \cdot 293 = 32,23 \text{ WE/kg.}$$

Die Adiabate A_1A_2' erreicht eine Endtemperatur von 190° und verlangt die Arbeit (Strecke A_1A_2')

$$AL_{ad} = 41,4 \text{ WE/kg.}$$

Die Polytrope ist unter Annahme eines Exponenten $m = 1,25$ gezeichnet. Macht man $B_1A_1 = \frac{E_1A_1}{1,25}$, so ist der Punkt B_1 bestimmt; die v -Linie durch B_1 schneidet die p_2 -Linie im gesuchten Endpunkt A_2 der Polytrope. Diese Zustandsänderung ergibt eine Endtemperatur von $t_2 = 128^\circ$ ($T_2 = 401$) und verlangt die Arbeit

$$AL_p = 26,2 + 0,0344 \cdot \frac{293 + 401}{2} = 26,3 + 11,9 \\ = 38,2 \text{ WE/kg.}$$

Während der Kompression sind vom Kühlwasser 11,9 WE/kg aus dem Zylinder abzuführen (abgesehen von Kolbenreibung und Nebeneinflüssen). Gegenüber der Adiabate vermindert sich der Arbeitsbedarf um 3,7 WE/kg oder um 7,8 v. H.

Wendet man das Verfahren zur Einzeichnung der Polytrope für Zwischenpunkte an, z. B. für $p = 2$ Atm., so erhält man den Linienzug $A_1A_0A_2$, der als Zustandslinie für konstanten Exponenten m anzusehen ist. Die Abweichung von der Geraden A_1A_2 ist unbedeutend und die Annahme über die Unveränderlichkeit des Exponenten überhaupt recht willkürlich. Wie später gezeigt wird, verläuft die Kurve des wirklichen Prozesses gewöhnlich rechts von der Geraden A_1A_2 vorbei, selten aber links davon.

28. Schädlicher Raum.

Stellt man den Kolben des Kompressors in das Hubende, so bildet sich im Zylinder zwischen Kolben und Deckel der schädliche Raum, dessen Größe mit dem Hubvolumen verglichen wird. Dieser Raum läßt sich an der fertigen Maschine durch Wasserfüllung abmessen oder aus der Zeichnung des Zylinders berechnen; er hängt nicht nur ab vom Abstand zwischen Kolben und Deckel in der Totlage, sondern auch noch von der Bauart der Abschlußorgane und ihrer Lage zum Zylinder, da die Höhlungen bis zu den geschlossenen Steuerungsorganen zum schädlichen Raum zugehören.

Es soll nun der Einfluß dieses vom Kolben nicht beschriebenen Teiles des gesamten Zylindervolumens auf den Arbeitsprozeß untersucht werden.

Läuft der Kolben beim Rückgang in den toten Punkt, so ist das Ausstoßen der verdichteten Menge beendet und es bleibt ein Rest im schädlichen Raum zurück. Nun geht der Kolben wieder vorwärts, kann aber erst eine neue Menge von außen ansaugen, wenn das verdichtete Restgas sich auf den Ansaugedruck ausgedehnt hat.

Diese Expansion der Restmenge aus dem schädlichen Raum bewirkt zweierlei, sie beeinflußt nämlich die Fördermenge bzw. die Zylinderabmessungen und den Energiebedarf. Im p - v -Diagramm Fig. 15 ist die Expansionslinie A_3A_4 sichtbar; sie trifft die Ansaugelinie in A_4 , von wo das Einströmen beginnt, das durch die Strecke A_4A_1 dargestellt ist. Die Ansaugemenge hat sich vermindert im Verhältnis

der Strecke $A_4A_1 = s_1$ zur Strecke s , die das Hubvolumen darstellt. Man nennt das Verhältnis

$$\lambda_0 = \frac{s_1}{s}$$

den volumetrischen Wirkungsgrad. Bedeutet V_h das vom Kolben in der Zeiteinheit durchlaufene Hubvolumen, so heißt $\lambda_0 V_h$ „indizierte Saugleistung“, da λ_0 durch die Strecken s_1 und s unmittelbar aus dem Indikatordiagramm abgemessen wird.

Die Liefermenge ist um den Faktor λ_0 kleiner als das Hubvolumen oder es muß beim Entwurf einer Maschine für vorgeschriebene Fördermenge das Hubvolumen entsprechend größer ausfallen. Ein kleiner volumetrischer Wirkungsgrad erhöht somit die Anlagekosten.

Man erkennt aus Fig. 15, daß λ_0 nicht nur von der Größe $\epsilon_0 = \frac{s_0}{s}$ des schädlichen Raumes abhängt, sondern auch vom Druckverhältnis. Je weiter der Anfangspunkt A_3 der Expansion nach rechts und je höher er liegt, desto kleiner wird s_1 .

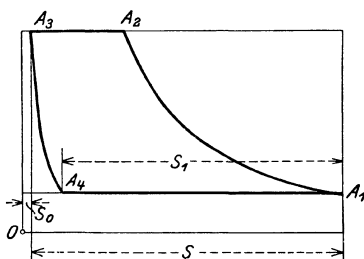


Fig. 15.

Man kann λ_0 berechnen, wenn man das Druckverhältnis kennt oder wenn sich die spezifischen Volumen v_3 und v_4 am Anfang und am Ende der Expansion aus der Entropietafel ablesen lassen. Hat sich nämlich die Restluft auf den Ansaugdruck ausgedehnt, so ist vom Zylindervolumen nur noch $\lambda_0 s$ zur Aufnahme einer neuen Menge befähigt, da der Kolben bereits den Raum $s - \lambda_0 s$ während der Expansion beschrieben hat. Zu Beginn der Expansion ist die Restmenge auf den Raum s_0 zusammengedrängt, am Ende hat sie sich ausgedehnt

auf den Raum $s_0 + s - \lambda_0 s$; da sich diese Räume wie die zugehörigen spezifischen Volumen verhalten, folgt

$$\frac{v_4}{v_3} = \frac{s_0 + s - \lambda_0 s}{s_0}$$

Setzt man $\epsilon_0 = \frac{s_0}{s}$, so ist hieraus

$$\lambda_0 = 1 - \epsilon_0 \left(\frac{v_4}{v_3} - 1 \right) \dots \dots \dots (6)$$

Für die Bestimmung von v_3 und v_4 ist noch die Frage zu entscheiden, nach welchem Gesetz sich die Expansion vollzieht. Vielfach nimmt man der Einfachheit halber die Adiabate, namentlich wenn dies für die Kompressionslinie ebenfalls geschehen ist; dann ist $v_3 = v_2$ und $v_4 = v_1$. Im Entropiediagramm gilt dann dieselbe Senkrechte als Expansionslinie, die für die Kompression gezeichnet wurde. Auf den indizierten Energiebedarf hat alsdann der schädliche Raum keinen Einfluß. Der Vorgang läßt sich so vorstellen, als ob im Zylinder zwei Mengen neben einander verdichtet würden, von denen die wirklich geförderte Menge auf der Strecke s_1 angesaugt und auf dem Wegstück A_2A_3 fortgedrückt würde, während der andere Teil als Restgas stets im Zylinder bleibt und den Kreisprozeß $A_1A_2A_3A_4$ wiederholt zurücklegt.

Richtiger ist es — wie später gezeigt wird —, wenn die Expansionslinie als Polytrope gezeichnet wird. Setzt man in Gl. 6 das Druckverhältnis ein, so erhält man

$$\lambda_0 = 1 - \epsilon_0 \left[\left(\frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{1}{m}} - 1 \right].$$

Die Temperatur der Restgase zu Beginn der Ausdehnung (A_3) ist etwas kleiner als am Ende der Verdichtung (A_3); ferner strömt im Verlauf der Ausdehnung meistens Wärme von den Wandungen an das Gas. Im Entropiediagramm Fig. 14 zeigt sich daher die Expansionslinie als eine schräg nach rechts abfallende Gerade A_3A_4 . Ferner bedeutet die Fläche unter dem Linienzug $A_4A_3E_4$ die zurückgewonnene Expansionsarbeit AL_e auf 1 kg Gas, die nun nicht mehr übereinstimmt mit der Kompressionsarbeit AL_c .

Nun sind aber die arbeitenden Mengen verschieden. Die Arbeit L_e wird vom Restgewicht G_r geleistet, die Arbeit L_c von der Summe aus Nutzgewicht G_n und Restgewicht G_r verbraucht; bedeutet nun L die Gesamtarbeit bezogen auf 1 kg Nutzgewicht, so folgt

$$ALG_n = AL_c(G_n + G_r) - AL_eG_r$$

Nun findet sich die nutzbare Fördermenge aus dem Hubvolumen V_h

$$G_n = \frac{\lambda_0 V_h}{v_1}$$

und die Restmenge

$$G_r = \frac{\epsilon_0 V_h}{v_3},$$

folglich ist

$$AL = AL_c + \frac{\epsilon_0 v_1}{v_3} (AL_c - AL_e) \dots \dots \dots (7)$$

Bei gleichem Verlauf beider Kurven (beide Adiabaten) fällt das zweite Glied weg und der ganze Arbeitsbedarf ist gleich der Kompressionsarbeit auf 1 kg Nutzgewicht, d. h. der schädliche Raum ist ohne Einfluß auf den Energiebedarf. Das zweite Glied kann aber positiv oder negativ ausfallen, je nachdem die Kompressionsarbeit größer oder kleiner als die Expansionsarbeit wird. Findet eine kräftige Heizung des Gases während der Ausdehnung statt, so fällt das zweite Glied negativ aus, was für den Arbeitsbedarf günstig ist. Immerhin bleibt der Gewinn stets in bescheidenen Grenzen, da der Arbeitsunterschied mit der kleinen Verhältniszahl ϵ_0 multipliziert werden muß.

Man erhält hieraus die wichtige Erkenntnis, daß dem schädlichen Raum bezüglich der Arbeit nicht die hohe Bedeutung zukommt, wie dies z. B. bei der Dampfmaschine der Fall ist. Die schädliche Wirkung besteht nur in der Verkleinerung der Liefermenge bzw. in der Vergrößerung der Hauptabmessungen. Bei kleineren schnellaufenden Maschinen hat auch diese Wirkung keine große Bedeutung.

Besitzt das Restgas am Ende der Ausdehnung eine höhere Temperatur als die einströmenden Gase, so entsteht durch die Mischung beider Mengen eine mittlere Temperatur

$$t_m = \frac{G_n t_0 + G_r t_4}{G_n + G_r} \dots \dots \dots (8)$$

Im Innern des Zylinders herrscht demnach eine höhere Temperatur als im Saugrohr, sie kann eine weitere Steigerung erfahren durch Wärmef Aufnahme von den Wandungen während des Ansaugens, so daß die Temperatur t_1 zu Beginn der Kompression noch über t_m gestiegen ist. Es ist daher selten richtig, die Außentemperatur t_0 zugrunde zu legen als Anfangszustand für die Kompression.

Sind Filter und sonstige Widerstände in die Saugleitung eingeschaltet, so stellt sich ein Unterdruck im Zylinder ein, alsdann liegt die Ansaugelinie im $p v$ -Diagramm tiefer als die atmosphärische Linie. (Fig. 16.)

Entnimmt in diesem Fall der Kompressor Luft von außen, so entspricht der wirklich eingeführten Menge nur der Abschnitt s_1 auf der atmosphärischen Linie

zwischen den Kurven; der volumetrische Wirkungsgrad wird demnach durch die Widerstände in der Saugleitung vermindert; beim Entwurf von Luftkompressoren ist dieser Umstand stets in Rechnung zu ziehen.

Lange Saugleitungen können trotz den Widerständen der Rohrreibung einen günstigen Einfluß auf die Liefermenge ausüben, namentlich bei Maschinen mit großen Kolbengeschwindigkeiten. Während des ersten Teiles des Kolbenhubes müssen nämlich die Gasmassen im Saugrohr beschleunigt werden, der Unterdruck im Zylinder vergrößert sich dadurch (Fig. 17); im zweiten Teil des Ansaughubes erzeugt die Strömungsenergie des sich verzögernden Gases ein Anwachsen des Druckes, so daß die Sauglinie im Diagramm gegen das Hubende über die atmosphärische Linie steigt. Der Zylinder enthält nun bei Beginn des Rückhubes, d. h. bei Beginn der eigentlichen Verdichtung eine größere Gewichtsmenge als bei

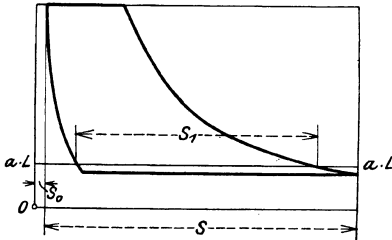


Fig. 16.

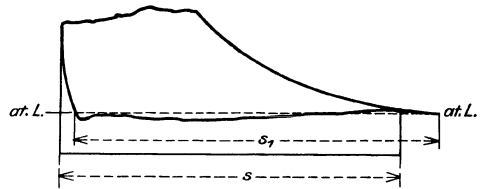


Fig. 17.

kleinerem Druck der Fall wäre. Diese Erscheinung kann als eine dynamische Vorkompression des Gases während des Ansaugens aufgefaßt werden, die eine Vergrößerung der Liefermenge zur Folge hat. Der günstige Einfluß auf den volumetrischen Wirkungsgrad läßt sich im Diagramm dadurch sichtbar machen, daß man die Kompressionslinie bis zum Schnitt mit der atm. Linie verlängert (Fig. 17). Die Strecke s_1 wird nun größer und λ_0 kann sogar über 1 steigen ($s_1 > s$).

Bei Maschinen mit mäßigen Drehzahlen treten in langen Leitungen periodische Druckschwankungen auf, die in der Gestalt der Sauglinie sichtbar werden.

Zur einheitlichen Beurteilung von Luftkompressoren bei Abnahmeversuchen ist zu empfehlen, lange Saugleitungen auszuschalten.

15. Beispiel: Es soll der Einfluß eines schädlichen Raumes von $\varepsilon_0 = 5$ v. H. auf Ansaugvolumen und Energiebedarf ermittelt werden unter Benützung der in Beispiel 14 vorausgesetzten Verhältnisse.

Die in Fig. 14 eingezeichnete Polytrope A_3A_4 ist entstanden unter der Annahme, das Gas kühle sich vom Beginn zum Ende des Ausstoßens von 190° auf 150° ab und erreiche am Ende der Expansion (A_4) eine Temperatur von 60° . Legt man durch A_4 die v -Linie bis zum Schnitt B_3 mit der Wagrechten durch A_3 , so findet sich der Exponent

$$m = \frac{A_3 B_3}{A_3 E_3} = 1,18.$$

$$\text{Für } A_3 \text{ ist } \quad t_3 = 150^\circ \quad (423 \text{ abs.}) \quad v_3 = \frac{29,3 \cdot 423}{50000} = 0,248 \text{ cbm/kg}$$

$$\text{Für } A_4 \text{ ist } \quad t_4 = 60^\circ \quad (333 \text{ abs.}) \quad v_4 = \frac{29,3 \cdot 333}{10000} = 0,974 \text{ cbm/kg}$$

Damit beträgt der volumetrische Wirkungsgrad

$$\lambda_0 = 1 - 0,05 \left(\frac{0,974}{0,248} - 1 \right) = 0,853.$$

Aus Fig. 14 kann abgelesen werden

$$\begin{array}{ll}
 \text{Kompressionsarbeit} & AL_c = 26,2 + 0,0344 \frac{293 + 401}{2} = 38,2 \text{ WE/kg} \\
 \text{Expansionsarbeit} & AL_e = 22,0 + 0,0528 \frac{423 + 333}{2} = 42,0 \quad " \\
 \text{Überschuß an Exp. Arbeit} & AL_e - AL_c = 3,8 \quad " \\
 \text{Gesamtarbeit} & AL = 38,2 - \frac{0,05 \cdot 0,86 \cdot 3,8}{0,248} = 37,54 \quad "
 \end{array}$$

Die Expansion aus dem schädlichen Raum verursacht unter den obwaltenden Verhältnissen eine Ersparnis an Arbeit von 1,7 v. H. Zur Berechnung der Mischtemperatur bestimmen wir das Verhältnis

$$\frac{G_r}{G_n} = \frac{\epsilon_0 v_1}{\lambda_0 v_3} = \frac{0,05 \cdot 0,86}{0,85 \cdot 0,248} = 0,204.$$

Setzt man eine Außentemperatur von 12° voraus, so wird

$$t_m = \frac{t_0 + \frac{G_r}{G_n} t_4}{1 + \frac{G_r}{G_n}} = \frac{12 + 0,204 \cdot 60}{1,204} = 20,3^\circ$$

Die Temperatur des Gases zu Beginn der Kompression ist also wesentlich größer als im Saugrohr.

Würde die Expansion adiabatisch verlaufen, so wäre $v_3 = 0,272$, $v_4 = 0,86$; damit würde λ_0 auf 0,892 anwachsen, die Arbeit würde sich dagegen nicht ändern.

29. Liefergrad.

Die aus dem Indikatorgramm bestimmte „indizierte Saugleistung“ gibt uns nur die ungefähre Größe des angesaugten Gasvolumens; meistens ist die wirkliche Liefermenge noch kleiner und nähert sich nur bei tadelloser Maschine der indizierten. Ist z. B. der Kolben undicht, so entweicht durch ihn Druckluft aus dem Zylinder während des Ausstoßens und die Lieferung in das Druckrohr vermindert sich. Im Indikatorgramm hat aber dieser Fehler eine gegenteilige Wirkung zur Folge; die Undichtheit verursacht nämlich ein rascheres Abfallen der Expansionslinie, also eine scheinbare Zunahme des volumetrischen Wirkungsgrades. Die gleiche Wirkung haben sonstige Fehler an der Betriebsmaschine, nämlich Undichtheiten in den Steuerorganen und in den Leitungsanschlüssen.

Für die Beurteilung der Leistungsfähigkeit eines Kompressors ist das wirklich in der Zeiteinheit geförderte Gasgewicht G_n maßgebend. Dieses in der Druckleitung fließende Nutzgewicht muß unmittelbar gemessen werden, wozu das Auffüllverfahren oder die Messung mittels Ausflußdüsen Verwendung finden. Für die Untersuchung während des normalen Betriebes kann eine Stauscheibe in die Druckleitung eingesetzt werden, nachdem sie vor Gebrauch geeicht worden ist.

Meistens gibt man statt des Nutzgewichts das entsprechende Volumen V_n an, bezogen auf „Ansaugverhältnisse“. Man hat zu diesem Zweck nur nötig, aus Druck und Temperatur das spez. Volumen v_0 im Saugstutzen zu berechnen und erhält

$$V_n = G_n \cdot v_0.$$

Nun läßt sich dieses nutzbare Ansaugvolumen mit dem Hubvolumen V_h vergleichen, das der Kolben in derselben Zeit beschreibt. Man nennt dieses Ver-

hältnis $\lambda = \frac{V_n}{V_h}$ den Liefergrad des Kompressors. Diese Zahl ist aus den angeführten Gründen meist kleiner als der volumetrische Wirkungsgrad λ_0 und kann im besten Fall in seine Nähe rücken. Er kann aber bei längerer Betriebsdauer der Maschine wesentlich unter λ_0 sinken.

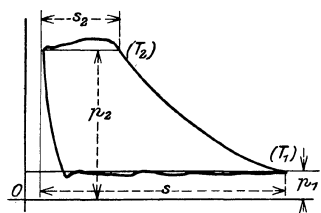


Fig. 18.

Wie bereits betont, erfolgt die Bestimmung des Liefergrades am genauesten durch Messung des gefördertem Gewichts mittels Ausflußdüsen. Eine angenäherte Methode benützt das Indikator-Druck-Volumen-Diagramm, in das die am Druckmanometer abgelesene Pressung p_2 eingetragen wird. Mit dem Abschnitt s_3 dieser Linie (Fig. 18) ist das Fördergewicht proportional, daher beträgt das in einem Hub geförderte Gewicht

$$G_n = \frac{F s_3}{v_3},$$

worin F die nutzbare Kolbenfläche und v_3 das spezifische Gewicht über dem Druckventil bedeutet, entsprechend dem Druck p_2 und der Temperatur T_3 . Das entsprechende Ansaugvolumen ist nun

$$V_n = G_n v_0 = \frac{F s_3 v_0}{v_3},$$

daher

$$\lambda = \frac{V_n}{F s} = \frac{s_3 v_0}{s v_3} = \frac{s_3 T_0 p_2}{s T_3 p_0}, \dots \dots \dots (9)$$

worin T_0 und p_0 für den Zustand im Saugstutzen gelten.

Diese Bestimmung ist mit ähnlichen Mängeln behaftet, die bei der Bestimmung der Liefermenge aus der Ansauglinie s_1 betont worden sind. Bei undichtem Druckventil fließt das Gas in den Zylinder zurück, ohne daß s_2 im Diagramm kleiner wird; die Strecke kann sogar zunehmen, da sich die Kompressionslinie nach rechts verschiebt. Ferner bleibt die Temperatur während des Ausstoßes nicht ganz konstant, sondern nimmt vom Anfang zum Ende ab, so daß $t_3 < t_2$ ist. Da aber nur t_3 gemessen und in die Gleichung eingesetzt werden kann, ergibt sich λ etwas zu groß.

Häufig zeigt das Indikator-Druck-Volumen-Diagramm in seiner Ausstoßlinie Schwingungen an. Sie entstehen durch das stoßweise Eröffnen des Druckventils, das bei noch verhältnismäßig großer Kolbengeschwindigkeit stattfindet. Diese Schwingungen lassen sich durch stärkeres Drosseln des Gasdurchflusses, d. h. durch Verkleinerung des Ventilhubes vermeiden. Allerdings vergrößert sich dadurch die Arbeitsfläche, da nun die gleichmäßig verlaufende Ausstoßlinie wesentlich über die Linie des Betriebsdruckes zu liegen kommt.

30. Wirkungsgrad des Energieumsatzes.

Soll eine bestimmte Gasmenge V_n vom Anfangsdruck p_1 auf den Enddruck p_2 gebracht werden, so ist der Arbeitsbedarf am kleinsten, wenn die Verdichtung bei gleichbleibender Temperatur vor sich geht. Die Isotherme ist daher die bei allen Kompressoren zu erstrebende ideale Verdichtung.

Das Verhältnis der isothermischen Kompressionsarbeit zu der dem Kompressor zugeführten Energie heißt der isothermische Wirkungsgrad η_{is} . Er darf als Maßzahl für die Güte der Verdichtung angesehen werden und ist zum Vergleich aller Kompressoren untereinander zu benützen.

An den Kolbenkompressoren kann ferner der mechanische Wirkungsgrad unterschieden werden. Es ist dies das Verhältnis der mittels Indikatorgramm bestimmten Leistung zur zugeführten Energie und zeigt uns die durch Maschinenreibung verlorene Energie an.

Geschieht der Antrieb durch Elektromotor, so ist die dem Kompressor zugeführte Energie aus den Schalttafelablesungen leicht zu bestimmen, wenn der Wirkungsgrad des Motors bekannt ist.

Bei Kolbenkompressoren mit unmittelbarem Antrieb durch Dampfmaschinen oder Gasmotoren können Antriebsmaschine und Kompressor indiziert werden. Das Verhältnis beider indizierten Leistungen läßt sich als mechanischer Wirkungsgrad der ganzen Anlage bezeichnen. Er ist ein Maß für die Reibungsarbeit der bewegten Teile von Motor und Kompressor.

Die indizierte Leistung des Kolbenkompressors wird wie bei Dampfmaschinen dadurch bestimmt, daß auf jeder Zylinderseite eine größere Zahl Diagramme während des Betriebs abgenommen werden, aus denen der mittlere Überdruck p_i mit dem Planimeter ausgemessen wird. Ist F die nutzbare Kolbenfläche (abzüglich Kolbenstangenquerschnitt), so ist die indizierte Leistung auf einer Zylinderseite

$$N_i = \frac{F S n p_i}{60 \cdot 75} \dots \dots \dots (10)$$

Es empfiehlt sich, diese Rechnung für jeden Zylinder, bzw. Zylinderseite gesondert durchzuführen und die erhaltenen Werte zu addieren.

Zur Beurteilung eines Kompressors mit **Dampfmaschinenantrieb** wird häufig das Dampfgewicht angegeben, das nötig ist, um 1 cbm Gas auf den verlangten Enddruck zu bringen.

Der isothermische Wirkungsgrad der ganzen Anlage gibt allein ein einwandfreies Urteil über die Maschinenanlage und kann zum Vergleich herangezogen werden, vorausgesetzt, daß die Liefermenge durch unmittelbare Messung bestimmt worden ist. Er ist das Verhältnis der isothermischen Kompressionsarbeit zu der im Dampf enthaltenen Energie, die bei verlustloser Maschine abgegeben werden könnte.

Bestimmt man demnach aus Anfangs- und Endzustand des Dampfes im Einström- bzw. Auspuffrohr das theoretische Wärmegefälle mit Hilfe der Entropietafel für Wasserdampf (Stodola oder Mollier) unter Annahme adiabatischer Expansion, so folgt damit der theoretische Dampfverbrauch für 1 PS/st. Mit dem wirklich gemessenen Dampfverbrauch ist dadurch die Dampfenergie, d. h. der Nenner des isothermischen Wirkungsgrades bestimmt.

16. Beispiel: Auf Zeche „Friedrich Ernestine“ ist ein Verbundkompressor der Firma Pokorny & Wittekind zur Aufstellung gelangt¹⁾, an dem der Dampfkessel-Überwachungsverein im Oberbergamtsbezirk Dortmund Versuche durchgeführt hat. Die Dampfmaschine brauchte in der Stunde 5163,8 kg gesättigten Dampf von 10,4 Atm. absol. Eintrittsspannung und 1,1 Atm. Gegendruck. Der Wärmehalt beträgt daher am Eintritt 667 WE, am Auspuff 576 WE, das theoretische Wärmegefälle bei adiabatischer Expansion ist

$$H_0 = 667 - 576 = 91 \text{ WE}$$

(nach Entropietafel von Stodola). Der theoretische Dampfverbrauch für 1 PS/st beträgt

$$D_0 = \frac{75 \cdot 60 \cdot 60}{428 \cdot H_0} = \frac{632}{H_0} = 6,95 \text{ kg,}$$

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1909, S. 1758.

somit ist die im Dampf enthaltene Arbeitsfähigkeit

$$N = \frac{5163,8}{6,95} = 743 \text{ PS.}$$

Der Kompressor hatte 1,6922 cbm/sek Luft (aus dem Indikatordiagramm bestimmt) von 1,01 Atm. auf 7 Atm. absol. zu verdichten. Die isothermische Kompressionsarbeit ist demnach

$$N_{is} = 1,6922 \cdot \frac{10100}{75} \cdot \ln \frac{7}{1,01} = 441,2 \text{ PS,}$$

folglich beträgt der isothermische Wirkungsgrad der Anlage

$$\eta_{is} = 441,2 : 743 = 0,593.$$

31. Bestimmung der Hauptabmessungen.

Soll ein Kolbenkompressor entworfen werden, so ist außer dem Druckverhältnis das nutzbare Ansaugvolumen V_n für die Zeiteinheit, z. B. für die Minute, vorge-schrieben. Die Bestimmung der Zylinderabmessungen, d. h. Durchmesser D und Hub S geschieht in ähnlicher Weise wie bei Wasserpumpen nach der Gleichung

$$V_n = i F S n \lambda \dots \dots \dots (11)$$

Hierin ist

- $i = 1$ für einfach wirkende Kompressoren,
- $i = 2$ für doppeltwirkende Kompressoren.

Der Liefergrad ist vorerst abzuschätzen, wobei der volumetrische Wirkungs-grad λ_0 einen Anhaltspunkt gibt, der seinerseits vom schädlichen Raum und vom Druckverhältnis abhängig ist. Zur Vorsicht ist λ stets kleiner als λ_0 zu wählen, um den fast unvermeidlichen Undichtheiten Rechnung zu tragen. Diese Fehler wachsen mit dem Druckverhältnis.

Die Drehzahl n ist in weiten Grenzen beliebig wählbar; immerhin darf bei großen Maschinen die mittlere Kolbengeschwindigkeit

$$c_m = \frac{S n}{30} \dots \dots \dots (12)$$

einen zulässigen Wert nicht überschreiten. Er bewegt sich in denselben Grenzen wie bei Dampfmaschinen, für große Gebläse ist schon 4 m/sek überschritten worden. Durch Wahl von c_m ist aus Gl. 11 die nutzbare Kolbenfläche F bestimmt und damit die Zylinderbohrung D . Geht die Kolbenstange durch den betreffenden Raum, so ist für die ganze Kolbenfläche ein kleiner Zuschlag zu machen (etwa 3 v. H.). Endlich ist zu beachten, daß $\frac{S}{D} \leq 2$.

Die früheren Rechnungen zeigen, daß der Energiebedarf ohne Kenntnis der Zylinderabmessungen bestimmt werden kann. Vorzüglich hierzu eignet sich die Entropietafel, die den Wärmewert AL der Kompressionsarbeit auf 1 kg Gas ab-messen läßt. Mit diesem Wert AL kann man den mittleren Überdruck p_i des $p v$ -Diagramms ausrechnen, ohne das $p v$ -Diagramm aufzeichnen zu müssen.

Es ist nämlich die vom Kolben aufgenommene Energie, wenn G das Förder-gewicht in der Stunde bedeutet

$$N_i = \frac{(AL) 428 G}{3600 \cdot 75}.$$

Für die doppeltwirkende Maschine mit dem mittleren Überdruck p_i ist auch

$$N_i = \frac{F S n p_i}{30 \cdot 75}.$$

Setzt man

$$G = \frac{\lambda V_h \cdot 60}{v_1} = \frac{\lambda}{v_1} 2 \cdot 60 F S n,$$

so ergeben beide Beziehungen

$$p_i = \frac{\lambda (A L) 428}{v_1} \dots \dots \dots (13)$$

Die Gleichung zeigt, daß der mittlere Überdruck als Arbeit auf 1 cbm wirklich angesaugter Menge aufgefaßt werden kann.

Kleine Kompressoren werden häufig als Schnellläufer gebaut und besitzen verhältnismäßig große hin und her gehende Gewichte G_0 , namentlich wenn sie abgestufte Kolben aufweisen. In diesem Fall muß der Beschleunigungsdruck berücksichtigt werden, dessen größter Wert den Gegendruck des Gases nicht überschreiten darf.

Der Beschleunigungsdruck auf die Einheit der Kolbenfläche berechnet sich aus

$$q = \omega^2 r \left(\cos \alpha \mp \frac{r}{l} \cos 2 \alpha \right) \frac{G_0}{F g}, \dots \dots \dots (14)$$

worin $\frac{r}{l}$ das Verhältnis des Kurbelhalbmessers zur Schubstangenlänge bedeutet (meistens $\frac{r}{l} \geq \frac{1}{5}$). Das positive Zeichen gilt für Hingang (Saugen), das negative für Rückgang des Kolbens (Kompression).

Setzt man zur Abkürzung

$$\frac{G_0}{F g} \omega^2 r = \left(\frac{\pi}{30} \right)^2 \frac{S n^2 G_0}{2 F g} = q_0,$$

so ergeben sich für q nach Gl. 14 folgende Werte während des Rückgangs

$\alpha =$	0°	45°	90°	135°	180°
$\left(\frac{r}{l} = 0 \right)$	q_0	$q_0 \cos 45$	0	$- q_0 \cos 45$	$- q_0$
	$q_0 - \frac{r}{l} q_0$	$q_0 \cos 45$	$+\frac{r}{l} q_0$	$- q_0 \cos 45$	$- \left(q_0 + \frac{r}{l} q_0 \right)$

Die Beschleunigungsdrücke verlaufen bei Vernachlässigung der endlichen Länge der Schubstange nach der Geraden $A'O'B'$ (Fig. 19), bei Berücksichtigung von $\frac{r}{l}$ nach der Linie AOB . Der größte Wert des Druckes entsteht als Verzögerungsdruck, wenn der Kolben am Ende des Ausstoßens in die innerste Totlage gekommen ist. Man erkennt aus Gl. 14, daß der Ausdruck $S n^2$ einen Höchstwert nicht über-

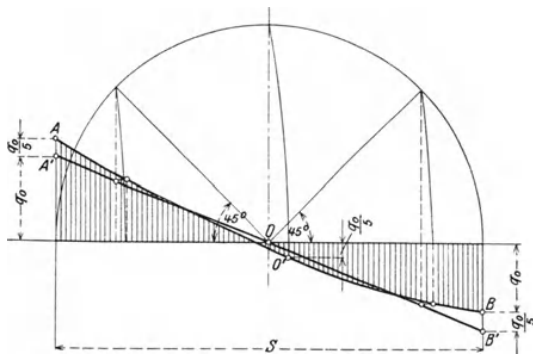


Fig. 19.

schreiten darf, damit die hin und her gehenden Massen nicht ungünstig auf den Gang der Maschine wirken. Das Verhältnis $\frac{S}{D}$ ist bei Schnellläufern recht klein zu halten, die Maschine soll also kurzhubig gebaut werden.

17. Beispiel: Es soll ein einstufiges doppeltwirkendes Kolbengebläse entworfen werden, das eine Luftmenge von 1200 cbm/Min. ansaugt und auf 1,6 Atm. abs. verdichtet.

Rechnet man für den schädlichen Raum 6 v. H. und isothermische Expansion der Restluft zufolge der Wärmezufuhr durch die große Oberfläche, so beträgt der volumetrische Wirkungsgrad nach Gl. 6, wenn statt des Volumverhältnisses das Druckverhältnis gesetzt wird.

$$\lambda_0 = 1 - 0,06(1,6 - 1) = 0,964.$$

Entsprechend diesem Wert soll zur Sicherheit für den Liefergrad gesetzt werden

$$\lambda = 0,92.$$

Damit ergibt sich das Hubvolumen, bezogen auf die Sekunde

$$V_h = \frac{F S n}{30} = \frac{1200}{60 \cdot 0,92} = 21,8 \text{ cbm/sek.}$$

Zur Bewältigung der großen Luftmenge sei die mittlere Kolbengeschwindigkeit zu

$$c_m = 4,0 \text{ m/sek}$$

und die Drehzahl zu

$$n = 100$$

gewählt. Damit folgt für den Hub

$$S = \frac{30 \cdot 4}{100} = 1,2 \text{ m}$$

und die Kolbenfläche

$$F = \frac{V_h}{c_m} = \frac{21,8}{4,0} = 5,45 \text{ qm.}$$

Der ausgeführte Zylinderdurchmesser betrug 2640 mm, genügt daher der berechneten Fläche.

Für die indizierte Arbeit darf adiabatische Kompression vorausgesetzt werden, und zwar ist

$$\text{Anfangszustand} \quad p_1 = 1,0 \text{ Atm.} \quad t_1 = 15^\circ \text{ C} \quad v_1 = 0,85 \text{ cbm/kg,}$$

$$\text{Endzustand} \quad p_2 = 1,6 \text{ Atm.} \quad t_2' = 57^\circ \text{ C} \quad v_2 = 0,6 \text{ cbm/kg,}$$

$$\text{Arbeit} \quad A L_{ad} = 0,239(57 - 15) = 10,0 \text{ WE/kg,}$$

$$\text{Fördergewicht} \quad G = \frac{V_n}{v_1} = \frac{1200}{60 \cdot 0,85} = 23,6 \text{ kg/sek,}$$

$$\text{Indizierter Energiebedarf } N_{ad} = \frac{(A L_{ad}) 428 G}{75} = \frac{10 \cdot 428 \cdot 23,6}{75} = 1350 \text{ PS.}$$

Der mittlere Überdruck ergibt sich aus $A L_{ad}$ ohne Benützung des $p v$ -Diagramms nach Gl. 13

$$p_i = \frac{(A L_{ad}) 428 \cdot \lambda}{v_1} = \frac{10 \cdot 428 \cdot 0,92}{0,85} = 4640 \text{ kg/qm} \quad (0,464 \text{ Atm.}),$$

damit folgt wieder als Energiebedarf

$$N_{ad} = \frac{F S n p_i}{30 \cdot 75} = \frac{5,45 \cdot 1,2 \cdot 100 \cdot 4640}{30 \cdot 75} = 1350 \text{ PS.}$$

18. Beispiel: Untersuchung eines einstufigen Kompressors auf dem Versuchsstand.

Ein einfachwirkender Kompressor hat folgende Meßwerte ergeben:

Zylinderdurchmesser $D = 360$ mm	Nutzbare Fläche $F = 0,102$ qm
Hub $S = 400$ mm	Schädlicher Raum $\epsilon_0 = 3,7$ v. H.
Mittlere Drehzahl $n = 140$	Hubvolumen $V_h = 5,7$ cbm/min.
Zustand im Saugstutzen $p_1 = 1,02$ Atm. $t_0 = 18^\circ$ C	$v_0 = 0,835$ cbm/kg.
Zustand im Druckstutzen $p_2 = 7,0$ Atm. $t_3 = 193^\circ$ C	$v_3 = 0,195$ cbm/kg.
Nutzbares Ansaugvolumen (gemessen) $V_n = 4,3$ cbm/min.	
Nutzbares Fördergewicht $G_n = \frac{4,3}{0,835} = 5,15$ kg/min.	
Restgewicht im schädlichen Raum $G_r = \frac{0,037 \cdot 5,7}{0,195} = 1,081$ kg/min.	
Liefergrad (gemessen) $\lambda = \frac{4,3}{5,7} = 0,755$.	

Aus den Indikatordiagrammen ist ein mittlerer Exponent der Polytrope von $m = 1,275$ für die Kompression und von $m = 1,1$ für die Expansionslinie gefunden

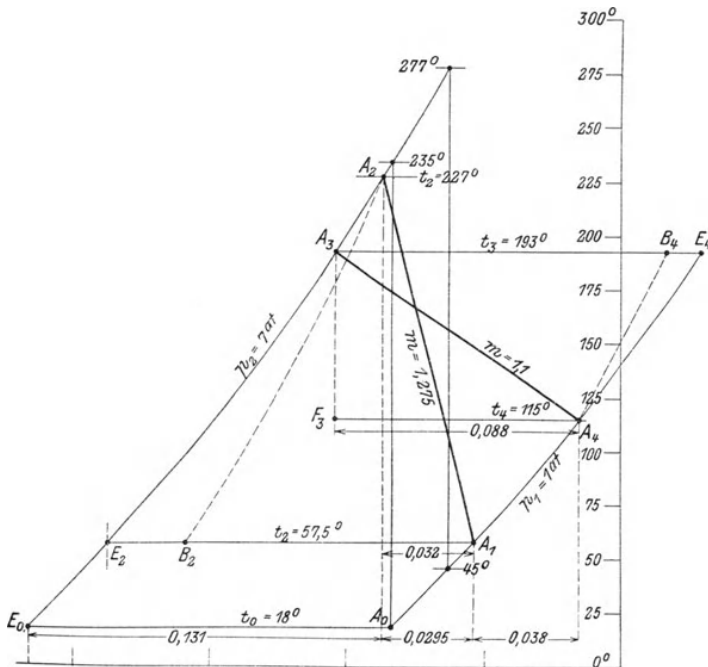


Fig. 20.

worden. Mit p_3 und t_3 ist der Anfangspunkt A_3 der Expansionslinie (Fig. 20) bestimmt, die nun als Strecke A_3A_4 in die Entropietafel eingezeichnet werden kann. Der Endpunkt A_4 zeigt

$$t_4 = 115^\circ \text{ C} \quad v_4 = 1,14 \text{ cbm/kg}$$

Volumetrischer Wirkungsgrad	$\lambda_0 = 1 - 0,037 \left(\frac{1,14}{0,195} - 1 \right) = 0,821.$
Volumen der Restluft Ende der Expansion $G_r \cdot v_4$	$= 1,081 \cdot 1,14 = 1,23 \text{ cbm/min.}$
Zylinderinhalt am Hubende	$(1 + \varepsilon_0) V_h = 1,037 \cdot 5,7 = 5,91 \text{ cbm/min.}$
Volumen der angesaugten Luft	$5,91 - 1,23 = 4,68 \text{ cbm/min.}$

Da die gemessene Ansaugmenge 4,3 cbm/min beträgt, muß sich im Zylinder eine Raumvergrößerung auf 4,68 cbm/min bei konstantem Druck vollzogen haben, was durch die Wärmeaufnahme während des Ansaugens begründet ist. Dadurch entsteht eine höhere Temperatur von

$$T' = (273 + 18) \frac{4,68}{4,3} = 318 \quad t' = 45^\circ \text{ C.}$$

Eine weitere Temperaturerhöhung stellt sich infolge der Mischung der nutzbaren Luftmenge G_n mit der Restluft G_r ein, und zwar ist

$$t_1 = \frac{G_n t' + G_r t_4}{G_n + G_r} = \frac{5,15 \cdot 45 + 1,081 \cdot 115}{6,231} = 57,5^\circ \text{ C.}$$

Die Temperatursteigerung während des Ansaugens ist demnach in vorliegendem Versuch beträchtlich und erklärt den kleinen Liefergrad.

Mit p_1 und t_1 liegt nun der Anfangspunkt A_1 der Kompression fest und die Polytrope $A_1 A_2$ kann mit $m = 1,275$ gezeichnet werden. Ihr Endpunkt A_2 gibt die Temperatur

$$t_2 = 227^\circ \text{ C.}$$

Während des Ausstoßens kühlt sich somit die Luft im Zylinder von 227° auf 193° ab.

Nun kann die Arbeit berechnet werden:

für die Kompression

$$A L_c = 0,242 (227 - 57,5) + 0,032 \cdot 415,2 = 54,3 \text{ WE/kg,}$$

für die Expansion

$$A L_e = 0,242 (193 - 115) + 0,088 \cdot 427 = 56,5 \text{ WE/kg.}$$

Hieraus ergibt sich im ganzen

$$A L = \frac{(G_n + G_r) A L_e - G_r A L_c}{G_n} = \frac{6,231 \cdot 54,3 - 1,081 \cdot 56,5}{5,15} = 54 \text{ WE/kg.}$$

Durch den Einfluß des schädlichen Raumes wird der Arbeitsbedarf sogar etwas verkleinert (um 1 v. H.).

Der Energiebedarf beträgt

$$N = \frac{54 \cdot 428 \cdot 5,15}{60 \cdot 75} = 26,6 \text{ PS.}$$

Die isothermische Verdichtung ($A_0 E_0$) verlangt

$$A L_{is} = 0,131 \cdot 291 = 39,1 \text{ WE/kg,}$$

womit sich der isothermische Wirkungsgrad zu

$$\eta_{is} = \frac{39,1}{54} = 0,725$$

ergibt, wobei die mechanischen Verluste in der Maschine noch nicht berücksichtigt sind.

32. Mehrstufige Kompressoren.

Soll in einem Zylinder ein hoher Druck hergestellt werden, so steigt die Temperatur gegen das Ende der Verdichtung auf eine unzulässige Höhe, da die Kompression trotz der Zylinderkühlung in der Nähe der Adiabate verläuft. Die heiß gewordenen Gase erschweren die Schmierung des Kolbens und rufen Störungen im Betrieb hervor; der Arbeitsbedarf ist groß und der Einfluß des schädlichen Raumes wächst.

Diese Übelstände lassen sich wesentlich vermindern, wenn der Kompressor zwei- oder mehrstufig gebaut wird. Das im ersten Zylinder auf einen Teil des Enddruckes zusammengedrückte Gas wird in einen Behälter ausgestoßen und dort ausgiebig gekühlt, worauf die Verdichtung im zweiten Zylinder den gewünschten Druck herstellt, ohne daß die Endtemperatur höher steigen muß, als im ersten Zylinder. Bei drei- und vierstufigen Maschinen wiederholt sich dieser Vorgang.

In Fig. 21 ist eine solche Verdichtung für einen zweistufigen Kompressor im p - v -Diagramm dargestellt, wobei die schädlichen Räume sowie die Druckverluste vernachlässigt sind. Das Gas erfährt im Niederdruckzylinder eine erste Verdichtung von p_0 auf p_1 (A_0A_1), wird alsdann im Zwischenkühler bei gleich bleibenden

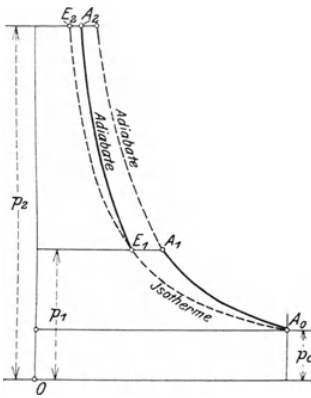


Fig. 21.

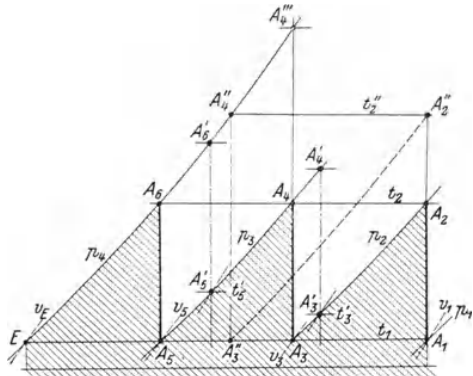


Fig. 22.

dem Druck auf die Anfangstemperatur t_0 abgekühlt, so daß der Anfangspunkt E_1 für die nächste Stufe auf der Isotherme durch A_0 liegt. Im Hochdruckzylinder erreicht das Gas den verlangten Enddruck p_2 (E_1A_2).

Bequemer läßt sich die Wirkungsweise im Entropiediagramm verfolgen. Vermag die Zwischenkühlung in dem nach (Fig. 22) dargestellten Prozeß die Temperatur nach jeder Einzelverdichtung auf den Anfangswert zu vermindern, so liegen die Anfangspunkte A_1, A_3, A_5 der Kompressionslinien auf der gleichen Temperaturlinie. Die Einteilung der Druckstufen kann im allgemeinen in beliebiger Weise vorgenommen werden, wobei nur die Gesamtentropie zwischen A_1 und E aus Anfangs- und Enddruck gegeben ist. Auf alle Fälle erscheint es zweckmäßig, die Unterteilung so einzurichten, daß die Endpunkte A_2, A_4, A_6 der Adiabate gleiche Temperaturen enthalten, dann entsteht in jedem Zylinderraum dieselbe Temperaturzunahme.

Unter diesen Bedingungen schneiden die p -Linien der Zwischenstufen die Gesamtentropie in gleichen Teilen. Für einen dreistufigen Kompressor hat man daher nur nötig, die Strecke A_1E in drei gleiche Stücke zu teilen ($A_1A_3 = A_3A_5$,

= $A_5 E$), um die Kompressionslinien $A_3 A_4$ und $A_5 A_6$ zu erhalten. Ihre Endpunkte liegen auf derselben Temperaturlinie t_1 und die gefundenen Enddrücke p_2 und p_3 können abgelesen werden.

Sind die Entropiewerte der Einzelstufen einander gleich, so folgt aus Gl. 42 (I. Teil) für das Druckverhältnis

$$x = \frac{p_2}{p_1} = \frac{p_3}{p_2} = \frac{p_4}{p_3}, \dots \dots \dots (15)$$

woraus

$$x = \sqrt[3]{\frac{p_4}{p_1}} \dots \dots \dots (16)$$

In vorliegender Annahme liegen die Anfangspunkte der Einzelstufen auf einer Isotherme, daher ist auch

$$x = \frac{v_1}{v_3} = \frac{v_3}{v_5}$$

Der Gesamtprozeß verläuft nach der Zickzacklinie $A_1 A_2 A_3 A_4 A_5 A_6 E$; die unter diesem Linienzug liegende Fläche stellt den Arbeitsbedarf dar. Erfolgt die Verdichtung in allen Zylindern nach demselben Gesetz zwischen denselben Temperaturgrenzen, so ist der Arbeitsbedarf für jede Stufe gleich groß. Ein dreistufiger Kompressor verlangt demnach bei adiabatischer Verdichtung einfach

$$A L_{ad} = 3 c_p (t_2 - t_1) = 3 (i_2 - i_1) \dots \dots \dots (17)$$

Im ersten Zwischenkühler ist die Wärme abzuführen, die als Flächenstreifen unter $A_2 A_3$ dargestellt ist; der zweite Kühler entfernt die gleich große Wärme (Fläche unter $A_4 A_5$); die in der dritten Stufe gebildete Wärme (Fläche unter $A_6 E$) nimmt das Gas in den Druckbehälter mit, wo es sich allmählich auf die Anfangstemperatur abkühlen kann, falls seine Verwendung nicht vorher erfolgt.

Bei dieser idealen Verteilung der Temperaturgrenzen und der Druckverhältnisse ist der Arbeitsbedarf am kleinsten, der isothermische Wirkungsgrad am größten, was sich aus der Beziehung für den Entropiezuwachs und für die adiabatische Arbeit nachweisen läßt.

Berechnet man den isothermischen Wirkungsgrad unter Annahme der in Fig. 22 (schraffiert) dargestellten Verteilung, so erhält man beispielsweise mit $t_1 = 20$ und $p_1 = 1$ Atm. für verschiedene Enddrücke folgende Werte:

Enddruck. Atm. abs.	2	2	5	5	8	8	60	60	200	200
Stufenzahl	1	2	1	2	1	2	2	3	3	4
Adiab. Endtemperatur °C	85	50	190	95	254	123	231	148	205	150
$A L_{ad}$ WE/kg	15,6	14,8	41,4	36,0	57,6	49,2	110,8	101	134	128
$A L_{is}$ WE/kg	13,9	13,9	32,2	32,2	41,6	41,6	82,1	82,1	106	106
Isoth. Wirkungsgrad v. H.	89	94	78	89,5	72	85	74,4	81,5	79	83

Wie ersichtlich, ist der Nutzen der Abstufung bei niederen Drücken nicht groß; zweistufige Kompression ist zur Erreichung von 8 Atm. geboten; für größere Enddrücke muß die Abstufung noch vermehrt werden, um auf gleichen Wirkungsgrad bei zulässigen Endtemperaturen zu kommen. Die berechneten Wirkungsgrade gelten nur unter den erwähnten idealen Verhältnissen und dienen zum Vergleich untereinander, die tatsächlichen Werte liegen tiefer.

Man erkennt, daß der nach dem gezackten Linienzug sich abspielende Prozeß eine wesentlich kleinere Arbeit verlangt, als bei einstufiger Verdichtung von p_1 auf p_4 . Die Zickzacklinie nähert sich um so mehr der Isotherme, je größer die

Stufenzahl ist. Wegen der Drosselverluste und der verwickelten Bauart wird die Stufenzahl 3 nur dann überschritten, wenn ein Enddruck von 200 bis 300 Atm. erreicht werden soll.

Ist die Zwischenkühlung nicht imstande, die Temperatur des Druckgases im ersten Zylinder auf ihren Anfangswert zu vermindern, so erfolgt die Verdichtung im zweiten Zylinder von einem höher liegenden Punkt A_3' (Fig. 22) aus; die Endtemperatur erhöht sich ebenfalls entsprechend (A_4'). Nun ist auch die Betriebsarbeit gewachsen um den Flächenstreifen $A_3'A_3A_4A_4'$. In der dritten Stufe ist die unvollkommene Kühlung durch die höhere Lage des Anfangspunktes A_5' berücksichtigt. Auch in diesem Fall könnte man gleiche Endtemperaturen erzielen durch entsprechende Verschiebung der p_2 -Linie und der p_3 -Linie nach rechts, da die Unterteilung der einzelnen Stufen beim Entwurf des Diagramms nach Belieben geändert werden darf.

Will man statt des dreistufigen Kompressors einen zweistufigen für dieselbe Druckzunahme bauen, so ist nur nötig die Strecke A_1E in zwei gleiche Stücke zu teilen; die p -Linie durch den Teilpunkt A_3'' gibt den Anfangspunkt der zweiten Stufe an, die v -Linie durch diesen Punkt das zugehörige spezifische Volumen, womit das Zylinderverhältnis bestimmt ist. Dabei liegen die Endpunkte A_3'' und A_4'' wieder auf gleicher Höhe.

Würde die zweite Zwischenkühlung ausgeschaltet, so würde die Kompression nach A_4A_4''' verlaufen, die Mehrarbeit ist als Fläche $A_4A_4'''A_6A_5$ sichtbar.

Aus diesen Bemerkungen zeigt sich als ganz besonderer Vorteil, daß die zeichnerische Behandlung der Aufgabe mit Verwendung der Entropietafel stets sichtbar bleibt und durch Verschiebung weniger Striche so abgeändert werden kann, wie die besonderen Verhältnisse es zweckmäßig erscheinen lassen.

Dieser Vorteil sticht besonders bei mehrstufigen Kompressoren hervor, wo tatsächlich die Rechnung auf dem Zeichenbrett vor sich geht. Im Gegensatz zur alten Rechnungsart mit Potenzen sind hier die Temperaturen überall sichtbar, die man innerhalb zulässiger Grenzen halten kann.

Der volumetrische Wirkungsgrad einer Stufe ist vom Druckverhältnis abhängig; man erhält daher bei mehrstufigen Maschinen keinen ungünstigeren Wert λ_0 als bei einstufigen mit demselben schädlichen Raum und demselben Druckverhältnis.

In Fig. 23 ist für einen schädlichen Raum von 3 v. H. und ein Gesamtdruckverhältnis $\frac{p_2}{p_0} = 8$ die adiabatische Expansionslinie eingezeichnet. Für die einstufige Maschine ergibt sich ein volumetrischer Wirkungsgrad von 89,9 v. H., bei der zweistufigen dagegen steigt er auf 96,7 v. H., da nun das Druckverhältnis einer Stufe auf $\sqrt[3]{8} = 2,83$ vermindert ist. Die Endtemperatur der Adiabate steigt im ersten Fall auf 263°C , im zweiten Fall auf 124°C .

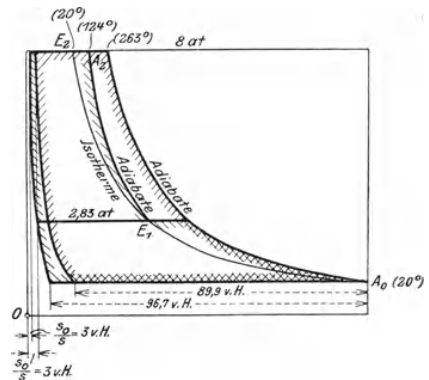


Fig. 23.

19. Beispiel: Zur Herstellung von Druckluft mit einer Endpressung von 200 Atm. in einer Menge von 200 kg/st. soll ein vierstufiger Kompressor gebaut werden.

Die Darstellung des zeichnerischen Berechnungsentwurfes mit Benutzung der JS -Tafel zeigt Fig. 24 unter Annahme der adiabatischen Verdichtung. Mit den

gewählten Anfangstemperaturen und den geschätzten Druckverlusten in jeder Stufe ergeben sich die in Zahlentafel 7 mitgeteilten Werte.

Zahlentafel 7.

Stufen		I	II	III	IV
Anfangsdrücke	Atm. abs.	1,0	3,8	13	45
Enddrücke	"	4,1	14,5	50	200
Druckverhältnis	"	4,1	3,82	3,84	4,45
Anfangstemperaturen	°C	20	30	35	25
Endtemperaturen Adiabate	"	163,5	170	170,5	146
Wärmeinhalt am Anfang i_1	WE/kg	4,9	7,0	8,4	6,2
Wärmeinhalt am Ende i_2	"	39,6	41,6	43,8	42,6
Zunahme des Wärmeinhaltes $i_2 - i_1$	"	34,7	34,6	35,4	36,4
Spez. Volumen Anfang Kompr.	cbm/kg	0,86	0,2335	0,0693	0,0194

Zufolge der gewählten Druckverteilung ist die Zunahme an Wärmeinhalt in jeder Stufe beinahe gleich groß. Dabei ist nicht nötig für gleich bleibendes Druckverhältnis besorgt zu sein, nur darf die Endtemperatur nicht zu hohe und zu verschiedene Werte annehmen. Die Druckverluste zwischen den einzelnen Stufen sind

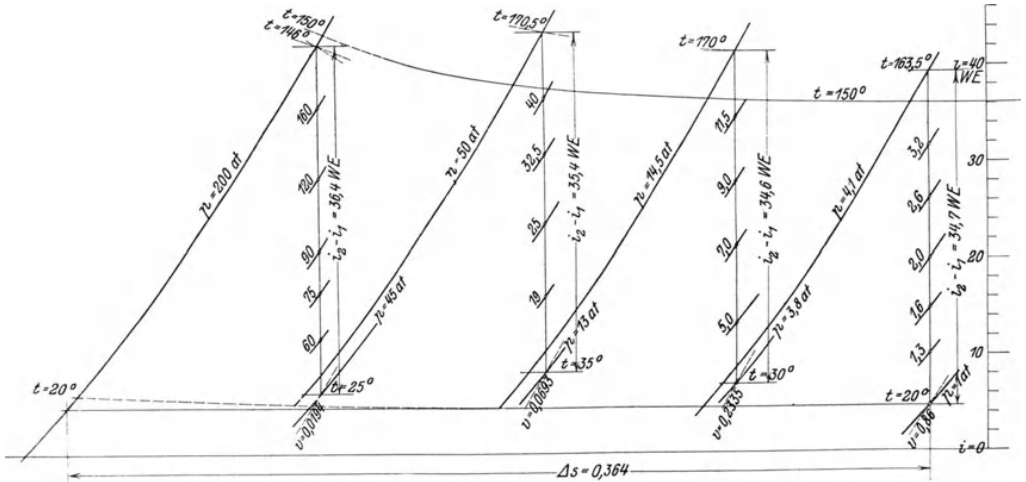


Fig. 24.

so bemessen, daß der durch sie bedingte Entropiezuwachs ungefähr gleich groß ausfällt. In diesem Fall bleibt das Druckverhältnis dieses Verlustes gleich groß. Seine Größe ist bedingt durch die Verluste in den Ventilen und beim Fließen durch den Zwischenkühler.

Die Arbeit aller drei Stufen zusammen beträgt

$$AL = 34,7 + 34,6 + 35,4 + 36,4 = 141,1 \text{ WE/kg}$$

und der Energiebedarf

$$N_{ad} = \frac{GAL}{632} = \frac{200 \cdot 141,1}{632} = 44,6 \text{ PS.}$$

Bei einem mechanischen Wirkungsgrad von $\eta_m = 0,85$ beträgt die erforderliche Energie für den Antriebsmotor

$$N_e = \frac{44,6}{0,85} = 52,5 \text{ PS.}$$

Für die ideale isothermische Verdichtung ist die wagrechte Gerade durch den Anfangspunkt bis zum Enddruck maßgebend:

$$A L_{is} = \Delta S T_1 = 0,364 \cdot 293 = 106,6 \text{ WE/kg}$$

$$N_{is} = \frac{106,6 \cdot 200}{632} = 33,7 \text{ PS.}$$

Der Wirkungsgrad gegenüber der Isotherme ist demnach

$$\eta_{is} = \frac{33,7}{52,5} = 0,64.$$

Das Entropiediagramm zeigt ferner die Wärmen, die von den Zwischenkühlern abzuleiten sind. Es ist dies für jeden Kühler der Unterschied des Wärmeinhaltes zwischen dem Endpunkt der einen Stufe und dem Anfangspunkt der nächstfolgenden. Für unser Beispiel erhält man

- I. Zwischenkühler $Q_k = 39,6 - 7 = 32,6 \text{ WE/kg}$, im ganzen 6520 WE/st
- II. „ $Q_k = 41,6 - 8,4 = 33,2$ „ „ „ 6640 „
- III. „ $Q_k = 43,8 - 6,2 = 37,6$ „ „ „ 7520 „

Für diesen Kompressor sollen noch die Hauptabmessungen bestimmt werden. Wir wählen zu diesem Zweck als Liefergrad in Rücksicht auf die zu erwartenden Undichtheitsverluste $\lambda = 0,9$ und erhalten für das Hubvolumen der ersten Stufe

$$V_h = \frac{G v_1}{60 \lambda} = \frac{200 \cdot 0,86}{60 \cdot 0,9} = 3,19 \text{ cbm/min.}$$

Mit der Umlaufzahl von $n = 150$ und dem Hub $S = 200 \text{ mm}$ ergibt sich der wirk-same Querschnitt der ersten Stufe

$$f_1 = \frac{3,19}{0,2 \cdot 150} \cdot 10000 = 1062 \text{ qcm.}$$

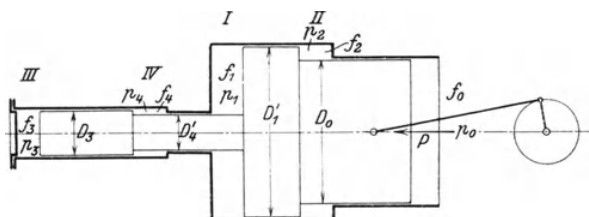


Fig. 25.

Bei gleichem Liefergrad verhalten sich die Querschnitte wie die spezifischen Volumene zu Beginn einer jeden Kompression, damit folgt

$$\text{für die II. Stufe } f_2 = \frac{0,2335}{0,86} \cdot 1062 = 288 \text{ qcm}$$

$$\text{„ „ III. „ } f_3 = \frac{0,0693}{0,86} \cdot 1062 = 85,5 \text{ „}$$

$$\text{„ „ IV. „ } f_4 = \frac{0,0194}{0,86} \cdot 1062 = 24 \text{ „}$$

Hat der Kolben die in Fig. 25 gezeichnete Abstufung, so sind die einzelnen Durchmesser wie folgt bestimmt:

$$\begin{array}{ll} f_3 = 85,5 \text{ qcm} & D_3 = 104,5 \text{ mm} \\ f_3 - f_4 = 85,5 - 24 = 61,5 \text{ qcm} & D_4' = 88,5 \text{ „} \\ f_1 + f_4' = 1062 + 61,5 = 1123,5 \text{ „} & D_1' = 379 \text{ „} \\ f_1' - f_2 = 1123,5 - 288 = 835,5 \text{ „} & D_0 = 327 \text{ „} \end{array}$$

33. Die wirklichen Vorgänge im Kompressor mit Rücksicht auf die Nebenerscheinungen.

Untersucht man den betriebsfähig aufgestellten Kolbenkompressor auf dem Prüffeld, so zeigen sich im Arbeitsprozeß in mehrfacher Hinsicht Abweichungen von den beim Entwurf zugrunde gelegten Annahmen.

Zur Erkennung der Vorgänge im Innern einer jeden Kolbenmaschine dient der Indikator; gleichzeitig mit dem Indizieren ist die Liefermenge durch den Ausflußversuch zu messen, ferner Druck und Temperatur im Saug- und Druckstutzen.

Das beste Mittel zur Verwertung dieser Zahlen und zur Förderung der Erkenntnis besteht in der Übertragung des Indikatorgramms in die Entropietafel. Will man eine beliebige Linie des p - v -Diagramms übertragen, so muß von jedem Punkt die Abszisse x und die zugehörige Ordinate p (kg/qcm) abgestochen werden; ferner muß von einem Punkt (p_0, x_0) die Temperatur t_0 bekannt sein oder eingeschätzt werden können. Zwischen diesen Größen bestehen die Beziehungen

$$\frac{x}{x_0} = \frac{v}{v_0} = \frac{T p_0}{T_0 p}$$

$$T = T_0 \frac{p x}{p_0 x_0}.$$

Mit p und dem berechneten T (oder $i = c_p t$) ist der Zustandspunkt im Entropiediagramm bestimmt.

Will man mit der Übertragung der Kompressionslinie beginnen, so ist ausdrücklich zu berücksichtigen, daß für den Anfangspunkt der mittlere Druck während des Ansaugens einzusetzen ist und nicht der Druck am Hubende. Wie schon erwähnt, beschleunigt sich nämlich der Kolben im ersten Teil des Ansaugehubes und bringt im Zylinder einen Unterdruck hervor, der das Gas aus dem Ruhezustand in Bewegung setzt und die Widerstände in den Steuerorganen überwindet. Im zweiten Teil des Hubes verzögert sich der Kolben und die Ansaugemenge, so daß sich die zuerst erzeugte Strömungsenergie in Druck umsetzt. Am Hubende ist daher der Unterdruck ganz oder zum größten Teil wieder verschwunden. Diese Vorkompression zufolge dynamischer Vorgänge verlangt ebenfalls Arbeit, sie muß deshalb zur eigentlichen Verdichtung zugezählt werden, obschon sich diese erst beim Rückgang des Kolbens vollzieht.

Als Anfangsdruck der Kompressionslinie im Entropiediagramm gilt daher der mittlere Druck während des Ansaugens, der sich aus der Fläche des Indikatorgrammes unterhalb der atmosphärischen Linie durch Planimetrieren ergibt. Im übrigen lassen sich keine Punkte der Sauglinie in das Entropiediagramm übertragen, da das Einfüllen in den Zylinder nicht als Zustandsänderung betrachtet werden kann.

Die Temperatur zu Beginn der Verdichtung ist wesentlich höher als im Saugrohr. Wie bereits früher hervorgehoben, besitzt das Restgas am Ende der Expansion häufig eine höhere Temperatur als die ankommenden Gase, ferner nehmen

rechts von der Senkrechten, A_1A_2' wie in Fig. 26 gezeichnet, so bedeutet in der $T'S$ -Tafel das Flächenstück $A_1BA_2A_2'A_1$ (//////) die Mehrarbeit gegenüber der Adiabate. Zieht man an die Zustandslinie die senkrechte Tangente mit dem Berührungspunkt B , so schließt sie mit der Senkrechten durch A_1 einen Flächenstreifen ein, der als einfließende Wärme anzusehen ist. Zieht man durch den Endpunkt A_2 die Senkrechte, so stellt der unter A_2B liegende Streifen die vom Kühlwasser aufgenommene Wärme dar, beide Streifen sind bis zur Achse durch den absoluten Nullpunkt zu messen.

Während des Ausstoßens kühlt sich die Menge bereits etwas ab, die Ausdehnung der Restgase aus dem schädlichen Raum beginnt deshalb bei einer tieferen Temperatur (A_3). Häufig ist dabei auch eine Druckabnahme verbunden, dann verschiebt sich der Anfangspunkt A_3 nach rechts.

Die Ausdehnung verläuft zunächst links von der Senkrechten durch A_3 , solange die Gase noch wärmer sind als die Wandung (Strecke A_3C). Mit der raschen Abnahme der Temperatur durch Arbeitsleistung wechselt der Austausch: die Gase nehmen Wärme auf, folglich biegt sich die Zustandslinie stark nach rechts aus (CA_4). Diese Wärmezufuhr kann unter Umständen ziemlich bedeutend sein, da die Oberfläche des kurzen Zylinderstückes gegenüber dem Rauminhalt groß ist.

Der Zusammenhang zwischen dem Endpunkt A_4 der Expansion und dem Anfangspunkt A_1 der Kompression kommt im Indikatorgramm nicht zur Geltung, da dort die Temperaturen nicht sichtbar sind. Im Entropiediagramm ist deshalb eine Verbindungslinie zwischen A_4 und A_1 bedeutungslos, der Kurvenzug ist dort nicht geschlossen.

20. Beispiel: In Fig. 26 ist das Indikatorgramm eines Kolbengebläses¹⁾ ($D=1070$ mm, $S=1500$ mm, $n=65$) in die $T'S$ -Tafel übertragen worden unter der Annahme einer Anfangstemperatur $t_1=20^\circ$ C für die Verdichtung und von $t_3=66^\circ$ C für die Ausdehnung. Die Ausmessung der Abszissen x zu den gewählten Ordinaten p des Indikatorgramms und die daraus berechneten Temperaturen ergeben die in Zahlentafel 8 aufgeschriebenen Werte.

Zahlentafel 8.

Kompression					Expansion			
p kg/qcm	x mm	v cbm/kg	T ° C	t ° C	x mm	v cbm/kg	T ° C	t ° C
0,97	95,5	0,885	293	20	13,0	0,85	281	8,0
1,00	93,5	0,87	296,5	23,5	12,5	0,825	282	9,0
1,20	84,0	0,78	319	46,0	10,7	0,70	287	14
1,40	76,0	0,705	337	64	9,4	0,613	293	20
1,60	68,5	0,634	346	73	8,8	0,57	311	38
1,75	63,0	0,585	349	76	8,7	0,568	339	66

Mit den Werten p und t ist die Fig. 26 entstanden. Man erkennt die kräftige Heizung durch Kolben und Zylinderwänden (A_1B); im oberen Teil der Verdichtung zeigt sich die Wirkung der Mantelkühlung (BA_2). Während der langen Ausstoßperiode kann sich die Gebläseluft von 76° auf 66° abkühlen. Im ersten Teil der Ausdehnung nehmen die Wänden Wärme auf (A_3C), im zweiten Teil (CA_4) geben sie Wärme ab.

Die Verdichtungsarbeit AL_c setzt sich zusammen aus der Arbeit der Adiabate (\\\\\\\\\\\\\\\\), vermehrt um das Flächenstück $A_1BA_2A_2'A_1$; letzteres findet sich

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1916, S. 61.

als Produkt aus dem Entropiezuwachs 0,0086 mal dem Unterschied der mittleren absoluten Temperaturen der Flächenstücke unter BA_2A_2' und A_1B :

$$AL_c = 0,239(73,6 - 20) + 0,0086(346,5 - 310) \\ = 12,84 + 0,32 = 13,16 \text{ WE/kg.}$$

Durch Ausmessen der Fläche $A_1CA_3E_4$ erhält man die mittlere Ordinate und damit die Ausdehnungsarbeit

$$AL_e = 0,04 \cdot 295 = 11,8 \text{ WE/kg.}$$

Der Wärmewert der Kompressionsarbeit, bezogen auf 1 kg der nutzbaren Fördermenge, beträgt mit 0,93 als Liefergrad und 0,1 als schädlichem Raum

$$AL = 13,16 + \frac{0,1 \cdot 0,885}{0,93 \cdot 0,568}(13,16 - 11,8) \\ = 13,39 \text{ WE/kg}$$

oder 4,3 v. H. mehr als bei adiabatischer Verdichtung, bei der 12,8 WE/kg als Arbeit nötig sind.

21. Beispiel: Aus dem Indikatordiagramm eines einstufigen Kompressors¹⁾ ($D = 450 \text{ mm}$, $S = 500 \text{ mm}$, $n = 145$, $\epsilon_0 = 3 \text{ v. H.}$ schädlicher Raum) entsteht das

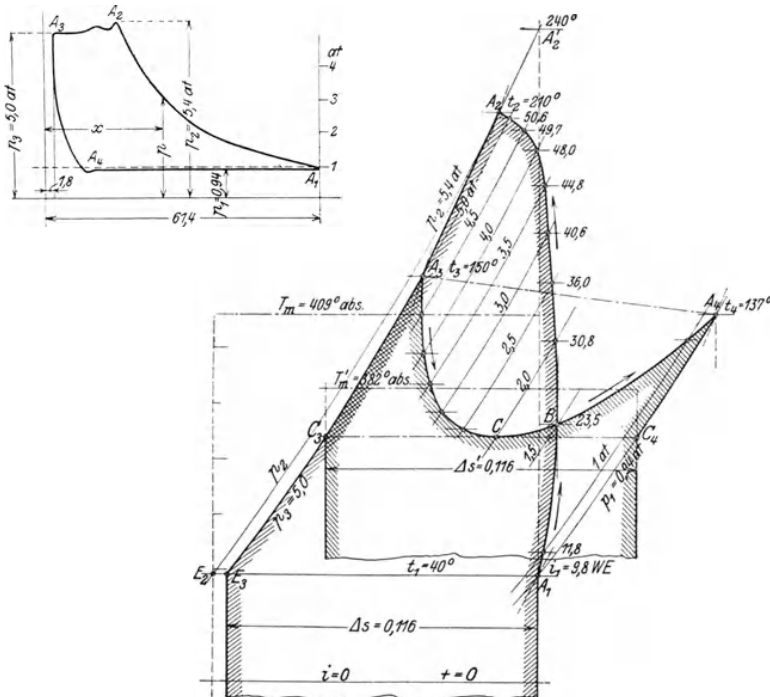


Fig. 27.

in die JS-Tafel eingezeichnete Bild des Vorganges Fig. 27. Als Anfangstemperatur der Verdichtung wurden 40°C gewählt. Man erhält zu den Drücken p und den

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1913, S. 542, Abb. 21.

zugehörigen Abszissen x die in Zahlentafel eingeschriebenen Werte. Aus dem Indikatorgramm kann abgelesen werden

$$\lambda_0 = \frac{61,4 - 9,5}{61,4 - 1,8} = 0,871.$$

Dagegen ergibt sich mit $v_4 = 1,28$ und $v_3 = 0,248$, sowie mit $\varepsilon = 0,03$

$$\lambda_0 = 1 - 0,03 \left(\frac{1,28}{0,248} - 1 \right) = 0,875.$$

Die Übereinstimmung ist befriedigend.

Zahlentafel 9.

Kompression						Expansion				
p kg/qcm	x mm	v cbm/kg	T ° C abs.	t ° C	i WE/kg	x mm	v cbm/kg	T ° C abs.	t ° C	i WE/kg
0,94	61,4	0,975	313	40	9,8	9,5	1,28	410	137	33,4
1,0	60,0	0,95	322,5	49,5	11,8	9,0	1,175	401	128	31,0
1,5	45,4	0,72	369,5	96,5	23,5	5,4	0,720	369,5	96,5	23,2
2,0	36,8	0,585	400	127	30,8	4,0	0,535	365,5	92,5	22,0
2,5	31,0	0,495	422	149	36,0	3,2	0,431	368	95,0	22,8
3,0	27,0	0,430	440	167	40,6	2,7	0,364	373	100	24,6
3,5	23,2	0,369	456,5	183,5	44,8	2,4	0,320	383	110	26,0
4,0	21,7	0,344	470	197	48,0	2,1	0,289	395	122	29,6
4,5	19,5	0,310	477	204	49,7	2,0	0,266	408	135	33,0
5,0	17,7	0,282	481	208	50,6	1,8	0,248	423	150	36,4
5,4	16,5	0,262	482	210	51,3	—	—	—	—	—

Die Kompressionslinie verläuft auch hier zunächst rechts von der Adiabate $A_1 A_2'$, biegt aber dann nach links über die Senkrechte, so daß die Verdichtungsarbeit nur wenig von derjenigen der Adiabate abweicht. Man findet für die letztere als Abstand der Punkte A_1 und A_2'

$$AL_{aa} = 49 \text{ WE/kg.}$$

Die aus dem Indikatorgramm übertragene Linie $A_1 B A_2 A_3$ umschließt mit der p_3 -Linie $A_3 E_3$ und den Senkrechten durch A_1 und E_3 die Kompressionsarbeit AL_c ein. Ihre Bestimmung erfolgt am einfachsten dadurch, daß das Flächenstück $A_1 B A_2 A_3 E_3$ mit dem Planimeter umfahren wird. Man erhält als mittlere Ordinate $T_m = 409^\circ$ (abs.) zur Abszisse $\Delta S = 0,116$ und damit

$$AL_c = 0,116 \cdot 409 = 47,4 \text{ WE/kg.}$$

Die Ausdehnung beginnt bei dem kleineren Druck $p_3 = 5 \text{ Atm.}$ (Punkt A_3). Im ersten Teil der Ausdehnung wirkt der Mantel nur schwach kühlend; bald tritt eine kräftige Rückerwärmung durch die Umschließungswände ein, so daß die Temperatur gegen das Ende der Ausdehnung sogar wieder steigt. Dadurch wird eine Ausdehnungsarbeit zurückgewonnen, die eingeschlossen ist vom Linienzug $C_3 A_3 C_4 A_4$ und von den Senkrechten durch C_3 und C_4 . Die Ausmessung der Fläche gibt $T'_m = 382^\circ$ abs., damit wird

$$AL_e = 0,116 \cdot 382 = 44,3 \text{ WE.}$$

Ferner ist

$$\frac{G_r}{G_n} = \frac{\varepsilon_0 v_1}{\lambda v_3} = \frac{0,03 \cdot 0,975}{0,87 \cdot 0,248} = 0,1356,$$

folglich

$$AL = 47,4 + 0,1356(47,4 - 44,3) = 47,82 \text{ WE.}$$

Die Rückerwärmung während der Ausdehnung vermehrt demnach den Arbeitsbedarf unbedeutend und wirkt schädlich auf den Liefergrad.

Durch die Mischung der Restluft und der mit 20° eintretenden Außenluft entsteht die Temperatur

$$t_m = \frac{20 + 0,1356 \cdot 137}{1,1356} = 34^\circ$$

Während des Ansaugens muß sich demnach die Luft noch von 34° auf 40° erwärmen. Diese anfänglich gewählte Temperatur für den Beginn der Kompression war demnach richtig eingeschätzt.

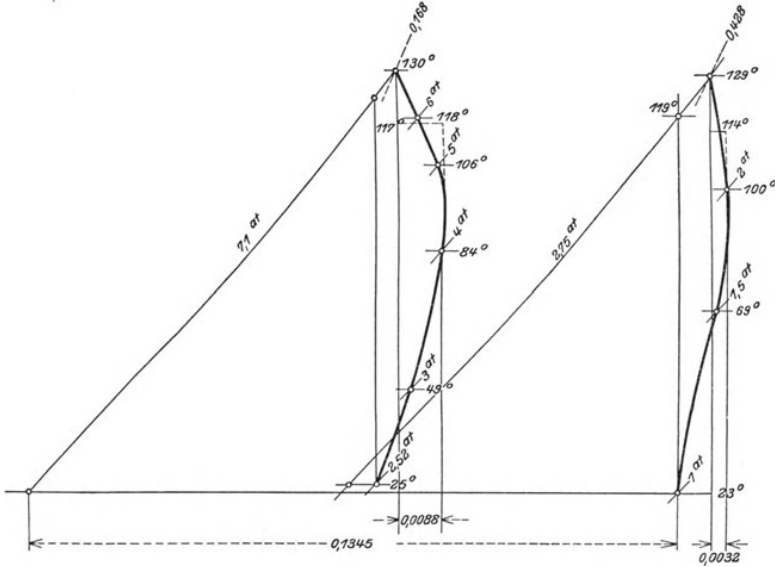


Fig. 28.

Für den mittleren Druck des Indikatordiagramms erhält man

$$p_i = \frac{(AL) 428 \lambda}{v_1} = \frac{47,82 \cdot 428 \cdot 0,87}{0,975} = 18\,300 \text{ kg/qm (1,83 Atm.)}$$

22. Beispiel: Von dem Indikatordiagramm eines Verbundkompressors¹⁾ sollen die Kompressionslinien in die Entropietafel eingetragen werden (Anfangszustand 1 Atm., 23°). Die Zwischenkühlung vermindere die Temperatur auf 25°. Die aus x und p berechneten Werte t sind in Zahlentafel 10 zusammengestellt und in Fig. 28 eingetragen.

Zahlentafel 10.

Kompression; Niederdruckzylinder				Kompression; Hochdruckzylinder			
p kg/qcm	x mm	v cbm/kg	t ° C	p kg/qcm	x mm	v cbm/kg	t ° C
1,0	95,5	0,87	23	2,52	39	0,346	25
1,5	73	0,665	69	3,0	35,5	0,315	49
2,0	60	0,546	100	4,0	29,5	0,262	84
2,75	47	0,428	129	5,0	25,5	0,222	106
				6,0	21,5	0,191	118
				7,1	19,0	0,168	130

¹⁾ Diagramm siehe Seite 96, Fig. 95.

34. Einfluß der Größe des Zwischenkühlers auf das Indikator diagramm.

In den Abschnitten 32 und 33 ist der thermische Einfluß des Zwischenkühlers auf die Kompressionslinie und auf den volumetrischen Wirkungsgrad eingehend behandelt.

Dabei wurde stillschweigend vorausgesetzt, die Ausstoßlinie im Indikator diagramm für den Niederdruckzylinder verlaufe wagrecht, der Druck im Zwischenkühler ändere sich also nicht. Ebenso bleibe der Druck während des Einströmens

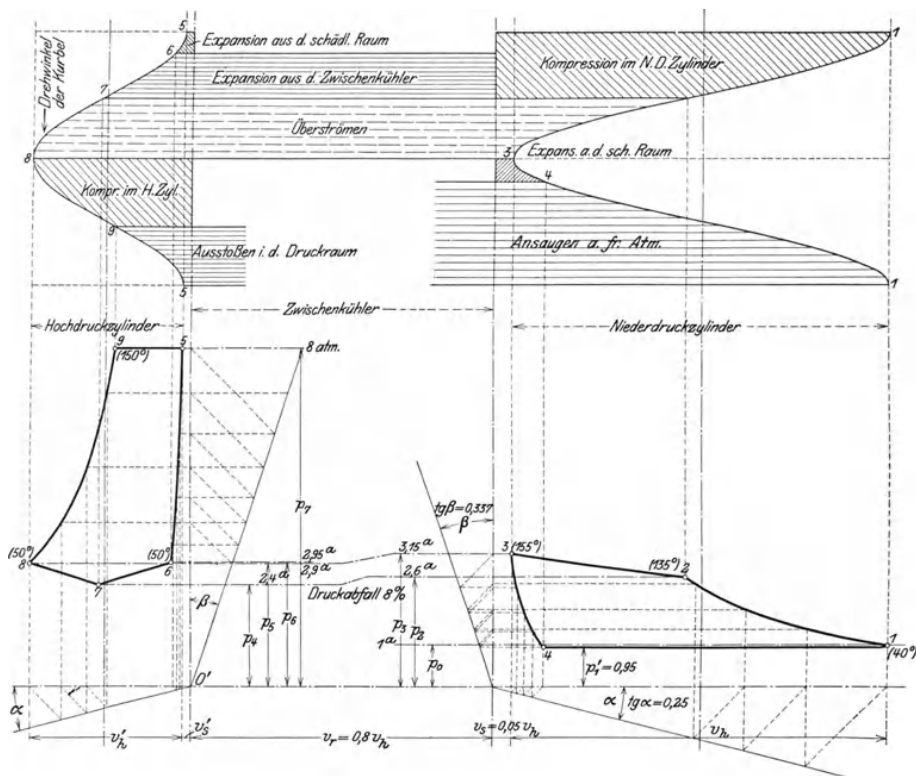


Fig. 29.

im Hochdruckzylinder unverändert, im idealen Fall gleichgroß wie der Ausstoßdruck im Niederdruckzylinder, tatsächlich um einen bestimmten Drosselverlust unter dem Ausstoßdruck.

Diese Annahme eines unveränderlichen Behälterdruckes ist nur richtig für unendlich großes Behältervolumen. Bei vielen Kompressoren ist aber dieser Raum verhältnismäßig recht klein, sein Einfluß daher nicht unbedeutend.

Die Untersuchung dieser Verhältnisse kann in derselben Weise geschehen, wie sie für die Verbund-Dampfmaschinen üblich ist unter Benützung der Volumdiagramme für beide Zylinder.

In Fig. 27 ist die Aufgabe durchgeführt für einen einfachwirkenden Verbundkompressor mit abgestuften Kolben, bei dem der Niederdruckraum von der großen Kolbenfläche, der Hochdruckraum von der Ringfläche beschrieben wird.

In der Wagrechten sind die Volumverhältnisse eingetragen, als Ordinaten im

oberen Teil der Figur die Drehwinkel der Kurbel (Volumdiagramm), im unteren Teil die Drücke. Die Kompressionslinie 1—2 ist eine Polytrope, von 2 nach 3 findet Überströmen statt vom Niederdruck- zum Hochdruckzylinder; die Ordinaten von 2—3 liegen also auf gleicher Höhe mit den entsprechenden Punkten der Linie 7—8 im Hochdruckdiagramm, wenn vom Drosselverlust abgesehen wird. Die beiden Linien werden vom Punkt 8 ausgehend eingetragen, dessen Ordinate durch die Temperatur und das Volumen des gekühlten Gases am Ende des Einströmens bestimmt ist: $p_8 V_8' = GRT_8$. Gleichzeitig kann die Linie 3—2 um den Spannungsverlust höher als 8—7 gelegt werden. Im Hochdruckzylinder ist 8—9 die Kompressionslinie, 5—6 die Expansion aus dem schädlichen Raum und 6—7 Expansion aus dem Zwischenkühler. Die letzte Linie muß von 7 aus gezeichnet werden, so daß Punkt 6 als Schnittpunkt beider Expansionslinien zuletzt erhalten wird. Da auf dem Wege 6—7 die Wände keinen wesentlichen Einfluß auf die Zustandsänderung ausüben können, ist die Linie eine Polytrope, die der Adiabate nahekommt. Für die Überströmlinie gilt wie bei Mischungen das Gesetz $p \cdot V = \text{Konst.}$

Die in diesem Beispiel gewählte Anordnung eines Stufenkolbens nach Fig. 125, Seite 111, hat den Vorteil, daß die im Niederdruckraum zum Ausstoßen gelangenden Gase sofort in dem sich vergrößernden Hochdruckraum Platz finden, so daß der Zwischenbehälter in mäßigen Abmessungen gehalten werden kann.

Benützt man dagegen die andere mögliche Anordnung nach Fig. 126, Seite 111, bei der umgekehrt der Niederdruckraum eine ringförmige Grundfläche bildet, so findet die Saugperiode gleichzeitig in beiden Stufen beim Hingang, die Druckperiode ebenfalls gleichzeitig beim Rückgang statt. Die im Niederdruckraum verdichtete Menge muß nun vollständig im Zwischenbehälter allein aufgespeichert werden, bis der Kolben das Hubende erreicht hat und die Einströmung in den Hochdruckzylinder beginnen kann. Der Druck im Zwischenkühler steigt daher während des Ausstoßens stark und die Linie 2—3, Fig. 29, ist tatsächlich eine Kompressionslinie mit O' als Nullpunkt des Achsensystems.

35. Kolbenkräfte.

Zur Bestimmung des Schwungradgewichtes und zur Untersuchung der Festigkeitsverhältnisse im Triebwerk ist die veränderliche Kraft zu ermitteln, die in der Kolbenstange wirkt. Sie ist in jeder Kolbenstellung gleich dem Unterschied der Gesamtdrücke auf jeder Seite der Kolbenfläche, wobei der Massendruck mit berücksichtigt werden muß.

Einstufige Kompressoren werden mit Vorteil doppelwirkend ausgeführt. Die p - v -Diagramme sind für beide Zylinderseiten annähernd dieselben, daher zeigen die Kolbenkräfte bei gleichen nutzbaren Flächen dieselben Werte für entsprechende Kolbenstellungen.

Dasselbe ist der Fall bei zweistufigen einfachwirkenden Maschinen mit abgestuftem Kolben, dessen Hochdruckraum ringförmig ausgeführt ist. Das Kolbenkraftdiagramm verläuft ähnlich wie dasjenige einer einstufigen doppelwirkenden Maschine. Größere zweistufige Kompressoren erhalten gesonderte doppelwirkende Zylinder für Niederdruck und Hochdruck. Wird jeder Kolben durch besondere Kurbeltriebe bewegt, so können beide die gleichen Abmessungen erhalten. In den beschriebenen Fällen ist das Triebwerk für Hin- und Rückgang gleich gut ausgenützt.

In Rücksicht auf die Beanspruchung des Triebwerkes sind zwei grundsätzlich verschiedene Antriebsarten zu unterscheiden.

a) **Antrieb durch den Kurbelzapfen.** Die Energie wird der Kurbelwelle zugeführt mittels Riemen oder Zahnradübersetzung, oder durch eine neben dem

Kompressor aufgestellte Dampfmaschine, deren Kurbel auf der Hauptwelle des Kompressors sitzt.

Das $p v$ -Diagramm eines mit Riemen angetriebenen doppelwirkenden und einstufigen Kompressors ist in Fig. 30 für beide Zylinderseiten dargestellt. Ferner ist die Massendrucklinie eingezeichnet. Die Kraftverteilung ist ziemlich ungünstig,

weil die Druckwechsel in der Nähe der Totpunkte liegen.

Dieser Übelstand wird sichtbar, wenn das Diagramm umgezeichnet wird mit den Kurbelwegen als Abszissen, Fig. 31, die zugleich als Zeiten aufgefaßt werden können. Es zeigt sich nun, daß die Kurven der Massenkräfte die

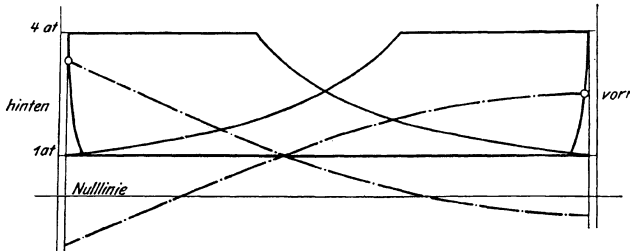


Fig. 30.

Kolbenkraftkurve unter großen Winkeln (α_1 und α_2) schneiden. Für die Kraftabnahme steht daher sehr wenig Zeit zur Verfügung, was zu Stößen in den Lagern Veranlassung geben kann. Die Winkel sind um so größer, je kleiner die schädlichen Räume sind; fällt dagegen die Expansionslinie weniger steil ab, so läuft die Kurbel sanfter über den Totpunkt (α_1 und α_2 klein). Die Winkel würden am größten ausfallen ($\gamma_1 = \gamma_2 = 90^\circ$), wenn kein schädlicher Raum vorhanden wäre, da der Druckausfall augenblicklich eintreten würde.

Bei großen Drehzahlen kann der Fall eintreten, daß die Massendrucklinie die Linie der Kolbenkräfte schneidet; dies geschieht alsdann unter kleinen Winkeln (β_1 und β_2), und der Kraftwechsel erfolgt unter günstigen Bedingungen.

b) Antrieb durch die Kolbenstange des Motors. Die für Dampf- und Gasmotorenantrieb meistens vorkommende Anordnung besteht darin, daß Luft- und Dampfzylinder in gleicher Achse hintereinander liegen (Tandem-Anordnung), so daß nur ein Kurbeltrieb für ein solches Paar nötig ist. Häufig befindet sich

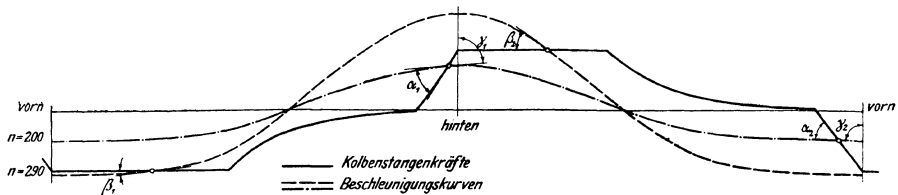


Fig. 31.

der Dampfzylinder vorn gegen die Kurbel zu, es kann dann der Luftzylinder hinten an eine Dampfmaschine normaler Bauart angeschlossen werden. Das Umgekehrte wird ebenfalls befürwortet; man schließt den mäßig warmen Luftzylinder an den Rahmen, damit sich der heiße Dampfzylinder nach hinten zu beliebig ausdehnen kann.

Die Bewegungsverhältnisse liegen insofern günstig, als hier die Summe von Dampf- und Luftkolbenkraft im Totpunkt zur Verfügung steht, um die großen Massen zu beschleunigen. Der Druckwechsel liegt erst ungünstig, wenn diese Summe zur Beschleunigung der Massen nicht ausreicht.

Für die Festigkeitsrechnung ist ausdrücklich zu betonen, daß die Summe von

Dampf- und Luftdruck in der Kurbelotlage maßgebend ist, da die Druckluft während der Expansion als treibende Kraft wirkt. Der Beschleunigungsdruck darf nicht subtrahiert werden, weil das Gestänge auch bei kleinen Umlaufzahlen genügende Festigkeit aufweisen muß. Aus diesem Grunde ist die Leergangsarbeit dieser Gruppe bedeutend, während sich die resultierenden Stangenkräfte um so mehr vermindern und um so weniger Reibung verursachen, je schneller die Maschine läuft.

Mehrstufige Kompressoren nach Antrieb a) oder b) verlangen eine besonders vorsichtige Bestimmung der Kolbenkräfte. Hat man die Hauptwerte der Berechnung eines solchen Kompressors im Entropiediagramm festgelegt, wie dies z. B. in Fig. 24, S. 58 dargestellt ist, so zeigt sich das Aufzeichnen der $p v$ -Diagramme in gegenseitig richtigen Volumenverhältnissen als unzweckmäßig, da die Abszissen des Niederdruckdiagramms sehr groß gewählt werden müssen, um das Hochdruckdiagramm nicht zu schmal zu erhalten.

Bequemer ist es, die Drücke sofort mit den entsprechenden Kolbenflächen zu multiplizieren und diese Kräfte als Ordinaten zu behandeln, als Abszissen dafür die zugehörigen Kolbenwege anzusehen. Dadurch erscheinen die Diagramme gleichartig in ihren Abmessungen und es kann aus ihnen die resultierende Kraft durch einfache Addition der Ordinaten unter Berücksichtigung der Vorzeichen gefunden werden.

Soll z. B. für den vierstufigen Kompressor nach Fig. 25, Seite 59, die Stangenkraft in einer beliebigen Lage des Kolbens berechnet werden, so ergibt sich aus Fig. 25 mit den augenblicklichen Pressungen p_1, p_2, p_3, p_4 in den einzelnen Stufen und dem Außendruck p_0

$$P = p_1 f_1 + p_3 f_3 - p_2 f_2 - p_4 f_4 - p_0 f_0.$$

Bei der vorausgesetzten Anordnung ist

$$f_0 = f_1 - f_2 + f_3 - f_4,$$

daher

$$P = f_1(p_1 - p_0) + f_3(p_3 - p_0) - f_2(p_2 - p_0) - f_4(p_4 - p_0).$$

Die einzelnen Glieder dieser Gleichung bestimmen wir nun für eine Anzahl Zustandspunkte durch Entnahme der veränderlichen Werte p aus der Entropietafel. Mit den zugehörigen Werten v sind die Abszissen x der Kolbenkraftdiagramme für jedes Glied und jeden Punkt zu berechnen. Hierbei sind die Anfangspunkte für Kompression und Expansion bekannt. Wählt man z. B. als Diagrammlänge 100 mm, so entspricht bei einem schädlichen Raum von 3 v. H. dem Anfangsvolumen v_1 der Kompression eine Länge von 103 mm, einem anderen spezifischen Volumen v entspricht nun die Abszisse $x = 103 \frac{v}{v_1}$ mm.

Für die Expansionslinie muß vom Enddruck ausgegangen werden, dessen spezifisches Volumen v' der Länge 3 mm entspricht; eine andere Abszisse erhält den Betrag $x' = 3 \frac{v'}{v}$ mm.

In Zahlentafel 11, S. 70, ist diese einfache Rechnung durchgeführt für den in Beispiel 19 berechneten vierstufigen Kompressor. Die Ergebnisse sind in Fig. 32

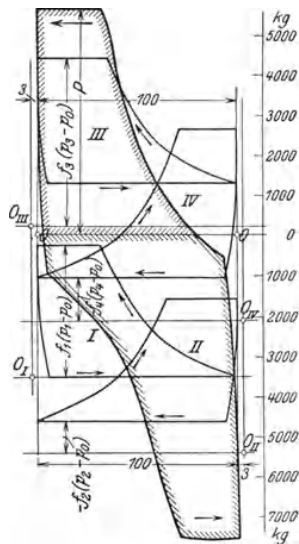


Fig. 32.

für die einzelnen Stufen sowie für die Gesamtkolbenkraft aufgezeichnet. Bei der Addition der Ordinaten muß wohl unterschieden werden zwischen treibenden und widerstehenden Kräften.

Dieses Verfahren empfiehlt sich ganz allgemein zur Anwendung, um aus dem Entropiediagramm Drucklinien rasch und genau in Funktion des Volumens oder des Kolbenweges zu bestimmen.

36. Antrieb der Kolbenkompressoren durch Abdampfmaschinen.

In den Hüttenwerken wird häufig der Abdampf von Fördermaschinen und von Walzwerksmaschinen zum Antrieb von Kolbenkompressoren verwendet. Dampfzylinder und Luftzylinder liegen sowohl für Niederdruck als auch für Hochdruck hintereinander.

Das Hauptmerkmal einer solchen Gruppe besteht in der unbeschränkten Anpassung der Drehzahl an die vorhandene Dampfmenge, ohne daß der Enddruck der Verdichtung sich ändert. Daher kann der Kolbenkompressor bei entsprechender Bemessung der Antriebsdampfmaschine und ihrer Steuerung sich vollkommen selbst überlassen werden.

Ist viel Abdampf verfügbar, so läuft die Maschine mit größter Drehzahl und liefert die größte Luftmenge; mit abnehmender Dampfmenge sinkt auch die Drehzahl und damit die Liefermenge. Die Maschine bleibt stehen, wenn der Abdampf ausbleibt, und springt wieder an, wenn der Dampf von neuem zuströmt.

Zahlentafel 11.

I. Stufe							II. Stufe						
p	$f_1(p_1-p_0)$	t	T	v	x	x	p	$f(p_2-p_0)$	t	T	v	x	x
Atm. abs.	kg	° C	° C	cbm/kg	Kompr. mm	Exp. mm	Atm. abs.	kg	° C	° C	cbm/kg	Kompr. mm	Exp. mm
1,0	0	20	293	0,86	103	8,3	3,8	800	30	303	0,2335	103	7,9
1,3	319	43,6	316,6	0,71	85	—	5,0	1145	57,0	330	0,1930	85,5	6,5
1,6	638	68	341	0,624	73,5	6,0	7,0	1715	90,8	363,8	0,1520	67	—
2,0	1062	85	358	0,524	62,6	—	9,0	2290	117,5	390,5	0,1270	56	43
2,6	1700	109,6	382,6	0,432	51,7	4,2	11,5	3000	143,8	416,8	0,1065	47	—
3,2	2340	132,3	409,3	0,374	44,6	—	14,5	3860	170	443	0,0894	39,5	3,0
4,1	3300	163,5	436,5	0,312	37,2	3,0							
III. Stufe							IV. Stufe						
13	1050	35	308	0,0693	103	8,0	45	1060	25,0	298	0,0194	103	9,5
19	1540	68,4	341,4	0,0526	78,3	6,0	60	1420	48,4	321,4	0,0157	83,2	—
25	2050	98,0	371,0	0,0434	64,5	5,0	75	1780	65,0	338,0	0,0132	70,0	6,5
32,5	2700	125,5	398,5	0,0358	53,2	4,1	90	2140	80,7	353,7	0,0115	61,0	—
40	3340	147,5	420,5	0,0307	45,6	—	120	2860	106,0	379,0	0,00925	49,0	4,5
50	4200	170,5	443,5	0,0259	38,5	3,0	160	3820	129,4	402,4	0,00736	39,2	—
							200	4770	146,0	419,0	0,00613	32,5	3

Die Dampfausnützung ist sehr befriedigend und unterscheidet sich unter gewissen Umständen nicht wesentlich von derjenigen eines Turbokompressors mit Dampfturbinenantrieb.

23. Beispiel: Nach Versuchen des Oberschlesischen Dampfkessel-Überwachungsvereins hat ein großer Kolbenkompressor¹⁾ für Abdampfbetrieb folgende Hauptergebnisse gezeigt:

Normale Liefermenge (angesaugt) $V = 12000$ cbm/st.

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. Ver. d. Ing. 1914, S. 889.

Druckerhöhung von 1 auf 7 Atm. abs., Drehzahl/min 91.

Dampfverbrauch für 1 cbm angesaugter Luft 1,176 kg.

Dampfdruck: Eintritt 1,0 Atm. abs., Austritt 0,09 Atm. abs.

Trägt man in die *JS*-Tafel für Wasserdampf (Mollier) den Anfangszustand des Dampfes ($p = 1,0$ Atm.) unter Annahme von 2 v. H. Feuchtigkeit (spezifische Dampfmenge $x = 0,98$) ein und zieht die Senkrechte bis zur Drucklinie $p = 0,09$ Atm., so gibt die Länge dieser Strecke das theoretische Wärmegefälle $H_0 = 84$ WE/kg bei adiabatischer Expansion. Da 1 cbm angesaugter Luft eine Dampfmenge von 1,176 kg verlangt, beträgt das theoretische Wärmegefälle bezogen auf 1 cbm Luft

$$H_0' = 84 \cdot 1,176 = 98,6 \text{ WE/cbm.}$$

Nun bestimmen wir mit der *JS*-Tafel für Luft die Arbeit bei isothermischer Kompression von 1 kg Luft auf der Linie $t = 20^\circ$ als Entropieunterschied zwischen den p -Linien 1 Atm. und 7 Atm. und finden

$$A L_{is} = 293 \cdot 0,1335 = 39,1 \text{ WE/kg.}$$

Das spezifische Volumen der Luft im Ansaugzustand beträgt

$$v = 0,86 \text{ cbm/kg,}$$

folglich erreicht die Arbeit der isothermischen Kompression bezogen auf 1 cbm Luft den Wert

$$A L'_{is} = \frac{39,1}{0,86} = 45,5 \text{ WE/cbm,}$$

damit ergibt sich als Gesamtwirkungsgrad der Anlage

$$\eta = \frac{45,5}{98,6} = 0,46.$$

Hierbei ist ausdrücklich zu betonen, daß sich dieser Wert auf isothermische Verdichtung der Luft und adiabatisches Wärmegefälle des Dampfes bezieht. Der erwähnte Kompressor entstammt der Frankfurter Maschinenbau-A.-G. vorm. Pokorny & Wittekind.

37. Über Messung von Liefermengen.

Die Bestimmung der Gasmenge, die in der Zeiteinheit durch eine Leitung fließt, verlangt ähnliche Meßeinrichtungen, wie sie für Wasser in Gebrauch sind. Die Wahl der Meßmethode richtet sich nach der Größe der Durchflußmenge und nach den besonderen Verhältnissen der Anlage, weniger dagegen nach dem System der Maschine, die den Gasstrom verursacht.

Für die Kolbenkompressoren kommen außer der etwas unsicheren Bestimmung der Liefermenge aus dem Indikatorgramm folgende Methoden zur Anwendung:

a) Messung mittels Gasuhr. Zur Messung kleiner Liefermengen kann der bei Leuchtgaseinrichtungen gebräuchliche nasse Gasmesser benutzt werden, der vor seiner Verwendung einer Eichung unterzogen werden muß.

Die Gasuhr wird an den Anfang der Saugleitung gestellt; zwischen Gasmesser und Kompressor ist ein möglichst großer Druckausgleichskessel in die Saugleitung einzuschalten, damit die Druckschwankungen während des Ansaugens geringen Einfluß auf den Wasserspiegel der Gasuhr ausüben.

Heilemann¹⁾ setzt in diesen Kessel drei Gummibeutel, deren Innenraum mit der Außenluft in Verbindung steht. Beim Ansaugen blähen sich die Gummibeutel

¹⁾ Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 58.

durch den entstehenden Unterdruck im Kessel auf und vermindern dadurch den Inhalt des Gefäßes, vermeiden also Druckschwankungen in der Gasuhr.

b) **Messung mittels Auffüllverfahren.** In der Druckleitung wird ein Drosselventil eingebaut, durch dessen Einstellung der gewünschte Belastungsdruck erzeugt und auf unveränderlicher Höhe erhalten werden muß, gleichgültig, welchen Betrag der Gezendruck hinter dem Ventil annimmt.

Es empfiehlt sich, zwischen diesem Ventil und dem Kompressor einen kleinen Windkessel einzuschalten, der zum Massenausgleich dient. An ihn lassen sich Drosselventil, Manometer und Thermometer bequem anbringen.

Zur eigentlichen Messung wird die abgedrosselte Luftmenge in einen möglichst großen Meßkessel am Ende der Druckleitung geführt, der von einem bestimmten Augenblick an geschlossen gehalten wird, bis der Druck vom Anfangswert p_a auf den Endwert p_e gestiegen ist. Gleichzeitig ist die zugehörige Temperatursteigerung $t_e - t_a$ zu messen, wozu mindestens an zwei Stellen des Meßkessels tief einragende Thermometer benützt werden. Mißt man außerdem die Zeit zum Auffüllen des Kessels von bekanntem Volumen, so ist das in der Zeiteinheit eingefüllte Luftgewicht bestimmt.

Während des Versuches ist das Drosselventil derart zu regeln, daß trotz des allmählich steigenden Druckes hinter dem Ventil der Belastungsdruck vor dem Drosselventil unveränderlich bleibt.

Heilemann schließt den Meßkessel mit einer absperrbaren Zweigleitung an die Druckleitung an, die im Ausströmessel endigt. Der letztere besitzt einen Ablaufhahn, dessen Einstellung vor der Messung den gewünschten Druck hervorbringt. Bei Beginn der Messung wird der Hahn geschlossen, und das Ventil in der Zweigleitung langsam derart geöffnet, daß der Druck im Ausströmessel und in der Druckleitung unveränderlich bleibt. Ist durch das Anfüllen der Druck im Meßkessel in die Nähe des Druckes im Ausströmessel gestiegen, so ist der Versuch beendet. Aus Zeit und Hubzahl des Kompressors bestimmt sich der Liefergrad.

Mit den Druck- und Temperaturmessungen am Anfang und am Ende des Auffüllens ergeben sich die spezifischen Gewichte des Gases

$$\gamma_e = \frac{p_e}{RT_e} \quad \gamma_a = \frac{p_a}{RT_a}.$$

Ist V_k das Volumen des Meßkessels, so beträgt das aufgefüllte Gewicht

$$G = G_e - G_a = V_k (\gamma_e - \gamma_a) = \frac{V_k}{R} \left(\frac{p_e}{T_e} - \frac{p_a}{T_a} \right) \dots \dots \dots (18)$$

Meistens wird statt des Fördergewichts das auf Ansaugverhältnisse (p_0, t_0, v_0) bezogene nutzbare Volumen verlangt. Dann ist

$$V_n = G v_0 = G \frac{RT_0}{p_0} \dots \dots \dots (19)$$

oder mit Umgehung der Berechnung von G

$$V_n = V_k \left(\frac{p_e T_0}{p_0 T_e} - \frac{p_a T_0}{p_0 T_a} \right), \dots \dots \dots (20)$$

worin häufig $p_0 = p_a = 1 \text{ Atm.}$ ist.

Wird die Messung an Luftkompressoren vorgenommen, so spielt die Luftfeuchtigkeit eine nicht zu vernachlässigende Rolle, da die relativen Feuchtigkeiten x_a und x_e am Anfang und am Ende des Auffüllens verschieden groß sind und sich von dem Wert x_0 beim Ansaugen unterscheiden.

Um einen richtigen Vergleich der Meßergebnisse zu ermöglichen, wird das-

jenige nutzbare Volumen V_n berechnet, das der Kompressor ansaugen könnte, wenn trockene Luft zur Verfügung wäre. Es sind also die spezifischen Gewichte des trockenen Anteiles der Luft einzusetzen. Für diese ist nach Abschnitt 10, wenn $R=29,27$ die Gaskonstante der trockenen Luft bedeutet,

$$\gamma'_a = \frac{p_a - x_a p_{sa}}{RT_a} \quad \gamma'_e = \frac{p_e - x_e p_{se}}{RT_e} \quad \dots \quad (21)$$

für die Luft im Ansaugzustand

$$\gamma'_0 = \frac{p_0 - x_0 p_{s0}}{RT_0},$$

damit wird

$$V_n = V_k \frac{\gamma'_e - \gamma'_a}{\gamma'_0} \quad \dots \quad (22)$$

Mit der Volumenverminderung durch die Kompression wird meistens der Taupunkt erreicht oder überschritten, dann hat die relative Feuchtigkeit den Betrag 1 erreicht.

24. Beispiel: In den Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 58, hat Heilemann bei Versuch Nr. 47 folgende Werte gemessen:

Inhalt des Meßgefäßes

$$V_k = 8,469 \text{ cbm.}$$

Vor der Luftpumpe (Beginn der Saugleitung)

$$p_0 = 1,017 \text{ kg/qcm} \quad t_0 = 23,3^\circ \text{ C} \quad x_0 = 0,83.$$

Im Meßkessel:

Anfang $p_a = 1,017 \text{ kg/qcm}$	$t_a = 25,9^\circ$	$x_a = 1$
Ende $p_e = 4,91$	$t_e = 28^\circ$	$x_e = 1.$

Aus der Tafel für gesättigten Wasserdampf ergibt sich durch graphische Interpolation

$$p_{s0} = 0,029 \text{ kg/qcm} \quad p_{sa} = 0,034 \text{ kg/qcm} \quad p_{se} = 0,038 \text{ kg/qcm.}$$

Damit wird

$$\begin{aligned} p_0 - x_0 p_{s0} &= 1,017 - 0,029 \cdot 0,83 = 0,993 \text{ kg/qcm} = 9930 \text{ kg/qm} \\ p_a - x_a p_{sa} &= 1,017 - 0,034 = 0,983 \quad \text{,,} = 9830 \quad \text{,,} \\ p_e - x_e p_{se} &= 4,91 - 0,038 = 4,872 \quad \text{,,} = 48720 \quad \text{,,} \end{aligned}$$

Mit den Gl. 21 und 22 ergeben diese Werte die Liefermenge an trockener Luft vom Anfangszustand (p_0, t_0):

$$V_n = 8,469 \cdot \frac{296,3}{9930} \left(\frac{48720}{301} - \frac{9830}{298,9} \right) = 32,66 \text{ cbm.}$$

Ohne Rücksicht auf die Luftfeuchtigkeit ist nach Gl. 20

$$V_n = \left(\frac{4,91}{1,017} \cdot \frac{296,3}{301} - \frac{296,3}{298,8} \right) \cdot 8,469 = 31,95 \text{ cbm.}$$

Der Unterschied beträgt somit 2,23 v. H.

Die Zahl der Umdrehungen während des Auffüllens betrug für den Kompressor 1343,5 und die Auffüllzeit 148,4 Sekunden, daher ist $n = 54,3$ Uml./min. Das stündliche nutzbare Ansaugvolumen beträgt somit

$$V'_n = \frac{32,66}{1343,5} \cdot 54,3 \cdot 60 = 79,24 \text{ cbm/st.}$$

c) **Messung mittels Ausflußdüsen.** Die Messung mittels Ausflußdüsen ist zurzeit bei Kolbenkompressoren noch wenig gebräuchlich. Sie verdient aber ihrer Vorzüge wegen auch hier allgemein eingeführt zu werden, wodurch erst dann ein unmittelbarer Vergleich mit den Turbokompressoren möglich wird. Die Behandlung dieser Meßart ist im III. Teil eingehend vorgenommen.

d) **Messung durch Drosselscheiben.** In die Druckleitung des Kompressors wird eine Platte eingesetzt, die ein Loch mit scharfen Kanten besitzt, so daß sich eine zentrische Verengung bildet. Durch diese Drosselung entsteht eine meßbare Druckabnahme ($p_1 - p$), die sich mit der Durchflußmenge ändert und ein Maß für sie gibt. Die Verengung durch die Drosselscheibe muß so bemessen werden, daß nur kleine Druckunterschiede entstehen, die 100 mm Wassersäule nicht überschreiten sollen, unabhängig vom absoluten Druck in der Leitung.

Unter dieser Voraussetzung beträgt das sekundlich durchfließende Volumen V aus Geschwindigkeit w und Lochquerschnitt F

$$V = \mu F w = \mu F \sqrt{\frac{2g(p_1 - p)}{\gamma}}, \dots \dots \dots (23)$$

wobei γ das spezifische Gewicht des Gasstromes bedeutet. Das Durchflußgewicht ist

$$G = \gamma V = \mu F \sqrt{2g(p_1 - p)\gamma} \dots \dots \dots (24)$$

Nach Versuchen von Müller¹⁾ ist die Durchflußzahl stark abhängig vom Querschnittsverhältnis $\frac{F}{F_1}$ zwischen Loch und Rohr, und zwar

$\frac{F}{F_1} =$	$\frac{1}{12,25}$	$\frac{1}{5,18}$	$\frac{1}{3,48}$	$\frac{1}{2,46}$	$\frac{1}{1,73}$
$\mu =$	0,641	0,689	0,750	0,854	1,084.

Zwischenwerte können durch graphische Darstellung dieser Zahlen gewonnen werden.

Bei der Herstellung der Drosselscheibe ist darauf zu achten, daß die Kante der kreisrunden Öffnung nicht messerscharf ist, sondern eine zylindrische Kantensfläche von 0,1 mm zeigen soll. Die Abschrägung des Loches hat eine Neigung 1:1 und liegt selbstverständlich der Stromrichtung abgewendet²⁾.

Die beschriebene Methode hat gegenüber Ausflußdüsen den Vorteil, daß die Drosselscheibe in jede Betriebsleitung eingesetzt werden kann; nach dem Durchfluß ist das Gas nicht verloren, sondern für technische Zwecke in normaler Weise verwendbar.

25. Beispiel: Eine Drosselscheibe mit 70 mm Loch ($F = 38,5 \text{ qcm}$) wird in eine Druckleitung von 100 mm l. W. eingesetzt. Diese Verhältnisse geben nach Müller

$$\mu = 0,95.$$

Für eine Druckabnahme durch die Drosselscheibe von $p_1 - p = 100 \text{ mm WS}$. zeigen sich folgende Werte aus den Gleichungen:

Gasart	Luft	O	CO ₂	CH ₄	H	
Spez. Gew. (1 Atm. 15°) . .	kg/cbm	1,20	1,312	1,804	0,557	0,0827
Durchfl. Geschwindigk. . . .	m/sek	40,4	38,8	33,0	54,7	154,2
" Volumen	cbm/sek	0,147	0,142	0,121	0,200	0,564
" Gewicht	kg/sek	0,1765	0,1865	0,218	1,314	0,0466

¹⁾ Forschungsarbeiten, Heft 49.

²⁾ Siehe auch: Versuche von Brandis (Hütte 1915). Z. d. Ver. d. Ing. 1908.

B. Die Steuerungen der Kolbenkompressoren.

38. Ventilsteuerungen.

Als Steuerorgan der Kolbenkompressoren wird am häufigsten das selbsttätige Ventil benützt, dessen Schluß auf den Sitz durch Federbelastung bewirkt wird. Es läßt sich meistens als Saug- und als Druckventil in den gleichen Abmessungen verwenden und zwar für größere Maschinen in Gruppenanordnung; man kann alsdann zur Erreichung großer Durchflußquerschnitte die Zahl der Ventile entsprechend groß wählen.

Da die durchfließenden Gase weit kleinere Kräfte auf den Ventilteller entwickeln können, als dies bei Wasser möglich ist, muß die Masse des Ventiltellers auf das kleinste Maß beschränkt werden, ferner ist der Ventilhub unter allen Umständen ganz klein zu halten. Um trotzdem eine genügende Durchflußmantelfläche für das Ventil in geöffnetem Zustand zu erhalten, werden Ringventile gebaut. Die im Sitz befindlichen ringförmigen Spalten werden durch einen Stahlring von etwa 2 mm Dicke abgedeckt, der somit die Rolle eines Ventiltellers übernimmt. Der Ventilhub beträgt selten mehr als 4 mm.

Das Gewicht dieser Ringe ist gegenüber den sie belastenden Federn so klein, daß der Ventilsatz in jeder beliebigen Lage in den Kompressorzylinder eingebaut werden kann, die Hubbewegung darf sogar in wagrechter Richtung erfolgen.

Die Federbelastung hat die Ventilbewegung derart zu beeinflussen, daß sich die letztere genau der Kolbenbewegung anpaßt. Es ist einzig Sache des Versuches, diejenige kleinste Ventilbelastung zu finden, die eine rechtzeitige Einleitung des Ventilschlusses hervorbringt. Ist die Feder zu hart, so sind die Widerstände zum selbsttätigen Öffnen zu groß; ist sie zu weich, so entsteht das sogenannte Flattern der dünnen Stahlplatten.

Der schädliche Raum beeinflußt die Ventilbewegung in günstigem Sinne; namentlich bewirkt die Expansion ein allmähliches Nachlassen des Druckes auf das Saugventil und dadurch ein sanftes Anheben der Teller.

Diese Steuerorgane verlangen eine sorgsame Überwachung, sie müssen daher leicht zugänglich gemacht werden.

Die Berechnung der Durchflußquerschnitte geschieht nach der Kontinuitätsgleichung

$$f = F \frac{c}{w}.$$

Für die mittlere Geschwindigkeit des Gases in den Ventilen wählt man gewöhnlich

$$w = 20 \text{ bis } 25 \text{ m/sek bis } 30 \text{ m/sek.}$$

Bei rasch laufenden Kompressoren ist die untere Grenze einzuhalten, bei großen langsam laufenden Kolbengebläsen die obere, doch sollte eine Geschwindigkeit von 30 m/sek nur ausnahmsweise überschritten werden.

In der Gleichung bedeutet ferner F die Kolbenfläche und c die Kolbengeschwindigkeit. Als solche kann für Saugventile die mittlere Kolbengeschwindigkeit $c_m = \frac{S \cdot n}{30}$ eingesetzt werden, da diese Organe während eines ganzen Hubes in Tätigkeit sind.

Die Druckventile zeigen in ihrer Bewegung ein abweichendes Verhalten; sie werden am Ende der Kompression plötzlich aufgestoßen, wenn der Kolben eine beträchtliche Geschwindigkeit besitzt. Das während des Ventilhubes aus-

zustoßende Gasvolumen ist wohl kleiner als das Ansaugvolumen, es muß aber in viel kürzerer Zeit aus dem Zylinder gestoßen werden. Für die Berechnung des Druckventilquerschnittes f ist daher diejenige mittlere Kolbengeschwindigkeit einzusetzen, die sich aus der Bewegung des Kolbens während der Ausstoßperiode ergibt. Man erhält sie am einfachsten durch Auftragen der Kolbengeschwindig-

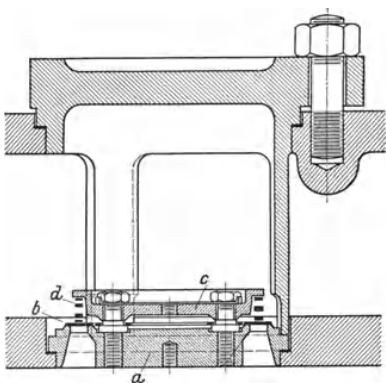


Fig. 33.

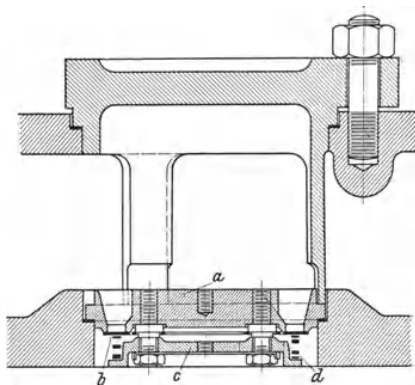


Fig. 34.

keiten vom Ende der Kompression bis zum Totpunkt in Funktion des Drehwinkels der Kurbel oder der Zeit. Die mittlere Ordinate der Kurve ist die gesuchte mittlere Kolbengeschwindigkeit während des Ausstoßens des Druckgases. Man erhält damit für die Druckventile meistens einen kleineren Gesamtquerschnitt als für die Saugventile; im übrigen hängt das Ergebnis vom Druckverhältnis ab.

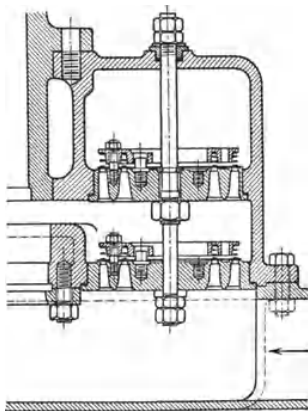


Fig. 35.

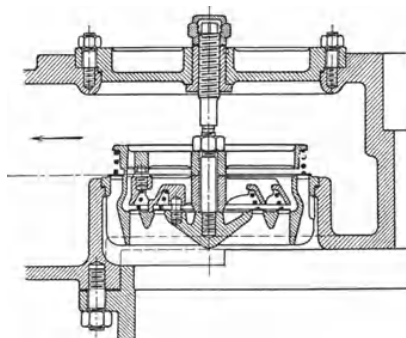


Fig. 36.

Im folgenden seien einige neuere Ventilkonstruktionen zur Darstellung gebracht.

Die Firma A. Borsig in Tegel-Berlin verwendet für ihre Kompressoren ausschließlich selbsttätige Ringventile nach Patent Lindemann, die in den Fig. 33 u. 34 dargestellt sind. Der Abschluß des Ventil-sitzes a wird bewirkt durch eine ringförmige Stahlplatte b von $\frac{3}{4}$ bis 2 mm Stärke, die an zwei federnden Armen

reibungslos geführt wird. Die zylindrische Stahldrahtfeder d legt sich zwischen Ventilplatte b und Hubfänger c . Saug- und Druckventile lassen sich gegeneinander verwechseln, da sie völlig gleichgestaltet sind. Man braucht also weniger Ersatzstücke.

An einem Gebläsezyylinder von 1630 mm Dmtr. und 1200 mm Hub bei 80 Uml./min hat A. Borsig 11 Saugventile und 7 Druckventile verwendet. Jedes derselben besitzt eine freie Durchgangsfläche von $f = 340$ qcm, somit wird eine Durchflußgeschwindigkeit für das Ansaugen von $w = 18$ m/sek erreicht, wenn von einer Kontraktion abgesehen wird. Die Ventile haben bei 90 Uml./min ruhig gearbeitet. In den Figuren 35 u. 36 sind zwei Ventile mit Durchgangsquerschnitten von 100 und 400 qcm gezeichnet, wobei der Einbau in den Gebläsezyylinder ersichtlich ist. Ein ähnliches Ventil zeigt Fig. 37.

Die sächsische Maschinenfabrik vorm. Rich. Hartmann in Chemnitz baut Ventile nach Patent Dietrich. Das in Fig. 39 dargestellte Saugventil hat im Sitz a zwei ringförmige Durchflußquerschnitte. Jeder derselben wird abgedeckt durch einen gesonderten Stahlring b , der an seinem inneren Umfange zur Erhöhung der Steifigkeit etwas aufgebördelt ist und an Nasen eine lose seitliche Führung erhält. Um das Flattern der Stahlplatten zu vermeiden,

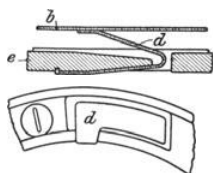


Fig. 38.

wirken auf sie 6 Biegefedern d (Fig. 38), die mit Hilfe des Ringes e im Ventilfänger c eingeklemmt werden.

Bei dem Ventil von Klepal¹⁾ (Fig. 40) werden zwei Federn angewendet, von denen die eine den Ventilteller in normaler Weise belastet, die zweite aber

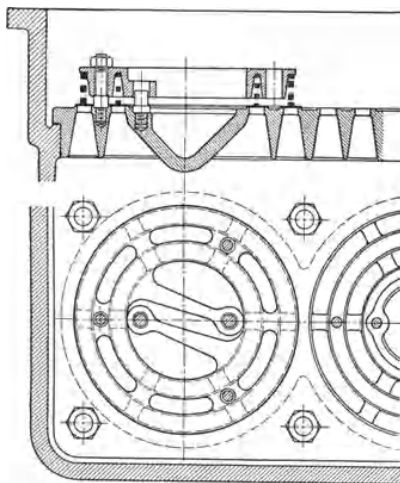


Fig. 37.

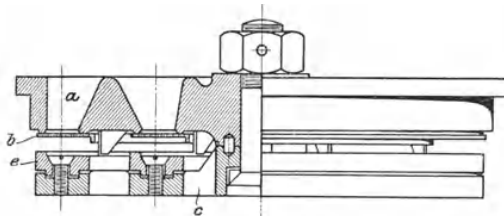


Fig. 39.

¹⁾ Zeitschr. d. Ver. Ing. 1909, S. 2077.

entlastet. Die Anordnung kann so getroffen werden, daß das Ventil sanft auf seinen Sitz auftrifft, auch wenn großer Ventilhub und große Umlaufzahl ange-

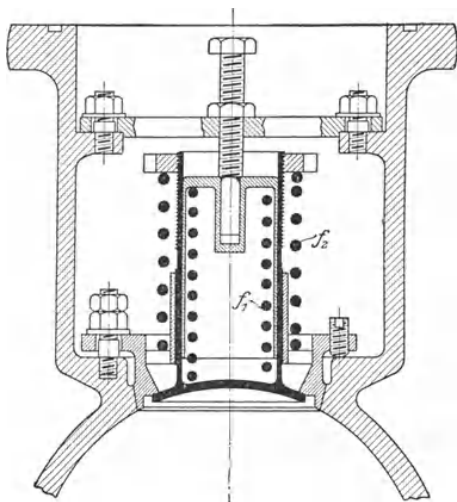


Fig. 40.

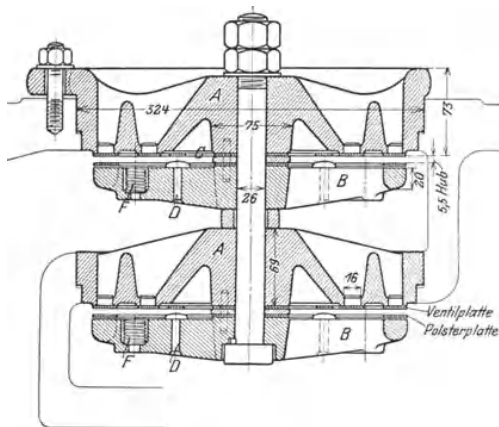


Fig. 41.

wendet werden. Durch Einstellen beider Federn lassen sich die zweckmäßigsten Ventilbelastungen bei verschiedenen Hubhöhen ermitteln.

Der Ventilteller mit dem röhrenförmigen Führungsansatz ist aus Stahl geschmiedet.

Hoerbiger-Ventil, gebaut von der Märkischen Maschinenbauanstalt Ludwig Stuckenholz A.-G., Wetter-Ruhr.

In Fig. 41 ist ein Saug- und Druckventil im Schnitt dargestellt. Zwischen dem Ventilsitz A und dem Fänger B liegt die Ventilplatte C, deren Grundriß Fig. 42 zeigt. Diese Stahlplatte von 2 mm

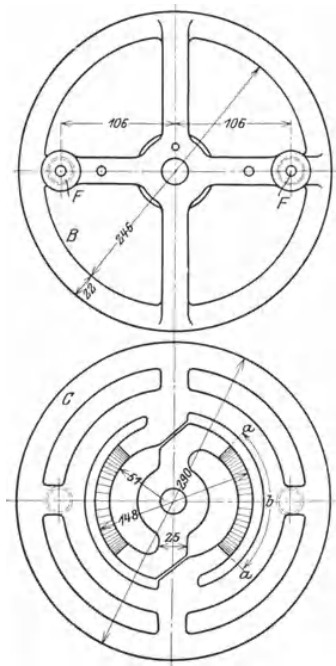


Fig. 42.

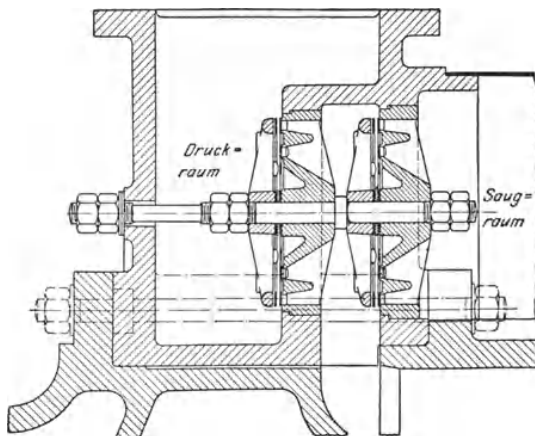


Fig. 43.

Dicke ist in der Mitte zwischen Ventilsitz *A* und Fänger *B* auf der Spindel eingeklemmt, besitzt aber in den bogenförmigen Stegen erhöhte Elastizität, da auf dem Bogen von *a— a* die Dicke von 2 auf 1 mm ausgeschliffen ist. Beim selbsttätigen Heben der äußeren Plattenringe schlagen diese dünner geschliffenen Teile gegen die Köpfe von Kupfernieten *D*, bevor der Hub der eigentlichen Platten-

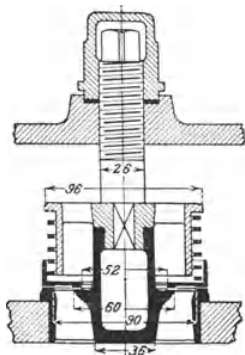


Fig. 44.

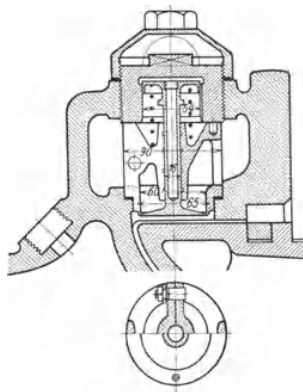


Fig. 45.

ringe seinen größten Betrag erreicht hat, und bewirken damit ein gleichmäßiges Durchbiegen der Plattenringe.

Vor dem rostförmigen Ventilfänger *B* (Grundriß Fig. 42) liegt eine Polsterplatte *E* mit 0,5 mm Spiel gegenüber der Begrenzungsebene des Fängers, die als Puffer dient und das Geräusch des Ventilspieles herabmindert. Als weiteres Polstermittel sind zwei Spiralfedern *F* in den Fänger *B* eingesetzt. Die Sorgfalt bei der

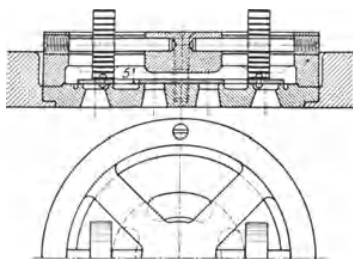


Fig. 46.

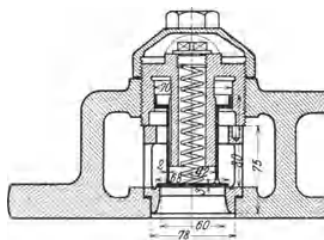


Fig. 47.

Dämpfung der Ventilbewegung bezweckt die Verwendung an Maschinen mit größeren Umlaufzahlen.

Den Einbau solcher Ventile in den Gebläsezyylinder zeigt Fig. 43. Jeder Satz ist mit gemeinsamer Spindel im Ringkasten befestigt, so daß ein Auswechseln leicht möglich ist. Eine wirksame Versteifung des Ringkastens besorgen die durchgehenden Deckelschrauben.

Ein einfaches Ventil mit Federbelastung (Fig. 44) entstammt der Maschinenbau A.-G. Balcke, Bochum; Ventilsitz und Fänger bestehen aus Rotguß der Teller aus Duranmetall.

Von der Maschinenfabrik Eßlingen wird ein Ventil verwendet (Fig. 46), das gedrängte Bauart zeigt. Der aus Stahlblech von 2 mm Dicke bestehende Ventil-

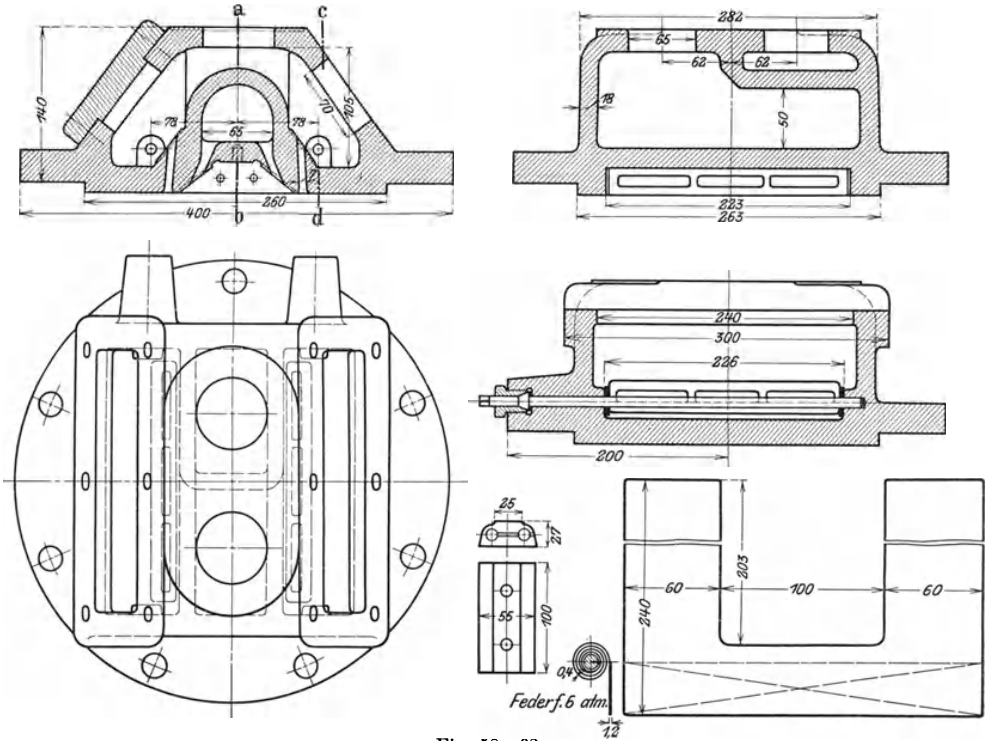


Fig. 58—63.

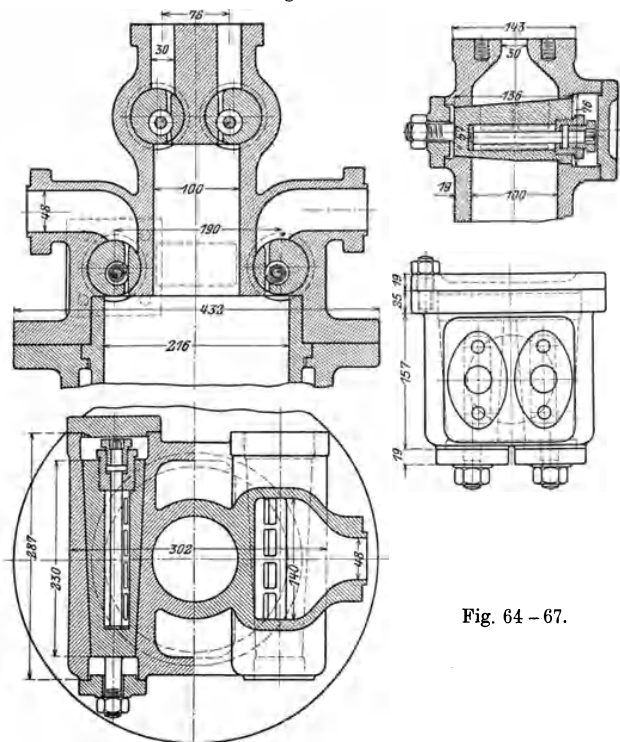


Fig. 64—67.

bei legt sich die Klappe in geöffnetem Zustand seitlich an den Strahl. Der Klappenhub wird durch die Strahldicke begrenzt und nicht durch den Belastungswider-

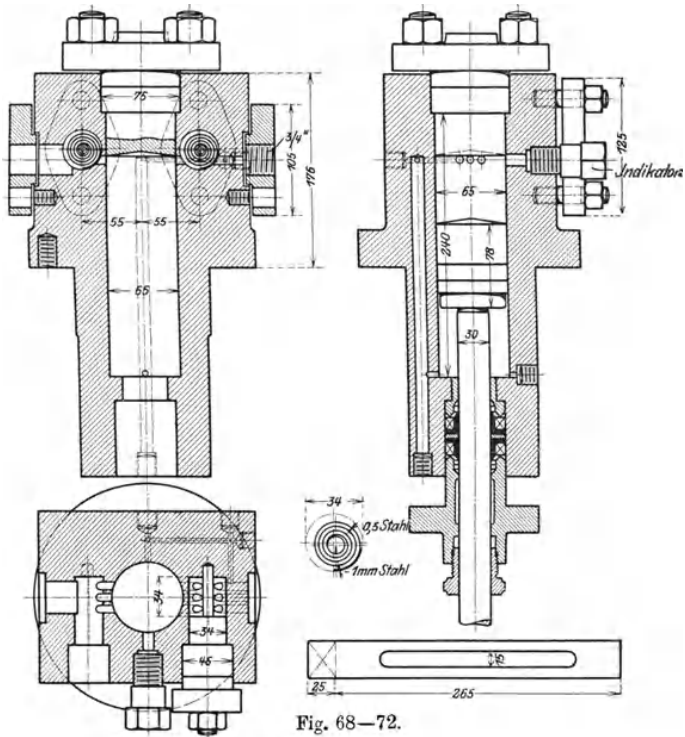


Fig. 68—72.

stand. Dadurch kann der Hub groß ausfallen; beim Schließen nimmt die Hubhöhe nach den Windungen zu ab, so daß die Klappe auch bei großer Umlaufzahl der Hauptwelle sehr ruhig und mit kleinen Durchgangswiderständen arbeitet.

In den Fig. 48, 49 und 50 ist ein normaler Gebläseventilsatz dargestellt, bestehend aus einem Saug- und einem Druckventil in dem üblichen Zusammenbau. Auf der Kreisfläche jedes Ventiles sind 8 Klappen angeordnet. Die Kanalrichtung der Sauganschlüsse ist gegen die Zylindermitte gerichtet; die Richtung der Klappen- spindeln ist für alle Saugventile tangential gestellt, so daß der eintretende Luftstrom seine Richtung möglichst beibehält. Aus dem gleichen Grunde sind an den Druckventilen

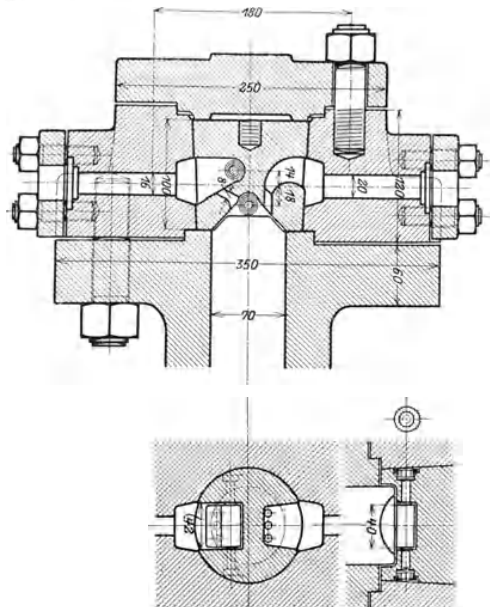


Fig. 73—75.

die Klappenspindeln radial gerichtet, wie dies aus dem Querschnitt durch das Ventilgehäuse Fig. 51 hervorgeht.

Der Ventilsatz gehört zu einem Gebläse von 2200 mm Dmtr., 1500 mm Hub und 40 Uml./min.

Ein sehr bequemer Einbau in den Zylinder wird durch den konischen Klappeneinsatz erreicht, der in den Fig. 52—57 abgebildet ist. Aus der ersten Figur ist erkenntlich, daß vier Schlitzreihen gebildet sind, von denen zwei für die Saugwirkung, die andern zwei für die Druckwirkung dienen. Die beiden Klappen einer Gruppe sitzen auf ein und derselben Spindel (Fig. 57) und lassen sich nach Wegnahme des linken Deckels von außen nachspannen. Die Art des Festklemmens geht aus den Fig. 55 und 56 hervor, während Fig. 57 die Spindel zeigt.

Dieser Klappeneinsatz gehört zu einem Niederdruckkompressor von 410 mm Zyl.-Dmtr., 600 mm Hub, 160 bis 170 Uml./min, der gegen 6 Atm. arbeitet.

Bei kleineren Maschinen können auch die Klappen ohne besonderen Einsatz im Zylinderdeckel untergebracht werden. Ein derartiges Beispiel ist in den Fig. 58—63 veranschaulicht. Die Spindeln der beiden Druckklappen lassen sich von außen anspannen, die Spindeln der Saugklappen werden mit dem Klemmstück Fig. 58 und 63 in der gegen die Zylinderseite zugekehrten Wand befestigt.

Der Deckel gehört zu einer stehenden Maschine von 250 mm Dmtr., 300 mm Hub, 170 Uml./min und 6 Atm. Überdruck. Die Klappe selbst ist in Fig. 62 gezeichnet.

Eine äußerst gedrängte Bauart eines Verbundkompressors von 215/100 mm Zyl.-Dmtr. und 102 mm Hub zeigen die Fig. 64—67. Der Deckel des Niederdruckzylinders ist als Zylinder für den Hochdruck ausgebildet und trägt die 4 konischen Klappeneinsätze.

Ein Kohlendioxidkompressor von 65 mm Zyl.-Dmtr., 129 mm Hub und 350 Uml./min ist in den Fig. 68—72 dargestellt. Die Sitzflächen für die Klappen sind hier wie im vorigen Beispiel der Einfachheit halber zylindrisch, die ganze Öffnung kann also gebohrt werden. Die Schlitzreihen bestehen aus je 3 Löchern von 8 mm Dmtr.

Fig. 69 zeigt die Spindel, Fig. 71 und 72 die Klappe.

Der Deckel eines Hochdruckkompressors für Luft- und Gasverflüssigung ist in den Fig. 73—75 abgebildet. Die Gase gelangen mit 26 Atm. Druck in den Kompressor und verlassen ihn mit 200 Atm. Trotz des hohen Druckes ist die Blechstärke der Klappen nur 1,5 bis 2 mm.

Auch hier sind die Durchgangskanäle gebohrte Löcher von 8 mm Dmtr.

Die Hauptabmessungen betragen 70 mm Zyl.-Dmtr., 180 mm Hub und 175 Uml./min.

40. Schiebersteuerungen.

Die Wirkungsweise der Schiebersteuerung besteht im wesentlichen darin, daß der Schieber den Beginn (*I*) und das Ende (*II*) des Saughubes, sowie den Abschluß des Hinausschiebens der Druckluft (*IV*) aus dem Zylinder regelt, während der Beginn des Ausstoßens (*III*) durch ein selbsttätiges Ventil eingeleitet wird, das den Schieberraum vom Druckrohr trennt. Dieses Organ übernimmt den Dienst eines Rückschlagventiles; es fängt an sich zu öffnen, sobald der Druck im Zylinder — also vor dem Ventil — etwas über denjenigen hinter ihm gestiegen ist. Da dieses Ventil somit nur für das Öffnen in den Druckraum Bedeutung hat, kann sein natürlicher Hub voll ausgenützt werden und es läßt sich auch bei hoher Umlaufzahl ein geräuschloser Gang erzielen.

Kolbenschieber Patent Köster. Die Firma Pokorny & Wittekind

innere Schieberkante a die Kanalkante b ab. Bewegt sich der Hauptkolben D nach rechts, so öffnet der immer noch nach links laufende Kolbenschieber A_1 mit seiner äußeren Kante c den Kanal, so daß die Luft vom Kolben gegen das Rückschlagventil B_1 gedrückt wird und das Öffnen selbsttätig bewirkt, wenn der Druck im Zylinder genügend hoch gestiegen ist. Ist der Hauptkolben in den rechten Totpunkt gelangt, so hat der Schieber A_1 von links kommend den Kanal C_1 eben geschlossen und öffnet ihn mit der inneren Kante für das Ansaugen erst, wenn die Expansion aus dem schädlichen Raum den Atmosphärendruck angenommen hat.

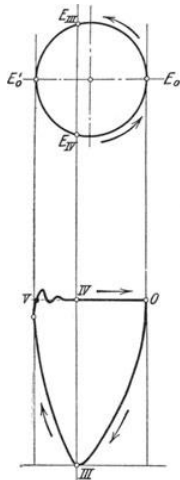


Fig. 78.

Diese Verhältnisse können in einem Steuerdiagramm sichtbar gemacht werden in ähnlicher Weise, wie dies für die Steuerungen an Dampfmaschinen üblich ist. Ein solches ist in Fig. 77 für die rechte Zylinderseite gezeichnet. Werden die Überdeckungen e und i des Schiebers in der Mittellage gleich groß ausgeführt, so ist OE_{IV} die Exzenterstellung für die Kurbelstellung OK . In der Stellung OE_I ist die Expansion aus dem schädlichen Raum beendet und das Eröffnen des Kanales C_1 durch die innere Schieberkante beginnt. In E_{II} gegenüber E_{IV} steht der Kolben im rechten Totpunkt und der Schieber schließt das Ansaugen ab, so daß die Kompression beginnt. E_{III} gibt die Exzenterstellung im Augenblick des Eröffnens des Druckraumes vor dem Rückschlagventil zwischen A_1 und B_1 .

Zweckmäßig ist es, den Winkel zwischen Kurbel und Exzenter etwas größer zu halten als eben angegeben und die Überdeckungen ungleich auszuführen. Ist der Nacheilwinkel KOE_{IV} größer als $KOE_{IV'}$, so fällt die Expansion etwas größer aus als nötig, und es entsteht im Zylinder vor Beginn des Ansaugens ein kleines Vakuum; dadurch wird die Beschleunigung der Luftmassen befördert, sobald das Einströmen beginnt. Steht aber der Kolben im rechten Totpunkt (Exzenterstellung E_{II}), so hat der Schieber den Kanal für das Einströmen noch etwas offen und die beschleunigte Luftmasse kann in den Zylinder nachströmen. Der Liefer-

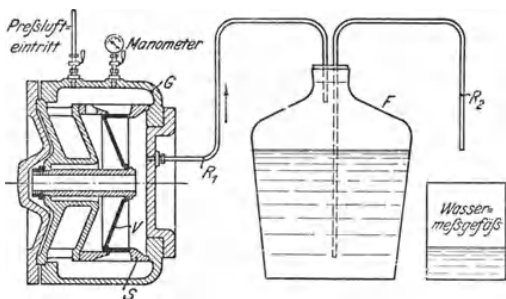


Fig. 79.

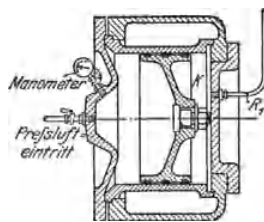


Fig. 80.

grad wird dadurch auf einfache Weise erhöht, ohne daß wesentliche Energieverluste stattfinden.

Nun übt aber der Steuerschieber selbst eine Verdrängerwirkung aus, die man erkennt, wenn die Schieberbewegung noch weiter als die eine bis jetzt betrachtete Umdrehung hinaus verfolgt wird. Dreht sich das Exzenter von E_{IV} nämlich weiter, so wird die zwischen A_1 und dem Ventil B_1 befindliche Druckluft in den Druckstutzen gefördert, bis der Schieber in seine rechte Totlage E_0 gekommen ist.

Die in dieser Stellung zwischen A_1 und B_1 eingeschlossene Restluft (schädlicher Raum des Steuerkolbens) dehnt sich beim Rückgang des Schiebers nach links aus, bis in E_{III} die Verbindung mit dem Zylinder durch die äußere Schieberkante hergestellt wird und alsdann der Raum zwischen A_1 und B_1 durch die Kompression mit Druckluft angefüllt wird. Wird endlich das Ventil B_1 geöffnet, so beginnt die Förderung, die in E'_{IV} beendet ist.

Diese Kompressorwirkung des Steuerkolbens läßt sich am Indikatordiagramm in Verbindung mit dem Steuerdiagramm erkennen, Fig. 78, von denen das erstere im Raume zwischen Schieber und Ventil abzunehmen ist. $OIII$ ist die Rückexpansion, $IIIV$ die Kompression, $VIVO$ das Fortdrücken, wobei IVO allein das Fortdrücken aus dem Steuerkolbenraum bedeutet.

Die aus dieser Diagrammfläche sich ergebende Arbeit ist zur indizierten Leistung des Hauptzylinders zu addieren. Aus Versuchen hat sich diese Arbeit des Steuerkolbens zu etwa 2,5 v. H. der indizierten Hauptarbeit ergeben.

Das bereits mehrfach erwähnte Rückschlagventil wird bei der Steuerung von Köster aus einem geschmiedeten Stahlblock ausgedreht und kann in seinen Abmessungen sehr leicht gehalten werden. Damit es beim Öffnen nicht gegen seine Hubbegrenzung geschlagen wird, sind Öffnungen L und L_1 angeordnet (Fig. 76), durch die während des Anhebens die zwischen Ventil und Hubbegrenzung befind-

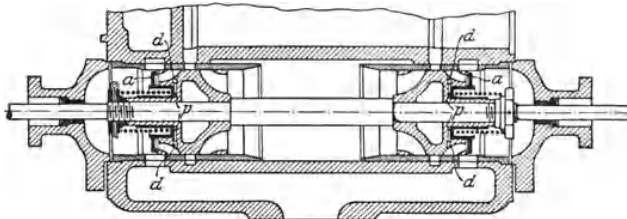


Fig. 81.

liche Luft hinausgedrückt wird. Sobald aber das Ventil diese Öffnungen L abdeckt, bildet sich ein Luftpuffer, der ein Anschlagen gegen die Ventilbegrenzung verhindert.

Aus der Fig. 78 ersieht man, daß nach Abschluß des Kanales C_1 durch die äußere Schieberkante (Exzenterstellung E'_{IV} Schieberstellung IV) der Kolbenschieber die Verdrängerwirkung ausübt, bis er im rechten Totpunkt angelangt ist (Strecke IVO). Da aber diese Luftmenge nur etwa 1:40 des Hubvolumens des Hauptkolbens beträgt, so verringert sich der Hub des Ventils nach Abschluß des Kanales C_1 auf etwa $\frac{1}{30}$ bis $\frac{1}{40}$ des normalen Betrages; das Ventil ist also seinem Sitz bereits sehr nahe und hat in der Totlage (Exzenterstellung E_0) des Schiebers sicher geschlossen. Dadurch wird ein ganz allmähliches Schließen des Ventils bewirkt, wozu die Zeit eines ganzen Kolbenhubes zur Verfügung steht; es reicht folglich eine schwache Federbelastung (etwa 0,008 bis 0,01 kg auf 1 qcm Ventilfläche) aus.

Bei der Bemessung der Kanalquerschnitte soll eine mittlere Luftgeschwindigkeit von 35 m/sec nicht überschritten werden.

Um Steuerungsteile auf ihre Dichtigkeit zu prüfen, verwendet die Firma Pokorny & Wittekind eine einfache Vorrichtung, Fig. 79.

In einem gußeisernen Gefäß G ist beispielsweise das Rückschlagventil V mit seinem Sitz S untergebracht. Wird das Gefäß unter Luftdruck gesetzt, so kann die durch Undichtheiten der Ventilsitzfläche entweichende Luft nur durch das

Röhrchen R_1 gehen und in das Glasgefäß F treten, aus dem eine dem Luftvolumen entsprechende Wassermenge durch das Steigrohr R_2 verdrängt wird. Diese kann aufgefangen und abgewogen werden. Auf diese Weise können auch Steuerschieber K auf ihre Dichtheit geprüft werden, wie dies Fig. 80 zeigt.

Kolbenschieber der Vereinigten Maschinenfabrik Augsburg-Nürnberg. Das Eigenartige des in Fig. 81 dargestellten Kolbenschiebers besteht darin, daß das Rückschlagventil aa am Schieber selbst sitzt und seine Bewegung mitmacht. Der

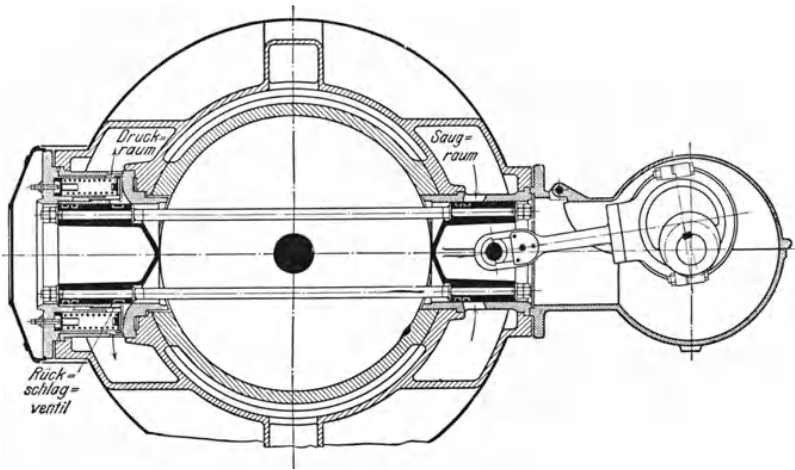


Fig. 82.

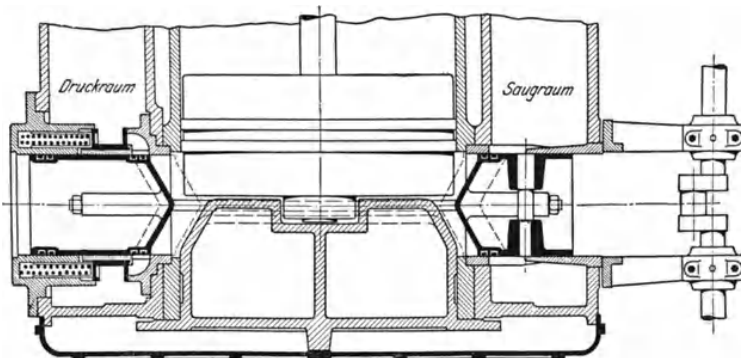


Fig. 83.

Kolbenschieber hat daher keine Verdrängerarbeit zu leisten. Damit der zur Ventileröffnung notwendige Überdruck klein ausfällt, sind die Luftpuffer p der Rückschlagventile durch mehrere Löcher d mit den Druckkanälen in den Schiebern verbunden. Dadurch wird die wirksame Druckfläche zum Anheben des Ventiltellers vergrößert, so daß der Hauptsache nach nur noch die Federkräfte zu überwinden sind.

Kolbenschieber Patent Icken (gebaut von G. A. Schütz in Wurzen i. S.). An jedem Zylinderende laufen quer zur Maschinenachse zwei Kolbenschieber (Fig. 82 und 83),

die durch zwei Stangen miteinander starr verbunden sind und zwangsläufig durch einen Exzenterantrieb hin und her geschoben werden.

Der eine Kolben öffnet für das Saugen, der andere für das Drücken; konzentrisch um den Drucksteuerkolben ist das federbelastete Ringventil angeordnet.

Da der Antrieb der Exzenter eine Steuerwelle benötigt, so läßt sich diese Anordnung besonders zweckmäßig für Dampfmaschinenantrieb mit Ventilsteuerung verwenden.

Die dargestellte Anordnung zeigt wie bei den Steuerungen mit Luftventilen getrennte Wege für die Saug- und die Druckluft; ein Anwärmen der Saugluft ist also weniger zu erwarten, als wenn dieselben Kanalwandungen auch von der heißen Druckluft bestrichen würden. Die Kanäle können kurz und weit gehalten werden, der Schieberweg wird klein, ebenso der schädliche Raum (4 v. H. zwischen Hauptkolben und Schiebern, 0,4 v. H. zwischen Hauptschieber und Rückschlagventil). Für den Exzenterantrieb genügen kleine Abmessungen, da der Kolbenschieber vollkommen entlastet ist und keine Luftverdrängung bewirkt; aus demselben Grunde ist auch die Eigenreibung klein.

Die Rückschlagventile können bei dem angewendeten großen Umfang mit kleinem Hub auskommen, sie sind von außen durch Abnehmen eines Deckels bequem zugänglich.

In Fig. 84 sind Indikatordiagramme abgebildet, deren Saug- und Drucklinien regelmäßigen Verlauf aufweisen. Sie entstammen einem doppelwirkenden zwei-stufigen Kompressor, der bei 110 Uml./min eine stündliche Menge von 6000 bis 7000 cbm Luft ansaugt.

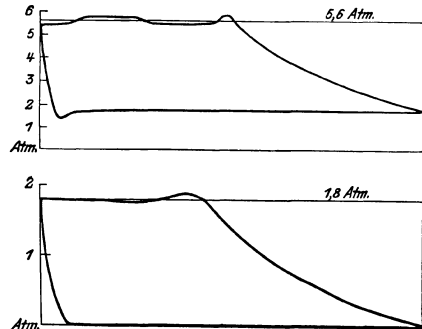


Fig. 84.

41. Schiebersteuerung mit Druckausgleich.

Um den volumetrischen Wirkungsgrad zu erhöhen, ist der Vorschlag entstanden, eine Überströmung von der Druck- nach der Saugseite in der Kolbentotlage herbeizuführen. Dies kann in einfacher Weise durch einen im Schieber eingesaugten Überströmkanal geschehen.

Dadurch fällt statt der Expansionslinie der Druck sofort steil ab und nimmt zu beiden Seiten des Kolbens denselben Wert an, der infolge der Mischung über dem Atmosphärendruck liegt.

Die Expansionsarbeit der Restluft wird in diesem Fall nicht zurückgewonnen. Der Energiebedarf ist deshalb größer als bei Maschinen gleicher Luftleistung ohne Druckausgleich.

Ein zweiter Nachteil besteht in der ungünstigen Wirkung der Kolbenkräfte, da die günstige Wirkung der Expansion fehlt. (Siehe Abschnitt 35.)

Nach beendetem Druckhub bleibt Gas von hoher Spannung zwischen Schieber Spiegel und Rückschlagventil eingeschlossen und strömt beim Öffnen des Druckkanales zu Beginn der nächsten Verdichtung in den Zylinder zurück, vergrößert damit den Druck nochmals.

Diese Nachteile hängen ab von der Größe des schädlichen Raumes, von der Größe des Raumes zwischen Schieber und Rückschlagventil und vom Druckverhältnis.

Trotzdem finden sich kleinere Schiebermaschinen vielfach in Verwendung namentlich in chemischen Betrieben, wo sie ihrer Einfachheit und Betriebssicherheit wegen beliebt sind.

Für Maschinen zur Erzeugung von luftverdünnten Räumen (Vakuumpumpen) ist dagegen der Druckausgleich von grundlegender Bedeutung; es soll hierauf in einem besonderen Abschnitt eingetreten werden.

C. Die Regelung der Kolbenkompressoren.

Die Kolbenkompressoren haben meistens gegen einen unveränderlichen Druck im Windkessel oder Drucknetz zu arbeiten, wobei die Liefermenge dem Bedarf entsprechend innerhalb gewisser Grenzen verändert werden soll.

Bei Kolbengebläsen für Hochofen- oder Kuppelofenbetrieb wird umgekehrt gleichbleibende Windmenge verlangt, während die Widerstandshöhe stark veränderlich ist, gegen die der Kompressor anzukämpfen hat.

Die Regelung der Liefermenge richtet sich nach der Art der Antriebsmaschine, und zwar lassen sich die Vorrichtungen in zwei Gruppen einteilen, je nachdem es möglich ist, die Antriebsmaschine mit verstellbarer Umlaufzahl zu versehen oder nicht.

42. Regelung der Liefermenge durch Änderung der Umlaufzahl.

Die natürliche Anpassung der Liefermenge an den Bedarf geschieht, wie bei den Wasserpumpen, durch Veränderung der Umlaufzahl, da diese beiden Größen einander proportional sind.

Als Antriebsmaschine kommt hauptsächlich die Dampfmaschine in Betracht, die sich für Kolbenkompressoren in vorzüglicher Weise eignet, namentlich in der Tandemanordnung für Luft- und Dampfzylinder.

Die Umlaufzahl der Dampfmaschine läßt sich in weiten Grenzen verstellen, und zwar kann dies auf drei Arten geschehen, entweder von Hand oder mit Hilfe des Fliehkraftreglers oder endlich durch Einwirkung der Druckluft auf die Regelung der Dampfmaschine.

Die Einstellung von Hand ist deshalb möglich, weil der Kompressor mit Dampftrieb in gewissen Grenzen eine Selbstregelung zeigt. Wird nämlich der Dampfzylinder von Hand auf eine bestimmte Füllung eingestellt, so erzeugt der Kompressor einen gewissen Enddruck und paßt seine

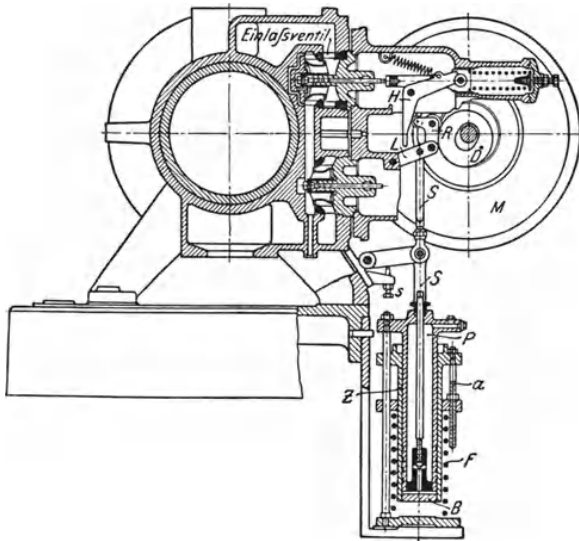


Fig. 85.

Luftmenge von selbst dem schwankenden Bedarf an; er läuft schneller, wenn mehr Luft gebraucht wird, wobei allerdings der Luftdruck infolge der größeren

Widerstände etwas sinkt; die Maschine läuft langsamer, wenn weniger Luft gebraucht wird, wobei der Luftdruck etwas steigt.

Diese Selbstregelung des Kompressors ist bei gleichbleibendem Dampfdruck meistens ausreichend. Der Fliehkraftregler hat dann nur die Aufgabe, ein Durchgehen der Maschine bei Rohrbruch u. dgl. zu verhüten.

Bei schwankendem Dampfdruck wird die Füllung etwas über den nötigen Betrag erhöht und der Druck von Hand entsprechend gedrosselt.

Soll die Luftleistung mit Hilfe des Fliehkraftreglers eingestellt werden, so hat der Maschinist die Umlaufzahl durch Veränderung der Muffenbelastung dem Bedarf entsprechend einzustellen; eine Selbstregelung ist dabei nicht möglich.

Als Beispiel der dritten Regelungsart sei die selbsttätige Regelung auf gleichbleibenden Luftdruck beschrieben, ausgeführt von der Maschinenfabrik G. A. Schütz, Wurzen i. S. (Patent Müller).

Die Anordnung benützt kleine zulässige Druckschwankungen, um die Dampfströmventile zu beeinflussen (Fig. 85).

Der erzeugte Luftdruck wirkt auf den Boden *B* des beweglichen Zylinders *Z*, der den feststehenden Tauchkolben *P* umschließt. Steigt der Luftdruck bei vermindertem Luftbedarf etwas, so wird der Zylinder *Z* nach unten getrieben und nimmt durch die Stange *S* den Lenker *L* mit, so daß das Rollenstück *R* den Ventilhebel *H* am längeren Hebelarm anfaßt und dadurch die Füllung verkleinert. Die Umlaufzahl nimmt daher der verminderten Leistung entsprechend ab. Mit der Schraube *s* kann das Nadelventil derart eingestellt werden, daß eine kleinste Füllung nicht unterschritten wird, die für den Leerlauf der Maschine nötig ist.

Diese Verstellung der Füllung tritt erst ein, wenn der Luftdruck sich so viel geändert hat, daß der Reibungswiderstand des Reglerkolbens überwunden wird. Innerhalb dieser Druckschwankung zeigt der Kompressor die oben besprochene Selbstregulierung bei unveränderter Füllung. Erst wenn die Reibung des Getriebes überwunden ist, bewirkt eine weitere Drucksteigerung sofort eine Abnahme der Füllung, so daß der Kompressor schneller die der kleineren Leistung entsprechende niedrigere Umlaufzahl erreicht, als dies bei Selbstregulierung möglich ist.

In gleicher Weise beeinflußt der Regler die Füllung bei Änderung des Dampfdruckes. Steigt der Dampfdruck, so fängt der Kompressor an, schneller zu laufen, daher steigt auch der Luftdruck, bis durch die Einwirkung des Reglerkolbens die Füllung verkleinert wird und die Umlaufzahl wieder abnimmt.

In Fig. 86 ist eine selbsttätige Druckregelung dargestellt, die von J. C. Breinl in Prag-Smichow vorgeschlagen wird¹⁾.

Der Drehpunkt des Reglerhebels wird bei zunehmendem Luftdruck derart verstellt, daß die Füllung abnimmt. Zu diesem Zweck wird ein Leistungsregler mit stark statischer Wirkung verwendet. Die Druckluft wird in den Reglerzylinder ge-

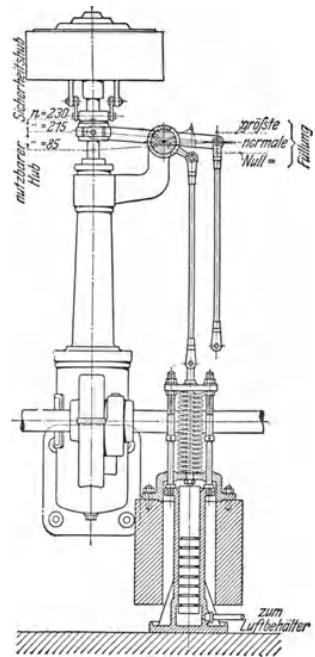


Fig. 86.

¹⁾ Z. 1909, S. 750.

führt, der mit Öl angefüllt ist, sein Kolben wird zum größern Teil mit Gewichten und außerdem mit einer Feder belastet.

Die besprochenen Verhältnisse gelten bei einzeln arbeitenden Kompressoren.

Sind zwei Maschinen parallel geschaltet, so ändern sich die Verhältnisse. In diesem Fall können die beiden Kompressoren nicht mit fester Füllung sich selbst überlassen bleiben, da in jedem derselben eine Schwankung im Luft- oder im Dampfdruck sich etwas anders äußert, wodurch sich die Arbeitsverteilung stark ändern würde.

Derartige Kompressoren werden daher meistens mit Leistungsreglern ausgerüstet, mit denen man die Verteilung der Arbeit einstellt.

Geschieht der Antrieb durch eine Gasmaschine, so kann auch hier die Umlaufzahl verstellt werden, wozu eine einfache Handregel genügt. Allerdings sind die Grenzen enger als bei der Dampfmaschine, da bei Verwendung von Druckgas sich das Mischungsverhältnis von Luft zu Gas verkleinert, bei Sauggas vergrößert, sobald die Umlaufzahl abnimmt. In beiden Fällen erfolgt die Verbrennung nicht mehr unter den günstigsten Bedingungen, und kann sogar ganz versagen.

43. Regelung der Liefermenge bei gleichbleibender Umlaufzahl.

Die Umlaufzahl des Kolbenkompressors kann nicht oder nur in engen Grenzen verstellt werden, wenn der Antrieb durch Riemen geschieht; eine solche Änderung

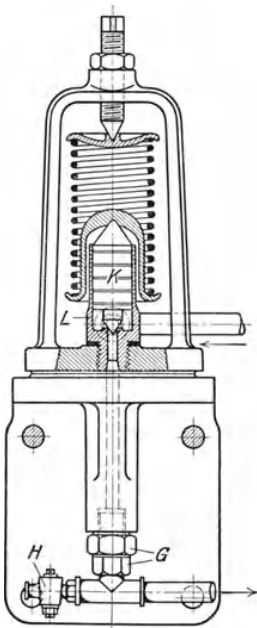


Fig. 87.

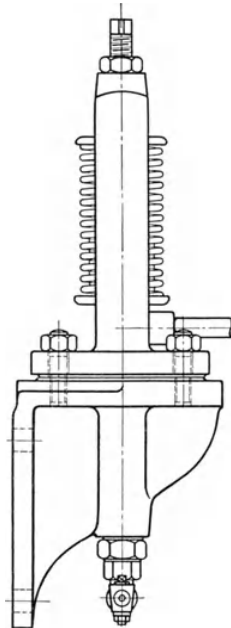


Fig. 88.

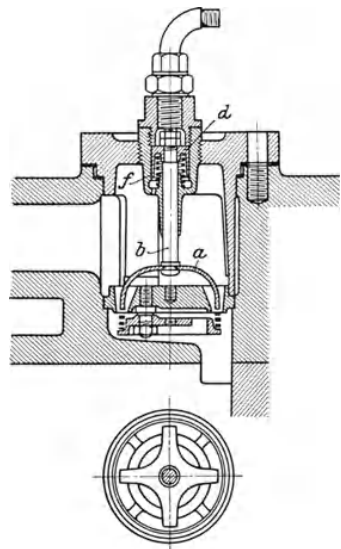


Fig. 89.

ist auch häufig unerwünscht, wenn der Kompressor mittels Gasmaschine oder Elektromotor angetrieben wird.

Bei derartigen Verhältnissen ist der Kompressor für die größte Liefermenge zu bemessen, die bei der konstant bleibenden Umlaufzahl gewünscht wird. Nimmt

der Verbrauch ab, so hat der steigende Luftdruck im Sammelbehälter dafür zu sorgen, daß auch die Liefermenge abnimmt.

Die gebräuchlichsten Anordnungen der hierbei zur Verwendung gelangenden ReglerVorrichtungen sind folgende:

a) **Regelung durch Aussetzer.** Sobald der Druck seinen zulässigen Höchstwert überschreitet, werden durch ihn die Saugventile selbsttätig gehoben, damit die angesaugte Gasmenge wieder in den Saugraum zurückgeschoben wird. Sinkt der Druck im Behälter, so werden die Saugventile wieder freigegeben.

Der Arbeitsbedarf ändert sich dabei allerdings etwas stoßweise, doch kann bei doppelwirkenden Maschinen zuerst nur auf einer Zylinderseite ein Aussetzer hervorgerufen werden und erst bei weiter steigendem Druck auf beiden Seiten.

Bei Stufenkompressoren muß sowohl am Niederdruck- als auch am Hochdruckzylinder die Vernichtung der Kompressionswirkung erfolgen.

Als Ausführungsbeispiel einer solchen Aussetzerregelung ist die Anordnung der Firma A. Borsig in Tegel-Berlin in den Fig. 87—89 dargestellt. Die erste Figur zeigt den federbelasteten Kolben *K* mit dem Nadelventil *L*; der dazwischen abgeschlossene Zylinderraum ist mit dem Druckwindkessel verbunden.

Bei normalem Enddruck wird die Federbelastung im Gleichgewicht gehalten; sobald aber der Druck merklich steigt, öffnet sich das Nadelventil infolge des Hebens des Kolbens *K* und die Druckluft strömt durch die Leitung *G* nach der Greiferstellung des Ventils (Fig. 89).

Dort wird das Kößchen *d* mit dem Greifer *ab* gegen das Ventil geschoben und hält die Ventilplatte offen, bis der Druck im Windkessel wieder gesunken ist. Dadurch schließt sich das Nadelventil wieder und die in der Leitung befindliche Luft entweicht allmählich durch die Undichtheiten des Greiferkolbens, so daß ein Heben des Greifers durch die Hilfsfeder *f* stoßlos erfolgt. Diese Rückführung kann außerdem durch Einstellen des Hahnes *H* mehr oder weniger beschleunigt werden. Zweckmäßig ist es, die Zuleitung vom Windkessel mit der Verbindungsleitung zwischen Reglerkolben und Ventilen durch eine Umlaufleitung mit Hahn zu verbinden, damit sich die Maschine auch von Hand auf Leerlauf schalten läßt. Dadurch kann der Kompressor unbelastet anlaufen.

Die während der Regelperiode auftretenden Druckverhältnisse im Innern des

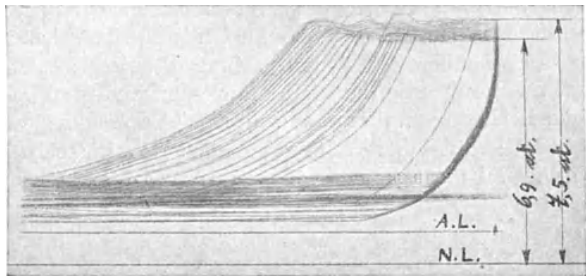


Fig. 90.

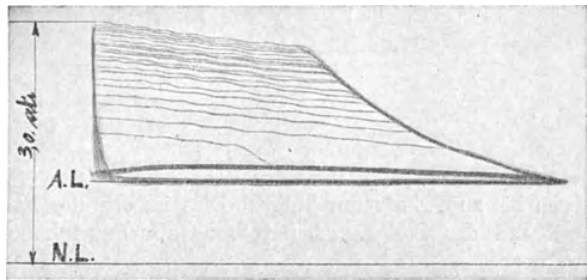


Fig. 91.

Kompressoren sind durch die Diagramme Fig. 90 und 91 veranschaulicht, die an einem Verbundkompressor (250 mm Hub, 200 Uml./min) mit Riemenantrieb abgenommen worden sind.

Das stark geschriebene Niederdruckdiagramm gilt für Leerlauf und zeigt daher nur geringe Höhe, das zugehörige Hochdruckdiagramm ist eine der atmosphärischen Linie parallele Gerade. Der Arbeitsbedarf bei Leerlauf kann nicht bedeutend sein, er beträgt nach Angaben der Fabrik 8 bis 15 v. H. der normalen Verdichtungsarbeit.

Im fernern zeigen die Diagramme, daß die Belastung der Maschine nach Ausschaltung der Aussetzer nicht plötzlich, sondern allmählich auf den vollen Wert wächst.

Bei doppeltwirkenden Maschinen läßt sich die Belastungsänderung dadurch mildern, daß zuerst auf einer Seite ein Aussetzer hervorgerufen wird und erst bei weiterem Steigen des Druckes auf beiden Seiten. Dazu können zwei Kolbenventile dienen, die mit verschiedenen großen Gewichten belastet sind.

Gegenüber der Federbelastung des Reglerkolbens hat die Gewichtsbelastung den Vorteil, daß der Kolbenhub genügend groß gemacht werden kann, ohne daß die Belastung zunimmt, wie dies bei Verwendung von Federn der Fall ist.

Allerdings bietet die gewöhnliche Gewichtsbelastung bei schwankendem Druck im Kessel nicht immer volle Gewähr, daß der sich hebende Kolben diese Bewegung

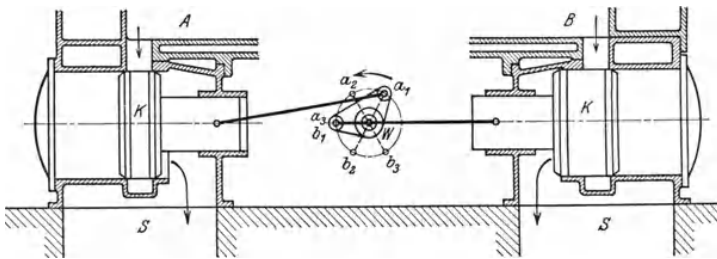


Fig. 92.

auch bis zum Ende durchführt. Dies ist erst der Fall, wenn die Gewichtsbelastung während des Steigens des Kolbens abnehmen kann, um beim Sinken wieder zu wachsen.

Stahlwerksgebläse verlangen eine rasche Abstellbarkeit des Windes ohne den Motor zum Stillstand zu bringen, und zwar soll dieser Vorgang höchstens 10 Sekunden benötigen.

Solche doppeltwirkende Zwillingsgebläse besitzen eine Regelung der vier Abstufungen, wobei nacheinander 1, 2, 3 oder 4 Zylinderseiten ausgeschaltet werden können. In den Ansaugestutzen der Ventilkasten sind Kolbenschieber K (Fig. 92) so eingebaut, daß der Wind in den Saugraum S zurückgedrückt wird, wenn eine Entlastung erfolgen soll. Die Breiten der Schieber, sowie die Anordnung ihres Antriebs von der Steuerwelle w aus sind derart bemessen, wie Fig. 92 für einen Zylinder zeigt.

Bei voller Leistung halten beide Schieber eines Zylinders den Rücklaufkanal geschlossen — Stellung $a_1 b_1$ der Kurbel. Nach Drehung um 60° ($a_2 b_2$) ist Zylinderseite A offen und B noch geschlossen: eine weitere Drehung ($a_3 b_3$) öffnet beide Zylinderseiten. Die andere Hälfte der Drehung steuert in gleicher Weise den zweiten Zylinder.

Für das Stahlwerk des Peiner Walzwerkes hat die Siegener Maschinenbau-A.-G. vorm. A. & H. Oechelhäuser eine derartige Aussetzerregelung gebaut. Das doppeltwirkende liegende Zwillingsgebläse hat 1500 mm Zylinder-Dmtr., 1500 Hub und saugt bei 80 Uml./min 800 cbm/min Luft an, die auf 2 Atm. verdichtet wird. Als normale Steuerorgane wirken selbsttätige Doppelsitzventile mit sehr geringem Eigengewicht des Ventiltellers, in jedem Saugraum sind 40, in jedem Druckraum 28 sog. Schirmventile angeordnet.

Zum Abstellen des Windes in den Arbeitspausen ist in jeder Saugkammer ein Rundschieber angebracht, der beim Öffnen die Luft wieder in den Saugraum zurückfließen läßt.

Diese vier Hähne werden vom Führerstand aus von Hand eingestellt, wozu ein Servomotor mit Druckwasser von 30 Atm. zur Verfügung steht. In der Anfangsstellung des Steuerhebels sind alle Zylinderseiten offen, in der mittleren Stellung

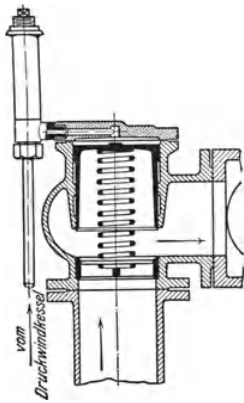


Fig. 93.

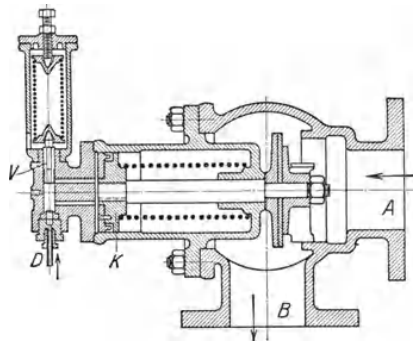


Fig. 94.

nur die beiden vorderen Zylinderseiten des Zwillingsgebläses, und in der Endstellung sind alle Hähne geschlossen.

Bei genügendem Durchgangsquerschnitt der Rundschieber treten wesentliche Verluste im Leerlauf nicht auf.

Eine Aussetzerregelung ergibt sich auch dadurch, daß die Saugleitung selbsttätig abgesperrt wird, sobald der Druck seinen Höchstwert erreicht. Dadurch entsteht im Zylinder eine Luftleere beim Hingang des Kolbens, die beim Rückgang wieder verschwindet. Allerdings verursacht diese Regelung nur dann keine wesentlichen Arbeitsverluste, wenn die Druckventile absolut dicht halten. Man ordnet daher eine Umlaufleitung zwischen beiden Zylinderseiten an, die gleichzeitig mit dem Absperrn der Saugleitung geöffnet wird.

Ein solches Absperrventil in der Saugleitung ist in Fig. 93 in der Bauart der Firma Pokorny & Wittekind in Frankfurt a. M. abgebildet. Es hält unter dem Einfluß einer Feder den vollen Querschnitt offen, solange der Enddruck nicht überschritten wird. Ist aber der Bedarf geringer als die Luftlieferung, so steigt der Druck im Behälter und verstellt die Steuerung für das Kolbenventil derart, daß Druckluft auf die obere Seite des Ventils eintreten kann und das Schließen besorgt. Ist der Druck wieder gesunken, so unterbricht die Steuerung die Verbindung, die Luft hinter dem Kolbenventil entweicht und es kann sich wieder öffnen. Für kleine Maschinen ist diese Anordnung zweckmäßig.

Die Maschinenbauanstalt Balcke A.-G. in Bochum baut eine Aussetzerregelung (Fig. 94), die den Abschluß der Saugleitung besorgt; sobald der gewünschte Grenzdruck erreicht ist, wird durch ihn das Vorsteuerkölbchen V aufwärts geschleudert, so daß die Druckluft auf den Kolben K wirken kann und das Ventil unter Zusammendrücken der Feder schließt. Der Kompressor arbeitet dann so lange leer, bis der Druck im Windkessel durch Luftentnahme nachläßt.

Eine andere Aussetzerregelung erfolgt durch Absperren der Druckleitung und gleichzeitige Verbindung des Druckventilkastens mit der Saugleitung. Dabei wird die angesaugte Luft durch die Druckventile ausgestoßen und gelangt in den Saugraum zurück. Dieser Weg bedingt vermehrte Widerstände, besonders bei Verbundkompressoren, bei denen die Luft durch den Zwischenkühler hindurchgepreßt werden muß.

b) **Regelung der Ansaugmenge innerhalb eines Kolbenhubes.** Der Zylinder wird nach Vollendung des Ansaugens auf dem ersten Teil des Kolbenrückganges

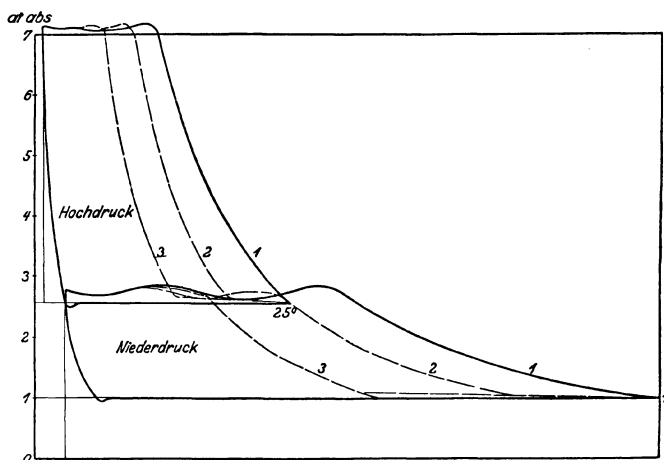


Fig. 95.

gegen den Saugraum offen gelassen, so daß die Kompression erst beginnt, nachdem ein Teil des Ansaugvolumens wieder ausgestoßen ist.

Die Firma Pokorny & Wittekind A.-G. in Frankfurt a. M. führt diese Aufgabe in der Weise aus, daß der Kompressor einen Hilfschieber erhält, der die angesaugte Luftmenge während eines größeren oder kleineren, von Hand einstellbaren Teiles des Druckhubes wieder in den Saugraum entläßt.

Diese Füllungsregelung wird durch das Diagramm eines Verbundkompressors (Fig. 95) veranschaulicht, dessen Leistung von 8000 auf 4000 cbm/st herabgesetzt werden kann.

Bei Kompressoren mit selbsttätigen Ventilsteuerungen läßt sich dieses Verfahren dadurch anwenden, daß ein Schieber zwischen Zylinder und Saugraum eingebaut wird, der in Rücksicht auf die Raumverhältnisse meist nach Art der Corliß-Rundschieber ausgeführt ist. Seine Bewegung erfolgt durch eine Kulisse, um die Eröffnung des Hahnes angenähert unverändert zu erhalten, während der Schluß von Hand oder durch den Einfluß der Druckluft hinter den Totpunkt verlegt werden kann.

Statt der Beeinflussung der Steuerung von Hand kann hierzu ein Hilfsmotor benützt werden, der durch Druckwasser betätigt wird. Bei Hochofengebläsen steigt zuweilen die Widerstandshöhe bedeutend über den normalen Betrag. Geschieht der Antrieb mittels Gasmaschine, so läßt sich die indizierte Leistung nur in beschränktem Maße erhöhen. Das Gebläse muß daher so eingerichtet werden, daß die Windmenge abnimmt mit dem Wachsen des Winddrucks, damit die Verdichtungsarbeit annähernd dieselbe bleibt. In diesem Fall läßt sich ebenfalls die Füllungsregelung mit Vorteil anwenden.

In Fig. 96 ist ein normales Diagramm gezeichnet, sowie ein flächengleiches Diagramm für höheren Enddruck und kleinere Liefermenge. Die Kompressions-

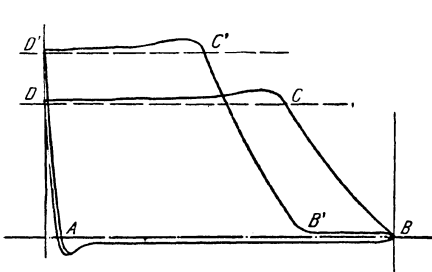


Fig. 96.

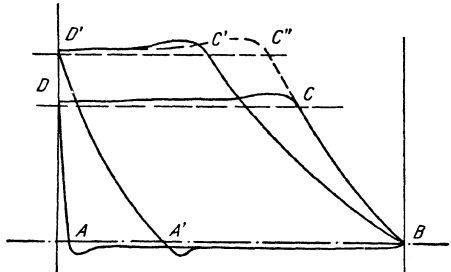


Fig. 97.

linie beginnt erst, nachdem der Kolben ein Stück seines Weges (BB') wieder zurückgegangen ist.

c) Vergrößerung der schädlichen Räume. Diese Regelung besteht darin, daß die schädlichen Räume künstlich vergrößert werden, so daß die Expansicn aus denselben mehr oder weniger steil verläuft und dadurch die Liefermenge größer oder kleiner ausfällt. Der volumetrische Wirkungsgrad wird also veränderlich.

Auch diese Regelung kann bei Hochofengebläsen für unveränderliche Verdichtungsarbeit benützt werden, indem bei steigendem Druck der schädliche Raum vergrößert wird (Fig. 97).

Die Ausführung dieser Regelung geschieht dadurch, daß am Zylinder Räume angeordnet sind, die durch Absperrorgane mit dem Zylinderinnern verbunden werden können.

Die Firma L. A. Riedinger in Augsburg setzt an den Kompressorzylinder K (Fig. 98) einen Reglerzylinder Z , der durch Zuschaltventil a mit dem Arbeitszylinder verbunden werden kann. Ist die Umlaufleitung b geöffnet, so vergrößern beide Seiten des Zylinders Z den schädlichen Raum, wobei der Reglerkolben durch die Spindel s in der gewünschten Lage gehalten wird und der Leistung entsprechend genau eingestellt werden kann.

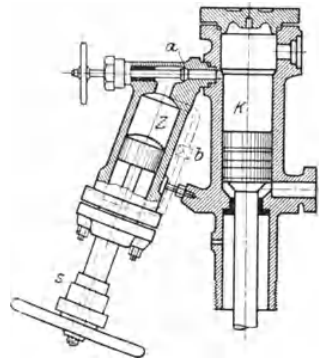


Fig. 98.

D. Ausgeführte Kolbenkompressoren.

44. Einstufige Kompressoren.

Zur Erzeugung mäßiger Enddrücke hat sich die doppeltwirkende Maschine allgemein eingebürgert. Die großen Kolbengebläse für Hüttenbetriebe (Hochofen oder Stahlwerke) zeigen die liegende Bauart; sie besitzen Gruppenventile, die sich in großer Zahl konzentrisch um den Zylindermantel lagern. Im Abschnitt 38 ist diese Anordnung bei Besprechung der Ventile erwähnt worden.

Um die gewaltigen Abmessungen solcher Maschinen zu erkennen, sind in Zahlentafel 12 die Hauptwerte zweier Ausführungen mitgeteilt; sie entstammen der Märkischen Maschinenbauanstalt Ludwig Stuckenholz A.-G. in Wetter-Ruhr.

Zahlentafel 12.

Hüttenwerk (Besteller)		Aachen	Dillingen
Durchmesser des Hochdruck-Dampfzylinders	mm	1500	1200
Durchmesser des Niederdruck-Dampfzylinders	"	2300	1800
Durchmesser der beiden Gebläsezylinder	"	2000	1600
Gemeinsamer Kolbenhub	"	1800	1600
Höchste Drehzahl pro Minute		60	80
Mittlere Kolbengeschwindigkeit	m/sek	3,6	4,27
Windpressung, Überdruck	Atm.	2,5	2,0
Dampfspannung im Kessel	"	10	8
Gesamtzahl der Windventile		8 × 20	8 × 18
Abmessungen der Hauptlager	mm	630 × 850	580 × 760
Abmessungen der Pleuellzapfen	"	400 × 400	360 × 360
Abmessungen des Pleuellkopfes		340 × 400	270 × 360
Durchmesser der Pleuellstange	"	250	210
Gesamtgewicht	Tons	465	340

Für eigentliche Kompressoren lassen sich einstufige doppeltwirkende Zylinder anwenden, wenn die Endspannung nicht über 5 Atm. Überdruck verlangt wird. Unter Umständen kann man allerdings auch höhere Pressungen in einem Zylinder erzeugen, wenn Mantel und Deckel ausgiebige Kühlung erhalten und wenn die Ventile mit besonderer Sorgfalt ausgeführt sind.

Die liegenden Maschinen der Firma A. Borsig in Berlin-Tegel sind in den Fig. 99 und 100 ersichtlich, ihre Hauptabmessungen betragen:

Zylinder-Dmtr.	mm	200	300	275	440	350	350	500	500	650
Kolbenhub	"	200	200	250	250	350	400	400	600	600
Drehzahl		220	220	200	200	190	180	180	160	180
Zulässiger Druck	Atm.	7	3	7	2	4	7	2	4	2
Ansaugmenge	cbm/min	2,6	6,0	4,75	14,0	11,2	11,1	26,0	27,6	47,5
Saugrohr-Dmtr.	mm	60	80	80	150	125	125	200	175	250
Druckrohr-Dmtr.	"	50	70	70	125	100	100	175	150	225

Jede Stirnseite des Zylinders enthält zwei Saug- und zwei Druckventile in den hohlen Deckeln. Auf der Rückseite sind die Ventile leicht zugänglich, auf der Pleuellseite muß die Zugänglichkeit durch eine laternenartige Verlängerung des Deckels hergestellt werden. Die Gabelrohre zur Saug- und Druckleitung bilden zugleich die Stützen für den Zylinder.

Eine gedrängte Bauart und gute Zugänglichkeit erzielt man dadurch, daß die Ventile seitlich im Mantel eingesetzt sind. Auf diese Weise ist es möglich, den

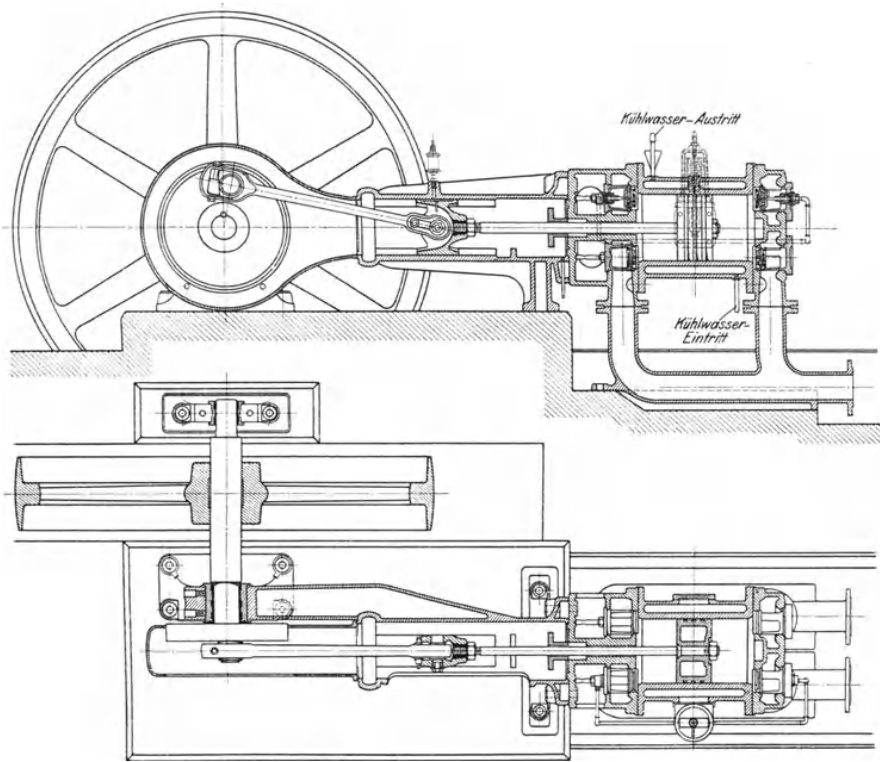


Fig. 99 u. 100.

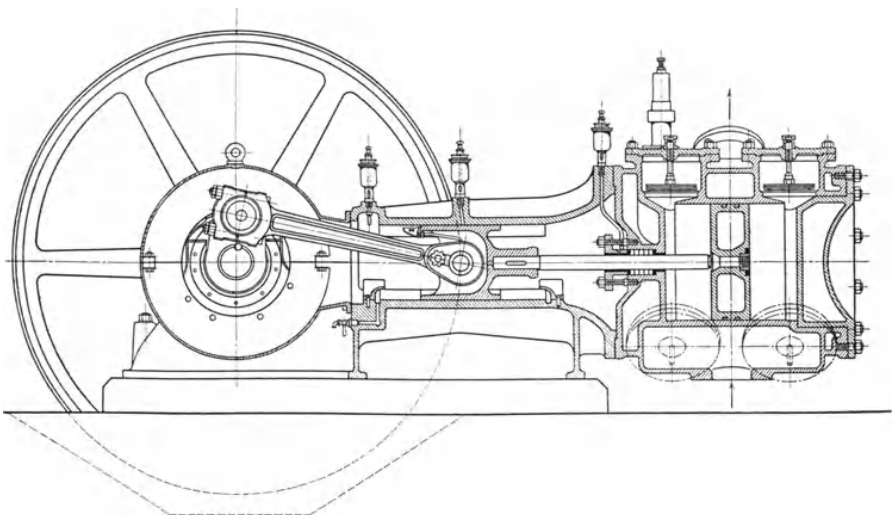


Fig. 101.

Deckel ausgiebig zu kühlen (Fig. 101 Kompressor der sächsischen Maschinenfabrik vorm. Rich. Hartmann in Chemnitz, Dmtr. 370 mm, Hub 300 mm).

Eine gute Kühlung von Mantel und Deckel zeigt die Bauart Fig. 102 (Zwickauer Maschinenfabrik A.-G.).

Die Verwendung der in Abschnitt 40 behandelten Kolbenschieber, Bauart Köster, ist der Firma Pokorny & Wittekind in Frankfurt a. M. übertragen. Die Hauptabmessungen der doppeltwirkenden Maschinen (Fig. 103 u. 104) betragen:

Kolbenhub	mm	150	200	250	300	350	400
Zylinder-Dmtr.	"	150	185	220	250	275	325
Drehzahl	"	240	225	200	175	160	150

Einer steigenden Verwendung erfreuen sich die stehenden Maschinen, die wenig Grundfläche und kleine Fundamente benötigen. Da das Gewicht des Kolbens

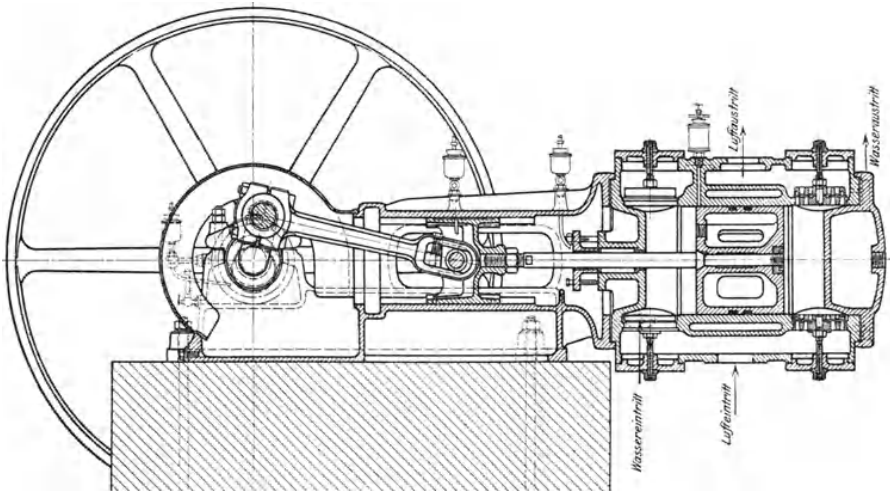


Fig. 102.

von der Stange aufgenommen wird, verlangt der Zylinder weniger Schmieröl als bei liegender Anordnung und wird weniger rasch undicht. Aus diesen Gründen kann mit der Drehzahl recht hoch gegangen werden.

Die Maschinenfabrik Burckhardt A.-G. in Basel baut die in Fig. 105 u. 106 dargestellten Maschinen bis zu 6 Atm. Überdruck; sie zeigen folgende Größen:

Kolbendurchmesser	mm	170	220	270	310
Kolbenhub	"	100	130	170	200
Drehzahl pro Minute . . .		320	300	300	280
Ansaugmenge	cbm/min	1	2	4	6
Energieverbrauch	PS	6	16	32	48
Saug/Druckrohr-Dmtr. . . .	mm	50	65	76	100

Die beweglichen Teile sind eingekapselt. Mantel- und Deckelkühlung sind hier besonders wirksam, da die Bewegung des Kühlwassers von unten nach oben

eine allseitige Umspülung ermöglicht, ohne daß Räume von der Wasserströmung abgeschnitten werden.

Zu den einstufigen Kompressoren können die für normale Kälteanlagen gebräuchlichen Maschinen gezählt werden. Sie unterliegen denselben Konstruktionsbedingungen wie andere Gaskompressoren und sind nach denselben Grundsätzen zu berechnen.

Als Beispiel ist der in Fig. 107 und 108 dargestellte Ammoniakkompressor gewählt, wie er von Gebrüder Sulzer A.-G. in Winterthur gebaut wird. Die Kreuz-

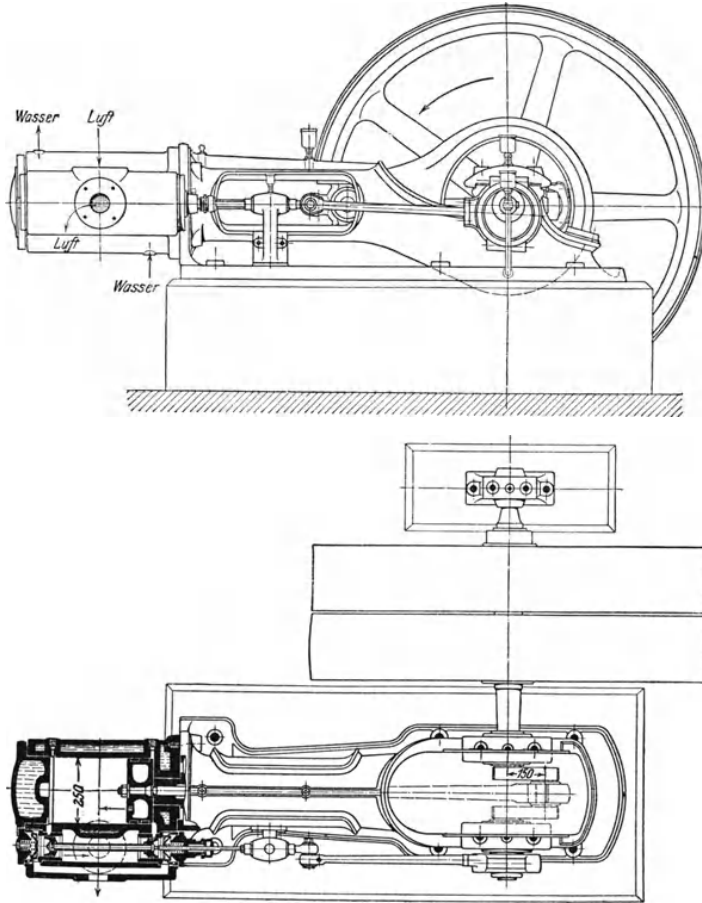


Fig. 103 u. 104.

kopfführung endigt nach vorn im Hauptlager, nach hinten in einem hohlen Gestell, das den Zylinder umfaßt. Die gewölbten Deckel passen sich dem Kolben eng an, wodurch der schädliche Raum sehr klein ausfällt. Jeder Deckel trägt auf der oberen Hälfte zwei Saugventile und auf der unteren zwei Druckventile, die leicht zugänglich sind. Durch eine im Grundriß gezeichnete Umlaufleitung kann ein teilweiser oder vollständiger Leerlauf erzielt werden. Die verdichteten Gase werden in einen Ölabscheider geführt, aus dem sie nach oben durch ein Rück-

schlagventil abfließen. Letzteres ist im Betrieb offen und schließt sich selbsttätig, wenn der Gang durch Entfernen eines Ventils oder eines anderen Teiles unterbrochen wird.

Die am Boden sich ansammelnden Ölteile werden mit Hilfe eines rotierenden Hahnes in einen Ölbehälter gedrückt. Von dieser Leitung führt ein Zweigrohr zur Laterne in der Stopfbüchse und versorgt sie mit Schmieröl, führt aber zugleich die zur Laterne eingedrungenen Ammoniakgase in die Saugleitung zurück, wobei der

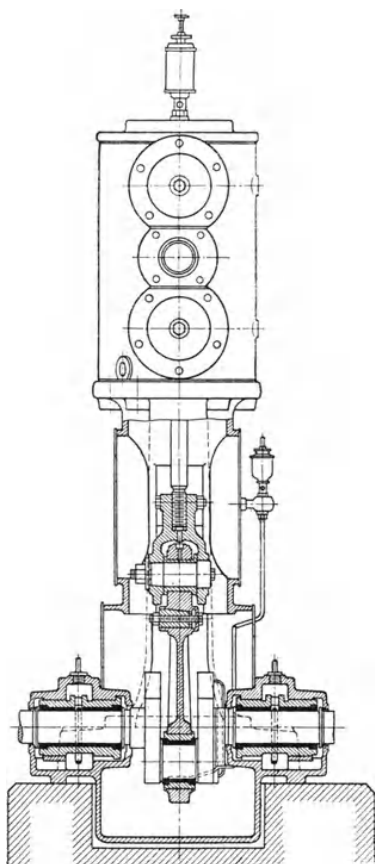


Fig. 105.

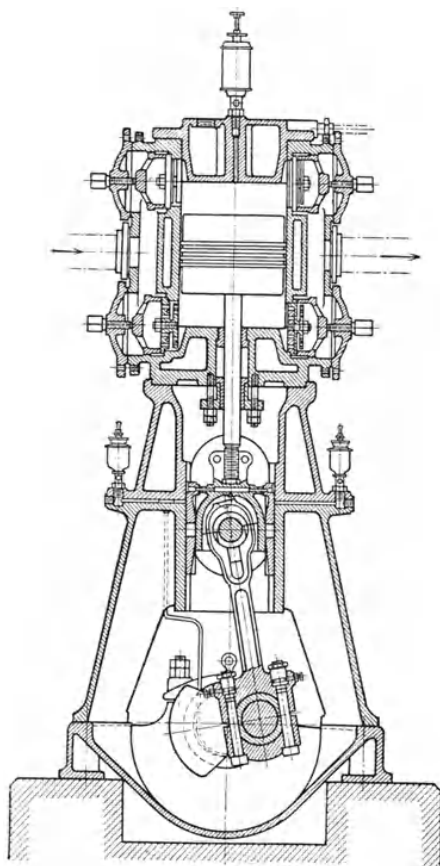


Fig. 106.

Hahn als Steuerorgan dient. In der Laterne herrscht demnach nur der Druck der Saugleitung, wodurch die Abdichtung erleichtert wird. Die Stopfbüchsenbrille erhält eine Schmierölaufuhr durch eine gesonderte Leitung, und zwar erzeugt eine umlaufende Ölpumpe den durch Pfeile angedeuteten Kreislauf.

45. Mehrstufige Kompressoren mit abgesetztem Kolben.

Soll Luft auf 8 Atm. und höher verdichtet werden, so ist die Zustandsänderung in zwei Räumen zu vollziehen und eine Kühlung dazwischen zu schalten. Für kleinere und mittlere Liefermengen gibt die Anwendung eines einzigen abgesetzten

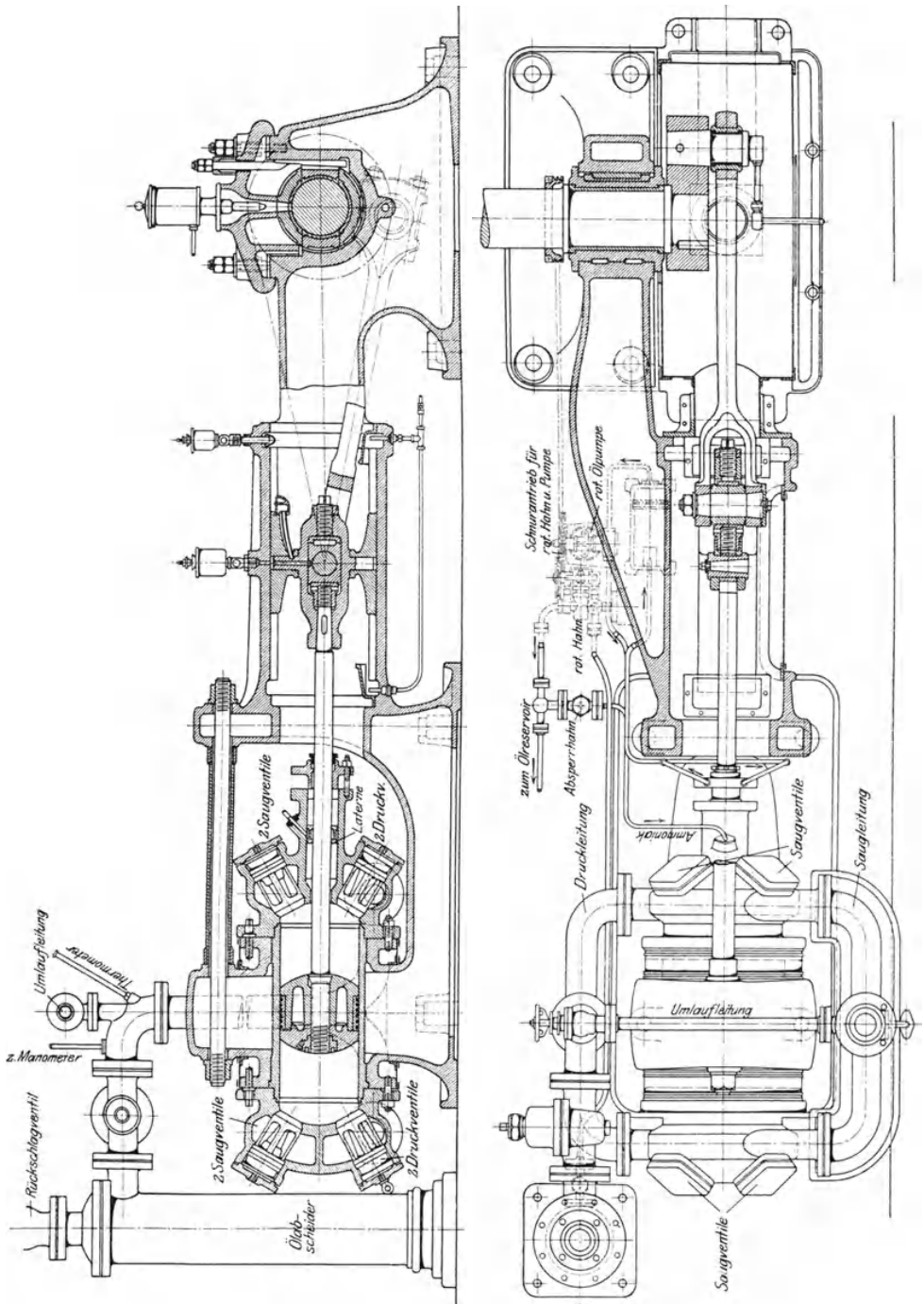


Fig. 107 u. 108.

Kolbens eine äußerst gedrängte Bauart; die Niederdruckstufe benützt den vollen Querschnitt auf der Deckelseite, die Hochdruckstufe befindet sich im Ringraum gegen

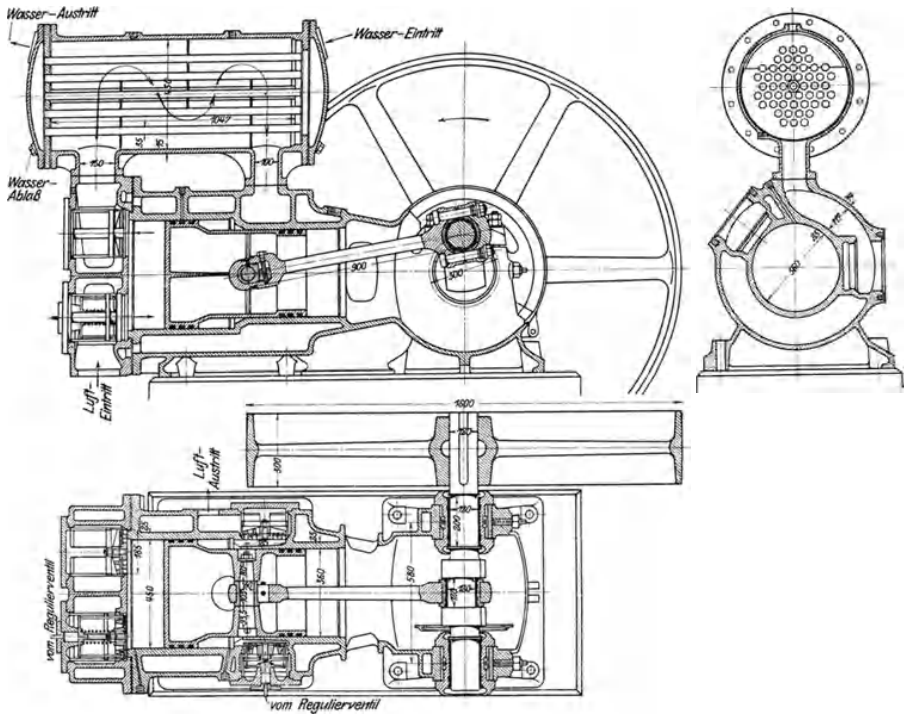


Fig. 109—111.

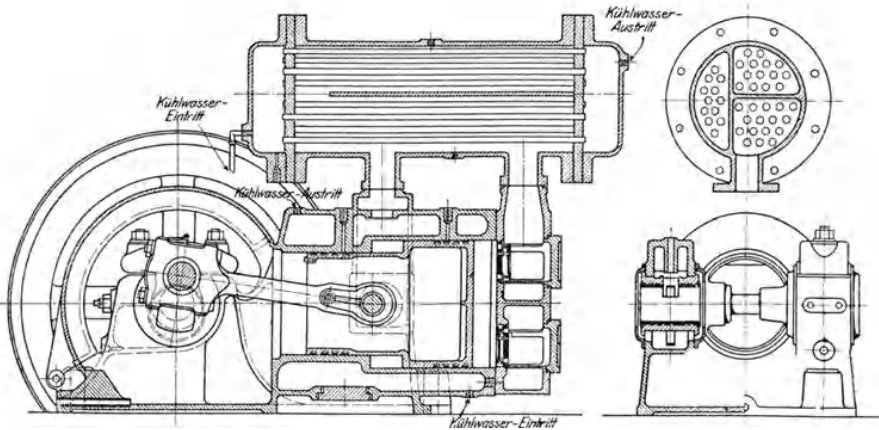


Fig. 112—114.

die Kurbelseite zu (Fig. 109—111); Bauart Königin Marien-Hütte Cainsdorf i. S. (Dmtr. 450/360 mm, Hub 300). Allerdings muß nun der hohe Enddruck durch Kolbenringe nach außen abgedichtet werden, was durch die Wirkung des Tauch-

kolbens als Kreuzkopf erschwert wird. Bei größeren Maschinen ergibt sich für den Kolben ein recht bedeutendes Gewicht, das bei liegender Ausführung den Druck auf die unteren Gleitflächen vergrößert; der Zylinder kann daher nur durch reichliche Schmierung vor Anfressen geschützt werden.

Die Ventile der ersten Stufe lassen sich bequem in den Deckel einbauen, für die zweite Stufe sind sie seitlich anzubringen. Der Zwischenkühler findet seine Aufstellung meistens über der Maschine; die Luft umspült die Messingrohre und wird gezwungen, senkrecht auf die Kühlflächen zu treffen. Zur Reinigung soll das Rohrbündel mit den beiden Einsatzplatten nach Lösen der Deckel aus dem Gehäuse herausgezogen werden können.

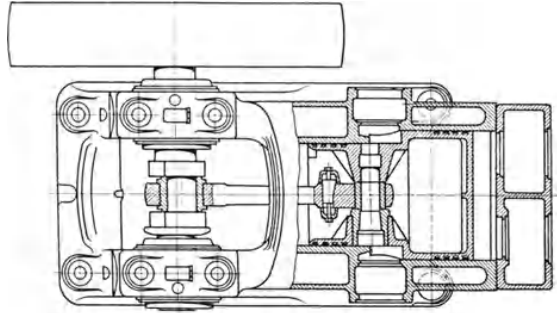


Fig. 115.

Eine ähnliche Bauart zeigt der Kompressor von A. Borsig, Berlin-Tegel (Fig. 112—115); hier ist der Zwischenkühler durch Längswände unterteilt, um die Luft

den können.

Eine ähnliche Bauart zeigt der Kompressor von A. Borsig, Berlin-Tegel (Fig. 112—115); hier ist der Zwischenkühler durch Längswände unterteilt, um die Luft

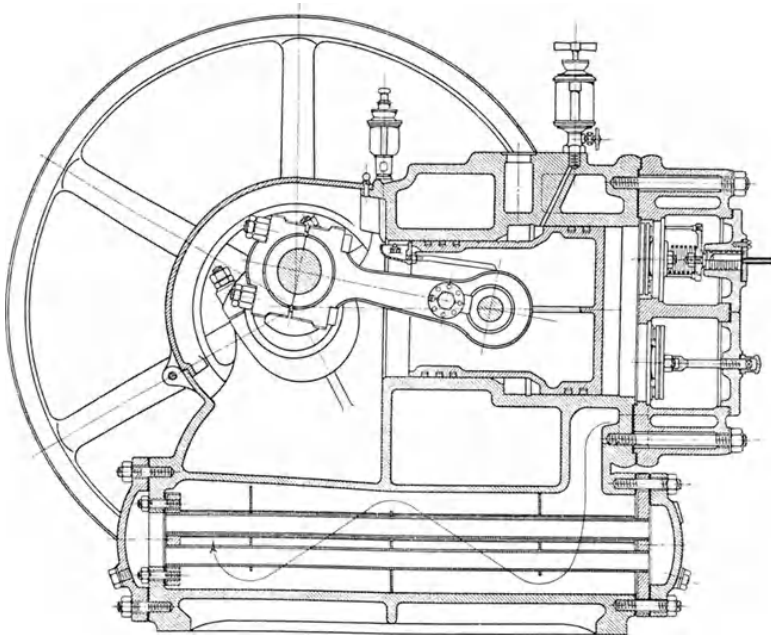


Fig. 116.

den drei Rohrgruppen entlang zu führen. In der ersten und dritten Rohrgruppe bewegen sich Luft und Wasser im Gegenstrom, um den Temperaturunterschied beider Stoffe möglichst groß zu halten.

Die Hauptgrößen der gebräuchlichen Modelle enthalten folgende Werte:

Zylinder-Dmtr.	mm	450/360	500/400	550/440	600/480	650/520	735/570
Hub	"	250	300	350	400	450	500
Drehzahl		210	200	190	170	160	150
Ansaugemenge	cbm/min	7,8	11,2	15,0	18,4	22,9	30,0
Enddruck	Atm. Überdr.	8	8	8	8	8	8
Saugrohr-Dmtr.	mm	150	175	200	225	250	275
Druckrohr-Dmtr.	"	80	90	100	125	125	150

Häufig benützt man den Fuß des Maschinengestelles als Zwischenkühler, wie dies Fig. 116 zeigt (Rich. Hartmann A.-G., Chemnitz). Zylinder-Dmtr. 520/420 mm, Hub 220 mm.

Als Beispiel eines dreistufigen Kompressors mit dreifach abgesetztem Kolben gilt Fig. 117 (Rich. Hartmann A.-G.). Der Hub dieser Ausführung beträgt nur

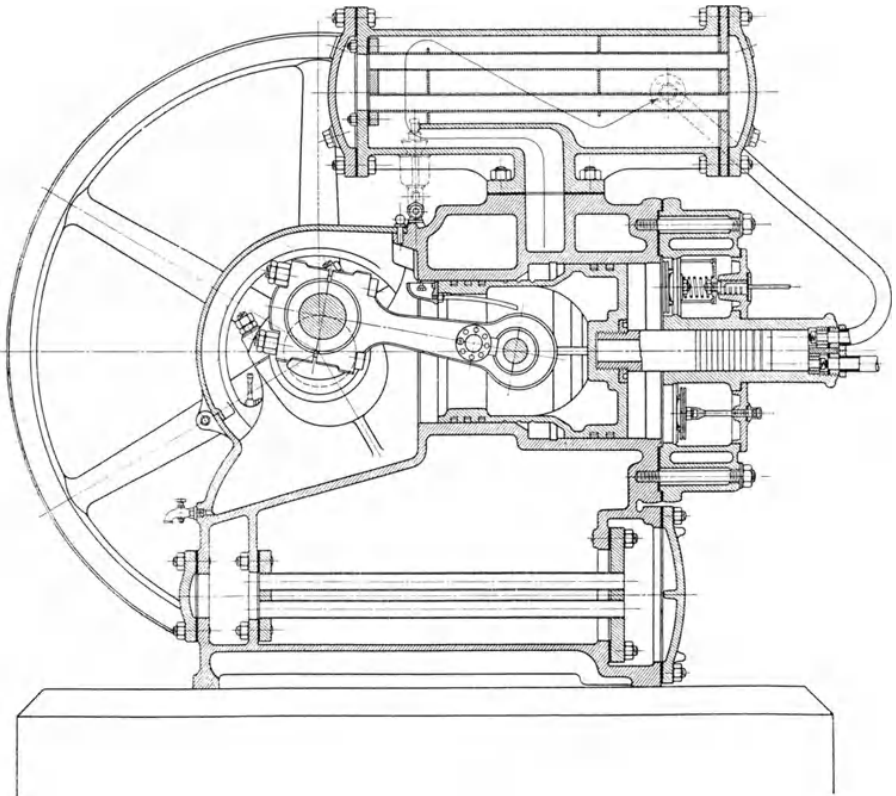


Fig. 117.

125 mm, die Durchmesser des Kolbens 540, 440 und 125 mm, was ein Querschnittsverhältnis von 1:2,82:6,2 ergibt. Zur Erzeugung von 100 Atm. Enddruck hat die erste Stufe auf 2,82 Atm. und die zweite auf 17,6 Atm. zu verdichten.

Von der Firma Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M., werden Stufen-

kompressoren mit einem Kolbenschieber gebaut (Fig. 118 und 119) mit folgenden Hauptmaßen:

Zylinder-Dmtr.	mm	200/170	300/256	400/340	450/385	500/400	555/450
Hub	"	150	250	350	400	400	450
Drehzahl		250	200	160	150	150	145

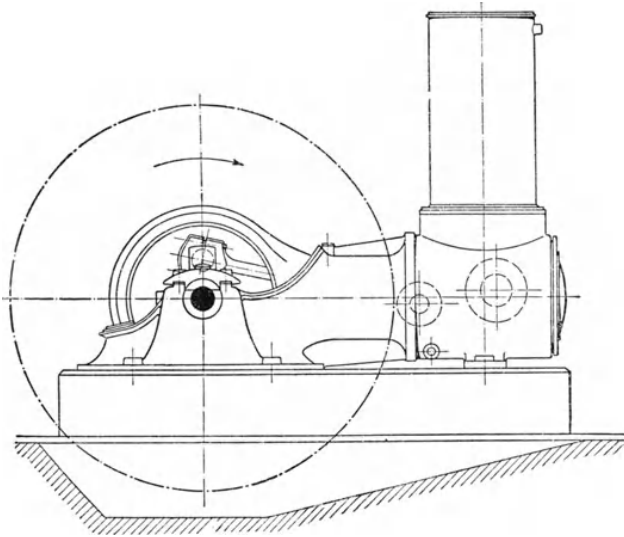


Fig. 118.

Die zweistufigen Kompressoren der Dinglerschen Maschinenfabrik Zweibrücken zeigen als besonderes Merkmal die seitliche Anordnung der Ventile, wie

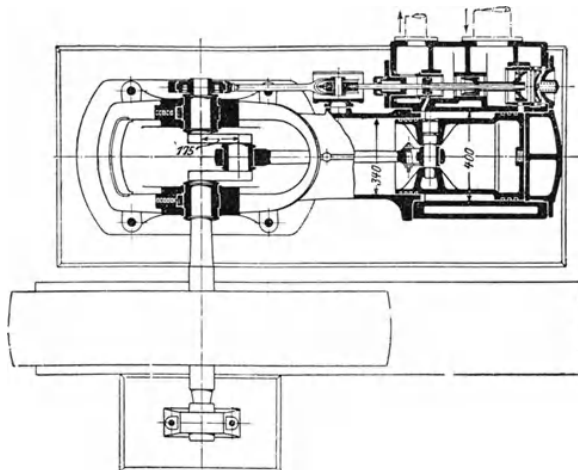


Fig. 119.

dies besonders aus dem Grundriß Fig. 120 ersichtlich ist. Die schädlichen Räume fallen dadurch wohl etwas groß aus, dagegen kann der Deckel gut gekühlt werden.

Bei der in Fig. 120 dargestellten Maschine (Zylinder-Dmtr. 450/360 mm, Hub 400 mm, Drehzahl 150) besitzt der aus zwei Stücken zusammengesetzte Kolben ein beträchtliches Gewicht; die Gegengewichte an der gekröpften Welle zur Verminderung der Massenwirkung haben deshalb volle Berechtigung. Wie der Querschnitt zeigt, finden sich entweder unten oder oben zwei Anschlüsse für das Saugrohr; die verdichtete Luft wird nach aufwärts abgeleitet. Über dem Zylinder sitzt der Kühler mit 7,7 qm Kühlfläche (80 Rohre 25/29 mm Dmtr.), das Rohrbündel kann nach Lösen der Schrauben herausgezogen werden.

Dreistufige Kompressoren für größere Liefermengen zeigt die Bauart der Maschinenfabrik Burckhardt A.-G., Basel (Fig. 121). Die Niederdruckstufe

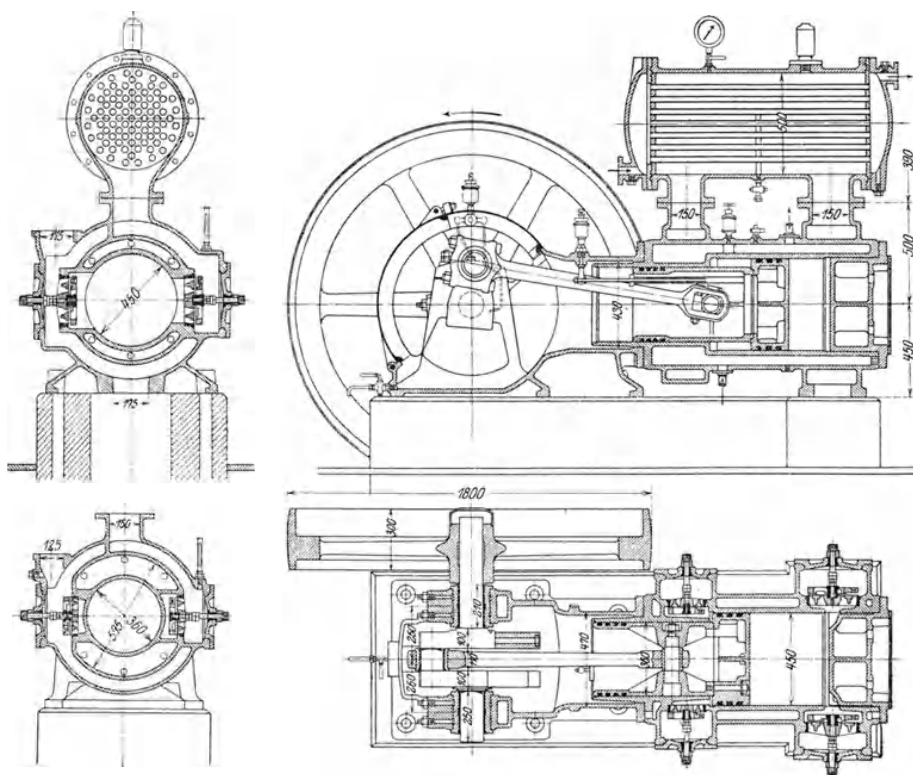


Fig. 120.

ist doppelwirkend, und zwar erhält jede Zylinderseite einen besonderen Ansaugestutzen. Bei der gezeichneten Ausführung besitzt der dreifach abgesetzte Kolben 500, 360 und 175 mm Dmtr. und 500 mm Hub, die nach außen tretende Kolbenstange hat 80 mm Dicke. Die Maschine saugt bei 132 Uml./min eine Luftmenge von 800 cbm/st an und preßt sie auf einen Enddruck von 40 Atm.

Als wirksame Kolbenflächen stehen demnach zur Verfügung

Niederdruckstufe, rechts	1963 — 240 =	1720 qcm
„ links	1018 — 50 =	968 „
Mitteldruckstufe	1963 — 1018 =	945 „
Hochdruckstufe		240 „

Die gewählte Anordnung gibt eine gute Verteilung der Kolbenkräfte auf Hin- und Hergang; die Abdichtung nach außen ist nur an der Kolbenstange vorzunehmen, was mit aller Sicherheit durch eine Metallpackung geschieht, der eine Weichpackung vorgelagert ist, um die Abdichtung des Gases auch im Stillstand der Maschine sicherzustellen.

Eine eigenartige Bauart zeigt der Kompressor System Castelaine der Maschinenbau-A.-G. Breitfeld, Daněk & Cie., Prag (Fig. 122). Der Kolben

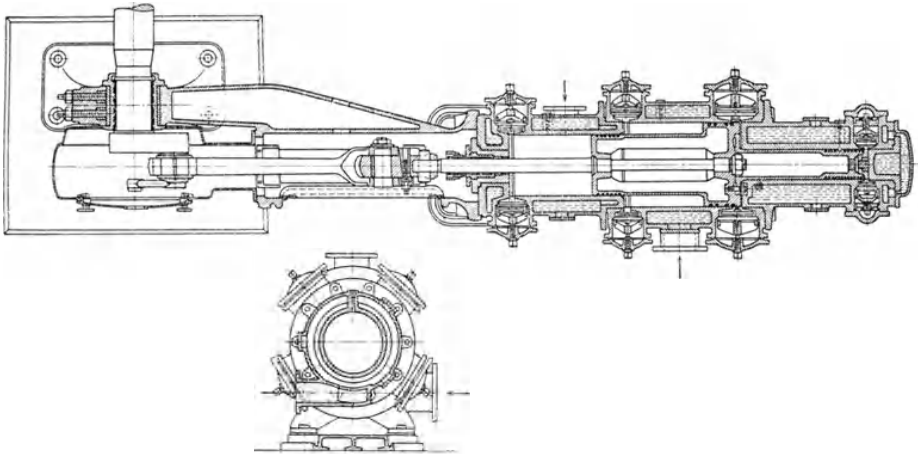


Fig. 121.

besitzt drei verschiedene Durchmesser; die erste Verdichtung vollzieht sich im großen Ringraum an der Deckelseite. Das Gehäuse bildet dort einen Hohlwulst, der zur Aufnahme der Saug- und Druckventile dient, sie können in größerer

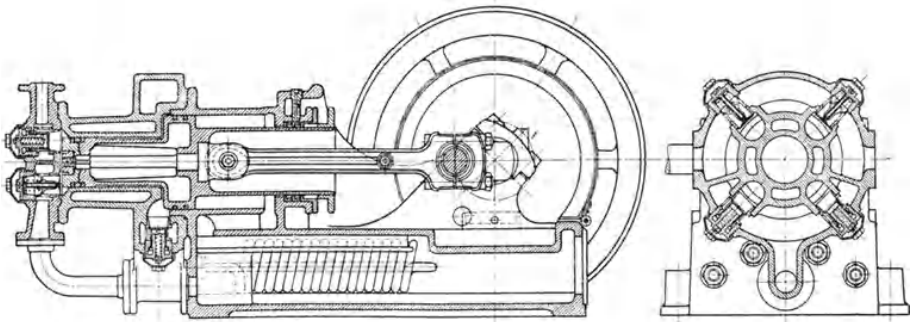


Fig. 122.

Anzahl mit radial gerichteter Achse eingesetzt werden. Der zweite Ringraum auf der Kurbelseite ist mit dem Zwischenkühler verbunden ohne Benützung von Ventilen. Für die Hochdruckstufe dient der dritte Raum mit vollem Querschnitt im Deckelgehäuse.

Durch die beschriebene Anordnung erhält man eine günstige Verteilung der Kolbenkräfte und eine Verdichterwirkung im zweiten Raum trotz des Fehlens der Ventile.

In Fig. 123 kann die Arbeitsweise an Hand des Druckdiagramms verfolgt werden. Geht der Kolben von links nach rechts, so findet im Raum I Ansaugen von außen statt ($a-b$), im Raum II Verdrängung in den Kühler und Druckzunahme ($a-c$), ein Teil dieser Menge findet Aufnahme im Raum III. Kehrt der Kolben zurück, so erfolgt Verdichtung im Raum I ($b-e$), gleichzeitig Expansion im Raum II ($c-e$), bis in beiden Räumen Druckausgleich erreicht ist und das Druckventil im Raum I aufgestoßen wird. Nun herrscht in I und II derselbe Druck ($e-a$), bis die Anfangsstellung des Kolbens wieder erreicht ist. Im Raum III erfolgt während dieser Rückbewegung Verdichtung ($c-d$) und Ausstoßen in den

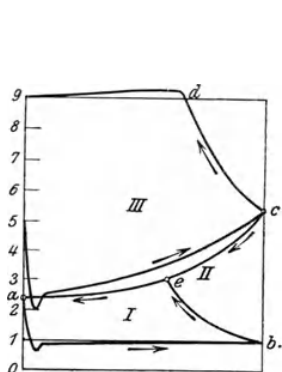


Fig. 123.

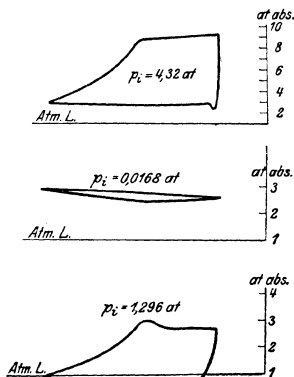


Fig. 124.

Behälter. Während des Prozesses durchströmt die Luft den Kühler zweimal ($a-c$ und $c-e$) und wird dadurch kräftig gekühlt.

Der in Fig. 122 gezeichnete Kompressor besitzt einen Kolben mit 300, 220 und 150 mm Durchmesser, 250 mm Hub, er läuft mit 175 Uml./min und saugt 130 cbm/st an. Die nutzbaren Querschnitte betragen demnach 529, 325 und 176 qcm.

Die Wirkungsweise der drei Räume ist durch die Indikatoridiagramme (Fig. 124) erkenntlich, die einer Maschine mit 500/240 Zylinder-Dmtr., 350 mm Hub und 125 Uml./min entnommen sind. Der Raum II ist als zweite Stufe mit sehr großem schädlichen Raum aufzufassen.

Die Fabrik baut diese Typen nach folgenden Modellen:

Zylinder-Dmtr.	mm	300/150	400/200	500/240	600/300
Hub	"	250	350	350	450
Drehzahl		200	170	160	130
Ansaugemenge	cbm/min	2,5	5,3	8,0	11,7
Überdruck	Atm.	8	8	8	8
Energiebedarf	PS	19	40	60	90

Die stehende Bauart für mittlere Pressungen bis 12 Atm. zeigen die Kompressoren der Maschinenbau-A.-G. Balcke, Frankenthal (Fig. 125). Der Kühler ist im Maschinensockel untergebracht; für die Niederdruckstufe liegen die Ventile im Deckel, für die Hochdruckstufe in einem seitlich angeschlossenen Ventilkasten. Die Ausführungen zeigen folgende Verhältnisse:

Zylinder-Dmtr. .	mm	150/125	180/150	240/200	265/215	290/240	345/285	370/300
Hub	"	100	100	100	100	150	200	200
Drehzahl . . .		375	365	320	315	290	215	215
Saugrohr . . .	mm	50	65	70	70	90	100	125
Druckrohr . .	"	30	38	38	38	50	65	70
Ansaugmenge .	cbm/min	0,6	1,8	1,25	1,5	2,5	3,5	4,0

Für höhere Pressungen bis zu 60 Atm. baut dieselbe Firma den in Fig. 126 erkennbaren Kompressor mit der umgekehrten Stufenanordnung. Hierbei ist der auf die Kolbenstange wirkende Widerstand stets abwärts gerichtet, so daß der schädliche Raum sehr klein gehalten werden kann. In der ersten Stufe fehlen die Saugventile, die Luft tritt durch Schlitzze in den Zylinder, die vom Kolben geöffnet werden, nachdem beim Abwärtsgang ein luftverdünnter Raum entstanden ist. Die kleinen Typen erhalten ihre Zwischenkühlung im Ringraum, der sich um den Wassermantel der Hochdruckstufe legt. Bei größeren Modellen steht ein besonderer Kühler neben der Maschine. Die Hauptabmessungen betragen:

Zylinder-Dmtr. .	mm	110/40	130/45	160/60	200/70	220/75
Hub	"	100	150	160	200	200
Drehzahl . . .		400	350	350	265	265
Ansaugmenge .	cbm/min	0,21	0,45	0,725	1,1	1,35

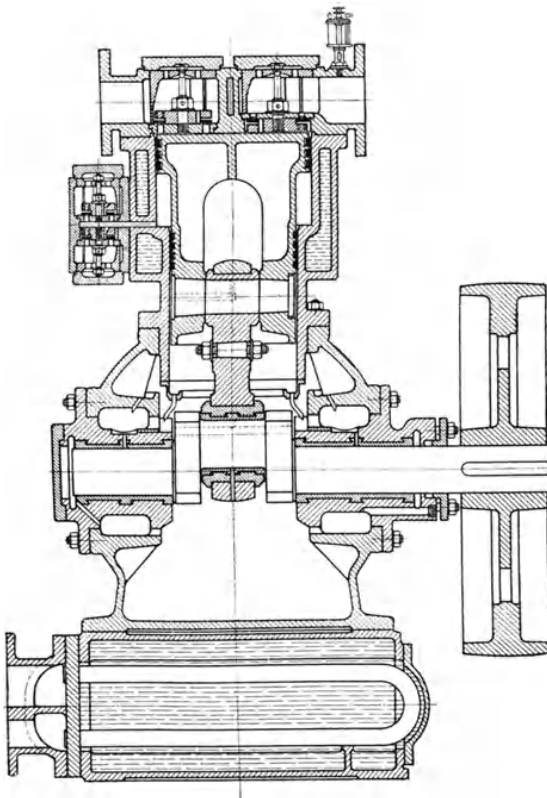


Fig. 125.

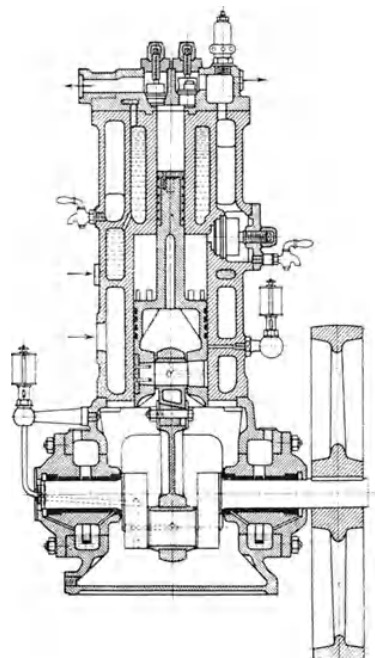


Fig. 126.

Zur Verdichtung von Luft bis zu 200 Atm. ist die Trennung des Prozesses in vier Stufen nötig, wie im Abschnitt 32 eingehend erörtert wurde. Ein solcher von der Maschinenfabrik Eßlingen gebauter Kompressor ist in Fig. 127 dargestellt.

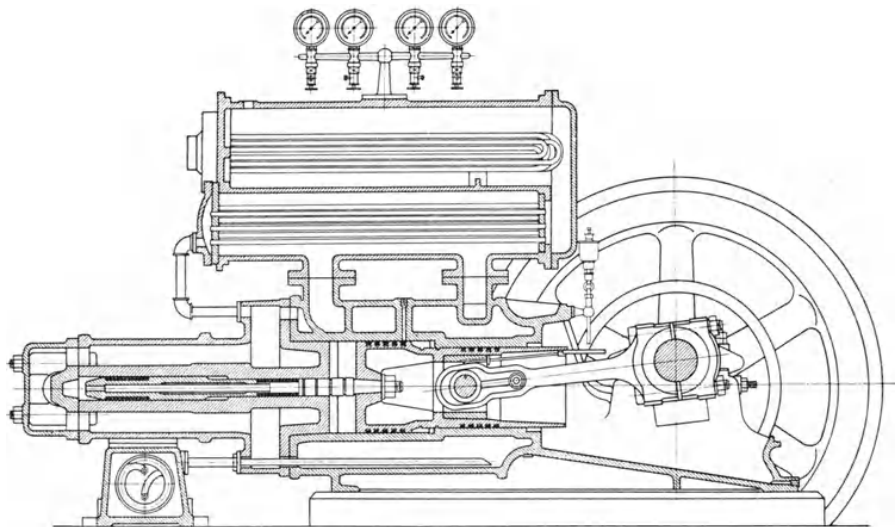


Fig. 127.

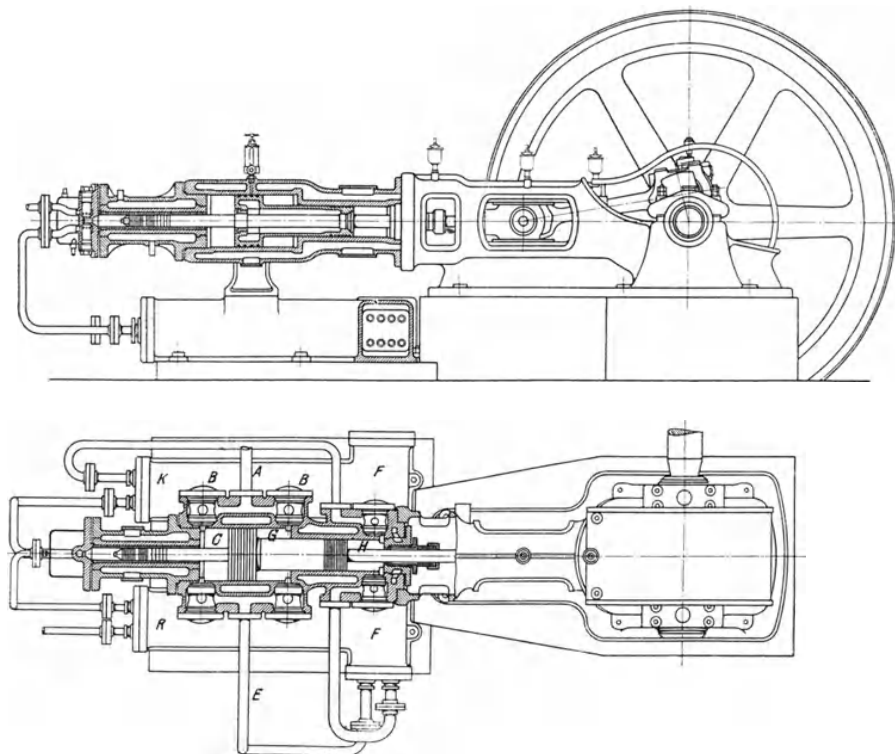


Fig. 128 u. 129.

In den gewöhnlichen Stufenkolben ist eine abgesetzte Kolbenstange eingeschraubt, deren hintere volle Fläche die dritte Stufe und deren Ringfläche die vierte Stufe bildet. Der hohe Enddruck ist also gegen die erste Stufe abzudichten. Nur im ersten Kühler umfließt die Druckluft das Rohrbündel, im zweiten und dritten dagegen muß die Luft des hohen Druckes wegen durch die Stahlrohre geleitet werden. Die beiden ersten Kühler befinden sich in demselben Gehäuse über der Maschine, der dritte im Fuß des Hochdruckzylinders.

Einen liegenden Stufenkompressor besonderer Art baut die Oxhydric-A.-G. Sürth bei Cöln (Fig. 128 u. 129), dessen Niederdruckteil doppelwirkend ausgeführt ist. Ferner sind drei Kühler vorgesehen, die im Maschinensockel in leicht zugänglicher Weise Aufnahme gefunden haben.

Das Gas tritt aus Leitung *A* durch die Saugventile *B* in den Niederdruckzylinder *C—G*, fließt alsdann durch Leitung *E* und Kühler *F* in den Mitteldruckteil *H*, von da zum Kühler *K* und in den Hochdruckzylinder, wo der Enddruck (220 Atm.) erreicht wird. Das fertige Gas kühlt sich vor der Verwendung in der Schlange *R* ab. Nach außen muß nur die aus dem Mitteldruckteil *H* tretende Kolbenstange abgedichtet werden, was durch Metallstopfbüchsen in zuverlässiger Weise geschehen kann. Zufolge der gewählten Anordnung gestalten sich die Kraftverhältnisse im Triebwerk günstig.

Diese Maschinen werden gebaut für

Ansaugmenge	cbm/st	10	15	20	30	45	60	80	100	200
Uml./min		160	155	150	150	150	145	140	135	130

46. Verdichtung in getrennten Zylindern.

Die bedeutenden Industriebetriebe der Neuzeit verlangen große Kompressorenanlagen, die zweistufig gebaut werden, sobald der Enddruck auf 6 Atm. oder höher steigen soll. Zur vollen Ausnützung von Platz und Material erhält jede Stufe einen besonderen doppelwirkenden Zylinder.

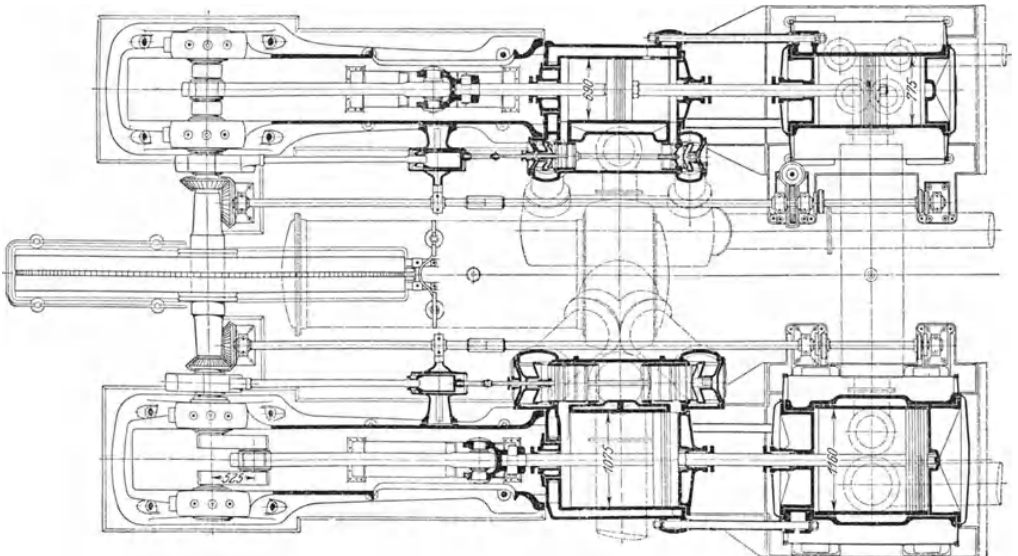


Fig. 130.

Als Antrieb eignet sich die Kolbendampfmaschine vorzüglich, da sie sowohl nach Bauart als in Rücksicht auf die Drehzahl eine vollkommene Übereinstimmung der Bedingungen zeigt. Beide Maschinen dürfen mit derjenigen Kolbengeschwindigkeit laufen, die eine günstige Ausnützung des Triebwerks ermöglicht.

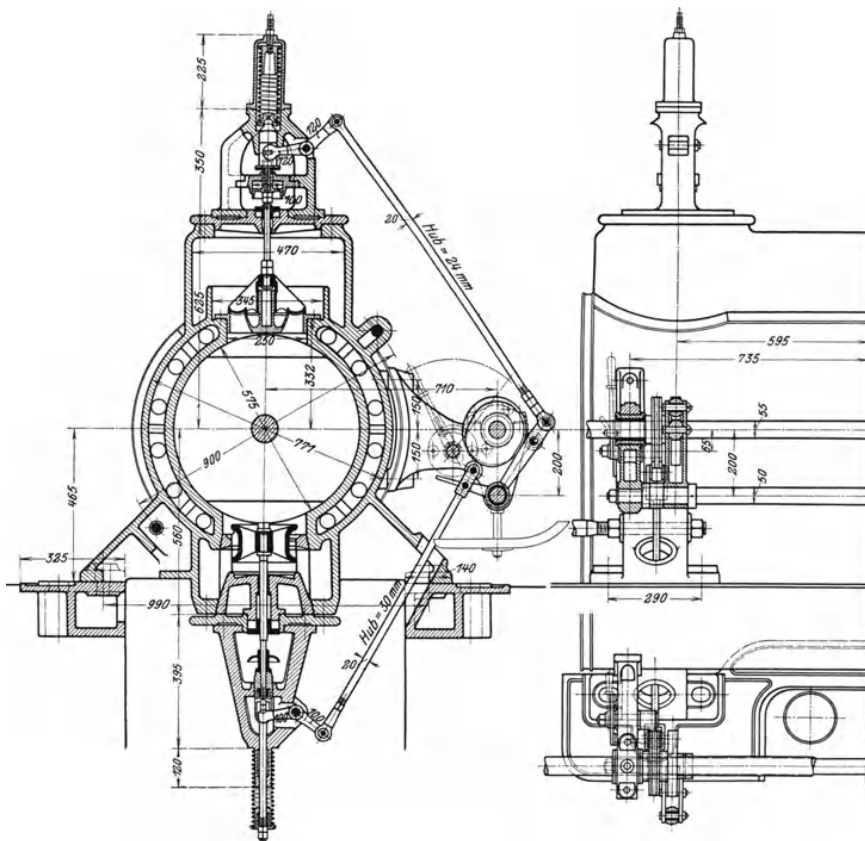


Fig. 131—133.

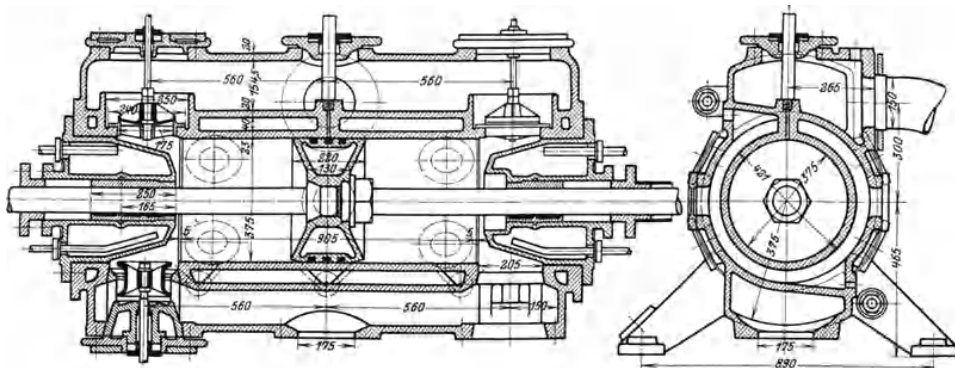


Fig. 134.

Fig. 135.

Genügt zum Antrieb eine Einzylinder-Dampfmaschine, so überträgt sie ihre Energie auf die Hauptwelle und von da auf die beiden hintereinanderliegenden Zylinder des Kompressors; bei stehender Anordnung sind die drei Zylinder nebeneinander.

Für Liefermengen über 50 cbm/min sind Dampfmaschinen mit zweifacher Expansion zu empfehlen. Dadurch entstehen vier Zylinder, so daß man die Niederdruckzylinder für Dampf und Luft hintereinander legen kann, ebenso die Hochdruckzylinder. Zwischen beide Paare kommt der Kühler für die Luft und der Aufnehmer für den Dampf unter den Maschinenboden.

Eine derartige Anordnung zeigt die Anlage von Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M. (Fig. 136) im Grundriß. Die Dampfzylinder befinden sich hinten, um der thermischen Ausdehnung Rechnung zu tragen; sie sind mit den Luftzylindern starr verbunden, können aber auf dem Fundamentrahmen gleiten. Als Steuerung erhalten die Luftzylinder Kolbenschieber mit Exzentertrieb, die Dampfzylinder Ventile.

Bei den Kompressoren von G. A. Schütz, Wurzen können die querliegenden Schieber (s. Fig. 83) durch dieselbe Steuerwelle angetrieben werden, die zur Betätigung der Ventile an der Dampfmaschine dient. Dadurch erhalten diese Maschinen einen einheitlichen Aufbau.

Denselben Vorteil be-

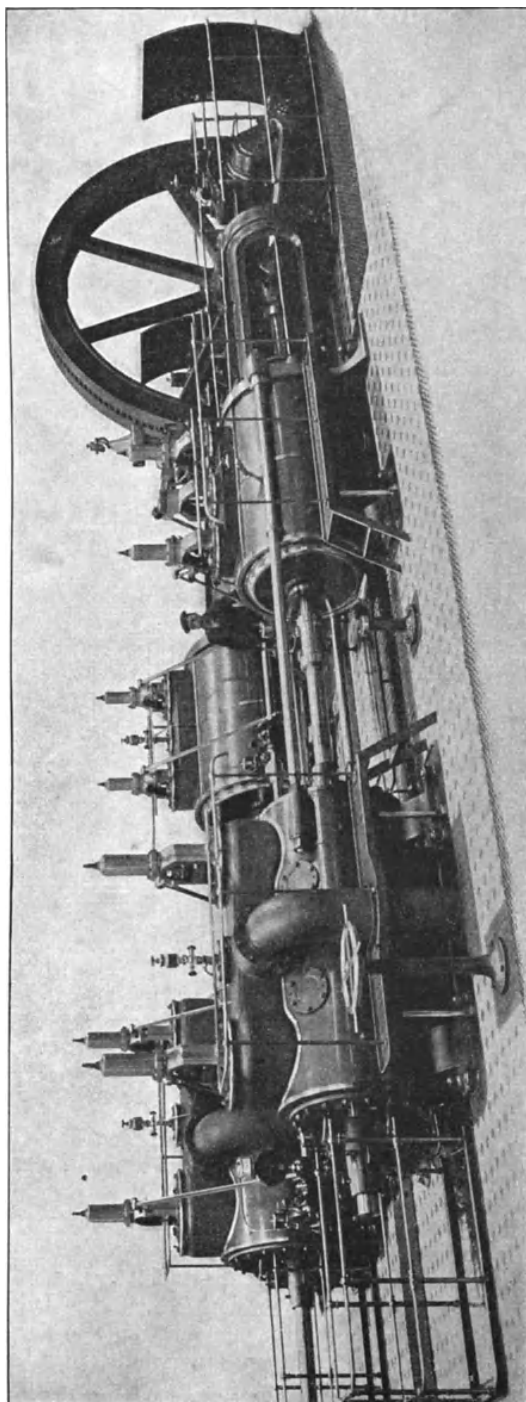


Fig. 136.

sitzt der von Gebrüder Sulzer A.-G., Winterthur gebaute zweistufige Kompressor, dessen Einzelteile die bewährten Sonderheiten der Sulzerschen Ventilmaschinen aufweisen. An den beiden doppelwirkenden Luftzylindern (Zylinder-Dmtr. 575/375 mm, Hub 800 mm) befinden sich die Saugventile unten, die Druckventile oben. Sie erhalten ihre gesteuerte Hubbewegung durch unrunde Scheiben, die auf der gemeinsamen Steuerwelle für Luft und Dampf sitzen, unter Vermittlung von Stangen und Hebeln an den Ventilhauben. (Fig. 131—133).

Das Saugventil zeigt die normale Bauart der Sulzersteuerung mit Doppelsitz, seine Stange ist mit dem Steuerhebel nicht starr verbunden, damit die Feder die

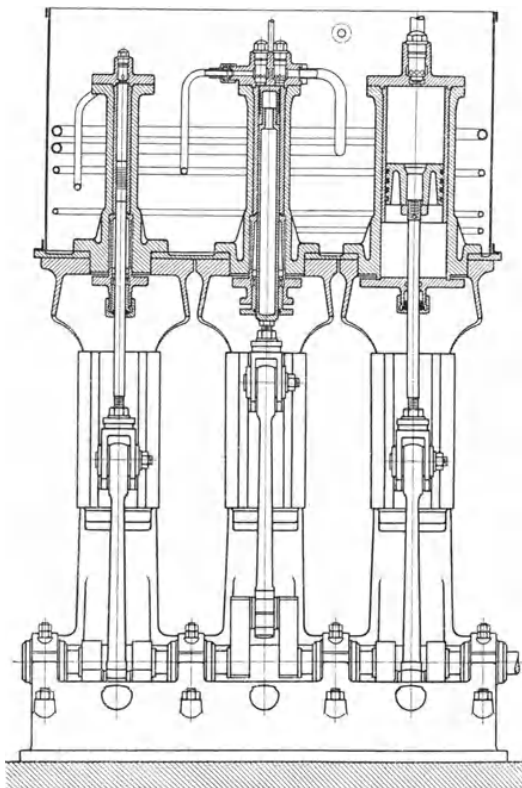


Fig. 137.

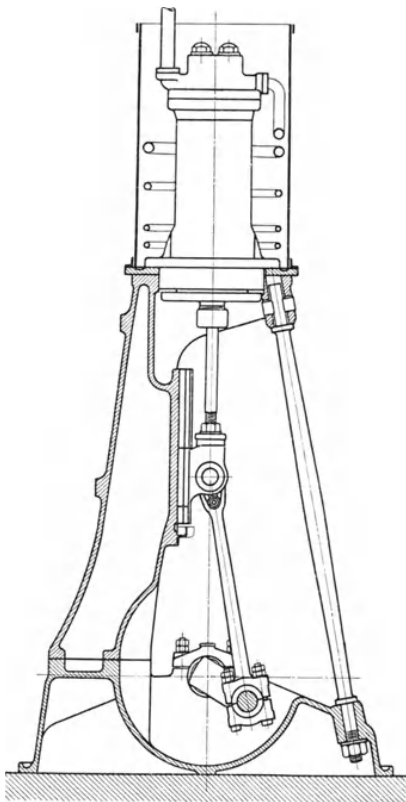


Fig. 138.

kraftschlüssige Verbindung in allen Lagen herstellen kann. Diese Steuerung erlaubt einen großen Ventilhub zu verwenden, der im vorliegenden Fall 24 bzw. 30 mm beträgt.

Das Druckventil hat ringförmige Durchgangsfläche und hebt sich bis auf 24 mm; auch hier kann beim Öffnen die Erhebung nur in dem Maße zunehmen, als der gesteuerte Ventilhebel dies zuläßt. Das Schließen erfolgt unter dem Einfluß einer Feder und wird gemildert durch den Luftpuffer, in dessen Zylinderraum beim Fallen eine Luftleere entsteht. Zufolge der großen Hübe ergeben sich verhältnismäßig kleine Durchgangsquerschnitte; sie betragen auf der Niederdruckseite für das Saugventil 240 qcm, für das Druckventil 210 qcm. In den Fig. 134 und 135 ist der Hochdruckzylinder dargestellt. Aus der Gesamtansicht (Fig. 136) ist

ersichtlich, daß die Luftzylinder hinter den Dampfzylindern liegen; um die Längenausdehnung des letzteren zu ermöglichen, hat der Luftzylinder eine starre Verbindung mit dem Führungsrahmen durch Stangen erhalten.

Mehrstufige Kompressoren mit getrennten Zylindern baut man auch für kleinere Liefermengen, wenn es sich darum handelt, Gase mit möglichst geringen Undichtigkeitsverlusten auf hohen Druck zu bringen. Wie die Erfahrungen an Kältemaschinen bestätigen, läßt sich eine Kolbenstange mit sorgfältig ausgeführten Metallstopfbüchsen nach außen zuverlässig abdichten, was bei der Abdichtung von Kolben mit federnden Ringen nicht in gleichem Maß der Fall ist.

Ein stehender Hochdruckkompressor der Deutschen Oxhydric-A.-G. Sürth bei Cöln ist nach diesen Gesichtspunkten gebaut (Fig. 137 u. 138). Da Sauerstoff verdichtet werden soll, darf Gußeisen nicht in Berührung mit dem Gas kommen; deshalb bestehen die Kolben und Ventile aus Rotguß, die Leitungen aus Kupfer und die Zylinder erhalten Rotgußfutter. Bei allen drei Zylindern findet die Verdichtung nur auf der oberen Seite statt; die untere Seite des Niederdruckzylinders ist mit dem Saugraum ständig verbunden, so daß die Kolbenstange nur gegen den Druck in diesem Raum abzudichten hat.

Die Kühlung der Zylinder geschieht durch Verwendung eines gemeinsamen, oben offenen Wasserkastens, in den auch die Rohrschlangen für die Zwischenkühlung untergebracht sind. In jedem Ventilkopf befindet sich ein Sicherheitsventil, das beim Überschreiten des Höchstdruckes abbläst und das Gas in die Saugleitung zurückführt. Da sich Öl entzünden könnte, erfolgt die Schmierung mit Wasser, dem ein geringer Zusatz von Glycerin beigelegt wird, ein Ölabscheider entzieht dem verdichteten Gas das Schmiermittel wieder.

47. Erzeugung der Einblaseluft für Rohölmotoren.

Zur Zerstäubung des flüssigen Brennstoffs im Arbeitszylinder des Dieselmotors verwendet man Druckluft, die auf 60 bis 70 Atm. verdichtet und in Stahlflaschen aufbewahrt wird. Die hierzu nötige Hilfsmaschine erhält ihren Antrieb unmittelbar vom Verbrennungsmotor durch eine Kurbel am Ende der Hauptwelle oder durch einen Schwinghebel von der Schubstange des Motors aus.

Da die erzeugte Druckluft gleichzeitig zum Anlassen des Motors dient, richtet sich die Größe des Kompressors hauptsächlich nach der Häufigkeit des Anlassens. Man rechnet für ortfeste Viertaktmotoren ein Ansaugvolumen von 8 bis 10 ltr/Min. auf eine Motorenleistung von 1 PS₆; häufig wird das Hubvolumen des Kompressors mit demjenigen des Motors verglichen, dieses Verhältnis stellt sich etwa auf $\frac{1}{18}$ bis $\frac{1}{20}$. Schiffsmaschinen erhalten größere Kompressoren, da das Umsteuern viel Druckluft verlangt. Bei Zweitaktmotoren sind diese Zahlen zu verdoppeln.

Fast ausschließlich bevorzugt man wegen Platzersparnis die stehende Anordnung, die sich der stehenden Bauart der Motoren gut anpaßt. Bei kleineren Anlagen wird der Enddruck in zwei Stufen erreicht, größere erhalten drei Zylinderräume; in beiden Fällen muß auch die abfließende Luft gekühlt werden, bevor sie die Druckflasche aufnimmt.

Einen kleinen zweistufigen Kompressor der Firma Gebrüder Sulzer A.-G. in Winterthur zeigen die Figuren 139—141 (Zyl.-Dmtr. 140/40 mm, Hub 180 mm). Er ist seitlich am Gestell des Motors befestigt und erhält seinen Antrieb durch Schwinghebel von der Schubstange aus.

Die Ventile bestehen aus einfachen Stahlplättchen; ein Satz derselben ist in einem konischen Stück untergebracht und mit ihm leicht auswechselbar; für die erste Stufe befindet sich dieses Stück seitlich, für die zweite Stufe im Zylinderdeckel angeordnet. Der hohle Fuß ist als Zwischenkühler ausgebildet und erhält

Stufe zu gelangen, muß die Luft durch den senkrechten Kanal *e* abfallen, der Zwischenbehälter *d* wirkt somit als Wasserabscheider der abgekühlten Druckluft, deren Taupunkt überschritten ist. Dadurch ist die Gefahr des Wasserschlages und des Einrostens im Innern des Mitteldruckzylinders vermieden, was besonders bei Aufstellung der Maschine in heißen Gegenden wichtig ist.

Diese Einrichtung wiederholt sich zwischen der zweiten und dritten Stufe, die Druckluft strömt durch die Leitung *f* in den Segmentraum *g*, von da durch die zweite engere Schlange nach *h* und durch das senkrecht ansteigende Rohr in den Hochdruckzylinder. Im gleichen Raum ist die dritte Schlange *k-l* untergebracht, die zur Kühlung der fertigen Druckluft dient, bevor sie durch *m* in die Flaschen abfließt.

Zu den bekannten Kompressoren für Dieselmotoren gehört die Bauart Reavell (Fig. 143), die namentlich auf Schiffen wegen der gedrängten Form gebräuchlich ist. Die Niederdruckstufe ist geteilt und wird von beiden wagrecht hin und hergehenden Kolben beschrieben, der Mitteldruckzylinder ist unten, der Hochdruckzylinder oben. Das ganze Gehäuse ist mit Wasser gefüllt, daher werden die Verbindungsrohre aus Kupfer ausgiebig gekühlt.

Eine häufig verwendete Anordnung derselben Firma ist in den Fig. 144 erkennbar, die erste und dritte Stufe wird durch den oberen Kolben gebildet; der Mitteldruckzylinder befindet sich unten und hat keine Ventile.

Beim Aufgang der Kurbel stößt der Niederdruckkolben die Luft durch das Druckventil in das Rohrbündel und in den unteren Zylinder. Beim Niedergang der Kurbel wird die Luft vom zweiten Zylinder durch das Rohrbündel und zum Hochdruckzylinder gestoßen. Gleichzeitig saugt der Niederdruck-

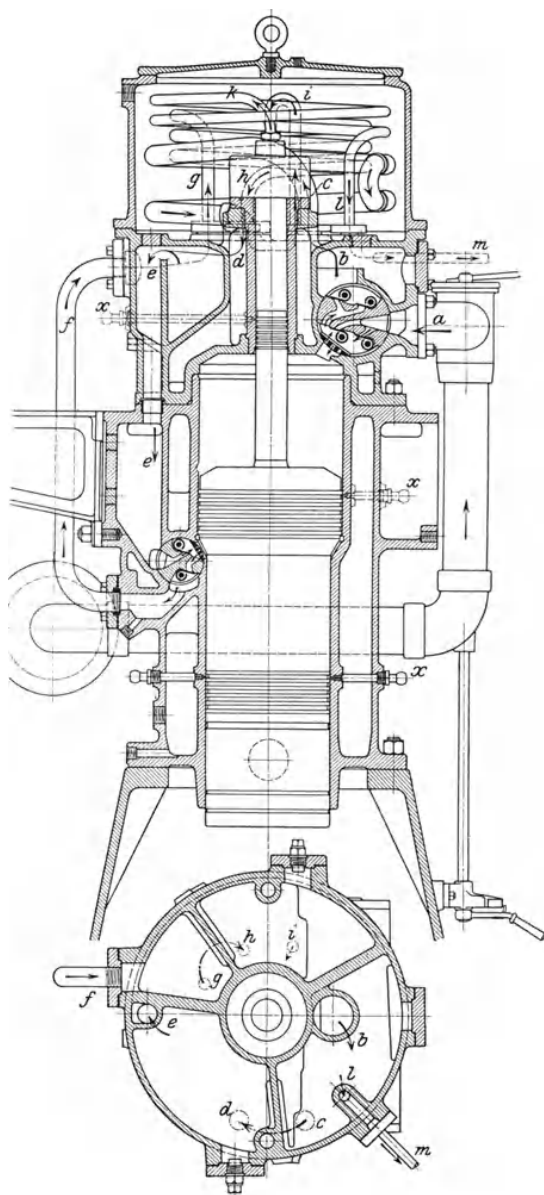


Fig. 142.

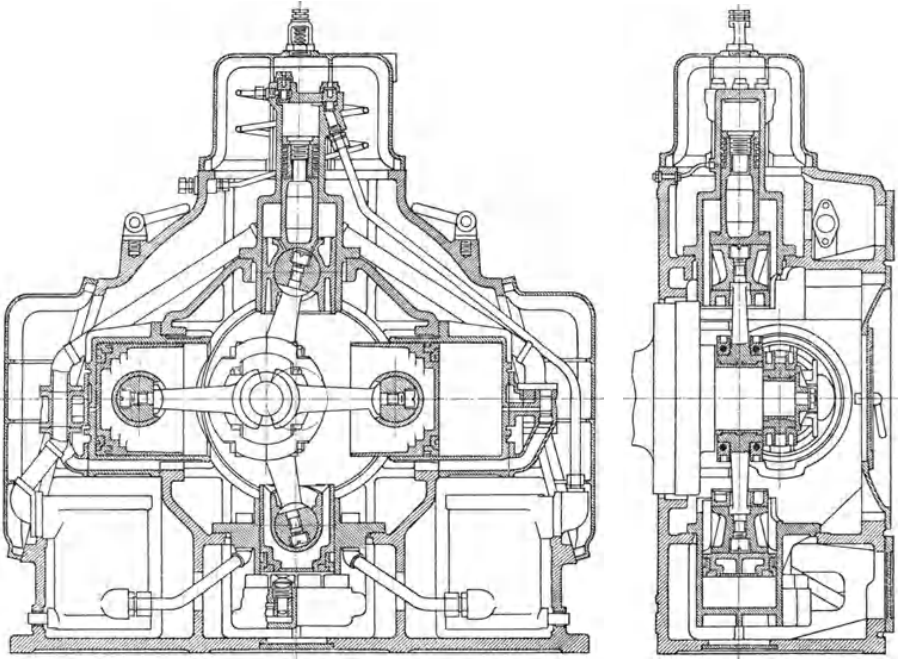


Fig. 143.

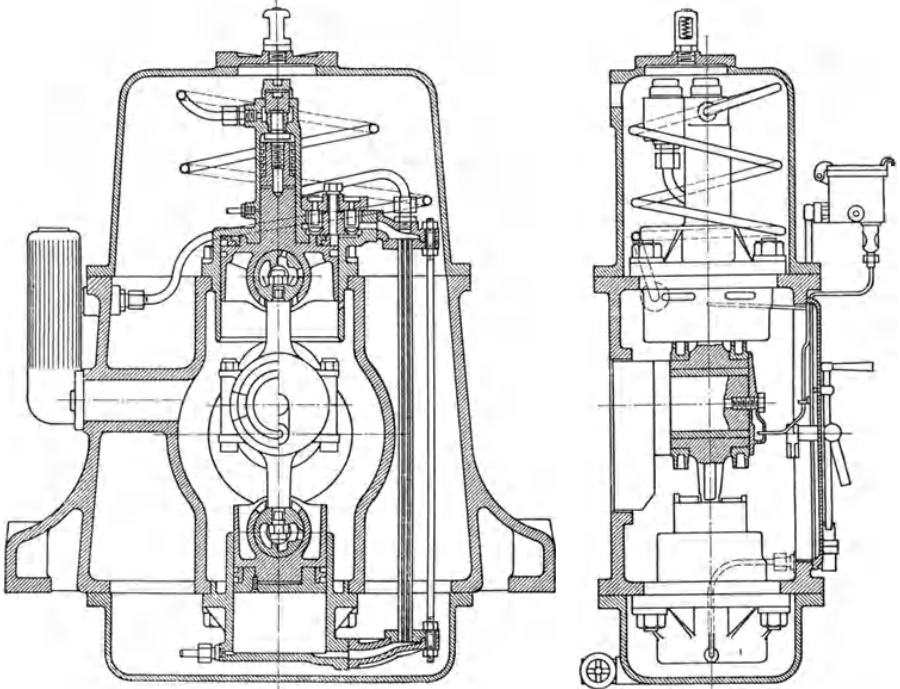


Fig. 144.

kolben Luft durch Schlitze im Kolbenzapfen ein. Die Anordnung gleicht der Bauart Fig. 122; sie gibt eine gleichmäßige Verteilung der Kolbenkräfte, und zwar erzeugt in der Totlage die Summe der ersten und dritten Stufe die gleiche Kraft, wie die zweite Stufe nach Abzug der Massenwirkung.

Allerdings sind die schädlichen Räume groß (Mitteldruckteil 25 bis 50 v. H., Hochdruckteil 10 v. H.); will man nun eine Druckverteilung von 4, 16 und 64 Atm. erhalten, so sind die Zylinderquerschnitte im Verhältnis 10:7:1 auszuführen. Zur Erhöhung der Kühlwirkung im Rohrbündel werden wenige enge Rohre gewählt, so daß die Luft mit einer mittleren Geschwindigkeit von etwa 100 m/sek durchströmt, damit wird gleichzeitig an schädlichem Raum gespart.

Die in Fig. 144 gezeichnete Ausführung zeigt Kolbendurchmesser von 254 mm, 203 mm und 78 mm, Hub 127 mm; die Drehzahl liegt zwischen 450 und 325. Für die Querschnitte ergeben sich somit 454 qcm, 323 qcm und 47,5, sie stehen im Verhältnis 9,5:6,8:1.

Die Zweitakt-Dieselmotoren verlangen außer der Einblaseluft eine bedeutende Menge Spülluft, um die Verbrennungsgase aus den Arbeitszylindern auszutreiben und sie gleichzeitig mit Frischluft zu laden. Dieses Gebläse hat nur eine kleine Druckerhöhung hervorzubringen (etwa 0,3 Atm.), aber in einer Menge, die um 40 bis 100 v. H. größer ist als das Hubvolumen der Arbeitszylinder.

Ein solches doppeltwirkendes Kolbengebläse in zweckentsprechender Verbindung mit dem Hochdruckkompressor zeigt die Anordnung der Firma Gebrüder Sulzer A.-G. in Winterthur (Fig. 145). Der stehende Spülluftzylinder erhält seinen Antrieb von der gekröpften Hauptwelle des Dieselmotors und wird gesteuert durch einen Kolbenschieber, dessen Bewegung von einem Exzenter aus erfolgt unter Vermittlung einer Schwinde. Dieser Schwinghebel ragt in die Saugleitung, wobei seine Nabe den Abschluß gegen außen besorgt.

Der Kreuzkopf der Spülluftpumpe ist als Kolben ausgebildet, damit auf seiner oberen Seite der Niederdruckraum des dreistufigen Kompressors entsteht. Die zweite und dritte Stufe wird gebildet durch den seitlich angehängten Zylinder mit Antrieb von der Schubstange der Spülluftpumpe aus. Durch diese Anordnung ergibt sich ein guter Ausgleich der bewegten Massen.

Die gezeichnete Spülluftpumpe (Zyl.-Dmtr. 1100 mm, Hub 540 mm, Kolbenstange 80 mm) läuft mit 150 bis 167 Umdrehungen in der Minute, ihr Hubvolumen beträgt beinahe das Doppelte der Arbeitszylinder. Der Niederdruckzylinder des

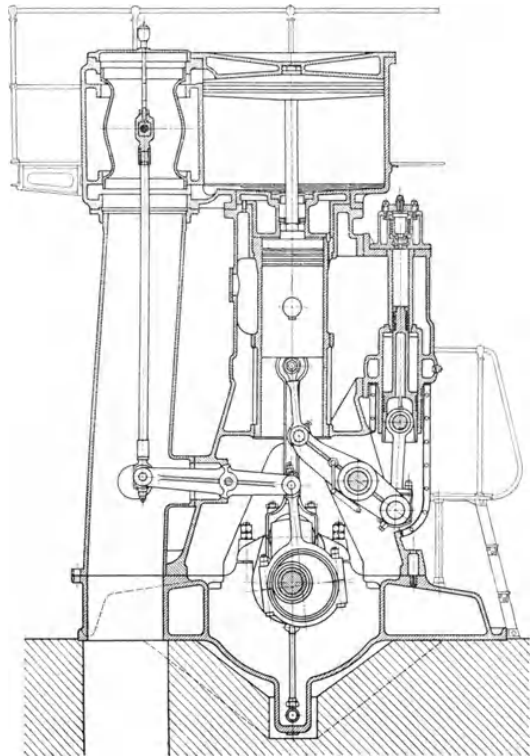


Fig. 145.

Kompressors (Zyl.-Dmtr. 380 mm, Hub 540 mm) zeigt etwa $\frac{1}{10}$ des Volumens der Arbeitszylinder; verglichen mit der Nutzleistung des Motors beträgt das Ansaugvolumen 19 Liter/min auf 1 PS. Mitteldruck- und Hochdruckzylinder haben 210 und 95 mm Bohrung bei 350 mm Hub; das Volumverhältnis beträgt somit 1:3,875:23,6.

E. Kompressoren mit umlaufendem Kolben.

48. Allgemeines.

Dem unmittelbaren Antrieb der gewöhnlichen Kompressoren mit hin und her gehenden Kolben durch rasch laufende Elektromotoren steht der Umstand hindernd entgegen, daß die Drehzahl des Kompressors in mäßigen Grenzen gehalten werden muß. Es sind allerdings solche Maschinen als Schnellläufer bis zu 600 und mehr Uml./min für Sonderzwecke gebaut worden; sie besitzen aber zufolge der kleinen Abmessungen nur eine recht beschränkte Leistungsfähigkeit.

Bei den Turbokompressoren ist die unmittelbare Kupplung der Welle mit dem rasch laufenden Antriebsmotor möglich und allgemein angewendet; allein nur ganz große Einheiten vermögen einen hohen Druck zu erzeugen, da zugleich die Liefermenge große Beträge aufweisen muß. Im übrigen sind Menge und Druck nicht unabhängig von einander.

Für kleinere Liefermengen und Betriebsdrücke, wie sie in der Industrie meistens verlangt werden (4 bis 8 Atm.), können daher nur Kolbenkompressoren in Betracht kommen. Die Drehzahl darf eine recht hohe sein, wenn der walzenförmige Kolben die Drehbewegung des Elektromotors auch ausführt und dabei eine Verdrängerwirkung im zylindrischen Gehäuse vollzieht, das ihn umgibt. Diese Anordnung ist zum Heben von Flüssigkeiten aller Art seit langer Zeit in Verwendung; auch Gebläse sind nach diesem Grundgedanken in großer Zahl gebaut worden (Kapselgebläse mit einer oder mit zwei Drehachsen), die aber meistens nur kleine Druckzunahmen erzeugen.

In neuester Zeit sind umlaufende Kompressoren entstanden, die beliebige Liefermengen auf die normalen Betriebsdrücke bringen. Aus der großen Zahl der Vorschläge sei eine Ausführung behandelt, die sich in zahlreichen Betrieben bewährt hat und deren Verwendungsgebiet in raschem Steigen begriffen ist.

49. Rotierender Kompressor, System Wittig.

In den Figuren 146 und 147 ist ein nach Patenten der Maschinenfabrik K. Wittig in Zell (Baden) ausgeführter Kompressor mit umlaufendem Kolben dargestellt; er zeigt die Bauart der Schweizerischen Lokomotiv- und Maschinenfabrik Winterthur, die zur Herstellung der Maschine berechtigt ist.

Im gekühlten zylindrischen Gehäuse dreht sich der walzenförmige Kolben aus Gußeisen in exzentrischer Lagerung. Dadurch entsteht ein sichelförmiger Arbeitsraum, der durch eine Anzahl dünner Stahlschieber in Zellen unterteilt ist. Sie bezwecken eine sorgfältige Abdichtung zwischen Kolben und Zylinder an der Berührungsstelle und eine Abdichtung der einzelnen Zellen untereinander, in] denen sich die Druckunterschiede bilden.

Zur Vermeidung großer Fliehkräfte sind hier die Schieber *s* recht dünn gehalten (ca. 1 mm). Um aber auch die noch vorhandenen Fliehkräfte unschädlich zu machen, befinden sich in Ausdrehungen des Zylinders zwei Laufringe *L*, die auf den Schiebern liegen und ihre Fliehkräfte aufnehmen, so daß die Schieber nie am Gehäuse schleifen und Abnutzung verursachen. Diese Laufringe zeigen gegen

das Gehäuse zu etwas radiales Spiel, so daß sich ein Ringraum R bildet, der durch eine Anzahl kleiner Schieberplättchen in Kammern eingeteilt wird. Auch diese feinen Plättchen stecken in radialen Schlitzten der Laufringe; die durch sie gebildeten Kammern sind durch Bohrungen mit dem Arbeitsraum verbunden, damit auf den Laufring von innen und außen stets derselbe Druck wirken kann.

Große Sorgfalt verlangt die Lagerung, da nur sehr kleine Spiele zwischen Welle und Schale auftreten dürfen. In vorliegendem Falle sind Walzen verwendet, die

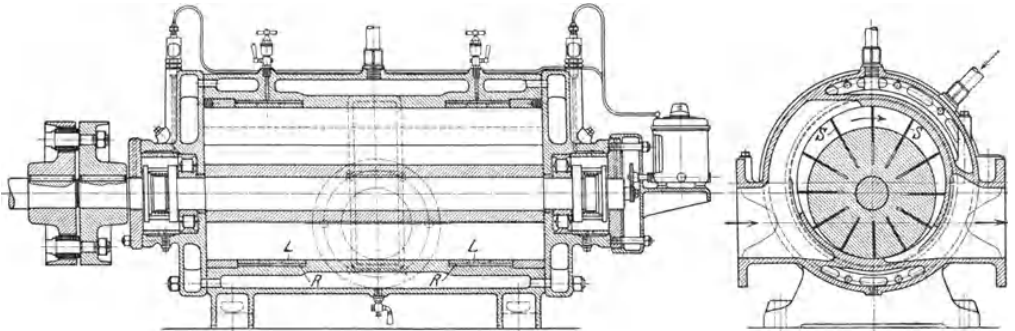


Fig. 146 u. 147.

auf harten Stahlringen abrollen. Axiale Verschiebungen werden durch Spurlager mit federnden Linsen verhindert; alle Lagerräume sind mit Öl gefüllt, das zugleich die Seitenflächen des Kolbens schmiert, der meistens eine Umfangsgeschwindigkeit

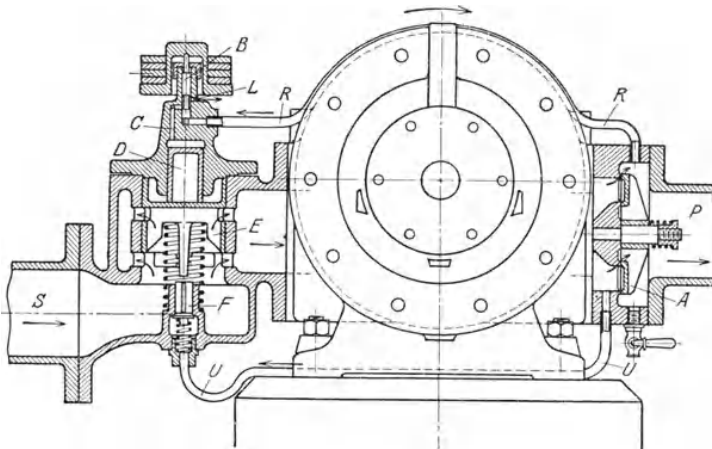


Fig. 148.

von 11 bis 12 m/sek besitzt. Der Ölverbrauch ist bedeutend geringer als bei gewöhnlichen Kolbenkompressoren.

Die theoretische Ansaugemenge ergibt sich dadurch, daß man einen Schieber zum Abschneiden des Einlasses an die entsprechende Gehäusekante bringt. Der Inhalt der gerade vom Ansaugen abgeschnittenen Zelle ist das Ansaugvolumen einer Zelle in einer Umdrehung, abgesehen von Undichtheitsverlusten. Stellt man einen Schieber gerade vor das Eröffnen der entsprechenden Kante am Auslaß, so

gibt der noch eingeschlossene Zelleninhalt das Endvolumen an; aus beiden Volumen kann das zu erwartende Druckverhältnis berechnet werden.

Die Herstellung der Maschine verlangt sehr genaues Arbeiten. Zylinder und Kolben werden geschliffen und namentlich in der Länge genau gerichtet mit Rücksicht auf die Betriebstemperaturen. Auch das Einfräsen der Schlitzte erfordert Sondereinrichtungen und graphithaltiges Gußeisen für den Kolben.

Eine Aussetzerregelung wirkt selbsttätig, sobald der Druck den gewünschten Betrag überschreitet (Fig. 148). Der Druckraum P steht durch die Rohrleitung R mit dem Reglerschieber E in Verbindung, so daß der Kolben B durch den Überdruck gehoben wird und den Umlaufkanal C abdeckt. Die Druckluft kann nun den Kolben D abwärts bewegen und den Schieber E in der Saugleitung S schließen. Gleichzeitig öffnet er das Ventil F , um die noch verdichtete Luft durch die Leitung U zurück in die Saugleitung zu führen, wodurch sich die Rückschlagklappe A in der Druckleitung schließt.

Der Kompressor läuft nun leer, bis der Druck in der Förderleitung etwas gesunken ist, dann schließt sich B wieder, die Verbindung in C hört auf und die

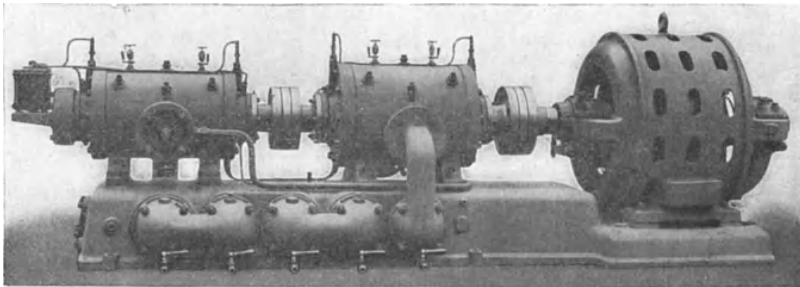


Fig. 149.

eingeschlossene Luft geht durch L ins Freie. Nun hebt die Feder den Schieber E , F schließt und der Betrieb ist wieder hergestellt.

Zur Vermeidung von Spaltverlusten, d. h. zur Erreichung eines günstigen volumetrischen Wirkungsgrades hat es sich als zweckmäßig gezeigt, das Druckverhältnis in einem Zylinder nicht über 4 ansteigen zu lassen. Größere Druckverhältnisse (6 bis 8) ergeben sich leicht, indem zwei Zylinder hintereinander geschaltet werden. Die Grundplatte enthält alsdann den Zwischenkühler Fig. 149.

Die Maschine läuft ebensogut als Vakuumpumpe, sie vermag in einer Stufe eine Luftleere von 95 v. H. hervorzubringen.

Die schweiz. Lokomotiv- und Maschinenfabrik Winterthur baut ihre einstufigen Kompressoren nach den in Zahlentafel 13 angegebenen Größen.

Zahlentafel 13.

Modell-Nummer		4	5	9	20	40	55	70	80	95	110	130
Drehzahl (max.)		2850	2850	2000	1450	980	725	725	580	580	500	500
Wirkl. Saugleistung cbm/st bei Überdr.	2 Atm.	31	39	77	182	365	475	615	695	820	985	1200
	3 „	25	33	66	162	330	435	570	640	760	915	1120
	4 „	20	27	56	145	310	405	530	595	710	855	1050
Energiebedarf PS bei Überdruck	2 Atm.	3,4	3,9	6,7	14,5	26	33,5	42	47	55	65	79
	3 „	4,1	4,8	8	17,5	33	41,5	54	59	68	82	100
	4 „	4,6	5,6	9	20	38	48,5	62	69	80	97	116

In Zahlentafel 14 sind Versuchsergebnisse mitgeteilt, die am rotierenden Kompressor (580 Uml./min) bei einem Barometerstand 725 mm QS vorgenommen wurden. Das spezifische Gewicht der Außenluft betrug 1,14 kg/cbm.

Zahlentafel 14.

Einstufiger Kompressor Nr. 95					
Erzeugter Überdruck	Atm.	1,25	1,5	2,0	2,5
Angesaugtes Volumen	cbm/st	865	855	830	810
Volumetrischer Wirkungsgrad	v. H.	87	86	84	82
Energiebedarf	PS	48	51	57	64
Isothermischer Wirkungsgrad	v. H.	54	57	59	58
Vakuumpumpe Nr. 80					
Erzeugtes Vakuum	v. H.	27,5	55,2	69,0	82,8
Fördervolumen (Zustand im Saugstutzen)	cbm/st	845	795	730	555
Energiebedarf	PS	25	20	17,5	15,0
Zweistufiger Kompressor Nr. 80/55					
Erzeugter Überdruck	Atm.	3	4	5	6
Druck im Zwischenkühler	"	1,4	1,48	1,55	1,6
Angesaugtes Volumen	cbm/st	720	715	710	705
Volumetrischer Wirkungsgrad	v. H.	84,0	83,5	83,0	82,0
Energiebedarf	PS	66	71	76	81
Isothermischer Wirkungsgrad	v. H.	56,0	59,5	61,5	62,0

Neben diesen befriedigenden Ergebnissen kann als besonderer Vorteil der umlaufenden Kompressoren das Fehlen von Ventilen und Stopfbüchsen erwähnt werden, so daß Bedienung und Aufsicht äußerst wenig Zeit in Anspruch nimmt. Allen umlaufenden Maschinen gemeinsam ist die stoßfreie Förderung, wodurch größere Druckbehälter überflüssig sind.

Soll der Kompressor durch Riemen angetrieben werden, so verlangt die Welle der Riemenscheibe beiderseitig besondere Lagerung und eine bewegliche Kuppelung mit der Kompressorwelle, die keinem einseitigen Riemenzug ausgesetzt werden darf.

F. Förderung von Gasen aus Räumen mit Unterdruck. (Vakuumpumpen.)

50. Arbeitsvorgang der Kolbenpumpen ohne Druckausgleich.

Soll ein Raum dauernd unter einem Druck gehalten werden, der kleiner ist als der äußere Luftdruck, so ist aus diesem Raume die ihm zufließende Gasmenge fortwährend abzusaugen und in die freie Atmosphäre auszustoßen. Da bei diesem Vorgang in den meisten Anwendungsfällen Luft als Fördermittel auftritt, findet sich für diese Maschinengattung häufig die Bezeichnung Luftpumpen oder Vakuumpumpen. Die in den Raum entfallende Liefermenge kann sich zusammensetzen aus der absichtlich zugeführten Gasmenge und aus der durch Undichtheiten eintretenden Luft.

Die Vakuumpumpe läßt sich demnach als ein Kompressor auffassen, dessen Aufgabe darin besteht, eine unter kleinem Druck befindliche sich stets gleichbleibende Liefermenge auf den Druck der äußeren Atmosphäre zu fördern. Bei den vorerst

zu betrachtenden Kolbenpumpen dieser Art ist der im Zylinder hergestellte Ausstoßdruck tatsächlich noch etwas größer als der äußere Luftdruck, da die Widerstände in den Steuerorganen beim Ausfließen aus dem Zylinder zu überwinden sind.

Die Gleichartigkeit der Arbeitsverhältnisse ist aber noch augenfälliger, wenn daran erinnert wird, daß für den Kompressionsvorgang das Druckverhältnis maßgebend ist. Nun bleibt aber dieses Verhältnis gleich groß, ob z. B. die Förderung von 1 Atm auf 10 Atm. abs. erfolgt, oder von 0,1 Atm. auf 1 Atm. abs. Im ersteren Falle erhält man Druckluft, im zweiten Fall zeigt sich im Saugraum eine Luftleere 90 v. H. Zur Förderung von 1 kg Luft ist in beiden Fällen dieselbe Arbeit nötig unter Annahme derselben Zustandsänderung. Daher lassen sich die Formeln zur Berechnung der adiabatischen oder polytropischen Kompressionsarbeit ohne weiteres auf die Vakuumpumpen anwenden.

Im Ausdruck für die Entropie

$$S_2 - S_1 = c_p (T_2 - T_1) - AR \ln \frac{p_2}{p_1}$$

bedeutet das zweite Glied den wagrechten Abstand zweier p -Linien, der somit einzig vom Druckverhältnis abhängt. Man kann daher den Kompressionsvorgang vom tiefen Druck auf Außendruck mit derselben Klarheit im Entropiediagramm verfolgen und sichtbar machen, wie dies bei der Verdichtung vom Außendruck aufwärts der Fall ist. Eine neue Entropietafel ist nicht nötig zu entwerfen, sondern es genügt die Bezeichnung der p - und v -Linien entsprechend zu ändern.

Man bestimmt zu diesem Zweck eine in der Tafel ziemlich links liegende p -Linie als die für 1 Atm. gültige, wozu sich z. B. die in der Tafel mit $p = 10$ Atm. bezeichnete Linie eignet. Von ihr aus sind nach rechts laufend die eingeschriebenen Zahlenwerte aller p -Linien mit 0,1 und aller v -Linien mit 10 multipliziert zu denken. Damit erhält z. B. die mit 1 Atm bezeichnete p -Linie die Bedeutung von 0,1 Atm. und die mit 0,1 Atm. bezeichnete p -Linie die Bedeutung von 0,01 Atm.

Genau genommen ist diese Verschiebung nur richtig bei konstantem Wert c_p ; seine Veränderlichkeit zwischen 10 und 1 Atm. ist aber so gering, daß daraus kein nennenswerter Fehler entsteht.

Auf die Darstellung des Kompressionsvorganges mit Verdichtung nach der Adiabate oder nach einer anders verlaufenden Kurve hat diese Änderung der Bezeichnung keinen Einfluß. Die Bestimmung des Arbeitsbedarfes für 1 kg Gas ist demnach genau dieselbe, wie dies für die Kompressoren gezeigt worden ist. Dagegen fällt der Energiebedarf bezogen auf die Zeiteinheit (PS) meistens doch viel kleiner aus. Der Grund liegt darin, daß die eingesaugte Menge zufolge des kleinen Druckes ein großes spezifisches Volumen aufweist, so daß das bei jedem Hub geförderte Gewicht, trotz großer Zylinderabmessungen, recht klein ausfällt.

Wird die Maschine als sog. Luftpumpe bei Kondensationseinrichtungen benutzt, so hat sie ein Gemisch von Luft und trocken gesättigtem Dampf anzusaugen; der letztere wird im Verlauf der Kompression überhitzt. In diesem Fall läßt sich der Einfluß des Wasserdampfes mit genügender Genauigkeit dadurch berücksichtigen, daß statt der Adiabate eine Polytrope mit dem Exponenten $m = 1,3$ gewählt wird. Mit diesem Wert kann man mit genügender Genauigkeit eine geradlinige Polytrope in das Entropiediagramm einzeichnen, die schräg nach links ansteigt.

Der Arbeitsbedarf für 1 kg des angesaugten und ausgestoßenen Gasgewichts ist um so größer, je größer der herzustellende Unterdruck ist. Für eine Kompressoranlage von bestimmten Abmessungen ist aber nicht das in der Zeiteinheit

zu hebende Gewicht maßgebend, sondern das Ansaugvolumen, dessen Größe selbst wieder vom Unterdruck abhängig ist. Deshalb ist der Arbeitsbedarf auf 1 cbm der Ansaugmenge zu berechnen. Man kann sich darunter diejenige Arbeit vorstellen, die ein Zylinder mit dem Hubvolumen von 1 cbm benötigt. Dabei ist es gleichgültig den Zylinder klein oder groß, einfach- oder doppelwirkend anzunehmen; die Arbeit gilt dann für diejenige Zeit, welche der Kolben braucht, um das Volumen von 1 cbm zu beschreiben.

Nehmen wir zur Berechnung dieser Arbeit adiabatische Kompression an, deren Arbeit im Wärmemaß

$$AL = c_p (T_2 - T_1) \dots \dots \dots (25)$$

auf 1 kg beträgt, so findet sich der entsprechende Wert für 1 cbm des Ansaugvolumens, wenn der genannte Betrag durch das spezifische Volumen v_1 geteilt wird. Es ist daher

$$AL' = \frac{c_p}{v_1} (T_2 - T_1) \dots (26)$$

Diese Arbeit ist für verschiedene Unterdrücke zu bestimmen, und zwar nicht nur deshalb, weil eine solche Maschine bei verschiedenen großen Druckverhältnissen laufen soll, sondern weil sich beim Anlaufen der Unterdruck allmählich einstellt und vorher alle Werte von Null an durchläuft.

Die Ermittlung dieser Größen erfolgt vorteilhaft unter Verwendung der Entropietafel statt der umständlichen Rechnung mit gebrochenen Exponenten. Man erhält aus der Tafel zu dem vorgeschriebenen Anfangsdruck und dem Enddruck (1 Am. oder etwas höher) die Temperatur T_2 am Ende der adiabatischen Kompression (Fig. 150). Das spezifische Volumen v_1 kann aus der Tafel ebenfalls abgelesen werden, wenn man nicht vorzieht diesen Wert aus der Zustandsgleichung zu rechnen. Mit

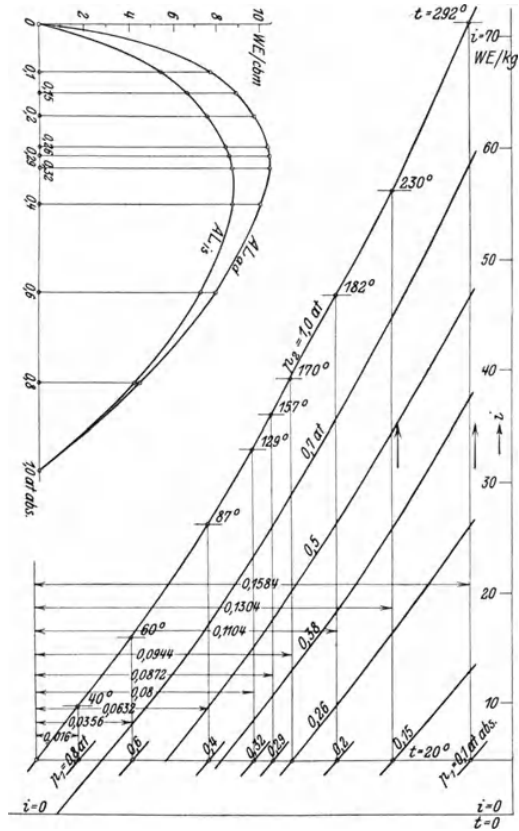


Fig. 150.

$$p_1 v_1 = RT_1 \quad \text{und} \quad c_p = AR \frac{k}{k-1}$$

wird

$$AL' = \frac{c_p}{R} \frac{p_1}{T_1} (T_2 - T_1)$$

oder

$$L' = \frac{k}{k-1} p_1 \left(\frac{T_2}{T_1} - 1 \right) \dots \dots \dots (27)$$

Diese Gleichung zeigt, daß die Arbeit bezogen auf 1 cbm unabhängig von der Natur des Gases ist, falls sich das Verhältnis $k = \frac{c_p}{c_v}$ nicht ändert.

Man erkennt ferner, daß

$$L' = 0 \text{ für } p_2 = p_1 \text{ und für } p_1 = 0,$$

im ersteren Fall ist noch kein Unterdruck vorhanden, der andere Fall gilt für absolute Luftleere, bei der eine Förderung aufhört. Zwischen diesen Werten von p_1 liegt ein solcher, der L' zu einem Höchstwert ansteigen läßt; durch Ausrechnen einzelner Werte ergibt sich die in Fig. 150 dargestellte Kurve, deren Abszissen die Saugdrücke und deren Ordinaten die zugehörigen Arbeiten AL' bedeuten.

In der Zahlentafel 15 sind die aus der Entropietafel abgelesenen Werte und die aus Gl. 25 berechnete Arbeit aufgeführt, mit Annahme einer Temperatur im Saugraum von $t_1 = 20^\circ \text{C}$ und eines Enddruckes von $p_2 = 1 \text{ Atm. absol.}$ unter Berücksichtigung der veränderlichen spezifischen Wärme.

Zahlentafel 15.

Anfangstemperatur $t_1 = 20^\circ \text{C}$, Enddruck $p_2 = 1 \text{ Atm.}$

p_1 kg/qcm	$T_2 - T_1$ °C	v_1 cbm/kg.	$AL_{ad} = i_2 - i_1$ WE/kg	AL'_{ad} WE/cbm	AL_{is} WE/kg	AL'_{is} WE/cbm
1,0	0	0,86	0	0	0	0
0,8	20	1,07	4,8	4,49	4,69	4,38
0,6	40	1,43	11,4	7,99	10,40	7,27
0,4	67	2,14	21,4	10,0	18,50	8,65
0,32	109	2,68	28,0	10,46	23,4	8,74
0,29	137	2,96	31,1	10,51	25,5	8,62
0,26	150	3,31	34,2	10,32	27,6	8,35
0,20	162	4,30	41,8	9,71	32,3	7,50
0,15	210	5,72	51,4	9,0	38,2	6,68
0,10	292	8,58	66,4	7,74	46,4	5,40
0,00	—	—	0	0	0	0

Die Zahlentafel zeigt das rasche Ansteigen des spezifischen Volumens mit abnehmendem Druck; besonders zu betonen ist der Umstand, daß der Höchstwert des Arbeitsbedarfs nicht bei hoher Luftleere auftritt, sondern bei einem ganz bestimmten Wert, der für vorliegende Annahmen etwa bei 0,3 kg/qcm liegt. Die Wahl des Motors hat demnach in Rücksicht auf diese Höchstleistung zu geschehen und nicht in Rücksicht auf den verlangten Betriebszustand.

Für die Berechnung der Energiezufuhr gilt hier

$$Ne = \frac{V(AL')428}{3600 \cdot 75 \cdot \eta_m} = \frac{V(AL')}{632 \eta_m},$$

wobei V das in der Stunde wirklich angesaugte Volumen und η_m den mechanischen Wirkungsgrad bedeutet.

Die aus Gl. 27 bestimmte Arbeit L' darf auch bei gekühltem Zylinder mit hinreichender Genauigkeit aus der adiabatischen Kompressionslinie ermittelt werden. Die Rückexpansion des Restes aus dem schädlichen Raum kann hierbei unberücksichtigt bleiben.

Dagegen beeinflusst der schädliche Raum das Liefervolumen in weit höherem Maße, als bei den normalen Kompressoren, da die Vakuumpumpen gewöhnlich mit einem bedeutend größeren Druckverhältnis arbeiten.

Setzt man für die Expansion der Restluft dieselbe Zustandsänderung im umgekehrten Sinn voraus, wie für die Kompression, so findet sich der volumetrische Wirkungsgrad aus

$$\lambda_0 = 1 - \varepsilon_0 \left(\frac{v_1}{v_2} - 1 \right).$$

Beträgt z. B. der schädliche Raum 5 v. H. und $v_2 = 0,86$ cbm/kg, so ist bei einem absoluten Druck von $p_1 = 0,1$ kg/qcm das spezifische Volumen $v_1 = 8,6$; damit ist

$$\lambda_0 = 1 - 0,05 \left(\frac{8,6}{0,86} - 1 \right) = 0,55.$$

Die Lieferung der Pumpe ist also bereits stark vermindert und hört ganz auf, wenn

$$\lambda_0 = 1 - 0,05 \left(\frac{v_1}{v_2} - 1 \right) = 0,$$

woraus $v_1 = 18,06$ cbm/kg entsprechend einem Druck von $p_1 = 0,0475$ kg/qcm.

Die in Zahlentafel 15 enthaltenen Ergebnisse sind demnach dahin zu verbessern, daß unter Berücksichtigung des schädlichen Raumes eine Förderung schon vor $p_1 = 0$ Atm. aufhört. Die Liefermenge einer Vakuumpumpe ist keineswegs konstant, sondern sinkt mit abnehmendem Saugdruck. In den Preislisten sollte daher mit der Ansaugmenge zugleich der Unterdruck angegeben werden, für den die gewährleistetete Lieferung gilt.

Wichtig ist es bei dem Entwurf einer solchen Maschine, den schädlichen Raum recht klein zu halten, falls sein Einfluß nicht durch besondere Maßnahmen unwirksam gemacht wird.

26. Beispiel: Eine doppelwirkende Ventil-Vakuumpumpe mit 370 mm Zylinderbohrung und 310 mm Hub hat auf einer Kolbenseite eine dicke Stange von 100 mm Durchmesser, um Spannringe zum Abdichten verwenden zu können (Metallstopfbüchse).

Das vom Kolben beschriebene Volumen beträgt bei 180 Uml./min, wenn F' und F'' die wirksamen Kolbenflächen bedeuten:

$$V_h = (F' + F'') S n = 0,2075 \cdot 0,31 \cdot 180 = 11,58 \text{ cbm/min.}$$

Die Pumpe soll bei einem schädlichen Raum von 2 v. H. ein Vakuum von 90 v. H. dauernd herstellen.

Setzt man wieder eine Temperatur von $t_1 = 20^\circ \text{C}$ im Saugraum und einen Enddruck von $p_2 = 1$ kg/qcm voraus, so ist

$$\lambda_0 = 1 - 0,02 \left(\frac{8,6}{0,86} - 1 \right) = 0,82.$$

Damit ergibt sich das Ansaugvolumen

$$V = \lambda_0 V_h = 0,82 \cdot 11,58 = 9,5 \text{ cbm/min.}$$

Schätzt man $\eta_m = 0,9$, so beträgt der Energiebedarf bei dem verlangten Druck von $p_1 = 0,1$ kg/qcm

$$Ne = \frac{9,5 \cdot 7,1 \cdot 428}{60 \cdot 75 \cdot 0,9} = 7,1 \text{ PS.}$$

Der Höchstbetrag tritt aber bei $p_1 = 0,3$ kg/qcm auf mit

$$Ne = \frac{9,5 \cdot 9,79 \cdot 428}{60 \cdot 75 \cdot 0,9} = \sim 10 \text{ PS.}$$

Das Ansaugvolumen und das Fördergewicht bezogen auf die Minute zeigen für verschiedene Drücke folgende Werte:

Zylinderseite abwechselnd den Saugkanal etwas nach Beginn des Hubes öffnen und etwas vor Ende des Hubes schließen. Der Druckkanal d im Schieber wird gegen den Zylinderkanal a zu geschlossen, bevor das Ende des Druckhubes erreicht ist und während des Saugens nicht mehr geöffnet, so daß die Rückschlagklappe r entlastet ist.

Zur Herstellung des Druckausgleichs in der Nähe des toten Punktes dient der Überströmkanal u , dessen Breite etwas kleiner als die Überdeckung e oder i gehalten wird. Vom Beginn des Überströmens bis zum Schluß beschreibt der Kolben einen zusätzlichen Raum ϵ_a , der eine schädliche Wirkung besitzt, denn er füllt sich mit Gas von Ausgleichsspannung. Je größer dieser Raum, desto größer ist der vom Kolben zurückzulegende Weg, um den Saugdruck zu erreichen, von dem aus erst ein neues Ansaugen erfolgen kann. Dieser während des Überströmens durchlaufene Raum wird — wie Köster zuerst

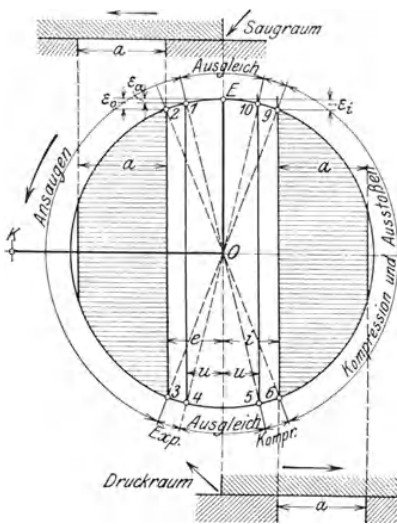


Fig. 152.

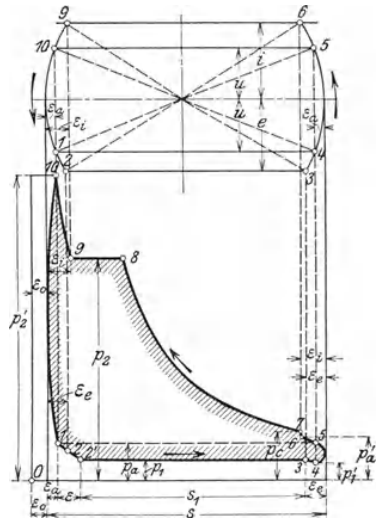


Fig. 153.

gezeigt hat¹⁾ — am kleinsten, wenn das Exzenter EO für die Schieberbewegung rechtwinklig zur Kurbel OK steht; dann ist während der Überströmung die Schiebergeschwindigkeit am größten und die Zeit zum Druckausgleich klein. Unter dieser Voraussetzung ist das in Fig. 152 dargestellte Schieberdiagramm entworfen; mit ihm läßt sich der Vorgang deutlich überblicken und das p_v -Diagramm Fig. 153 entwerfen. Die gezeichnete Figur gilt für die Deckelseite des Zylinders, dessen Lage auf der linken Seite der Hauptwelle O zu denken ist.

Im linken Totpunkt der Kurbel OK steht das Exzenter OE und der Schieber in der Mittellage, wie er in Fig. 151 gezeichnet ist. Der Überströmkanal ist alsdann links und rechts voll eröffnet, so daß der Ausgleich von der Deckelseite auf die andere Seite stattfindet und sich der Ausgleichsdruck p_a bildet. Beim Drehen aus dem toten Punkt wird zunächst der Kanal u abgeschnitten (Punkt 1); es erfolgt eine kurze Expansion der im schädlichen Raum ϵ_0 und im Zylinderraum ϵ_a zurückgebliebenen Luft von p_a auf p_1 ; im Verlaufe derselben öffnet der

¹⁾ Zeitschr. d. V. d. Ing. 1895, S. 1085.

Schieber in Punkt 2 die Saugseite. Nun ist die Verbindung des Zylinders mit der Muschel hergestellt; wird sie durch den zurückkehrenden Schieber wieder unterbrochen (3), so ist die Saugperiode zu Ende. Daran schließt sich eine ganz kurze Expansion bis zu Punkt 4, hervorgerufen durch den Unterschied der beiden Strecken e und u . Zwischen 4 und 5 erfolgt der Ausgleich von der Kurbelseite her im Sinne einer Druckerhöhung für die betrachtete Deckelseite, dabei überschreitet der Schieber seine Mittellage und der Kolben den rechten Totpunkt. Da i größer als u ist, ergibt sich weiter eine kleine Kompression 5—6, bevor in 6

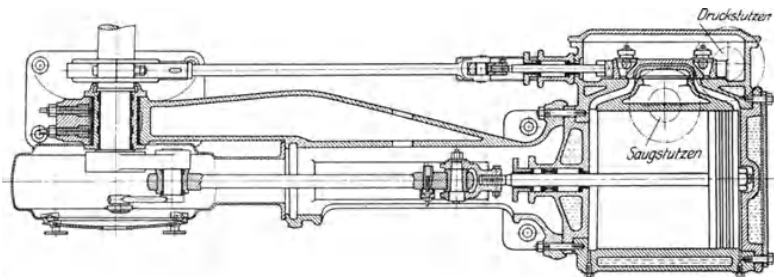


Fig. 154.

der Druckkanal d des Schiebers mit dem Zylinder verbunden wird. Da in diesem Raum d vom vorangehenden Spiel der Außendruck herrscht, findet ein zweiter Ausgleich statt mit Druckerhöhung, wodurch der Anfangspunkt 7 der Kompression etwas höher zu liegen kommt. Ist in 8 der Außendruck etwas überschritten, so wird die Rückschlagklappe aufgestoßen, wobei der Kanal 8 vom Schieber noch offen gehalten wird; er schließt erst bei Punkt 9. Bis zum Beginn des Ausgleichs (10) für das neue Spiel erfolgt eine kleine Kompression der im Zylinder eingeschlossenen Menge (9—10).

Die Ausführung einer solchen Vakuum-

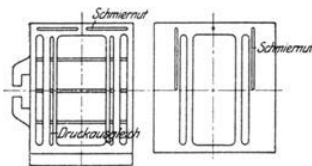


Fig. 155.

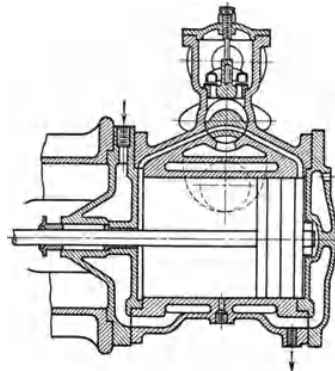


Fig. 156.

pumpe zeigt Fig. 154 in der Bauart der Maschinenfabrik Burckhardt A.-G., Basel. Vom Schieber mit dem Ausgleichskanal und den beiden federnden Rückschlagventilen ist die Ansicht der Gleitfläche in Fig. 155 gezeichnet, ferner die Ansicht des Schieberspiegels.

Eine einfache Steuerung mit gleicher Wirkung erhält man mit dem häufig verwendeten Drehschieber Fig. 156 (G. A. Schütz, Wurzen i. S.). Der Überströmkanal ist hier sehr kurz und sein Einfluß auf das Diagramm ganz unbedeutend; dafür fällt der schädliche Raum zufolge der langen Kanäle recht groß aus. Als Antrieb des Schiebers genügt ein Exzenter mit Stange und Schwinde. Aus dem

Saugstutzen geht das Gas durch die Muschel in den Zylinder; nach der Verdichtung durchströmt das Gas das Ringventil, bevor der Austritt in das Druckrohr erfolgt.

52. Der volumetrische Wirkungsgrad der Schieberluftpumpen mit Druckausgleich.

Wie früher erwähnt, ist der volumetrische Wirkungsgrad das Verhältnis des aus dem *p**v*-Diagramm ermittelten Ansaugvolumens zum Hubvolumen. Dieser Wert läßt sich aus dem Diagramm abstechen

$$\lambda_0 = \frac{s_1}{s}$$

Da er hauptsächlich vom Ausgleichsdruck abhängt, muß zunächst dieser Druck berechnet werden. Wir führen zu diesem Zweck folgende Verhältnisse zwischen den in Frage kommenden Volumen zum Hubvolumen ein:

- $\epsilon_0 = \frac{s_0}{s}$ das Verhältnis des schädlichen Raumes,
- ϵ_u das Verhältnis des Überströmkanales zum Hubvolumen,
- ϵ_e " " " Zylindervolumens entsprechend der Überdeckung *e*,
- ϵ_i " " " Zylindervolumens entsprechend der Überdeckung *i*,
- ϵ_a " " " Hubvolumens während der Überströmung,
- ϵ " " " Zylindervolumens, während der Expansion vom Ausgleichsdruck an,
- ϵ_d " " " Druckkanales im Schieber.

Bei dieser Rechnung ist zu beachten, daß der Ausgleichskanal auf zweierlei Arten angeordnet werden kann, entweder in der Weise, daß der Kanal bei Mittelstellung des Schiebers sich links und rechts an die innere Zylinderkanalkante anlehnt, oder aber an die äußere Kante des Kanals im Schieberspiegel. Da das Volumen des Ausgleichskanals auf die Ergebnisse von Einfluß ist, müssen beide Fälle gesondert behandelt werden.

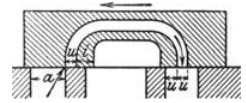


Fig. 157.

a) Der Ausgleichskanal lehnt sich bei Mittelstellung des Schiebers links und rechts an die innere Kanalkante an, wie dies Fig. 157 zeigt.

In diesem Fall ist der Ausgleichskanal vor seiner Eröffnung mit dem Pumpenzylinder verbunden, in dem Saugdruck herrscht, wobei selbstredend die Überdeckung *e* kleiner als die Kanalbreite *a* vorausgesetzt ist.

Um zum Ausgleichsdruck *p_a* zu gelangen, muß der Enddruck *p₁'* der kleinen Expansion von 3 nach 4 und der Enddruck *p₂'* der kleinen Kompression von 9 nach 10 berechnet werden (Fig. 153), da vom Punkt 4 auf der einen Seite und vom Punkt 10 auf der anderen Seite der Ausgleich beginnt. Beide Zustandsänderungen dürfen der Einfachheit halber isothermisch angenommen werden.

Bei Beginn der Expansion in 3 beträgt das Volumen $1 + \epsilon_0 - \epsilon_e + \epsilon_u$ und der Druck *p₁*; am Ende ist das Volumen $1 + \epsilon_0 - \epsilon_a + \epsilon_u$ und der Druck *p₁'*, daher ist

$$p_1' = p_1 \frac{1 + \epsilon_0 - \epsilon_e + \epsilon_u}{1 + \epsilon_0 - \epsilon_a + \epsilon_u} \dots \dots \dots (28)$$

Für den Enddruck der Kompression von 9 nach 10 ist

$$p_2' = p_2 \frac{\epsilon_0 + \epsilon_i}{\epsilon_0 + \epsilon_a} \dots \dots \dots (29)$$

Zwischen 4 und 5 einerseits und zwischen 10 und 1 andererseits findet der Druckausgleich statt, wofür die Mischungs-gleichung gilt

$$p_2'(\epsilon_0 + \epsilon_a) + (1 + \epsilon_0 - \epsilon_a + \epsilon_u)p_1' = (1 + 2\epsilon_0 + \epsilon_u)p_a.$$

Setzt man für p_1' und p_2' die Werte ein, so folgt

$$p_a = \frac{p_1(1 + \epsilon_0 + \epsilon_u - \epsilon_e) + p_2(\epsilon_0 + \epsilon_i)}{1 + 2\epsilon_0 + \epsilon_u} \dots \dots \dots (30)$$

Nach vollendetem Ausgleich dehnt sich das Volumen $\epsilon_0 + \epsilon_u + \epsilon_a$ vom Druck p_a auf p_1 aus, und zwar ist

$$p_a(\epsilon_0 + \epsilon_u + \epsilon_a) = p_1(\epsilon_0 + \epsilon_u + \epsilon_a + \epsilon)$$

woraus

$$\epsilon = \left(\frac{p_a}{p_1} - 1\right)(\epsilon_0 + \epsilon_u + \epsilon_a) \dots \dots \dots (31)$$

Genau genommen fällt der Druck von der Stellung 2 an (Fig. 153) weniger rasch auf den Wert p_1 , da in 2 der Saugraum geöffnet wird, doch darf die Isotherme unbedenklich von 1 über 2 nach 2' verlängert gedacht werden.

Damit findet sich endlich der gesuchte volumetrische Wirkungsgrad

$$\lambda_0 = \frac{s_1}{s} = 1 - (\epsilon + \epsilon_a + \epsilon_e) \dots \dots \dots (32)$$

Um das p_v -Diagramm endgültig zeichnen zu können, sind nur noch die Punkte 6 und 7 Fig. 153 einzutragen. Von 5 bis 6 erhöht sich der Druck durch Kompression auf p_a' , und zwar ist

$$p_a(1 + \epsilon_0 - \epsilon_a) = p_a'(1 + \epsilon_0 - \epsilon_e) \dots \dots \dots (33)$$

In 6 öffnet sich der Druckkanal d im Schieber gegen den Zylinderkanal a , daher findet zwischen dem Zylindervolumen und demjenigen in d ein Ausgleich mit Druckerhöhung auf p_c statt und es ist

$$p_a'(1 + \epsilon_0 - \epsilon_e) + p_2 \cdot \epsilon_d = p_c(1 + \epsilon_0 - \epsilon_e + \epsilon_a) \dots \dots \dots (34)$$

Damit ist der Anfangspunkt der eigentlichen Kompressionslinie 7—8 bestimmt und das Diagramm geschlossen.

27. Beispiel:

$\epsilon_0 = 0,05$	$\epsilon_a = 0,015$	$p_1 = 0,1 \text{ kg/qcm}$
$\epsilon_i = 0,04$	$\epsilon_u = 0,01$	$p_2 = 1,1 \text{ „}$
$\epsilon_e = 0,032$	$\epsilon_d = 0,01$	
$i = 13 \text{ mm}$	$u = 8 \text{ mm}$	Schieberhub 70 mm
$e = 12 \text{ „}$	$a = 21 \text{ „}$	

Mit diesen aus den Abmessungen des Schiebers und aus dem Steuerungsdiagramm ermittelten Werten folgt:

$$p_1' = p_1 \frac{1 + \epsilon_0 - \epsilon_e + \epsilon_u}{1 + \epsilon_0 - \epsilon_a + \epsilon_u} = 0,1 \frac{1,028}{1,045} = 0,0984 \text{ kg/qcm}$$

$$p_2' = p_2 \frac{\epsilon_0 + \epsilon_i}{\epsilon_0 + \epsilon_a} = 1,1 \frac{0,09}{0,065} = 0,152 \text{ kg/qcm}$$

$$p_a = \frac{p_1(1 + \epsilon_0 + \epsilon_u - \epsilon_e) + p_2(\epsilon_0 + \epsilon_i)}{1 + 2\epsilon_0 + \epsilon_u} = \frac{0,1 \cdot 1,028 + 1,1 \cdot 0,09}{1,11} = 0,182 \text{ kg/qcm}$$

$$p_a' = p_a \frac{1 + \epsilon_0 - \epsilon_a}{1 + \epsilon_0 - \epsilon_e} = 0,182 \frac{1,035}{1,018} = 0,185 \text{ kg/qcm}$$

$$p_e = \frac{p_a'(1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_e) + p_2 \varepsilon_d}{1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_e + \varepsilon_d} = \frac{1,085 \cdot 1,018 + 1,1 \cdot 0,01}{1,028} = 0,194 \text{ kg/qcm}$$

$$E = \left(\frac{p_a}{p_1} - 1 \right) (\varepsilon_0 + \varepsilon_u + \varepsilon_a) = \left(\frac{0,182}{0,1} - 1 \right) 0,075 = 0,0615$$

$$\lambda_0 = 1 - (\varepsilon + \varepsilon_a + \varepsilon_e) = 1 - 0,1085 = 0,8915.$$

Der volumetrische Wirkungsgrad λ_0 würde bei etwas kleineren Werten von e , i und u noch günstiger ausgefallen sein.

b) Der Ausgleichskanal lehnt sich bei Mittelstellung des Schiebers links und rechts an die äußere Kanalkante an.

In diesem Fall ist der Ausgleichskanal vor Beginn des Überströmens mit dem Zylinderraum verbunden, in dem verdichtet wird, wie dies in Fig. 158 dargestellt ist. Der Raum ε_u hat demnach für die Saugseite keinen Einfluß.

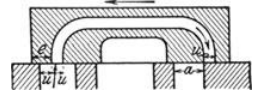


Fig. 158.

Man erhält unter Benützung derselben Bezeichnungen:

$$p_1' = p_1 \frac{1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_e}{1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_a}$$

$$p_2' = p_2 \frac{\varepsilon_0 + \varepsilon_i + \varepsilon_u}{\varepsilon_0 + \varepsilon_a + \varepsilon_u}$$

$$p_a = \frac{p_1'(1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_a) + p_2'(\varepsilon_0 + \varepsilon_a + \varepsilon_u)}{1 + 2\varepsilon_0 + \varepsilon_u} = \frac{p_1(1 + \varepsilon_0 - \varepsilon_e) + p_2(\varepsilon_0 + \varepsilon_i + \varepsilon_u)}{1 + 2\varepsilon_0 + \varepsilon_u}$$

$$\varepsilon = \left(\frac{p_a}{p_1} - 1 \right) (\varepsilon_0 + \varepsilon_a)$$

$$\lambda_0 = 1 - (\varepsilon + \varepsilon_a + \varepsilon_e).$$

28. Beispiel: Mit diesen Gleichungen und den Zahlenwerten des vorigen Beispiels folgen die Ergebnisse:

$$p_1' = 0,1 \frac{1,018}{1,035} = 0,0983 \text{ kg/qcm},$$

$$p_2' = 1,1 \frac{0,10}{0,075} = 1,466 \quad "$$

$$p_a = \frac{0,1 \cdot 1,035 + 1,1 \cdot 0,075}{1,11} = 0,168 \text{ kg/qcm}$$

$$\varepsilon = \left(\frac{0,168}{0,1} - 1 \right) 0,065 = 0,044$$

$$\lambda_0 = 1 - (0,044 + 0,015 + 0,032) = 0,909.$$

53. Energiebedarf der Schieberpumpen mit Druckausgleich.

Die Berechnung des volumetrischen Wirkungsgrades aus dem Steuerungsdiagramm hat im vorigen Abschnitt zur Bestimmung der Eckpunkte für das p_v -Diagramm geführt, wie es in Fig. 153 dargestellt ist. Mit der erhaltenen Fläche ist der indizierte Arbeitsbedarf gefunden.

Nun sind aber die Überdeckungen e und i gegenüber der Breite u des Überströmkanals viel weniger verschieden, als in Fig. 152 der Deutlichkeit halber angenommen worden ist, so daß die Berechnung der Betriebsarbeit vereinfacht werden kann. Insbesondere ist die Annahme zulässig, die kleine Expansion (3—4) und die kleinen Kompressionen (5—6) und (9—10) seien zu vernachlässigen; ferner

soll sich der Ausgleich augenblicklich an den toten Punkten vollziehen; endlich ist der Arbeitsgewinn durch Expansion der Restluft vom Ausgleichsdruck p_a auf p_1 so gering, daß er für die praktische Rechnung nicht in Betracht fällt.

Mit diesen Annahmen vereinfacht sich das p_v -Diagramm auf die in Fig. 159 dargestellte Form.

Für den ersten Druckausgleich auf p_a ist nun das Volumen des schädlichen Raumes ϵ_0 und dasjenige des Ausgleichskanals ϵ_u von Einfluß, für den zweiten Druckausgleich auf p_c das Volumen des Kanals d im Schieber. Dabei können auch wieder zwei Fälle unterschieden werden:

a) Der Überströmkanal lehne sich bei Mittelstellung des Schiebers links und rechts an die innere Kanalkante im Schieberspiegel an (Fig. 157), vor Beginn des Überströmens ist daher der Ausgleichskanal mit derjenigen Zylinderseite verbunden, in der angesaugt wird. Daher ist

$$p_a = \frac{p_1(1 + \epsilon_0 + \epsilon_u) + p_2 \epsilon_0}{1 + 2 \epsilon_0 + \epsilon_u} \dots (35)$$

Der zweite Druckausgleich findet statt, wenn der Druckkanal d mit dem

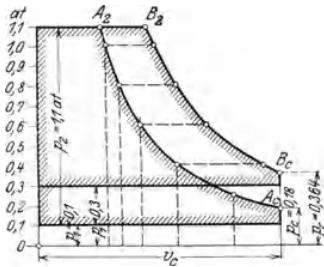


Fig. 159.

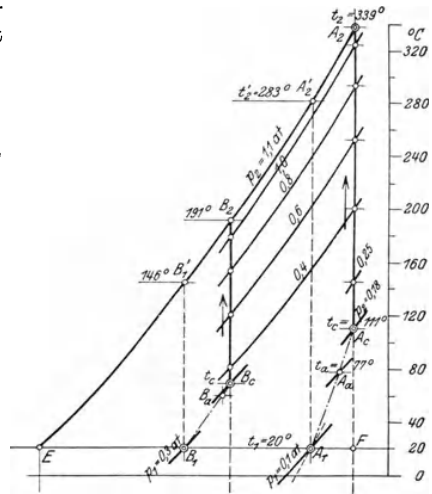


Fig. 160.

Zylinderkanal a verbunden ist. Da im ersteren Raum der äußere Druck p_2 vom vorangegangenen Spiel vorhanden ist, während der Raum $1 + \epsilon_0$ den Druck p_a aufweist, folgt

$$p_c = \frac{p_a(1 + \epsilon_0) + p_2 \epsilon_d}{1 + \epsilon_0 + \epsilon_d} \dots (36)$$

Nun ist der Anfangszustand der eigentlichen Kompression bestimmt und der mittlere Druck des p_v -Diagramms kann berechnet werden.

Einfacher fällt die Bestimmung der Arbeit aus durch Benützung der Entropietafel. Zur Darstellung des Vorganges sind vorerst die beiden Mischtemperaturen zu berechnen, die sich nach dem Druckausgleich bilden.

Die Ansammlung vom Druck p_1 hat die Außentemperatur T_1 (Punkt A_1 , Fig. 160); die im schädlichen Raum zum Ausgleich gelangende Restluft vom Druck p_2 hat eine Temperatur T_2' , die etwas tiefer liegt als die Temperatur T_2 am Ende der Kompression. Der Grund dieser Senkung besteht in der geringfügigen Abkühlung während der Ausstoßperiode. Man findet T_2' mit genügender Genauigkeit aus der Entropietafel als Endtemperatur der Kompressionslinie A_1-A_2' .

Nun ist die Temperatur nach der Mischung

$$T_a = \frac{p_1(1 + \varepsilon_0 + \varepsilon_u) + p_2 \varepsilon_0}{\frac{p_1(1 + \varepsilon_0 + \varepsilon_u)}{T_1} + \frac{p_2 \varepsilon_0}{T_2}} \dots \dots \dots (37)$$

Durch Eintragen von p_a und T_a erhält man den Zustandspunkt A_a nach dem ersten Druckausgleich.

Am Ende des zweiten Ausgleichs entsteht die Temperatur

$$T_c = \frac{p_a(1 + \varepsilon_0) + p_2 \varepsilon_d}{\frac{p_a(1 + \varepsilon_0)}{T_a} + \frac{p_2 \varepsilon_d}{T_2'}} \dots \dots \dots (38)$$

Mit p_c und T_c ist der Anfangspunkt A_c der Kompressionslinie $A_c A_2$ in Fig. 160 bestimmt.

Bei den verhältnismäßig kleinen Energiemengen dieser Maschinengattung hat es keinen Zweck, eine andere Kompression als die adiabatische zugrunde zu legen, auch dann, wenn durch Kühlung des Zylindermantels und der Deckel tatsächlich eine polytropische Zustandsänderung erfolgt. Eine solche könnte übrigens in genau derselben Weise eingezeichnet werden, wie dies früher für die Kompressoren gezeigt worden ist.

Man erkennt aus der Darstellung im Entropiediagramm, daß durch den Druckausgleich nicht nur die Anfangspression für die Kompression, sondern auch die Temperatur wesentlich steigt. Würde kein Ausgleich stattfinden, so wäre A_1 der Ausgangspunkt und A_2' der Endpunkt der Kompression. Die Fläche unter der Strecke $A_2' - E$ stellt die Arbeit auf 1 kg der Fördermenge dar und beträgt $c_p(T_2' - T_1)$. Nun ist aber infolge des Ausgleichs der Druck auf p_c und die Temperatur auf T_c gestiegen. Diese nicht umkehrbare Zustandsänderung kennzeichnet sich durch den Entropiezuwachs des Punktes A_1 gegenüber F , d. h. um das wagrechte Stück $A_1 F$. Man kann daher den Vorgang ersetzt denken durch einen solchen ohne Druckausgleich, wenn statt des Ausgangspunktes A_1 der wagrecht nach rechts verschobene Punkt F angenommen wird. Der Arbeitsbedarf auf 1 kg der Liefermenge ist demnach dargestellt durch den ganzen Flächenstreifen unter $A_2 E$ und beträgt $c_p(T_2 - T_1)$ im Wärmemaß. Bei dieser einfachen Bestimmung der Arbeit läßt sich die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme berücksichtigen.

Um aus dem gefundenen Wert die Betriebsarbeit zu berechnen, ist zu beachten, daß am Ende des Saughubes Gas vom Druck p_c , der Temperatur T_c und dem zugehörigen spezifischen Volumen v_c für die Kompression zur Verfügung steht. Auf welche Weise dieser Zustand erreicht wurde, ist für die Größe der Arbeit gleichgültig; man kann daher den Zustand in A_c dadurch hervorgebracht denken, daß Gas vom spezifischen Volumen v_c angesaugt worden ist. Daher beträgt die Arbeit auf 1 cbm des wirklichen Ansaugvolumens

$$AL' = \frac{c_p(T_2 - T_1)}{v_c}$$

und der Energiebedarf

$$N_c = \frac{AL' \cdot V}{632 \cdot \eta_m},$$

worin η_m den mechanischen Wirkungsgrad und V das stündliche Ansaugvolumen bedeutet.

Der Liefergrad λ kann in diesem Fall mit dem volumetrischen Wirkungsgrad gleichgesetzt werden; ferner ist das Fördergewicht wie früher

$$G = \frac{V}{v_1} = \frac{V_h \cdot \lambda}{v_1}.$$

b) Der Ausgleichskanal lehnt sich bei Mittelstellung des Schiebers links und rechts an die äußere Kanalkante (Fig. 158). Vor Beginn des Überströmens ist der Ausgleichskanal mit demjenigen Zylinderraum verbunden, in welchem die Druck- und Ausstoßperiode stattfindet. Man erhält daher

$$p_a = \frac{p_1(1 + \varepsilon_0) + p_2(\varepsilon_0 + \varepsilon_u)}{1 + 2\varepsilon_0 + \varepsilon_u}$$

$$T_a = \frac{\frac{p_1(1 + \varepsilon_0) + p_2(\varepsilon_0 + \varepsilon_u)}{T_1} + \frac{p_2(\varepsilon_0 + \varepsilon_u)}{T_2'}}{\frac{p_1(1 + \varepsilon_0)}{T_1} + \frac{p_2(\varepsilon_0 + \varepsilon_u)}{T_2'}}.$$

Die übrigen Werte und die Bestimmung der Arbeit erleiden keine Änderung gegenüber Fall a).

29. Beispiel: Eine Vakuumpumpe mit Druckausgleich nach Fall a) habe einen verhältnismäßig großen schädlichen Raum von $\varepsilon_0 = 0,05$ und einen großen Druckraum zwischen Schieberspiegel und Rückschlagventil $\varepsilon_a = 0,04$.

Die Pumpe soll $V = 2000$ cbm/st von 0,1 auf 1,1 Atm. abs. fördern. Es ist der Arbeitsbedarf bei diesem verlangten Unterdruck sowie der Höchstwert zu berechnen.

Nimmt man unter Benützung der Verhältnisse des vorigen Abschnittes $\lambda = 0,89$, so ist das vom Kolben zu beschreibende Volumen $V_h = \frac{2000}{0,89} = 2250$ cbm/st, was einen Zylinder von 600 mm Hub und 600 mm Bohrung bei 110 Uml./min erfordert.

Aus $p_1 = 0,1$ Atm. und $t_1 = 20^\circ \text{C}$ ist A_1 (Fig. 160) bestimmt, ferner A_2' mit $t_2' = 283^\circ \text{C}$; daher folgt mit $\varepsilon_0 = 0,05$, $\varepsilon_u = 0,01$, $\varepsilon_a = 0,04$

$$p_a = \frac{1000 \cdot 1,06 + 11000 \cdot 0,05}{1,11} = 1450 \text{ kg/qm} \quad (0,145 \text{ Atm.})$$

$$T_a = \frac{\frac{1000 \cdot 1,06 + 11000 \cdot 0,05}{1000 \cdot 1,06} + \frac{11000 \cdot 0,05}{11000 \cdot 0,05}}{\frac{293}{1000 \cdot 1,06} + \frac{556}{11000 \cdot 0,05}} = 350^\circ, \quad t_a = 77^\circ \text{C}$$

$$p_c = \frac{1450 \cdot 1,05 + 11000 \cdot 0,04}{1,09} = 1800 \text{ kg/qm} \quad (0,18 \text{ Atm.})$$

$$T_c = \frac{\frac{1450 \cdot 1,05 + 11000 \cdot 0,04}{1450 \cdot 1,05} + \frac{11000 \cdot 0,04}{11000 \cdot 0,04}}{\frac{350}{1450 \cdot 1,05} + \frac{556}{11000 \cdot 0,04}} = 384^\circ, \quad t_c = 111^\circ \text{C}$$

$$v_c = \frac{29,27 \cdot 384}{1800} = 6,25 \text{ cbm/kg.}$$

Damit läßt sich der Anfangspunkt A_c der eigentlichen Kompression in das Entropiediagramm eintragen (Fig. 160). Der Endpunkt A_2 liegt bei adiabatischer Zustandsänderung senkrecht darüber mit $t_2 = 339^\circ \text{C}$; für die Arbeit folgt

$$AL = 0,241 \cdot (339 - 20) = 67,1 \text{ WE/kg}$$

oder auf 1 cbm

$$AL' = \frac{67,1}{6,25} = 12,3 \text{ WE/cbm.}$$

Nimmt man für den mechanischen Wirkungsgrad $\eta_m = 0,9$, so ist der Energiebedarf

$$N_e = \frac{AL \cdot V \cdot 428}{3600 \cdot 75 \cdot \eta_m} = \frac{12,3 \cdot 2000}{632 \cdot 0,9} = 43,2 \text{ PS}$$

und das Fördergewicht

$$G = \frac{2000}{0,86} = 2330 \text{ kg/st.}$$

Wiederholt man die Rechnung für den Saugdruck $p_1 = 0,3 \text{ Atm. abs.}$, bei dem der Arbeitsbedarf ungefähr am größten ist; so folgt aus dem Entropiediagramm Fig. 160

$$p_a = \frac{3000 \cdot 1,06 + 11000 \cdot 0,05}{1,11} = 3360 \text{ kg/qm (0,336 Atm.)}$$

$$T_a = \frac{3000 \cdot 1,06 + 11000 \cdot 0,05}{\frac{3000 \cdot 1,06}{293} + \frac{11000 \cdot 0,05}{419}} = 333^\circ, \quad t_a = 60^\circ \text{ C}$$

$$p_c = \frac{3360 \cdot 1,05 + 11000 \cdot 0,04}{1,09} = 3640 \text{ kg/qm (0,364 Atm.)}$$

$$T_c = \frac{3360 \cdot 1,05 + 11000 \cdot 0,04}{\frac{3360 \cdot 1,05}{333} + \frac{11000 \cdot 0,04}{419}} = 341^\circ, \quad t_c = 68^\circ \text{ C}$$

$$v_c = \frac{29,27 \cdot 341}{3640} = 2,75 \text{ cbm/kg.}$$

Für den Endpunkt der Adiabate $B_c B_2$ ist $t_2 = 191^\circ \text{ C}$, daher

$$AL = 0,24(191 - 20) = 41 \text{ WE/kg}$$

$$AL' = \frac{41}{2,75} = 14,9 \text{ WE/cbm.}$$

Infolge des kleineren Vakuums steigt der Liefergrad auf etwa $\lambda = 0,93$, somit beträgt das Ansaugvolumen

$$V = 0,93 \cdot 2250 = \sim 2100 \text{ cbm/st}$$

und der größte Energiebedarf

$$N_e = \frac{14,9 \cdot 2100}{632 \cdot 0,9} = 55 \text{ PS.}$$

Würde der Liefergrad von $\lambda = 0,89$ ohne Druckausgleich erreicht werden können, so würde sich der größte Energiebedarf entsprechend der Kompression $B_1 B_2'$ ermäßigen auf

$$N_e = \frac{0,24 \cdot (146 - 20) \cdot 2000}{632 \cdot 0,9 \cdot 2,86} = 37,1 \text{ PS.}$$

Man erkennt den Mehraufwand an Energie zufolge des Druckausgleichs. Liest man für einige gewählte Zwischenpressungen die Ordinaten der entsprechenden Punkte der Kompressionslinie ab und berechnet mit ihnen aus der Zustandsgleichung die spezifischen Volumen v , so erhält man aus dem Diagramm Fig. 160 folgende Werte (Zahlentafel 16).

Mit diesen Beträgen läßt sich das pv -Diagramm darstellen, wie dies in Fig. 159 geschehen ist.

Das Diagramm mit dem Ansaugedruck $0,1 \text{ Atm.}$ kann nach Wahl der beiden Maßstäbe unmittelbar aufgezeichnet werden; für das andere Diagramm mit $0,3 \text{ Atm.}$

Ansaugedruck sind vorerst die Abszissen auf dieselbe Diagrammlänge zu beziehen, um den Vergleich zu ermöglichen. Die größere Arbeitsfläche im zweiten Fall ist deutlich ersichtlich.

Zahlentafel 16.

Punkt	Ansaugedruck 0,1 Atm.				Ansaugedruck 0,3 Atm.			
	Druck <i>p</i>	Temperaturen <i>t</i> <i>T</i>		Spez. Vol. <i>v</i>	Druck <i>p</i>	Temperaturen <i>t</i> <i>T</i>		Spez. Vol. <i>v</i>
<i>A_c</i>	0,18	111	384	6,29				
2	0,25	146	419	4,9	0,364	68	341	2,75
3	0,4	202	475	3,48	0,4	81	354	2,59
4	0,6	253	526	2,56	0,6	122	395	1,93
5	0,8	293	566	2,07	0,8	153	426	1,56
6	1,0	325	598	1,75	1,0	179	452	1,32
<i>A₂</i>	1,1	339	612	1,6	1,1	191	464	1,24

Zur Erzeugung eines hohen Vakuums empfiehlt es sich, die Verdichtung in zwei Stufen zu vollziehen. Dabei ist die Hauptarbeit dem Hochdruckzylinder vorbehalten, der einzig mit einem Kühlwassermantel versehen ist. Die durch Undichtheiten einfallenden kleinen Luftmengen werden vom Niederdruckzylinder gesammelt und etwas verdichtet; bei der kleinen Leitungsfähigkeit der dünnen Luft hätte eine Kühlung keine Wirkung.

Eine derartige Ausführung der Maschinenfabrik Burckhardt, Basel, zeigt zwei gleich große, doppeltwirkende Zylinder (375 mm Dmtr., 200 mm Hub, 160 Uml./min) für beide Stufen; sie erzeugt einen absoluten Druck von 1 mm Quecksilbersäule. Die Laterne zwischen beiden Zylindern dient als Ölabschluß der Stopfbüchsen gegen Luftaustritt. Eine Zwischenkühlung findet nicht statt.

G. Zwischenkühler.

54. Wärmeübergang.

Die Wärmeübertragung zweier sich berührender Körper ist proportional der Zeit, der Berührungsfläche und dem Temperaturunterschied beider Körper.

Fließt die Wärme *Q* in der Stunde von einem Gas durch die Wandung *F* (qm) an das Kühlwasser, so setzt sich die Übertragung aus drei Vorgängen zusammen:

a) Übergang vom Gas an die Wandung

$$Q = F \cdot \alpha_1 (t_1 - \vartheta_1), \dots \dots \dots (1)$$

worin *t₁* die unveränderliche Temperatur des heißen Gases und *ϑ₁* die Temperatur der Wand an der Eintrittsstelle ist; *α₁* heißt Wärmeübergangszahl.

b) Durchgang durch die Wand

$$Q = F \frac{\lambda}{\delta} (\vartheta_1 - \vartheta_2), \dots \dots \dots (2)$$

worin *δ* die Wandstärke in m und *λ* die Wärmeleitungszahl bedeuten.

c) Übergang von der Wandung an das Kühlwasser mit der unveränderlichen Temperatur *t₂*

$$Q = F \alpha_2 (\vartheta_2 - t_2), \dots \dots \dots (3)$$

worin *ϑ₂* die Temperatur der Wandung an der Austrittsstelle bedeutet.

Aus Gl. 1, 2 und 3 ergibt sich die allgemeine Gleichung für den ganzen Wärmedurchgang

$$Q = \kappa F (t_1 - t_2), \dots \dots \dots (4)$$

worin die Wärmedurchgangszahl κ die Bedeutung hat

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2} + \frac{\delta}{\lambda}} \dots \dots \dots (5)$$

Die Wandtemperaturen betragen

$$\vartheta_1 = t_1 - \frac{\kappa}{\alpha_1} (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (6)$$

$$\vartheta_2 = t_2 + \frac{\kappa}{\alpha_2} (t_1 - t_2) \dots \dots \dots (7)$$

Für die Zwischenkühler der Kompressoren kommen meistens dünnwandige Messingrohre (Wandstärke 1 bis höchstens 3 mm) zur Verwendung: Das

Glied $\frac{\delta}{\lambda}$ in Gl. 5 wird daher sehr klein und kann häufig vernachlässigt werden ($\lambda = 50$ bis 60, $\delta = 0,003$ m, $\frac{\delta}{\lambda} = \frac{0,003}{50} = 0,00006$).

Damit vereinfacht sich Gl. 5 auf

$$\kappa = \frac{1}{\frac{1}{\alpha_1} + \frac{1}{\alpha_2}} = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} \dots \dots \dots (8)$$

Die Werte α_1 und α_2 sind hauptsächlich von der Geschwindigkeit der Flüssigkeit abhängig.

Für den Übergang von Luft an Metall ist nach Joule

$$\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{w_1} \dots \dots \dots (9)$$

Neuere eingehende Versuche liegen vor von Nußelt¹⁾.

Danach ist α_1 abhängig vom Rohrdurchmesser d (m), von der spezifischen Wärme C_p des Gases (WE/cbm, bezogen auf 1 Atm. und 15° C), von der Wärmeleitungsfähigkeit λ_w der Flüssigkeit bei der Temperatur der Rohrwand, von der Wärmeleitungsfähigkeit λ des Gases bei der Gastemperatur und von der Geschwindigkeit w_1 des Gases.

Durch die angeführten Versuche ergibt sich die Formel

$$\alpha_1 = 15,9 \frac{\lambda_w}{d^{0,214}} \cdot \left(\frac{w_1 \cdot C_p}{\lambda} \right)^{0,786} \dots \dots \dots (10)$$

Die Wärmeleitungsfähigkeit eines Gases ist abhängig von seiner Temperatur, und zwar

$$\lambda = \lambda_0 (1 + \alpha t_1) \dots \dots \dots (11)$$

Einige Werte von λ_0 und α

	λ	α
Luft	0,01894	0,00228
Kohlensäure	0,01213	0,00385
Wasserdampf	0,0192	0,00434
Leuchtgas	0,0506	0,0030

Für Luft kann als Mittelwert $\lambda = 0,02$ gelten.

¹⁾ Dr.-Ing. W. Nußelt, Der Wärmeübergang in Rohrleitungen. Habilitationsschrift, Dresden 1909.

Um λ_w zu berechnen, muß in Gl. 11 die Temperatur der Wandung eingesetzt werden.

Der Übergang von Metall an Wasser ist für vorliegende Verwendung von geringer Bedeutung, dagegen bei Oberflächenkondensatoren wichtig.

Die gebräuchliche Formel heißt

$$\alpha_2 = 300 + 1800 \sqrt{w_2} \dots \dots \dots (12)$$

worin w_2 die Wassergeschwindigkeit bedeutet¹⁾.

Neuere Versuche sind von Soennecken²⁾ vorgenommen worden, dessen abgerundete Formel für glatte Oberfläche lautet

$$\alpha_2 + 2020 \frac{w_2^{0,9}}{d^{0,1}} (1 + 0,014 t) \dots \dots \dots (13)$$

Die zur Berechnung der Kühlfläche dienende Wärmedurchgangsgleichung (4) gilt für unveränderliche Temperaturen bei beiden Körpern.

Vom Eintritt zum Austritt kühlt sich das Gas von t_1' auf t_1'' ab, das Wasser dagegen erwärmt sich von t_2' auf t_2'' im Gleichstrom oder von t_2'' auf t_2' im Gegenstrom; dann ergibt sich die Kühlfläche aus der Gleichung

$$Q = \kappa F \frac{(t_1' - t_2') - (t_1'' - t_2'')}{\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''}} \dots \dots \dots (14)$$

Angenähert darf auch gesetzt werden

$$Q = \kappa F \left(\frac{t_1' + t_1''}{2} - \frac{t_2' + t_2''}{2} \right) \dots \dots \dots (15)$$

Sind G_1 und G_2 die stündlichen Durchflußmengen (in kg) von Gas und Wasser, c_1 und c_2 ihre spezifischen Wärmen (c_1 spezifische Wärme bei konstantem Druck, $c_2 = \sim 1$), so ist ferner

$$Q = c_1 G_1 (t_1' - t_1'') \dots \dots \dots (16)$$

$$Q = c_2 G_2 (t_2' - t_2'') \dots \dots \dots (17)$$

In diesem Fall sind zur Bestimmung von α_1 und α_2 (Gl. 10 und 13) für die Temperaturen Mittelwerte einzusetzen.

Meistens genügt es für die Zwischenkühlung der Gase α_2 zu vernachlässigen, dann ist $\kappa = \alpha_1$. Als Kühlfläche F ist die Oberfläche der Rohre an der Eintrittsstelle der Wärme zu rechnen, an der sich der Übergang viel schwieriger gestaltet, als an der von Wasser bespülten Austrittsfläche der Wärme.

30. Beispiel: Bei den erwähnten Versuchen von Nußelt ist ein nahtlos gezogenes Messingrohr von 22 mm innerem und 26 mm äußerem Durchmesser verwendet worden.

Bei Versuch Nr. 6 betrug die Luftgeschwindigkeit $w_1 = 6,21$ m/sek.

Benützt man zunächst Gl. 9, so ist

$$\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{w_1} = 27,$$

ferner nach Gl. 12

$$\alpha_2 = 300 + 1800 \sqrt{w_2},$$

worin $w_2 = 2$ m/sek gesetzt werden soll, dies ergibt

$$\alpha_2 = 2840$$

¹⁾ Hütte 1908, S. 306.

²⁾ Soennecken, Der Wärmeübergang von Rohrwänden an strömendes Wasser. Dissertation, München 1910.

und

$$\kappa = \frac{\alpha_1 \alpha_2}{\alpha_1 + \alpha_2} = \frac{27 \cdot 2840}{2867} = 26,75.$$

Die Durchgangszahl ist also nur unbedeutend kleiner als α_1 , und es darf in der Tat statt κ der Wert α_1 in Gl. 4 oder 14 eingesetzt werden.

Soll α_1 aus Gl. 10 berechnet werden, so entnehmen wir aus den Versuchswerten

$$\begin{aligned} \text{Lufttemperatur} & \dots \dots \dots t = 45,7^\circ \text{C} \\ \text{Wandungstemperatur} & \dots \dots \dots t_0 = 103,5^\circ \text{C} \\ \text{spezifische Wärme} & \dots \dots \dots C_p = 0,282 \text{ WE/cbm} \\ & \dots \dots \dots d^{0,214} = 0,442 \end{aligned}$$

und erhalten mit Gl. 11

$$\begin{aligned} \lambda &= 0,01894 (1 + 0,00228 \cdot 45,7) = 0,021 \\ \lambda_w &= 0,01894 (1 + 0,00228 \cdot 103,5) = 0,0234, \end{aligned}$$

damit ist nach Gl. 10

$$\alpha_1 = 15,9 \cdot \frac{0,0234}{0,442} \cdot \left(\frac{6,21 \cdot 0,282}{0,021} \right)^{0,786} = 27,2.$$

Der gefundene Wert stimmt also mit dem angenäherten aus Gl. 9 gut überein. Nimmt man Versuch Nr. 10 a. a. O., so ist dort gemessen

$$w = 18,33 \text{ m/sek}, \quad t = 35^\circ \text{C}, \quad t_0 = 102,7^\circ \text{C},$$

damit wird

$$\lambda = 0,0206, \quad \lambda_w = 0,0234,$$

daher

$$\alpha_1 = 15,9 \cdot \frac{0,0234}{0,442} \left(\frac{18,33 \cdot 0,282}{0,0206} \right)^{0,786} = 65,5,$$

während nach Gl. 9 nur

$$\alpha_1 = 2 + 10 \sqrt{18,33} = 45$$

erhalten wird.

Die Schwierigkeit in der Verwendung von Gl. 10 besteht einzig in der unständlichen Messung der Wandungstemperatur t_0 , bei der man in der Praxis meist auf Schätzung angewiesen ist. Wie aus den naheliegenden Zahlen λ und λ_0 hervorgeht, ist aber eine solche Schätzung ohne schwerwiegenden Einfluß auf das Ergebnis.

31. Beispiel: Ein zweistufiger, doppeltwirkender Luftkompressor¹⁾ (450/725 Zyl.-Dmtr., 800 mm Hub, 88 Uml./min, 6 Atm. normaler Luftüberdruck, 311 PS_i indizierte Kompressorarbeit) ist mit einem Zwischenkühler von 55 qm Kühlfläche ausgerüstet.

Die Luft durchfließt die Messingröhren und kühlt sich von $t_1' = 124^\circ \text{C}$ auf $t_1'' = 22^\circ \text{C}$ ab. Das Kühlwasser hat sich von $t_2'' = 11^\circ \text{C}$ auf $t_2' = 36^\circ \text{C}$ erwärmt.

Bei diesem Versuch betrug das Ansaugvolumen des Kompressors 3365 cbm/st bei einem spezifischen Volumen von 0,8 cbm/kg. Das stündliche Durchflußgewicht der Luft ist

$$G_1 = \frac{3365}{0,8} = 4200 \text{ kg.}$$

Demnach beträgt die Wärmeabgabe nach Gl. 16

$$Q = 0,24 \cdot 4200 (124 - 22) = 102000 \text{ WE/st}$$

¹⁾ Zeitschr. d. V. d. Ing. 1908, S. 1743. Kompressor von Rud. Meyer, Mülheim (Ruhr).

und der Bedarf an Kühlwasser nach Gl. 17

$$G_2 = \frac{Q}{c_2 (t_2' - t_2'')} = \frac{102000}{36 - 11} = 4080 \text{ kg/st.}$$

Der Kompressor hat 13,1 kg Kühlwasser benötigt, bezogen auf 1 PS_i/st.

Da die Kühlfläche $F = 55 \text{ qm}$ bekannt ist, kann aus Gl. 14 die Wärmedurchgangszahl k bestimmt werden durch Einsetzen von

$$t_1' - t_2' = 124 - 36 = 88, \quad t_1'' - t_2'' = 22 - 11 = 11$$

$$\ln \frac{t_1' - t_2'}{t_1'' - t_2''} = 2,303 \log \frac{88}{11} = 2,08,$$

damit ist nach Gl. 14

$$\kappa = \frac{102000 \cdot 2,08}{55 \cdot (88 - 11)} = 50,2.$$

Benützt man die alte Formel von Joule, Gl. 9, so entspricht dieser Durchgangszahl eine Luftgeschwindigkeit von 23 m/sek.

32. Beispiel: Der fahrbare Hochdruckkompressor von Weise und Monski hat einen Zwischenkühler von $F = 1,3 \text{ qm}$ Kühlfläche.

Die mitgeteilten Temperaturen sind Mittelwerte aus einem einstündigen Versuch¹⁾, und zwar sind die Lufttemperaturen 81° und 29°, die Wassertemperaturen 12° und 32° C, daher

$$t_1' - t_2' = 81 - 32 = 49$$

$$t_1'' - t_2'' = 29 - 12 = 17.$$

Bei einer angesaugten Luftmenge von 79 cbm/st ($v = 0,8 \text{ cbm/kg}$) beträgt die abzuführende Wärme

$$Q = \frac{79}{0,8} \cdot 0,239 \cdot (81 - 29) = 1225 \text{ WE/st}$$

und der Kühlwasserverbrauch

$$G_2 = \frac{1225}{32 - 12} = 61 \text{ kg/st,}$$

endlich erhält man für die Wärmedurchgangszahl nach Gl. 10

$$\kappa = \frac{1225 \cdot 1,07}{1,3 \cdot 32} = 31,5.$$

55. Druckabfall.

Der Druckabfall in den Röhren eines Zwischenkühlers wird hauptsächlich verursacht durch die Rohrreibung, deren Größe von der Durchflußgeschwindigkeit abhängig ist. Eine große Geschwindigkeit erhöht den Wärmedurchgang, vergrößert aber auch den Druckabfall; bei der Wahl der Abmessungen ist daher auf beide Werte Rücksicht zu nehmen.

Im nachfolgenden sei vorausgesetzt, das Gas durchziehe die Kühlrohre, das Wasser sei außerhalb derselben.

Für die hier vorliegende Aufgabe genügt es, den Druckabfall ΔP auf der Rohrlänge l nach der auch für Wasser benützten Formel zu berechnen

$$\Delta P = \beta \cdot \gamma \frac{l}{d} \cdot w^2, \dots \dots \dots (18)$$

¹⁾ Zeitschr. d. V. d. Ing. 1908, S. 1749.

worin w die Durchflußgeschwindigkeit (m/sek), d den inneren Rohrdurchmesser und γ das spezifische Gewicht des Gases bedeutet.

Durch die Abkühlung verändern sich w und γ während des Durchflusses etwas, es sind also Mittelwerte einzusetzen, die sich aus den Zuständen am Anfang und am Ende der Rohre ergeben.

Nach Fritsche¹⁾ kann für die Reibungszahl β gesetzt werden

$$\beta = 6,02 \cdot d^{-0,269} \cdot (\gamma w)^{-0,148} \dots \dots \dots (19)$$

Hierin ist die Konstante derart bemessen, daß behufs einfacher Rechnung d in mm, l in m, γ in kg/cbm und w in m/sek eingesetzt werden müssen, dann erhält man ΔP in mm Wassersäule (oder kg/qm).

Neuerdings hat auch Nußelt a. a. O. den Druckabfall in engen Messingrohren bestimmt, seine Werte liegen etwas unter denjenigen von Fritsche.

Da außer der Rohrreibung weitere Verluste am Eintritt in die Rohre, an Krümmern, Absperr- und Steuerorganen zwischen Niederdruck- und Hochdruckzylinder auftreten, sind die aus Gl. 18 ermittelten Werte entsprechend aufzurunden.

33. Beispiel: Ein Messingrohr von $d = 22$ mm innerem Dmtr. wird von Luft mit $w = 22,2$ m/sek durchflossen. Wie groß ist der Spannungsabfall auf $l = 1$ m bei einem mittleren spezifischen Gewicht von $\gamma = 1,356$ kg/cbm? Man erhält

$$(\gamma \cdot w)^{0,148} = (22,2 \cdot 1,356)^{0,148} = 1,66$$

$$d^{0,269} = (22)^{0,269} = 2,3,$$

daher nach Gl. 19

$$\beta = \frac{6,02}{2,3 \cdot 1,66} = 1,58;$$

damit ergibt sich der Spannungsabfall nach Gl. 18

$$\Delta P = 1,58 \cdot 1,356 \cdot \frac{1}{22} \cdot 22,2^2 = 47,5 \text{ mm WS.}$$

Rechnet man die Ziffer β um nach der bekannten Formel der Hydraulik

$$\frac{\Delta P}{\gamma} = \lambda \frac{l}{d} \cdot \frac{w^2}{2g}$$

und setzt d in m ein, so folgt

$$\lambda = \frac{2g \cdot \beta}{1000} = \frac{19,62 \cdot 1,58}{1000} = 0,031,$$

was auch für Wasser als Mittelwert häufig gebraucht wird.

56. Ausführung der Zwischenkühler.

Der Zwischenkühler besteht nach Art der Wasservorwärmer aus einem Bündel enger Messingrohre, das in einen Kessel eingesetzt wird.

Einige derartige Konstruktionen sind bereits bei der Besprechung ausgeführter Kompressoren zur Darstellung gelangt; es bleibt also nur übrig, einige allgemeine Gesichtspunkte festzustellen.

Bei den normalen Pressungen im Zwischenkühler von 2,5 bis 3 Atm. (Enddruck 6 bis 9 Atm.) wird das Gas häufig um die Kühlrohre geleitet, das Wasser dagegen in denselben. Durch Querwände ist dafür zu sorgen, daß das Gas senkrecht

¹⁾ Mitteilungen über Forschungsarbeiten, Heft 60.

auf die Rohre trifft und den Kessel in Schlangenlinien durchfließt, damit infolge der entstehenden Wirbel eine gute Berührung aller Gasteile mit den Wandungen möglich wird.

Die Messingrohre werden in ebenen Stirnwänden eingebördelt; zur bequemen Reinigung sollte das ganze Rohrbündel mit den Stirnwänden aus dem Gehäuse gezogen werden können nach dem Entfernen der Deckel.

Die umgekehrte Anordnung ist vorzuziehen, bei der das Gas in vielen dünnen Strängen durch die engen Rohre zieht und sich dabei innig an die Wandungen anschmiegt. Für hohe Pressungen ist die Durchleitung der Gase durch Schlangenhöhre einzig geeignet, da sie leicht abzudichten sind und dem Druck genügend Festigkeit bieten.

Durch Anwendung einer ziemlich beträchtlichen Durchflußgeschwindigkeit (20 bis 30 m/sek) erhöht sich die Kühlwirkung der Wände, ohne daß der Druckabfall unzulässig hoch wird (siehe Abschnitte 54 und 55) im Verhältnis zur erzielten Endspannung.

Gas und Luft sollen im Gegenstrom durch den Kühler fließen, damit der Temperaturunterschied beider Flüssigkeiten an jeder Stelle möglichst gleich groß ausfällt.

Für kleine Ausführungen finden sich Rohre von 23 mm innerem Durchmesser bei 1 mm Wandstärke vor. Die freie Länge zwischen zwei Unterstützungen darf nicht wohl über 2 m steigen.

Für größere Anlagen wählt man die Durchmesser bis auf 34/38 mm und die Längen auf 3 bis 4 m. An Armaturen sind zu nennen: Manometer, Thermometer, Wasserablaß-, Entlüftungs- und Sicherheitsventil.

Turbokompressoren.

57. Einleitung.

Mit der Bezeichnung Turbokompressor ist ein System von hintereinander geschalteten Schaufelrädern zu verstehen, durch deren Drehbewegung gasförmige Körper auf einen höheren Druck gebracht werden.

Zur Erzielung der bei normalen Kolbenkompressoren üblichen Endpressungen laufen auf der gemeinsamen Welle die Schaufelräder nach Art der Hochdruckkreiselpumpen in beträchtlicher Zahl mit einer hohen Umfangsgeschwindigkeit, deren obere Grenze nur durch die Festigkeit der Räder bedingt wird.

Besonders vorteilhaft eignen sich diese Maschinen für kleinere Pressungen und große Liefermengen, wie der Hüttenbetrieb sie verlangt. An Stelle der großen Kolbengebläse treten die Turbogebläse, deren Unterschied gegenüber den Turbokompressoren im allgemeinen nur in der Verwendung einer beschränkten Stufenzahl besteht. Sie kann unter Beibehaltung der hohen Umfangsgeschwindigkeit bis auf wenige Räder sinken.

Bewegt sich ein einziges Rad mit mäßiger Umfangsgeschwindigkeit, so daß die Erzeugung eines bewegten Luftstromes Hauptzweck des Schaufelrades ist, die Druckerhöhung dagegen klein ausfällt gegenüber der an das Gas abgegebenen Bewegungsenergie, so heißt das Schaufelrad Ventilator. Seine Arbeitsweise soll im folgenden nur so weit berührt werden, als zum Verständnis notwendig ist. Von einer Behandlung der Ausführungen wird ganz abgesehen.

Da die genannte Einteilung nur durch die Zahlenwerte von Pressungen und Liefermengen bedingt ist, besteht ein grundsätzlicher Unterschied zwischen den drei Gruppen nicht.

Auch eine scharfe Grenze zwischen den drei Benennungen ist nicht zu ziehen. Dagegen verlangt die Ausbildung der Einzelteile besondere Maßnahmen und eine um so sorgfältigere Werkstattausführung, je höher die Pressungen sind. Hierin haben sich die Erfahrungen des Dampfturbinenbaues fruchtbar erwiesen und können in mehrfacher Hinsicht übertragen werden.

Die Turbokompressoren im allgemeinen gehören mit den Kreiselpumpen zu den „Turbogeneratoren“, wie Rateau die Schaufelräder zur Förderung jeder Art von Flüssigkeiten zweckmäßig bezeichnet hat, im Gegensatz zu den Turbomotoren (Wasser- und Dampfturbinen).

Vergleicht man die Turbokompressoren mit den Kolbenkompressoren, so zeigen sich ähnliche Unterschiede im Aufbau und in der Verwendung, wie zwischen Kreiselpumpen und Kolbenpumpen; in gewissen Beziehungen lassen sich selbst Vergleiche anstellen, wie mit Dampfturbinen und Kolbendampfmaschinen.

Die einfache Bauart und der daraus folgende sichere Betrieb, die geringe Wartung, der unmittelbare Antrieb mittels Elektromotor oder Dampfturbine sichern den Turbokompressoren zunehmende Bedeutung.

Dazu kommen als weitere Vorteile die Erzeugung eines völlig gleichmäßig austretenden Gasstromes, der frei von Schmierölbeimengungen ist, ferner seine Regulierfähigkeit, namentlich beim Antrieb durch Dampfturbinen.

Der Platzbedarf ist nach den besonderen Verhältnissen zu beurteilen. Er ist bei den Turbogebläsen für Hüttenbetrieb kleiner als für Kolbengebläse gleicher Leistungsfähigkeit, wenn letztere liegend gebaut werden. Bei den Hochdruck-Turbokompressoren ist dies wegen ihrer bedeutenden Länge nicht immer der Fall, dagegen können unter allen Umständen die Fundamente leicht gehalten werden.

In bezug auf den Wirkungsgrad des Prozesses ist auf die Versuchsergebnisse zu verweisen. Trotzdem die neue Maschinengattung erst in der Entwicklung begriffen ist, kommt der Wirkungsgrad bei großen Maschinensätzen bereits demjenigen der Kolbenmaschinen nahe.

Für die Bewertung eines Maschinensystems darf aber der Wirkungsgrad nicht als einzig maßgebend zum Vergleich herangezogen werden. Die steigende Bedeutung der Turbokompressoren wird hauptsächlich bedingt durch die Möglichkeit des Antriebes mittels Dampfturbinen oder rasch laufenden Elektromotoren. Dadurch kommen die genannten Vorteile auch für die Antriebsmaschinen zur Geltung; die ganze Anlage ist unübertroffen in ihrer Einfachheit und Sicherheit und läßt sich in Größenverhältnissen ausführen, die bei Kolbenmaschinen unbekannt sind.

Bezüglich der Größe besteht eine untere Grenze für die Liefermenge, die durch die Ausführbarkeit der Laufradabmessungen gegeben ist. Die Vorteile der Turbokompressoren treten um so mehr in die Erscheinung, je größer die Liefermengen sind.

Eine obere Grenze besteht in Rücksicht auf die in jedem Laufrad zu erzeugende Druckhöhe, d. h. bezüglich der zulässigen Umfangsgeschwindigkeit. Dieser größte Wert ist bedingt durch die Festigkeit des Schaufelrades, das der Hauptsache nach von der Fliehkraft der eigenen Masse beansprucht wird.

Man wendet zurzeit Umfangsgeschwindigkeiten von 120 bis 200 m/sek an, größere Geschwindigkeiten dürfen nur in besonderen Fällen auftreten.

A. Der Energieumsatz im Turbokompressor.

58. Spaltüberdruck.

Von der Welle aus wird dem Krieselrad eine Energie zugeführt und an die Flüssigkeit übertragen; deshalb besitzt das Gas beim Austritt aus dem Rad einen Überdruck gegenüber seinem Zustand am Eintritt. Man erhält eine einfache Bestimmung dieses Überdruckes, wenn man ihn auffaßt als hervorgegangen durch den Einfluß der Fliehkraft auf die umlaufende Flüssigkeit und durch die Änderung der Geschwindigkeit in den Kanälen des Schaufelrades.

Um sich die Wirkungsweise der Fliehkraft auf einfache Art zu erklären, denke man sich zunächst ein radial gerichtetes Rohrstück (Fig. 161) in gleichförmige Drehbewegung versetzt. Dieses Rohr sei mit Flüssigkeit gefüllt und am inneren, sowie am äußeren Endquerschnitt mit reibungslosem Kolben abgeschlossen.

Im folgenden wird vorausgesetzt, daß der Einfluß der Schwerkraft auf die Flüssigkeit nicht vorhanden sei; ferner, daß das spezifische Gewicht der Flüssigkeit sich vom inneren zum äußeren Querschnitt nicht ändere. Die erstere Voraussetzung gilt genau bei wagerechter Lage des Rohres, die andere bei tropfbaren

Flüssigkeiten. Für Gase sind die praktisch auftretenden Druckunterschiede innerhalb eines Rades so klein, daß mit einem mittleren spezifischen Gewicht gerechnet werden darf.

Halten sich die beiden von außen auf die Kolben wirkenden Kräfte $f p_1$ und $f p_2$ das Gleichgewicht, wobei die auf dem inneren Kolben lastende Kraft $f p_1$ in beliebiger Größe gedacht sei, so hat die andere nicht nur $f p_1$ aufzuheben, sondern außerdem die Fliehkraft der Flüssigkeit aufzunehmen.

Ein Massenelement vom Querschnitt f und der Höhe dr hat den Wert

$$m = f \frac{\gamma}{g} dr,$$

wenn γ das spezifische Gewicht (Gewicht der Volumeneinheit) der betreffenden Flüssigkeit ist.

Dieses Element entwickelt die Fliehkraft

$$dC = m \omega^2 r = \frac{f \gamma \omega^2}{g} r dr.$$

Daher lautet die Gleichgewichtsbedingung

$$(p_2 - p_1) f = \int_{r_1}^{r_2} dC = f \frac{\gamma}{g} \omega^2 \cdot \frac{r_2^2 - r_1^2}{2},$$

woraus

$$\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} \dots \dots \dots (1)$$

Der Einfluß der Fliehkraft besteht demnach darin, daß der Flüssigkeitsdruck nach außen zu wächst, und zwar im geraden Verhältnis mit dem Quadrat der Umfangsgeschwindigkeit.

Diese Zunahme der Druckhöhe wird dargestellt durch eine Parabel (Fig. 161), deren Achse mit der Drehachse zusammenfällt. Ihre Ordinaten haben im Abstand r_1 den Wert $\frac{u_1^2}{2g}$, im Abstand r_2 den Wert $\frac{u_2^2}{2g}$. Der Unterschied beider Ordinaten ist die Zunahme der Druckhöhe (senkrecht schraffiert).

Der senkrecht unter dem inneren Kolben nach abwärts eingetragene Anfangsdruck $p_1 : \gamma$ gibt die Nulllinie durch O , von der aus die absoluten Pressungen zu zählen sind.

Aus Gl. 1 ist ersichtlich, daß am Ergebnis nichts geändert wird, wenn die Rohrachse nicht geradlinig, sondern in der Drehebene abgelenkt wird. Auch verschieden große Querschnitte des Rohres sind ohne Einfluß, da nicht Kräfte, sondern Druckhöhen in Betracht fallen. Man kann daher Fig. 161 als Meridianschnitt eines Schaufelrades auffassen, gefüllt mit Flüssigkeit, mit verschlossenem Eintritt und Austritt. Die Gl. 1 gilt somit für kreisende Kanäle, wie sie bei Schaufelrädern auftreten, falls das Druckrohr abgesperrt ist.

Das Ergebnis der Gl. 1 bleibt bestehen, wenn der Stoff relativ zum Rohr in Bewegung ist, solange der Rohrquerschnitt unverändert bleibt. Statt der Kolbenkräfte sind die Flüssigkeitspressungen p_1 und p_2 zu denken. Der Durchfluß durch den Kanal kann nun so betrachtet werden, als ob das Rohr stillstehen und der Stoff während seinem Durchfluß einem Druck ausgesetzt würde, der nach der Parabel zunimmt. Meistens erweitern sich aber die Kanäle nach außen zu; die Durchflußgeschwindigkeit nimmt deshalb von einem Anfangswert w_1 auf einen Endwert w_2 ab, d. h. es wird Geschwindigkeit in Druck umgesetzt. Abgesehen

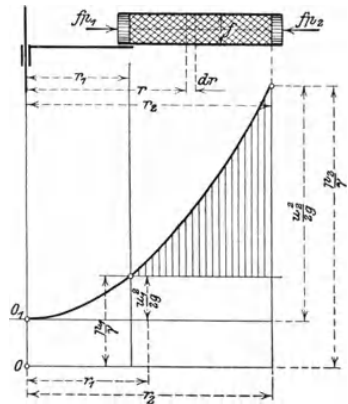


Fig. 161.

von irgend welchen Verlusten beträgt die Zunahme der Druckhöhe $\frac{w_1^2 - w_2^2}{2g}$, so daß sich Gl. 1 erweitert auf

$$H' = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} \dots \dots \dots (2)$$

Man nennt diese Größe den Spaltüberdruck oder die im Laufrad erzeugte statische Druckhöhe H' . Sie läßt sich aber auch auffassen als die von einem Kilogramm des Stoffes aufgenommene Energie (mkg). Die gleichwertige Wärme $H'A$ ist die Zunahme des Wärmehaltes, die im Laufrad an das Gas übertragen worden ist.

Die in Gl. 2 genannten Geschwindigkeiten w_1 und w_2 beziehen sich auf die Bewegung im Kanal, sind also die relativen Geschwindigkeiten am Ein- und Austritt. Setzt man sie mit den zugehörigen Umfangsgeschwindigkeiten zusammen, so ergeben sich die absoluten Geschwindigkeiten c_1 und c_2 am Ein- und Austritt (Fig. 162).

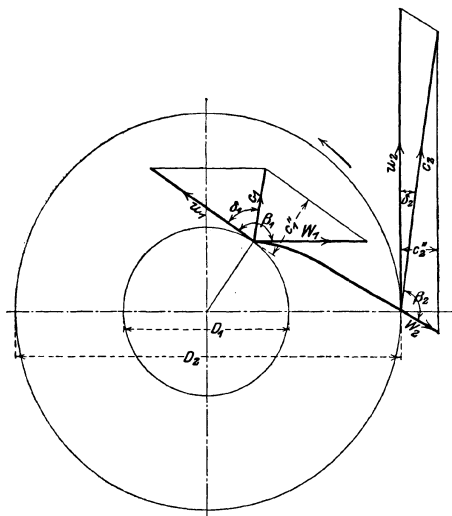


Fig. 162.

Soll der Eintritt ohne Stoß erfolgen, so muß die Richtung von w_1 zusammenfallen mit der Richtung der innersten Tangente an die Bahn. Die Richtung von w_2 ist diejenige der äußersten Tangente an die Bahn.

Als Bahn ist der Weg eines mittleren Flüssigkeitsfadens gedacht; dabei sind die Kanäle so eng vorzusetzen (oder die Schaufelzahl so groß), daß die gezeichneten Geschwindigkeitsdreiecke

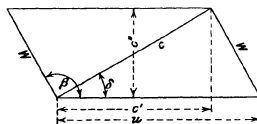


Fig. 163.

über den ganzen Kanalquerschnitt ihre Richtigkeit mit genügender Annäherung beibehalten.

Bezeichnet man den Winkel zwischen der positiven Richtung der Umfangsgeschwindigkeit u (im Sinne der Drehbewegung) und der absoluten Geschwindigkeit c mit δ (am Eintritt δ_1 , am Austritt δ_2), und den Winkel zwischen u und w mit β (am Eintritt β_1 , am Austritt β_2), so ergeben sich aus Fig. 163 die Beziehungen:

$$w^2 = u^2 + c^2 - 2uc \cos \delta \dots \dots \dots (3)$$

$$c^2 = u^2 + w^2 + 2uw \cos \beta \dots \dots \dots (4)$$

Zerlegt man c in die Richtung des Umfanges und in die Richtung des Radius, so sind die Komponenten

$$c' = c \cos \delta$$

$$c' = u - c' \cot(180 - \beta) = u + c' \cot \beta \dots \dots \dots (5)$$

$$c' = u - w \cos(180 - \beta) = u + w \cos \beta \dots \dots \dots (6)$$

59. Theoretische Druckhöhe, Arbeitsbedarf.

Vergleichen wir den Zustand der Fördermenge in der Zuleitung unmittelbar vor dem Eintritt in das Laufrad mit dem Zustand hinter dem Rad, so ist nicht nur der berechnete Pressungsunterschied maßgebend, sondern die Vergrößerung der Geschwindigkeit c_2 hinter dem Rad gegenüber dem Wert c_1 vor dem Eintritt.

Hier besitzt 1 kg Gas die Energie $\frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g}$, hinter dem Rad $\frac{p_2}{\gamma} + \frac{c_2^2}{2g}$. Jedes Kilogramm der Durchflußmenge hat demnach an Energie empfangen

$$H = \left(\frac{p_2}{\gamma} + \frac{c_2^2}{2g} \right) - \left(\frac{p_1}{\gamma} + \frac{c_1^2}{2g} \right)$$

oder

$$H = \frac{p_2 - p_1}{\gamma} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \dots \dots \dots (7)$$

Diese Arbeit ist von außen aufzuwenden, um das Rad in Bewegung zu halten. In diesem Ausdruck sind bereits die Verluste der Arbeitsübertragung enthalten mit Ausnahme der mechanischen Verluste, hervorgerufen durch Reibung der umlaufenden Scheibe, der Lager und Stopfbüchsen.

Der in Gl. 7 dargestellte Wert kann aber auch als Druckhöhe aufgefaßt werden, bestehend aus dem statischen Anteil H' und dem dynamischen Anteil H'' . Man erkennt, daß die Umsetzung der Geschwindigkeit (von c_2 auf c_1) in Druck im feststehenden Leitkanal vor sich geht, der den Austritt des Laufrades mit dem Eintritt des nächstfolgenden Rades verbindet. Diese Druckhöhe H ist nur im Idealfall erreichbar, wenn keine inneren Verluste durch Stoß und Reibung der Flüssigkeit auftreten, sie muß daher als theoretische Druckhöhe bezeichnet werden. Die erreichbare Druckhöhe ist kleiner.

Mit Gl. 2 ergibt sich aus Gl. 7 die Hauptgleichung

$$H = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} + \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} \dots \dots \dots (8)$$

Eine andere Form entsteht unter Benützung der Gl. 3 durch Ausscheiden von w_1 und w_2 , nämlich

$$H = \frac{1}{g} (u_2 c_2' - u_1 c_1') \dots \dots \dots (9)$$

(Leonhard Euler, 1754).

Benützt man dagegen Gl. 5 und führt die Durchmesser D_1 und D_2 sowie die freien Mantelflächen F_1 und F_2 am Eintritt bzw. am Austritt ein, so läßt sich bei Verwendung der Stetigkeitsgleichung

$$F_1 c_1'' = F_2 c_2''$$

die Gl. 5 schreiben

$$c_2' = u_2 + c_2'' \cot \beta_2$$

$$c_1' = u_1 + c_1'' \cot \beta_1 = u_2 \frac{D_1}{D_2} + c_2'' \frac{F_2}{F_1} \cot \beta_1.$$

In Gl. 9 eingesetzt

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[1 - \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] + \frac{u_2}{g} c_2'' \left[\cot \beta_2 - \frac{D_1}{D_2} \frac{F_2}{F_1} \cot \beta_1 \right] \dots \dots (10)$$

In dieser Form eignet sich die Gleichung zur Berechnung von H , wenn das Schaufelrad in seinen Abmessungen durch die Zeichnung gegeben oder wenn es vorhanden ist.

Die Radialkomponente c_2'' steht im geraden Verhältnis zum Ansaugvolumen V .

Ist v_0 das spezifische Volumen des Gases vor dem Schaufelrad und G das in jeder Sekunde zu fördernde Gasgewicht, so folgt

$$V = G \cdot v_0.$$

Das Gewicht G nimmt in der Mantelfläche F_2 (Spalt) das spezifische Volumen v_2 an und damit das Gesamtvolumen $G \cdot v_2$, daher ist

$$c_2'' = \frac{G \cdot v_2}{F_2} = \frac{V \cdot v_2}{F_2 v_0} \dots \dots \dots (11)$$

und

$$c_1'' = \frac{F_2}{F_1} c_2''.$$

Für das Querschnittsverhältnis kann gesetzt werden

$$\frac{F_2}{F_1} = \frac{D_2 b_2 \mu_2 \mu_{02}}{D_1 b_1 \mu_1 \mu_{01}} \dots \dots \dots (12)$$

worin μ_1 und μ_2 Vorfzahlen bedeuten, um die Verengung der Mantelflächen durch die Schaufeldicken s_1 bzw. s_2 zu berücksichtigen; ferner stellen die Zahlen μ_{01} und μ_{02} den Einfluß der Kontraktion dar, da die Flüssigkeit weder am Eintritt in die Laufradkanäle, noch am Austritt in allen Teilen parallele Bewegungsrichtungen aufweist. Ist z_2 die Schaufelzahl am äußeren Umfang und b_2 die Schaufelbreite, so folgt

$$F_2 = \left(\pi D_2 - \frac{z_2 s_2}{\sin \beta_2} \right) b_2 \mu_{02},$$

daher

$$\mu_2 = 1 - \frac{z_2 s_2}{\pi D_2 \sin \beta_2} \dots \dots \dots (13)$$

Dieser Wert liegt meistens zwischen 0,95 und 0,85.

Da häufig nur ein Teil der Schaufeln bis an den Eintrittsumfang reicht, ist die dort vorhandene Schaufelzahl z_1 kleiner als z_2 (halb so groß), man erhält demnach für

$$\mu_1 = 1 - \frac{z_1 s_1}{\pi D_1 \sin \beta_1} \dots \dots \dots (14)$$

Dieser Wert ist meistens etwas kleiner als μ_2 .

Setzt man Gl. 11 in Gl. 10 ein, so erhält die Hauptgleichung die Form

$$H = C_1 \frac{u_2^2}{g} + C_2 \frac{u_2}{g} V \dots \dots \dots (15)$$

Hierin ist

$$C_1 = 1 - \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 \dots \dots \dots (16)$$

$$C_2 = \frac{v_2}{v_0} \frac{1}{F_2} \left(\cot \beta_2 - \frac{D_1 F_2}{D_2 F_1} \cot \beta_1 \right) \dots \dots \dots (17)$$

Für ein bestimmtes Rad können C_1 und C_2 als konstant angesehen werden, da $\frac{v_2}{v_0}$ sehr nahe an 1 liegt und sich bei verschiedenen Betriebsbedingungen nur wenig ändert.

Aus Gl. 15. folgt, daß sich H bei Verwendung einer bestimmten Umfangsgeschwindigkeit nur mit V ändert. Trägt man die Fördervolumen V als Abszissen, H als Ordinaten ab, so erhält man als Bild der Abhängigkeit eine Gerade. Das

erste Glied in Gl. 15 bedeutet den Abschnitt der Geraden auf der Ordinatenachse, d. h. die theoretische Druckhöhe bei geschlossenem Druckrohr.

Die Gerade kann steigen, in gleicher Höhe verlaufen oder fallen, je nachdem die Vorzahl $C_2 \begin{matrix} \geq \\ \leq \end{matrix} 0$ ist.

Da der Zähler von C_2 eine Differenz enthält, können alle drei Fälle eintreten, je nach Wahl der Winkel und der Größe von $\frac{D_1 F_2}{D_2 F_1}$.

Im besonderen ist $C_2 = 0$, wenn $\cot \beta_2 = \frac{D_1 F_2}{D_2 F_1} \cot \beta_1$

oder

$$\frac{\cot \beta_2}{\cot \beta_1} = \frac{b_2 \mu_2}{b_1 \mu_1} \dots \dots \dots (18)$$

Für eine bestimmte Fördermenge ist c_2'' proportional mit u_2 . Die Druckhöhe H ist dann nur von $\frac{u_2^2}{g}$ abhängig. In diesem Falle läßt sich schreiben

$$H = \varphi_1 \frac{u_2^2}{g} \dots \dots \dots (19)$$

worin die Vorzahl φ_1 nur von den Hauptabmessungen des Rades bedingt ist.

Wie die Gleichungen für die theoretische Druckhöhe H zeigen, sind in ihnen keine Größen enthalten, die sich auf die Natur der zu fördernden Flüssigkeit beziehen. Die Druckhöhe H ist also unabhängig von der Art der Flüssigkeit, ferner unabhängig von der Eintrittstemperatur. Dabei ist aber wohl zu unterscheiden zwischen der Druckhöhe H , gemessen in Meter der betreffenden Flüssigkeitssäule (Luft, Kohlensäure, Wasserstoff) und dem Druck H_p , gemessen in kg/qm (oder in Millimeter Wassersäule). Erst bei der Umrechnung

$$H_p = H \cdot \gamma = \frac{H}{v}$$

tritt das spezifische Gewicht als Faktor auf, das von der Natur der Flüssigkeit und von der Temperatur derselben abhängt, bei Gasen außerdem noch vom absoluten Druck am Eintritt in das Rad.

34. Beispiel: Das vorhandene Laufrad eines Turbogebläses zeige folgende Hauptabmessungen:

Eintritt: $D_1 = 320$ mm, $b_1 = 55$ mm, $\beta_1 = 146^\circ$, $z_1 = 9$, $s_1 = 5$ mm
 Austritt: $D_2 = 750$ mm, $b_2 = 40$ mm, $\beta_2 = 122^\circ$, $z_2 = 18$, $s_2 = 5$ mm.

Es soll der Energiebedarf berechnet werden für verschiedene Liefermengen bei einer Umlaufzahl von $n = 2900$ in der Minute.

Wegen Kontraktion am Eintritt und am Austritt seien die Durchflußziffern nach Erfahrung gewählt zu

$$\mu_{01} = 0,85 \quad \mu_{02} = 0,92.$$

Mit den gegebenen Zahlen finden sich folgende Werte:

$$\mu_1 = 1 - \frac{9 \cdot 5}{0,56 \cdot 3,14 \cdot 320} = 0,920 \quad \mu_2 = 1 - \frac{18 \cdot 5}{0,85 \cdot 3,14 \cdot 750} = 0,955$$

$$F_1 = 3,14 \cdot 0,32 \cdot 0,055 \cdot 0,92 \cdot 0,85 = 0,0435 \text{ qm}$$

$$F_2 = 3,14 \cdot 0,75 \cdot 0,04 \cdot 0,955 \cdot 0,92 = 0,0825 \text{ „}$$

$$\frac{D_2}{D_1} = 2,344, \quad \frac{b_2}{b_1} = 0,73, \quad \frac{F_2}{F_1} = 1,9, \quad u_1 = 48,6 \text{ m/sek}, \quad u_2 = 114 \text{ m/sek}$$

$$\cot \beta_2 - \frac{D_1 F_2}{D_2 F_1} \cot \beta_1 = -0,625 + \frac{1,9}{2,344} \cdot 1,48 = 0,575.$$

Damit folgt für den Arbeitsbedarf auf 1 kg Fördermenge (theoretische Druckhöhe)

$$H = 0,818 \frac{u_2^2}{g} + 0,575 \frac{u_2}{g} c_2''.$$

Nimmt man

$$\frac{v_2}{v_0} = \frac{0,83}{0,86} = 0,966,$$

so wird

$$c_2'' = \frac{G v_2}{60 \cdot F_2} = \frac{V \cdot v_2}{60 \cdot v_0 F_2} = 0,196 V$$

und

$$H = 1084 + 1,31 V \quad (\text{m Luftsäule}).$$

Das Bild des Verlaufs von H gegenüber V ist eine schwach ansteigende Gerade. Der Energiebedarf, abgesehen von der Reibung der Radscheibe und der Lager, sowie der Spaltverluste, berechnet sich aus

$$N = \frac{H \cdot G}{60 \cdot 75}.$$

Mit jedem gewählten Wert des Ansaugvolumens können die Radialgeschwindigkeiten c_1'' und c_2'' berechnet werden, worauf sich die Geschwindigkeitsdreiecke zeichnen lassen. Die Zahlentafel 17 gibt eine Übersicht dieser Verhältnisse.

Zahlentafel 17.

Belastungsart		I	II	III	IV	V
Ansaugvolumen V	cbm/min	50	75	100	120	140
Fördergewicht G	kg/min	58,2	87,3	116,2	140	163
Geschwindigkeit, Austritt c_2''	m/sek	9,8	14,7	19,6	23,5	27,4
" " c_2'	"	108	105	102	99	97
" " c_2	"	108,5	106,2	103,9	101,8	100
" " w_2	"	11,5	17,3	23,1	27,7	32,3
Geschwindigkeit, Eintritt c_1''	"	18,6	27,9	37,3	44,6	52,1
" " c_1'	"	21,0	7,3	- 6,6	- 17,4	- 28,6
" " c_1	"	28,1	28,8	37,8	47,8	59,4
" " w_1	"	32,2	50,0	66,5	79,6	93,2
Winkel δ_2 (c_2/u_2)		5° 32'	7° 52'	10° 52'	13° 22'	15° 13'
" δ_1 (c_1/u_1)		41° 30'	75° 20'	100°	111° 20'	118° 50'
Theoretische Druckhöhe H	m LS.	1149	1181	1214	1240	1266
Statischer Anteil H'	"	589	652	738	826	933
Dynamischer Anteil H''	"	560	529	476	414	333
Energiebedarf N	PS	14,9	22,9	31,4	38,6	45,9

Man erkennt aus der Zahlentafel 17 und aus den Geschwindigkeitsdreiecken Fig. 164, daß zwischen der Lieferung 75 und 100 cbm/min die absolute Eintrittsgeschwindigkeit senkrecht zum Umfang gerichtet ist. Bei kleinen Belastungen ist der Winkel δ_2 der absoluten Austrittsgeschwindigkeit so klein, daß die geförderte Luft Gefahr läuft, in den Spalt und das Laufrad zurückgetrieben zu werden. Die

theoretische Druckhöhe ist nach Gl. 10 berechnet und in ihre beiden Bestandteile nach Gl. 7 zerlegt. Mit wachsender Belastung nimmt der statische Teil zu, der

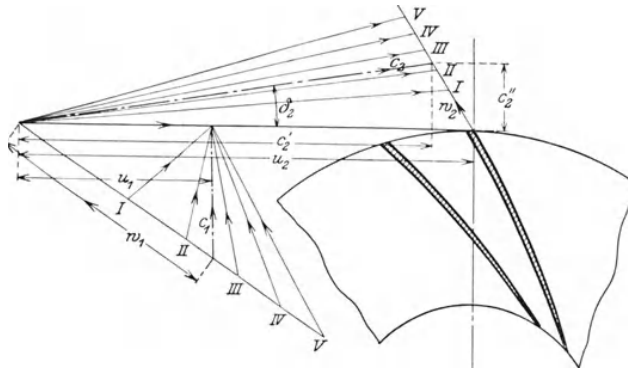


Fig. 164.

dynamische ab, die Umsetzung im Diffusor vermindert sich demnach. Der Energiebedarf gilt ohne Berücksichtigung der Radscheibenreibung in der mit Luft gefüllten Kammer und ohne die mechanischen Verluste.

60. Theoretische Druckhöhe für senkrechten Eintritt.

Von einem Kompressor wird je nach Bedarf innerhalb gewisser Grenzen eine verschieden große Liefermenge verlangt. In demselben Verhältnis wie die Liefermenge ändern sich die Radialkomponenten der absoluten Geschwindigkeiten. Soll nun die relative Geschwindigkeit am Eintritt ihre Richtung, d. h. die Richtung der Schaufeltangente beibehalten, so ist dies nur möglich, wenn sich die Richtung der absoluten Eigengeschwindigkeit ändern kann.

Nun ist aber die radiale Richtung dieser Geschwindigkeit die natürliche Fortsetzung der Bewegung vom Saugrohrkrümmer zur Eintrittsmantelfläche des Schaufelrades, falls nicht besondere Leitschaufeln die Eintrittsrichtung beeinflussen. Dieser „senkrechte Eintritt“ ist nur bei einer einzigen Liefermenge derart beschaffen, daß die zugehörige relative Geschwindigkeit mit der Schaufeltangente zusammenfällt.

Für alle andern Liefermengen ist dies nicht mehr möglich, der Eintritt erfolgt dann unter Stoß. Diejenige Liefermenge, die bei senkrechtem Eintritt gefördert wird, bedingt unter sonst gleichen Verhältnissen den günstigsten Gang der Maschine und wird als die „normale“ bezeichnet. Für diesen Fall ist das Geschwindigkeitsdreieck am Eintritt rechtwinklig, daher

$$\delta_1 = 90^0 \quad c_1' = 0.$$

Deshalb vereinfacht sich die Gl. 9 auf

$$H = \frac{u_2 c_2'}{g} = \frac{u_2 c_2 \cos \delta_2}{g} \dots \dots \dots (20)$$

Setzt man nach Gl. 5

$$c_2' = u_2 + c_2'' \cot \beta_2$$

in Gl. 20 ein, so ist

$$H = \frac{u_2^2}{g} + \frac{u_2 c_2'' \cot \beta_2}{g} \dots \dots \dots (21)$$

Man erkennt, daß die Größe des zweiten Gliedes bei bestimmter Fördermenge also bestimmtem c_2'' und gegebenem u_2 nur noch von β_2 abhängig ist.

Hierbei lassen sich drei Fälle unterscheiden:

- a) $\beta_2 < 90^\circ$ $H > \frac{u_2^2}{g}$ (vorwärts gekrümmte Schaufelenden)
- b) $\beta_2 = 90^\circ$ $H = \frac{u_2^2}{g}$ (radial gerichtete Schaufelenden)
- c) $\beta_2 > 90^\circ$ $H < \frac{u_2^2}{g}$ (rückwärts gekrümmte Schaufelenden).

Trotzdem vorwärts gekrümmte Schaufeln eine größere theoretische Druckhöhe ergeben, werden für Gebläse und Turbokompressoren radiale oder noch besser nach rückwärts gekrümmte Schaufeln vorgezogen. Es ist zweckmäßiger, den Druck zu einem möglichst großen Teil im Laufrad zu erzeugen, da die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck außerhalb des Laufrades (im Diffusor) größere Verluste mit sich bringt.

Stark rückwärts gekrümmte Schaufeln eignen sich aus Festigkeitsgründen wenig für hohe Umfangsgeschwindigkeiten.

Ist das Laufrad in seinen Hauptabmessungen bekannt, so läßt sich aus ihm H auf folgende Weise berechnen: Es ist

$$c_1'' = c_1 = u_1 \operatorname{tg}(180 - \beta_1) = -\frac{D_1}{D_2} u_2 \operatorname{tg} \beta_1,$$

damit ergibt Gl. 5

$$c_2' = u_2 + \frac{F_1}{F_2} c_1'' \cot \beta_2 = u_2 - u_2 \frac{F_1 D_1}{F_2 D_2} \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_2},$$

in Gl. 20 eingesetzt

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[1 - \frac{F_1 D_1}{F_2 D_2} \frac{\operatorname{tg} \beta_1}{\operatorname{tg} \beta_2} \right] \dots \dots \dots (22)$$

Wird das Laufrad von einem Leitschaufelkranz umgeben, so müssen die Schaufeltangenten mit dem Umfang dieselben Winkel δ_2 einschließen, die die absolute Austrittsgeschwindigkeit mit dem Umfang bildet, falls der Übertritt vom Laufrad zum feststehenden Leitrad ohne Stoß erfolgen soll.

Mit dieser Voraussetzung wird unter Benützung von Gl. 20

$$c_2'' = c_2' \operatorname{tg} \delta_2 = \frac{gH}{u_2} \operatorname{tg} \delta_2$$

Ferner nach Gl. 5

$$c_2' = u_2 + c_2'' \cot \beta_2 = u_2 + \frac{gH}{u_2} \frac{\operatorname{tg} \delta_2}{\operatorname{tg} \beta_2}$$

in Gl. 20 eingeschaltet

$$H = \frac{u_2^2}{g} \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\operatorname{tg} \beta_2 - \operatorname{tg} \delta_2} \dots \dots \dots 23)$$

Wie aus Gl. 22 und Gl. 23 ersichtlich, läßt sich H stets auf die Form

$$H = \varphi_1 \frac{u_2^2}{g}$$

bringen, wobei die Vorzahl φ_1 nur von den Abmessungen, in Gl. 23 nur von Winkeln abhängig ist.

Meistens ist φ_1 etwas kleiner als 1 und ändert für die in Betracht kommenden Ausführungen seinen Wert nur wenig.

Die Zahlentafel 18 gibt für die gebräuchlichen Winkel β_2 und δ_2 die zugehörigen Werte der Winkelfunktion $\varphi_1 = \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\operatorname{tg} \beta_2 - \operatorname{tg} \delta_2}$.

Zahlentafel 18.
Werte der Winkelfunktion φ_1 .

$\delta_2 =$	10	14	16	18	20	24	28
$\beta_2 = 40$	1,26	1,42	1,52	1,63	1,77	2,13	2,39
$= 60$	1,05	1,16	1,2	1,23	1,265	1,347	1,39
$= 90$	1	1	1	1	1	1	1
$= 100$	0,98	0,96	0,95	0,945	0,94	0,929	0,921
$= 110$	0,94	0,92	0,91	0,897	0,885	0,864	0,852
$= 120$	0,91	0,875	0,86	0,845	0,828	0,797	0,782
$= 130$	0,874	0,83	0,81	0,787	0,768	0,728	0,71
$= 140$	0,826	0,77	0,745	0,72	0,696	0,653	0,633

35. Beispiel: Es soll der Arbeitsbedarf und die Liefermenge des in Beispiel 34 behandelten Laufrades berechnet werden unter der Voraussetzung des senkrechten Eintritts der Luft.

Da das Geschwindigkeitsdreieck am Eintritt rechtwinklig ist, ergibt sich für die Umlaufzahl von $n = 2900$

$$c_1 = c_1'' = u_1 \operatorname{tg}(180 - \beta_1) = 48,6 \cdot \operatorname{tg} 34 = 32,7 \text{ m/sek}$$

daher ist

$$c_2'' = \frac{F_1}{F_2} c_1'' = \frac{32,7}{1,9} = 17,2 \text{ m/sek}$$

$$H = \frac{u_2^2}{g} + \frac{u_2}{g} c_2'' \cot \beta_2 = 1324 - \frac{114 \cdot 17,2 \cdot 0,625}{9,81} = 1199 \text{ m LS.}$$

und das Verhältnis

$$\varphi_1 = \frac{1199}{1324} = 0,905.$$

Ferner ist

$$c_3' = u_2 - c_2'' \cot(180 - \beta_2) = 114 - 17,2 \cdot 0,625 = 103,2 \text{ m/sek}$$

$$c_2 = \sqrt{17,2^2 + 103,2^2} = 104,9 \text{ m/sek}$$

$$w_2 = \frac{c_2''}{\sin \beta_2} = \frac{17,2}{0,848} = 20,3 \text{ m/sek.}$$

Für die Liefermenge kann benützt werden

$$V = 60 \cdot c_2'' F_2 \frac{v_0}{v_2} = \frac{17,2}{0,196} = 88,2 \text{ cbm/min}$$

$$G = \frac{88,2}{0,86} = 102,5 \text{ kg/min,}$$

endlich folgt für den Energiebedarf

$$N = \frac{H \cdot G}{60 \cdot 75} = \frac{1199 \cdot 102,5}{60 \cdot 75} = 27,1 \text{ PS.}$$

61. Theoretische Druckhöhe für gerade radiale Schaufeln.

Besonders einfach wird die Berechnung der theoretischen Druckhöhe, wenn die Schaufeln vom Eintritt zum Austritt keinerlei Krümmungen aufweisen, sondern radial verlaufen.

Für diesen Fall ist

$$\beta_1 = \beta_2 = 90^\circ.$$

Die Geschwindigkeitsdreiecke sind sowohl am Eintritt als am Austritt rechtwinklig, die Radialkomponenten c_1'' und c_2'' fallen mit den relativen Geschwindigkeiten zusammen:

$$c_1'' = w_1 \quad c_2'' = w_2.$$

Setzt man die besonderen Werte von β_1 und β_2 in die allgemeine Gleichung für H (Gl. 10) ein, so ist

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[1 - \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] = \frac{u_2^2}{g} - \frac{u_1^2}{g} \dots \dots \dots (24)$$

Die theoretische Druckhöhe ist in diesem Fall unabhängig vom Fördervolumen. Über die Verteilung der Druckhöhe auf Laufrad und Leitrad erhält man Aufschluß, wenn eine Annahme bezüglich der Zunahme von w_1 und w_2 gemacht wird. Bei vielen Laufrädern werden die Radbreiten b_1 und b_2 so bemessen, daß

$$F_1 = F_2 \quad \text{oder} \quad \frac{b_1}{b_2} = \frac{D_2 \mu_2}{D_1 \mu_1} \dots \dots \dots (25)$$

Dann ist auch

$$w_1 = w_2.$$

Vergleicht man unter dieser einschränkenden Bedingung die allgemeine Form für H (Gl. 8) mit Gl. 24, so erkennt man, daß die Hälfte der Druckhöhe H als Spaltüberdruck gewonnen wird, nämlich $\frac{p_2 - p_1}{\gamma} = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g}$, die andere Hälfte wird im Leitrad (Diffusor) umgesetzt.

Da die relative Eintrittsgeschwindigkeit radial steht, ist die Richtung der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit gegen den Umfang stark vorwärts geneigt (im Sinne der Drehbewegung),

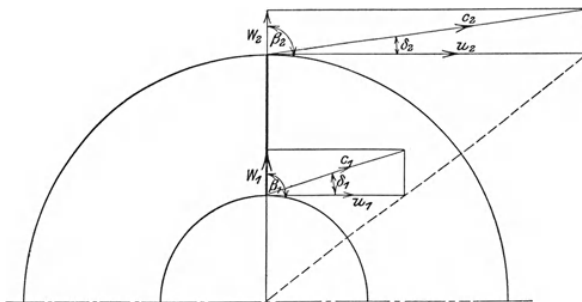


Fig. 165.

Fig. 165. Die vom Saugrohr in senkrechter Richtung gegen die innere Mantelfläche strömenden Gase müssen also plötzlich abgelenkt werden. Der Eintritt erfolgt daher unter Stoß, verbunden mit Arbeitsverlusten und starkem Geräusch, und zwar um so mehr, je größer die anzuwendenden Umfangsgeschwindigkeiten sind. Diese

Übelstände lassen sich durch Vorschalten von Leitradschaukeln vor den Eintritt in das Laufrad vermeiden. Diese Schaufeln zeigen schraubenförmig gewundene Flächen, derart, daß der Eintritt vom Saugrohr in das Leitrad radial und stoßfrei erfolgt, während der radiale Austritt an der Mantelfläche des Laufrades durch den spitzen Winkel vorgeschrieben ist.

Die geraden radial gestellten Schaufeln gestatten eine hohe Umfangsgeschwindigkeit, besonders wenn die der Saugseite zugekehrte Seitenwand fehlt, da die Schaufeln durch die Fliehkräfte ihrer Massen nur auf Zug- und Scherfestigkeit beansprucht werden.

Zu den erwähnten Leitrad-Eintrittschaufeln können auch die Rippen in den Rückführungskanälen benützt werden, die dem Gas vom Austritt aus einer Stufe gegen den Eintritt zum folgenden Laufrad die erforderliche Richtung erteilen.

Räder mit radialen Schaufeln weisen im Betrieb eine wenig befriedigende Wirkung auf. Die Führung in den kurzen Kanälen des Laufrades ist ungenügend, wodurch die Bildung von Wirbel und Stößen ermöglicht wird, namentlich wenn die Liefermenge unter dem normalen Betrieb bleibt. Deshalb hat diese Schaufelung trotz ihrer Einfachheit keine größere Verwendung gefunden.

36. Beispiel: Es soll ein einstufiges Turbogebälde entworfen werden für eine Liefermenge von $V = 400$ cbm/min mit der Bedingung, eine möglichst große Druckhöhe zu erzeugen.

Um das Laufrad mit der gewählten hohen Umfangsgeschwindigkeit

$$u_2 = 200 \text{ m/sek}$$

ungefährdet im Betrieb zu halten, werden radiale Schaufeln ohne Seitenscheiben vorgeschlagen. Nabe und Schaufel sind symmetrisch zu einer Mittelebene senkrecht zur Drehachse anzuordnen, so daß zu beiden Seiten je ein Einlaufkrümmer für die zufließende Luft vorgesehen werden muß.

Wählt man in Rücksicht auf den Motor die Umlaufzahl

$$n = 3500 \text{ in der Minute,}$$

so wird

$$D_2 = \frac{60 \cdot 200}{\pi \cdot 3500} = \sim 1,1 \text{ m.}$$

Die Luft tritt vom Saugstutzen in radialer Richtung in das Leitradgehäuse, wo sie um 90° umbiegt und durch die Leitschaufeln auf das Schaufelrad geführt wird.

Der Eintrittsquerschnitt in dieses Gehäuse ist eine Ringfläche, deren äußerer Durchmesser mit dem Raddurchmesser D_1 zusammenfallen kann.

Wählt man für die Durchflußgeschwindigkeit $c_0 = 35$ m/sek und schätzt man die Welle zu $D_0 = 150$ mm, so wird für jede Seite

$$F_0 = \frac{400}{2 \cdot 60 \cdot 35} = 0,095 \text{ qm.}$$

Diese Fläche ist mit

$$D_1 = \sim 380 \text{ mm}$$

erfüllt.

Damit wird

$$\frac{D_2}{D_1} = \frac{1100}{380} = 2,9 \quad u_1 = 69 \text{ m/sek.}$$

Gl. 24 gibt die theoretische Druckhöhe

$$H = \frac{u_2^2}{g} \left[1 - \left(\frac{D_1}{D_2} \right)^2 \right] = 0,88 \frac{u_2^2}{g} = 3596 \text{ m Luftsäule}$$

und den Energiebedarf

$$N = \frac{H V}{v_0 \cdot 60 \cdot 75} = \frac{3596 \cdot 400}{0,86 \cdot 60 \cdot 75} = 371 \text{ PS.}$$

Man erkennt aus den drei Beispielen, daß die Vorzahl φ_1 nur wenig verschieden ausgefallen ist; sie beträgt in diesem Fall 0,88.

Für angenäherte Berechnung von H aus u_2 oder umgekehrt darf einfach φ_1 angenommen werden.

Wählt man für den Eintritt in die Mantelfläche des Laufrades

$$c_1'' = w_1 = c_0 = 35 \text{ m/sek}, \quad \mu_1 = \mu_{01} = 0,8,$$

so ist

$$F_1 = \frac{V}{60 w_1} = \frac{400}{60 \cdot 35} = 0,190 \text{ qm}$$

und

$$b_1 = \frac{F_1}{\pi D_1 \mu_1 \mu_{01}} = \frac{0,19}{3,14 \cdot 0,38 \cdot 0,64} = 0,25 \text{ m}.$$

Die Eintrittsbreite beträgt daher auf jeder Seite der Nabe 125 mm.

Ferner ist

$$c_1 = \sqrt{w_1^2 + u_1^2} = 77,4 \text{ m/sek}$$

$$\text{tg } \delta_1 = \frac{w_1}{u_1} = \frac{35}{69} = 0,509; \quad \delta_1 = 27^\circ$$

als Leitschaufelwinkel vor dem Eintritt in das Laufrad.

Wird die Bedingung konstanten Querschnittes eingehalten und $\mu_2 = 0,85$ sowie $\mu_{02} = 0,9$ geschätzt, so ist für den Austritt

$$F_2 = F_1 \quad \text{und} \quad b_2 = b_1 \frac{D_1 \mu_1 \mu_{01}}{D_2 \mu_2 \mu_{02}} = \frac{0,25 \cdot 0,8 \cdot 0,8}{2,9 \cdot 0,85 \cdot 0,9} = 0,072 \text{ m}.$$

Damit wird auch

$$c_2'' = w_2 = 35 \text{ m/sek}$$

ferner

$$c_2 = \sqrt{35^2 + 200^2} = 203 \text{ m/sek}$$

$$\text{tg } \delta_2 = \frac{w_2}{u_2} = 0,175$$

$$\delta_2 = 10^\circ$$

als Leitschaufelwinkel nach dem Austritt aus dem Laufrad.

Für den Saugstutzen dürfte die vor Laufradeintritt angenommene Geschwindigkeit etwas hoch sein. Wählt man $c_s = 20 \text{ m/sek}$, so wird bei doppeltem Einlauf

$$F_s = \frac{400}{2 \cdot 60 \cdot 20} = 0,166 \text{ qm} \quad d_s = 460 \text{ mm}.$$

Vom Saugstutzen zum Laufradeintritt hat sich die Luft bei diesen Abmessungen allmählich von 20 m/sek auf 35 m/sek zu beschleunigen.

Würde man den Schaufelapparat am Eintritt vermeiden wollen, so müßte senkrechter Eintritt für die Luft verlangt werden, d. h. die Schaufeln müßten derart abgebogen werden, daß die absolute Geschwindigkeit c_1 senkrecht zum Umfang zu stehen käme. Dann ist für

$$\delta_2 = 90^\circ$$

$$H = \frac{u_2^2}{g} = 4080 \text{ m Luftsäule}.$$

Wird die radiale Richtung für die äußeren Schaufelenden beibehalten, so

ändern sich die Geschwindigkeiten am Austritt nicht, ebenso bleibt die Breite b_2 dieselbe. Für den Eintritt wird bei gleicher Breite b_1 , wie früher

$$c_1 = c_1'' = 25 \text{ m/sek}$$

und

$$w_1 = 77,4 \text{ m/sek.}$$

Mit dieser Anordnung würde das Leitrad vor dem Eintritt gespart und sogar eine größere theoretische Druckhöhe erzielt. Dafür aber würden die gekrümmten Schaufeln durch die Fliehkraft ihrer Massen stärker beansprucht.

62. Ebene Schaufeln, gleichbleibende Breite.

Eine häufig vorkommende Bauart der Laufräder von Turbokompressoren besteht darin, daß die Schaufeln aus ebenen Blechen gebildet werden, die schräg rückwärts (im Sinne der Drehrichtung betrachtet) gestellt sind. Zur Verbindung mit der Radscheibe und der Seitenwand sind die verhältnismäßig dicken Bleche auf den Seiten mit Zapfen versehen, die in rechtwinkligen Löchern der Scheiben passen und darin vernietet werden. Dadurch entstehen völlig glatte Kanäle ohne Umbördelungen und ohne vorstehende Nietköpfe. Allerdings sind nun die Schaufelwände in keinem Durchgangsquerschnitt parallel gerichtet, doch kann wenigstens am Eintritt durch Abschrägen und Zuschärfen der Bleche angenähert parallele Richtung der Schaufelbegrenzung erreicht werden, wie dies Fig. 166 zeigt.

Diese Abschrägung der Schaufelbleche besitzt die Bedeutung einer kleinen Abbiegung der mittleren Kanalachse A_1A_2 um den Winkel ϑ . Aus dem Dreieck MA_1A_2 folgt

$$\sin(\beta_1 + \vartheta - 90) = \frac{D_2}{D_1} \sin(\beta_2 - 90)$$

oder

$$\cos(\beta_1 + \vartheta) = \frac{D_2}{D_1} \cos \beta_2 \quad \dots (26)$$

als Bedingung für geradlinige Schaufelflanken. Ist demnach D_1 , D_2 und β_2 gegeben, so läßt sich $\beta_1 + \vartheta$ berechnen, falls dieser Winkel nicht einfach aus der Zeichnung entnommen wird.

Für ϑ gilt

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{s}{t_1 \cos [180 - (\beta_1 + \vartheta)]}, \quad \dots \dots \dots (27)$$

wenn t_1 die Teilung am inneren Radumfang und s die Blechstärke bedeutet.

Aus der Stetigkeitsgleichung

$$G = \frac{\pi D_2 b c_2'' \mu_2 \mu_{02}}{v_2} = \frac{\pi D_1 b c_1 \mu_1 \mu_{01}}{v_1}$$

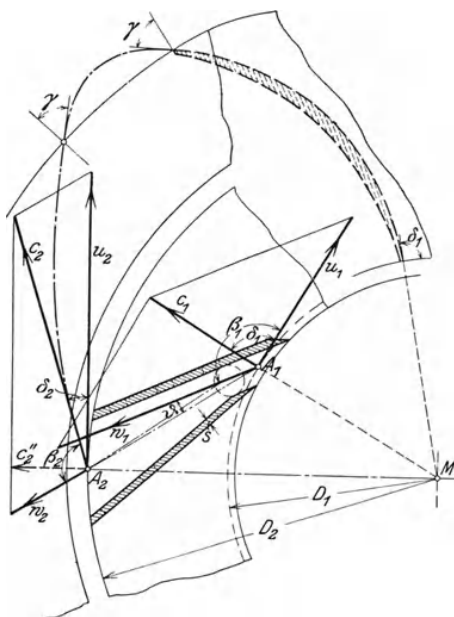


Fig. 166.

ergibt sich unter Voraussetzung gleichbleibender Radbreite und senkrechtem Eintritt

$$\frac{c_2''}{c_1} = \frac{D_1 v_2 \mu_1 \mu_{01}}{D_2 v_1 \mu_2 \mu_{02}}$$

Nun ist

$$c_1 = u_1 \operatorname{tg}(180 - \beta_1) = -\frac{D_1}{D_2} u_2 \operatorname{tg} \beta_1,$$

ferner

$$\cot \delta_2 = \frac{c_2'}{c_2''} \quad \cot(180 - \beta_2) = \frac{u_2 - c_2'}{c_2''}$$

$$\cot \delta_2 - \cot \beta_2 = \frac{u_2}{c_2''}$$

Setzen wir diese Werte für c_1 und c_2'' ein, so folgt

$$\frac{1}{\cot \delta_2 - \cot \beta_2} = -\left(\frac{D_1}{D_2}\right)^2 \frac{v_2 \mu_1 \mu_{01}}{v_1 \mu_2 \mu_{02}} \operatorname{tg} \beta_1 \dots \dots \dots (28)$$

Das Ergebnis zeigt, daß unter den gemachten Annahmen der Leitschaufelwinkel δ_2 nicht mehr beliebig wählbar ist. Sollte die Rechnung einen ungünstigen Winkel δ_2 ergeben, so sind die angenommenen Größen, insbesondere $\frac{D_1}{D_2}$ zu ändern.

- 37. Beispiel:** Laufrad $n = 3200$ $\beta_2 = 122^\circ$
 $D_2 = 800 \text{ mm}$ $D_1 = 460 \text{ mm}$
 $u_2 = 134 \text{ m/sek}$ $u_1 = 78 \text{ m/sek}$
 $\mu_2 = 0,92$ $\mu_1 = 0,9$
 $\mu_{02} = 0,85$ $\mu_{01} = 0,8$
 $s = 10 \text{ mm}$ $z_1 = z_2 = 20$ $t_1 = 72,2 \text{ mm}.$

Aus Gl. 26 ist

$$\cos(\beta_1 + \vartheta) = -\frac{800}{460} \cdot 0,53 = -0,92$$

Aus Gl. 27

$$\beta_1 + \vartheta = 157^\circ$$

$$\operatorname{tg} \vartheta = \frac{10}{72,2 \cdot 0,92} = 0,15$$

$$\vartheta = 8^\circ 30' \quad \beta_1 = 148^\circ 30'$$

Mit $\operatorname{tg} \beta_1 = -0,613$ und $\frac{\mu_1 \mu_{01}}{\mu_2 \mu_{02}} = 0,925$ wird nach Gl. 28

$$\frac{1}{\cot \delta_2 - \cot \beta_2} = \left(\frac{460}{800}\right)^2 \cdot 0,925 \cdot 0,613 = 0,187$$

$$\delta_2 = 12^\circ,$$

was als günstiger Winkel bezeichnet werden kann.

Mit den früheren Beziehungen ergibt sich

$$c_1 = 47,8 \text{ m/sek} \quad w_1 = 91,5 \text{ m/sek}$$

$$c_2 = 119,5 \quad " \quad c_2' = 118,4 \quad "$$

$$c_2'' = 24,6 \quad "$$

Wählt man als Radbreite zwischen den parallelen Scheibenwänden $b = 60 \text{ mm}$, so folgt für das Durchflußgewicht

$$\text{Austritt: } G = \frac{3,14 \cdot 0,8 \cdot 0,06 \cdot 24,6 \cdot 0,92 \cdot 0,85 \cdot 60}{0,83} = 210 \text{ kg/min,}$$

$$\text{Eintritt: } G = \frac{3,14 \cdot 0,46 \cdot 0,06 \cdot 47,8 \cdot 0,9 \cdot 0,8 \cdot 60}{0,86} = 210 \text{ kg/min.}$$

63. Absoluter und relativer Weg der Flüssigkeit.

Sind die Geschwindigkeitsdreiecke und die Radbreiten für Ein- und Austritt festgelegt, so empfiehlt es sich zur weiteren Klarstellung der Verhältnisse im Schaufelrad, aus dem relativen Weg die absoluten Bahnen zu zeichnen, die das Gas beim Durchfluß durch das Schaufelrad nimmt.

Diese Aufgabe läßt sich angenähert in der bei Turbinen üblichen Weise rasch lösen, indem man die entworfene Schaufelform als den relativen Weg ansieht. Wird er in kurze Stücke geteilt, so können die Richtungen dieser Wegstrecken als diejenigen der relativen Geschwindigkeiten in den Endpunkten der Stücke angesehen werden. Die Größen dieser Geschwindigkeiten ergeben sich aus der Stetigkeitsgleichung durch Vergleichung des betrachteten Querschnittes mit dem Endquerschnitt. Mit der Relativgeschwindigkeit und der Umfangsgeschwindigkeit läßt sich an jeder Stelle das Dreieck zeichnen (Fig. 167). Damit erhält man an jedem Ort die absolute Geschwindigkeit, deren Richtungen aneinandergesetzt, den absoluten Weg darstellt.

Noch genauer wird das Verfahren, wenn statt der Schaufelform die mittlere Bahn zwischen zwei Schaufeln als relativer Weg genommen wird. Diese Bahn ist zu erhalten als geometrischer Ort der Mittelpunkte der Berührungskreise, die sich in die Kanalform einzeichnen lassen (0 bis 8 Fig. 167). Da die Mittelpunkte für den ersten und letzten Berührungskreis innerhalb der Radbegrenzung fallen, kann die mittlere Bahn bis zu den Radbegrenzungen durch eine gedachte Verlängerung des Kanals über den innern bzw. äußern Radumfang hinaus gefunden werden (Punkt 0 und Punkt 8).

Bei gewissen Schaufelformen ist es schwierig, diese mittlere Bahn anzugeben; dann können mit den berechneten Radialkomponenten die Dreiecke gezeichnet werden.

Die Bestimmung des absoluten Weges läßt sich auch auf andere Weise durchführen, sobald der relative Weg und der Verlauf der relativen Geschwindigkeit w bekannt ist. Dies geschieht durch Bestimmung der Durchflußzeit.

Legt nämlich die Flüssigkeit in der Zeit dt den Weg ds mit der Geschwindigkeit w zurück, so ist

$$dt = \frac{1}{w} \cdot ds.$$

Die ganze Durchflußzeit von der Eintrittsstelle bis zu einem bestimmten Punkt des Weges ist daher

$$t = \int \frac{1}{w} \cdot ds \dots \dots \dots (29)$$

Dieser Ausdruck läßt sich zeichnerisch einfach dadurch finden, daß die Wegstücke als Abszissen, die zugehörigen Werte $1:w$ als Ordinaten aufgetragen werden (Fig. 169). Der Flächeninhalt des erhaltenen Diagrammes zwischen zwei Ordinaten stellt alsdann die Durchflußzeit auf dem entsprechenden Wegstück dar. Sie ist dieselbe auf der relativen oder auf der absoluten Bahn. Das Produkt aus der Zeit t und der Umfangsgeschwindigkeit u des Endpunktes der Wegstrecke ist somit der Bogen, um den der Punkt des relativen Weges von dem zugehörigen Punkt des absoluten Weges entfernt ist (Bögen 11', 22', 33', . . . , 88'). Zu diesem Bogen gehört der Zentriwinkel (Fig. 167)

$$\beta = \frac{180}{\pi} \cdot \frac{u t}{r} \dots \dots \dots (30)$$

Damit ergeben sich die einzelnen Punkte der absoluten Bahn.

Eine Bestätigung für die Richtigkeit der Ausführung erhält man, wenn die absoluten Geschwindigkeiten c und ihre Werte $1:c$ in Funktion des absoluten

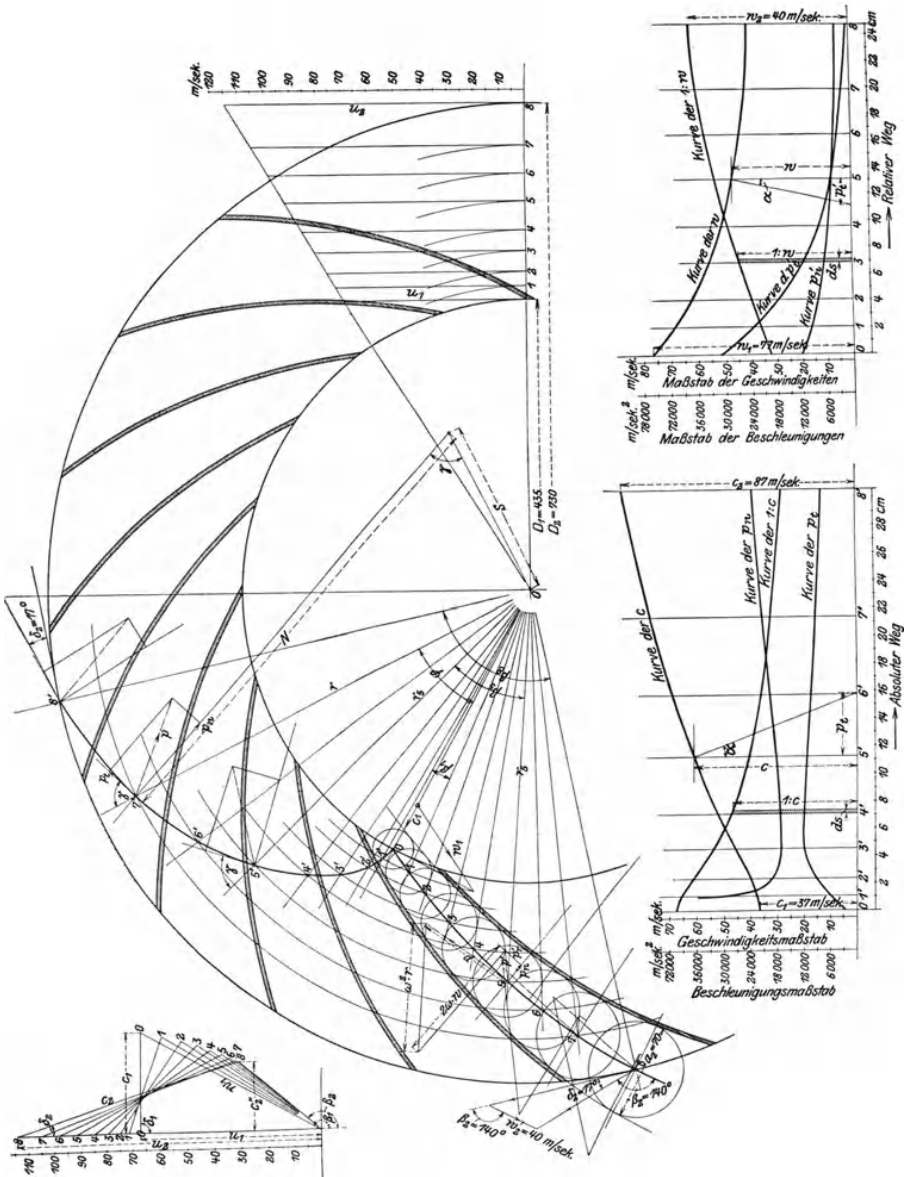


Fig. 167—170.

Weges aufgetragen werden (Fig. 170). Die entsprechenden Flächenstücke der Kurven $1:c$ und $1:w$ müssen einander gleich sein.

38. Beispiel: Das in Fig. 167 dargestellte Schaufelrad läuft mit 3000 Uml./min und zeigt am Austritt folgende Abmessungen:

$$D_2 = 730 \text{ mm} \quad b_2 = 32 \text{ mm} \quad \beta_2 = 140^\circ \quad \delta_2 = 17^\circ.$$

Mit diesen Winkeln ergeben sich für das Austrittsdreieck

$$u_2 = 114,6 \text{ m/sek} \quad w_2 = 40 \text{ m/sek} \quad c_2'' = 26 \text{ m/sek.}$$

Rechnet man als Einfluß der Schaufel $\mu_2 = 0,94$ und als Vorzahl der Kontraktion beim Austritt $\mu_{02} = 0,93$, so wird die Liefermenge

$$V = \mu_2 \mu_{02} \pi D_2 b_2 \cdot c_2'' \cdot 60 = 0,94 \cdot 0,93 \cdot 3,14 \cdot 0,73 \cdot 0,032 \cdot 26 \cdot 60 = 100 \text{ cbm/min.}$$

Man kann auch die Liefermenge aus der Kanalweite a_2 , der dort herrschenden relativen Geschwindigkeit w_2 und der Schaufelzahl z berechnen:

$$V = \mu_{02} \cdot a_2 \cdot b_2 \cdot z \cdot w \cdot 60 = 0,93 \cdot 0,07 \cdot 0,032 \cdot 20 \cdot 40 \cdot 60 = 100 \text{ cbm/min.}$$

Rechnet man am Eintritt eine Vorzahl für Kontraktion von 0,91, so ist bei senkrechtem Eintritt mit $\beta_1 = 150^\circ$ und $D_1 = 435 \text{ mm}$

$$u_1 = 68,4 \text{ m/sek}$$

$$w_1 = \frac{0,91}{0,93} \cdot \frac{u_1}{\cos 30} = \frac{0,91 \cdot 68,4}{0,93 \cdot 0,865} = 77 \text{ m/sek.}$$

Damit lassen sich die Zwischenwerte der relativen Geschwindigkeiten vom Eintritt zum Austritt bestimmen und in Fig. 169 in Funktion der Wegstrecken auftragen, ebenso die Werte $\frac{1}{w}$. Zur Bestimmung der Zeiten sind die Maßstäbe zu berücksichtigen. Zeichnet man die Abszissen in wirklicher Größe, so ist der Längenmaßstab $1 \text{ cm} = 0,01 \text{ m}$. Wird beispielsweise für die Geschwindigkeit $1 \text{ cm} = 5 \text{ m/sek}$ gewählt, so ist der Maßstab für die Ordinaten der $\frac{1}{w}$ -Kurve $1 \text{ cm} = \frac{0,01}{5} = 0,002 \text{ sek/m}$, daher der Zeitmaßstab als Fläche aus $\frac{1}{w}$ und ds

$$1 \text{ qcm} = 0,002 \cdot 0,01 = 0,00002 \text{ Sek.}$$

Die aus den Fig. 169 und 170 ermittelten Werte sind in Zahlentafel 19 aufgeführt.

Zahlentafel 19.

Punkt	r m	u m/sek	w m/sek	c m/sek	t sek	ut m	β Grad
0	0,2175	68,5	77,0	37,0	—	—	—
1	0,226	71,3	69,0	38,0	0,000295	0,021	$5^\circ 20'$
2	0,237	75,0	62,0	40,5	0,000632	0,047	$11^\circ 30'$
3	0,252	79,5	56,2	46,0	0,00111	0,088	20° —
4	0,268	84,5	51,2	52,5	0,00163	0,138	$29^\circ 30'$
5	0,289	91,0	47,0	61,0	0,00235	0,214	$42^\circ 30'$
6	0,310	97,5	43,8	69,0	0,00307	0,300	$55^\circ 30'$
7	0,332	104,0	41,2	77,0	0,00388	0,403	$69^\circ 30'$
8	0,365	114,6	40,0	87,0	0,00500	0,574	90° —

Man erkennt aus der Zahlentafel die ungemein kleine Zeit, die zum Durchfluß der ganzen Bahn gebraucht wird.

Die Relativbewegung in den Kanälen ist eine verzögerte, und zwar ermäßigt sich die Geschwindigkeit von 77 m/sek auf 40 m/sek in 0,00503 Sek. Die mittlere Verzögerung beträgt demnach $77 - 40 : 0,00503 = 7354 \text{ m/sek}^2$.

Die absolute Bewegung ist eine beschleunigte, ihre mittlere Beschleunigung ist $87 - 32 : 0,00503 = 10934 \text{ m/sek}^2$.

Bezüglich der Lage der absoluten Bahn zu den Schaufeln zeigt Fig. 167, daß die Schaufeln der dort angewendeten Gestalt von der Bahn ungefähr senkrecht geschnitten werden. Die Schaufeln schieben daher die Flüssigkeit in einer Richtung vor sich her, die nicht stark von der Senkrechten zur Schaufel abweicht. Die gegenseitigen Neigungsverhältnisse der beiden Bahnen dürfen als vorteilhaft bezeichnet werden und lassen einen hohen Wirkungsgrad des Rades erwarten.

64. Beschleunigung der absoluten und der relativen Bewegung.

Um einen genaueren Einblick in die Beschleunigungsverhältnisse bei der Bewegung der Flüssigkeit durch das Laufrad zu erhalten, kann angenommen werden, jedes Gasteilchen bewege sich auf der absoluten Bahn mit Geschwindigkeiten c , die durch das Diagramm Fig. 168 gegeben sind. Die Drehbewegung ist als nicht vorhanden zu denken.

Diese krummlinige Bewegung wird bedingt durch die Tangentialbeschleunigung p_t und die Normalbeschleunigung p_n .

Für die Tangentialbeschleunigung ist mit $c = \frac{ds}{dt}$

$$p_t = \frac{dc}{dt} = \frac{c \cdot dc}{ds} \dots \dots \dots (31)$$

Man kann diesen Ausdruck leicht aus der Figur abstechen, da es keine Schwierigkeit bietet, die Normale zu der Geschwindigkeitskurve im betrachteten Punkt zu ziehen. Ist α der Neigungswinkel dieser Normalen mit der Ordinate (Fig. 170), so ist $\text{tg } \alpha = \frac{dc}{ds}$, der Abschnitt auf der Abszissenachse zwischen den beiden Linien (Subnormale) ist demnach die gesuchte Tangentialbeschleunigung p_t . Dabei muß allerdings der Maßstab in richtiger Weise berücksichtigt werden. Wird z. B. in wirklicher Größe gezeichnet, so ist der Längenmaßstab 1 cm = 0,01 m und wird für den Geschwindigkeitsmaßstab 1 cm = 5 m/sek gewählt, so ergibt sich für den Beschleunigungsmaßstab nach obiger Gleichung für p_t

$$1 \text{ cm} = \frac{5^2}{0,01} = 2500 \text{ m/sek}^2.$$

Mit diesem Faktor sind die Abschnitte auf der Abszissenachse zu multiplizieren. Die Normalbeschleunigung ist gegeben durch die Beziehung

$$p_n = \frac{c^2}{\rho} \dots \dots \dots (32)$$

wo ρ den Krümmungsradius der absoluten Bahn bedeutet.

Um ρ nach Größe und Richtung zu bestimmen, kann der absolute Luftweg als eine „Spirale höherer Ordnung“ aufgefaßt werden, deren Gleichung in Polarkoordinaten lautet

$$r = a + b \cdot \varphi^m \dots \dots \dots (33)$$

Hierin bedeutet r den Radiusvektor eines laufenden Punktes der Bahn, der mit dem Radius a des Anfangspunktes den Drehwinkel φ einschließt, b und m sind konstante Werte (Fig. 167).

Benützt man die Formel für den Krümmungsradius in Verbindung mit der Gleichung der Bahnlinie, so folgt für den Winkel γ zwischen der Richtung r und der Tangente an die Bahn im betrachteten Punkt

$$\text{tg } \gamma = \frac{r \cdot \varphi}{(r - a) \cdot m} \dots \dots \dots (34)$$

und für den Krümmungsradius

$$\varrho = \frac{[r^2 \varphi^2 + (r - a)^2 \cdot m^2]^{\frac{3}{2}}}{\varphi [r^2 \varphi^2 + 2(r - a)^2 m^2 - r(r - a)m(m - 1)]} \dots (35)$$

Diese Formel erhält eine Vereinfachung, wenn nach Berechnung von γ und Auftragen der Normalen die Abschnitte N und S (Normale und Subnormale Fig. 167) abgemessen werden. Mit ihnen wird

$$\varrho = \frac{N}{1 + \frac{S}{N^2} \varphi (r - am)}, \dots (36)$$

womit die Normalbeschleunigung $p_n = \frac{c^2}{\varrho}$ bestimmt ist. Durch Zusammensetzen von p_n und p_t erhält man die resultierende Beschleunigung p .

In ähnlicher Weise sind die Beschleunigungen der relativen Bewegung zu finden. Die Tangentialkomponente p'_t ist die Subnormale an die Kurve der relativen Geschwindigkeiten (Fig. 169). Die Normalkomponente ergibt sich aus

$$p'_n = \frac{w^2}{\varrho'}, \dots (37)$$

wo ϱ' der Krümmungsradius der relativen Bahn im betreffenden Punkt ist. Die Resultierende von p'_t und p'_n ist die Relativbeschleunigung p' .

Die beschriebenen Verfahren zur Bestimmung der resultierenden Beschleunigungen der absoluten und der relativen Bewegung können auf ihre Richtigkeit und Genauigkeit nachgeprüft werden durch Anwendung des Satzes von Coriolis¹⁾.

Zufolge dieses Gesetzes kann die relative Bewegung eines Massenpunktes als eine absolute angesehen werden, wenn dem Massenpunkt außer seiner vorhandenen Relativbeschleunigung p' zwei Zusatzbeschleunigungen erteilt werden. Die eine hat den Betrag $\omega^2 \cdot r$, wo ω die Winkelgeschwindigkeit bedeutet, mit der sich das ganze System dreht, und r den Abstand des Massenpunktes von der Drehachse. Ihre Richtung fällt mit dem durch den Massenpunkt gehenden Radius zusammen. Die andere Zusatzbeschleunigung berechnet sich nach dem Ausdruck $2 \cdot \omega \cdot w$ und steht senkrecht zur relativen Bahn.

Bildet man daher in einem Punkt der relativen Bahn das Polygon aus p' , $\omega^2 \cdot r$ und $2 \omega w$, so erhält man als Resultierende die absolute Beschleunigung p , die bereits unmittelbar gefunden wurde.

Wird die letztere in zwei Komponenten parallel und senkrecht zur Schaufel zerlegt, so verursacht die Normalkomponente den Flüssigkeitsdruck auf die Schaufel²⁾.

39. Beispiel: Das im vorigen Beispiel erwähnte und in Fig. 167 dargestellte Schaufelrad hat eine absolute Bahn, deren Polargleichung durch die Koordinaten dreier Punkte bestimmt ist.

Aus Fig. 167 ist

Punkt 0:	$\varphi = 0$	$r = a = 0,2175 \text{ m}$
„ 6:	$\varphi = 25^\circ 30'$	$r = 0,310 \text{ m}$
„ 8:	$\varphi = 49^\circ$	$r = 0,365.$

¹⁾ Eine einfache Erklärung dieses Satzes findet sich in Escher, Theorie der Wasserturbinen. Verlag von Jul. Springer.

²⁾ Näheres hierüber: Prof. F. Prášil, Die Bestimmung der Schaufelformen für Turbinen und Kreiselpumpen. Schweiz. Bauzeitung, Bd. XLVIII, Nr. 23 usw.

Damit ist nach Gl. 33

$$0,365 - 0,2175 = b \cdot 0,855^m$$

$$0,0925 - 0,2175 = b \cdot 0,445^m,$$

woraus

$$m = 0,72.$$

Setzt man m in Gl. 34 ein, so ist der Richtungswinkel der Tangente mit dem Radius und dadurch die Normale in jedem Punkt bestimmt. Durch Einzeichnen dieses Winkels lassen sich die Abstände N und S abstecken, mit ihnen wird der Krümmungsradius nach Gl. 36 und die Normalbeschleunigung nach Gl. 37 erhalten. Zur Auffindung der Tangentialbeschleunigung dient Fig. 170 (Gl. 31). Die Ergebnisse sind für das betrachtete Schaufelrad in Zahlentafel 20 zusammengestellt.

Zahlentafel 20.

Punkt	Bogen φ	Radius r m	$\operatorname{tg} \gamma$	N m	S m	e m	p_n m/sek ²	p_t m/sek ²
1'	0,0138	0,226	0,51	0,393	0,321	0,046	31560	6000
2'	0,0414	0,237	0,70	0,400	0,324	0,084	19500	9100
3'	0,101	0,252	1,03	0,345	0,235	0,122	17400	12000
4'	0,183	0,268	1,35	0,336	0,204	0,158	17500	11900
5'	0,311	0,289	1,75	0,330	0,160	0,202	18400	11500
6'	0,445	0,310	2,07	0,345	0,152	0,240	19800	10400
7'	0,602	0,332	2,43	0,356	0,132	0,274	21600	9300
8'	0,855	0,365	2,94	0,383	0,122	0,319	28800	7800

Aus dem Verlauf der Kurven p_t und p_n in Fig. 170 ist ersichtlich, daß bald nach dem Eintritt die Beschleunigungen nur noch geringe Änderungen erfahren und stetige Linien bilden.

In der folgenden Zahlentafel 21 sind zu den relativen Geschwindigkeiten w aus Fig. 169 die tangentialen Beschleunigungen entnommen; die Normalbeschleunigungen p_n' bestimmen sich nach Gl. 37 für vorliegende Schaufelform deshalb einfach, weil die relative Bahn als ein Kreisbogen vom Radius $\rho' = 0,482$ m erhalten wird.

Um diese Beschleunigungen p_t' und p_n' mit den Zusatzbeschleunigungen $\omega^2 \cdot r$ und $2 \cdot \omega \cdot w$ zusammensetzen zu können, sind diese letzteren ebenfalls berechnet in der Zahlentafel 21 eingetragen. Die Tafel zeigt, daß die relativen Beschleunigungen gegenüber den absoluten nach außen zu sehr klein ausfallen.

Zahlentafel 21.

Punkt	w m/sek	p_t' m/sek ²	p_n' m/sek ²	$\omega^2 r$ m/sek ²	$2 \cdot \omega \cdot w$ m/sek ²	p m/sek ²
0	77,0	31200	12300	21360	48400	—
1	69,0	23500	9950	22240	43400	32100
2	62,2	17500	8000	23300	39000	21500
3	56,2	11500	6560	24800	35300	21100
4	51,2	7750	5500	26400	32180	21200
5	47,0	4900	4600	28400	29500	21800
6	43,8	3380	4000	30300	27500	22400
7	41,2	2000	3540	32700	25840	23500
8	40,0	623	3320	36000	25100	25000

Die Zusammensetzung der vier Beschleunigungen der Zahlentafel 21 zur Resultierenden p ist in Fig. 167 an drei Punkten (5, 7 und 8) eingezeichnet. Die Resultierende p muß nach Größe und Richtung mit derjenigen aus den absoluten Komponenten p_n und p_t bestimmten zusammenfallen. Zerlegt man p parallel und senkrecht zur Schaufelrichtung, so erhält man in letzterer die auf die Schaufel wirkende Beschleunigung der Gasmasse. Will man den durch sie hervorgerufenen Druck berechnen, so ist nur nötig, diese Komponente mit der Masse eines Gasprismus zu multiplizieren, dessen Querschnitte 1 qm und dessen Höhe gleich der Kanalweite (a_2 bzw. a_1 in m) ist. Bei der in Fig. 167 verwendeten Kanalform fallen diese Komponenten gegenüber den anderen Beschleunigungen sehr klein aus, da die Richtung der Resultierenden p wenig von der relativen Bahn 1 bis 8 abweichen. Das Gas wird daher durch diese kleinen Normaldrücke in seiner Bewegung und in seinen Dichteverhältnissen im Kanal wenig beeinflusst, es schlüpft wie eine unelastische Flüssigkeit zwischen den Schaufeln durch.

65. Wirkliche Druckhöhe im einstufigen Turbogebläse.

Die im einstufigen Turbogebläse wirklich erreichbare Druckhöhe h ist um die Summe der Verlusthöhen kleiner als die theoretische Druckhöhe H . Das Verhältnis $\eta_p = \frac{h}{H}$ nennt man bei den Kreiselpumpen den „hydraulischen“ oder „Druck“-Wirkungsgrad. Er kann als eine Rad-Vorzahl zur Korrektur des theoretischen Druckes auf den wirklichen Meßwert angesehen werden.

Da bei der Förderung von Gasen die Ursachen der Verluste der Hauptsache nach dieselben sind, kann die Bezeichnung beibehalten werden. Diese Ursachen bestehen in der Reibung des Fördermittels in den Kanälen des Lauf- und Leitrades, ferner in Stoß und Wirbel beim Ein- und Austritt, namentlich bei der Umsetzung von Strömungsenergie in Druck im Diffusor oder Leitrad.

Eine Bestimmung dieser Einflüsse in ihrer Gesamtheit geschieht durch unmittelbare Messung der nutzbaren Druckhöhe h , womit der Druckwirkungsgrad zu berechnen ist. Dagegen ist eine Aufteilung der Verluste in ihre Bestandteile nicht sicher durchführbar, da immer noch genügend eingehende Versuche fehlen.

Nach dem Vorgehen bei der Berechnung der Dampfturbinen lassen sich die Druckverluste, in zwei Gruppen ausscheiden; der eine Verlust bezieht sich auf das Laufrad und zwar bringt er eine Verminderung der dort erzeugten statischen Druckhöhe h' hervor. Man kann in bezug auf die entwickelte Hauptgleichung setzen

$$h' = \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} - \zeta_1 \frac{w_2^2}{2g}, \dots \dots \dots (38)$$

wobei das Glied $\zeta_1 \frac{w_2^2}{2g}$ die Summe der Druckhöhenverluste vom Eintritt in das Laufrad bis zum Austritt bedeutet. Bei verlustloser Maschine würde demnach unter sonst gleichen Verhältnissen eine größere Endgeschwindigkeit w_{02} erreichbar sein, als dies tatsächlich der Fall ist, und zwar wäre

$$\frac{w_{02}^2}{2g} = \frac{w_2^2}{2g} + \zeta_1 \frac{w_2^2}{2g}$$

oder

$$w_{02} = w_2 \sqrt{1 + \zeta_1} \dots \dots \dots (39)$$

Die zweite Verlustgruppe gibt eine Verminderung des dynamischen Anteils h'' der theoretischen Druckhöhe, die sich außerhalb des Laufrades im Diffusor bildet:

$$h'' = \frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} - \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g} \dots \dots \dots (40)$$

Diese dynamische Druckhöhe könnte bei verlustloser Maschine durch eine kleinere Geschwindigkeit c_{02} erreicht werden, und zwar wäre

$$\frac{c_{02}^2}{2g} = \frac{c_2^2}{2g} - \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g}$$

oder

$$c_{02} = c_2 \sqrt{1 - \zeta_2} \dots \dots \dots (41)$$

Die ganze erreichbare Druckhöhe einer Stufe schreibt sich nun

$$h = H - \left(\zeta_1 \frac{w_2^2}{2g} + \zeta_2 \frac{c_2^2}{2g} \right) \dots \dots \dots (42)$$

Vergleicht man diesen Wert mit der theoretischen Höhe H (Gl. 8), so findet sich der Druckwirkungsgrad

$$\eta_p = \frac{h}{H} = 1 - \frac{\zeta_1 w_2^2 + \zeta_2 c_2^2}{2gH} \dots \dots \dots (43)$$

Nun sind allerdings die Ziffern ζ_1 und ζ_2 noch nicht mit genügender Sicherheit bekannt, allein es läßt sich doch der Einfluß der Schaufelform auf den Wirkungsgrad feststellen.

Eine einfache Form der Gleichung ergibt sich, wenn der günstigste Gang der Maschine vorausgesetzt wird, d. h. senkrechter Eintritt. In diesem Fall ist

$$H = \frac{u_2 c_2 \cos \delta_2}{g}$$

Ferner

$$w_2^2 = c_2^2 + u_2^2 - 2 c_2 u_2 \cos \delta_2$$

$$\frac{c_2}{u_2} = \frac{\sin \beta_2}{\sin (\beta_2 - \delta_2)}$$

eingesetzt, gibt

$$\eta_p = 1 - \left[\frac{(\zeta_1 + \zeta_2) \sin \beta_2}{2 \sin (\beta_2 - \delta_2) \cos \delta_2} + \frac{\zeta_1 \sin (\beta_2 - \delta_2)}{2 \sin \beta_2 \cos \delta_2} - \zeta_1 \right] \dots \dots (44)$$

Der Wirkungsgrad ist demnach wesentlich abhängig von den Winkeln β_2 und δ_2 , wie dies Zahlentafel 22 zeigt, die für $\zeta_1 = 0,4$ und $\zeta_2 = 0,36$ berechnet ist. Vorwärts gekrümmte Schaufeln ergeben wohl große Druckhöhen, aber kleineren Wirkungsgrad. Für Turbokompressoren sind häufig benützte Winkel

$$\beta_2 = 120^\circ \text{ bis } 140^\circ \quad \delta_2 = 14^\circ \text{ bis } 18^\circ$$

Die berechneten Wirkungsgrade erscheinen mit den gewählten Zahlen ζ_1 und ζ_2 etwas hoch, doch sind solche Werte bei guten Ausführungen von Kreiselpumpen wiederholt gemessen worden. Es liegt kein Grund zur Annahme vor, daß die Förderung von Gasen unter ungünstigeren Bedingungen vor sich gehen sollte. Allerdings hängen die Verluste auch von den Abmessungen der Räder, d. h. vom Fördervolumen gegenüber der Druckhöhe ab; die günstigsten Verhältnisse sind deshalb an Versuchsradern herauszufinden, um sie für neue Entwürfe zu verwenden.

Im ungekühlten Kompressor ist die verlustfreie Verdichtung als adiabatische Zustandsänderung anzusehen, die sich im Entropiediagramm (Fig. 171) als Senkrechte $A_1 A_2'$ kennzeichnet zwischen dem Anfangsdruck p_1 und dem Enddruck p_2 . Tatsächlich muß aber mehr Energie zugeführt werden als zur adiabatischen Verdichtung nötig ist. Der Unterschied zwischen der theoretischen und der erreichten Druckhöhe kann als Energieverlust aufgefaßt werden, der sich in Wärme umsetzt; hierzu kommen noch Spaltverluste und die Reibung der Radscheibe.

Zahlentafel 22.

„Druck“-Wirkungsgrad des Schaufelrades ($\zeta_1 = 0,4, \zeta_2 = 0,36$).

$\delta_2 =$	10	14	16	18	20	24	28°
$\beta_1 = 40^\circ$	0,747	0,684	0,644	0,592	0,527	0,336	0
= 60°	0,784	0,774	0,739	0,720	0,697	0,637	0,557
= 90°	0,809	0,798	0,788	0,779	0,770	0,745	0,711
= 100°	0,814	0,805	0,797	0,790	0,782	0,762	0,736
= 110°	0,819	0,810	0,807	0,80	0,794	0,775	0,751
= 120°	0,825	0,817	0,812	0,808	0,802	0,786	0,766
= 130°	0,828	0,824	0,820	0,814	0,808	0,794	0,773
= 140°	0,834	0,829	0,825	0,820	0,813	0,796	0,774

Alle diese zusätzlichen Arbeiten verwandeln sich in Wärme; der tatsächliche Verlauf der Verdichtung geht demnach gerade so vor sich, als ob die Maschine von außen geheizt würde. Diese Wärme wird allerdings in Form von Arbeit zu-geführt.

Die Verdichtung mit Wärmezufuhr zeichnet sich in der TS -Tafel als eine vom Anfangspunkt A_1 schräg nach rechts aufsteigende Linie A_1A_2 , da aus den angeführten Gründen die Temperatur t_2 am Ende des Vorganges größer ist als die Temperatur t_2' am Ende der Adiabate.

Ist man imstande, Druck und Temperatur (p_s, t_s) im Spalt zwischen Laufrad und Leitrad zu messen, so wird man allerdings finden, daß der entsprechende Zustandspunkt A_s nicht auf der Geraden A_1A_2 liegt, sondern links von ihr (Fig. 171). Der Grund besteht darin, daß die Verluste im Laufrad kleiner sind als bei der Umsetzung der Strömungsenergie in Druck im Leitrad. Die Zustandslinie A_1A_s bezieht sich auf das Laufrad und weicht wenig von der Adiabate ab; das Stück A_sA_2 bedeutet den Vorgang im Leitrad und neigt sich zufolge der Stoß- und Wirbelverluste mehr nach rechts als das untere Teilstück.

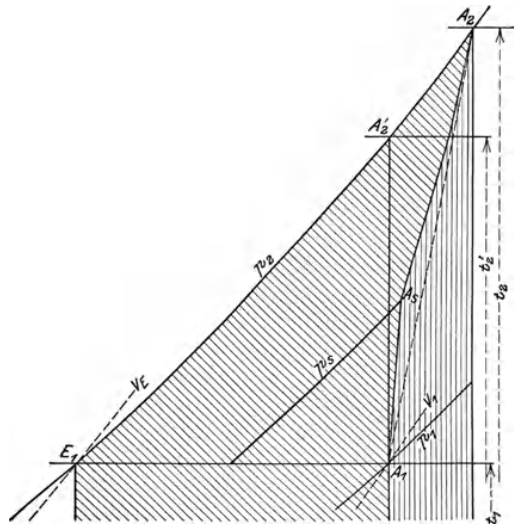


Fig. 171.

Bei den auftretenden kleinen Druckunterschieden einer Stufe ist aber die Strecke A_1A_2 kurz, so daß es für die Anwendungen zulässig ist, die ganze Zustandslinie nach der Geraden A_1A_2 zu zeichnen. Für die Berechnung der Betriebsarbeit ist dieser Umstand ohne Einfluß.

Die Verlustwärme des Prozesses zeigt sich im Entropiediagramm als Flächenstreifen unter A_1A_2 (senkrecht gestrichelt); der Arbeitswert dieser Wärme wird zur Überwindung der Widerstände aufgezehrt. Teilt man nämlich die Fläche in schmale, senkrechte Streifen ein, so schneiden die einzelnen Ordinaten auf A_1A_2 eine Punktreihe ab, und es läßt sich jeder Übergang von einem zum benachbarten Punkt als Summe einer adiabatischen Verdichtung und einer isothermischen Ausdehnung auf-

fassen. Die dazu nötige Wärmezufuhr wird durch den Streifen zwischen zwei Punkten dargestellt, die ganze Fläche unter A_1A_2 stellt also in der Tat die Verlustwärme dar. Durch sie ist die Entropie um die Breite des Flächenstreifens gewachsen.

Die Abweichung der wirklichen Kompression nach A_1A_2 von der verlustfreien adiabatischen kennzeichnet sich durch das Verhältnis der Wärmezunahmen beider Prozesse. Man führt deshalb den Wirkungsgrad η_{ad} gegenüber der adiabatischen Verdichtung ein:

$$\eta_{ad} = \frac{c_p(t_2' - t_1)}{c_p(t_2 - t_1)} = \frac{t_2' - t_1}{t_2 - t_1} \dots \dots \dots (45)$$

Dieser adiabatische Wirkungsgrad kann durch Messung der Temperaturen t_1 und t_2 an der laufenden Maschine bestimmt werden; die Temperatur t_2' ist aus der TS -Tafel abzustecken. In diesem adiabatischen Wirkungsgrad sind alle Verluste zum Ausdruck gebracht. Er ist kleiner als der Druckwirkungsgrad und kann höchstens in die Nähe desselben gelangen.

Die ganze Zunahme des Wärmehaltes vom Anfangs- zum Endwert ist durch Arbeit erzeugt worden und beträgt

$$AL = c_p(t_2 - t_1) \text{ WE/kg} \dots \dots \dots (46)$$

Würden im Turbokompressor nur Strömungsverluste bei der Förderung des Gases auftreten, so wäre

$$L = H,$$

da die früher berechnete theoretische Druckhöhe zugleich den Arbeitsaufwand auf 1 kg Gas bedeutet. Nun wurde aber bei der Betrachtung des Arbeitsbedarfes H die Reibung der umlaufenden Radscheibe außer Betracht gelassen; diese zusätzliche Arbeit wird ebenfalls in Wärme umgesetzt und an das Gas abgegeben; dazu kommen Druckverluste im Spalt durch zurückfließendes Gas, das von neuem verdichtet werden muß. Die gesamte Betriebsarbeit ist demnach

$$L > H.$$

Derselbe Unterschied besteht zwischen dem Druckwirkungsgrad, der sich auf H bezieht, und dem adiabatischen Wirkungsgrad, der das Güteverhältnis für die ganze Umsetzung darstellt. Daher ist stets

$$\eta_{ad} < \eta_p.$$

Für den Energiebedarf ergibt sich wie bei Kolbenkompressoren

$$N_e = \frac{AL \cdot 428 \cdot G}{75 \cdot \eta_m}, \dots \dots \dots (47)$$

worin G das in der Sekunde geförderte Gasgewicht und η_m den mechanischen Wirkungsgrad bedeutet. Da für letzteren nur die Lagerreibung in Betracht fällt, kann gesetzt werden

$$\eta_m = 0,97 \text{ bis } 0,98.$$

Es empfiehlt sich, bei jeder Berechnung den Wärmewert AL der Kompressionsarbeit für 1 kg gesondert zu ermitteln, da die Zahlenwerte zu Vergleichen Veranlassung geben. Ferner ist es zweckmäßig, aus der gegebenen oder gemessenen Liefermenge in cbm stets das in der Sekunde zu fördernde Gewicht G zu berechnen, das beim Durchfließen durch alle Querschnitte des Kompressors seinen Wert beibehält.

Soll ein Gebläse entworfen werden, so ist nach früherem durch Annahme der Umfangsgeschwindigkeit u_2 und der Schaufelform (Zahlentafel 18) die theoretische Druckhöhe einer Stufe bestimmt. Entnimmt man aus Zahlentafel 22 den zugehörigen Druckwirkungsgrad, so erhält man die erreichbare Druckhöhe h . Nun

muß dieser Wert durch die mittleren spezifischen Volumen während der Verdichtung dividiert werden, um die Druckzunahme in kg/qm oder mm Wassersäule zu erhalten.

66. Die Kennlinien der Schaufelräder.

Ist ein Turbokompressor in der Werkstatt fertiggestellt, so muß er auf dem Versuchsstand auf seine Leistungsfähigkeit untersucht werden in ähnlicher Weise, wie dies bei Kreiselpumpen für Wasser in Gebrauch ist. Um die Maschine unter den verlangten Druck zu setzen, wird an den Auspuffstutzen ein Drosselschieber angeschlossen; häufig erhält auch die Saugleitung eine Drosselklappe, die zur Einstellung des gewünschten Unterdruckes dient. Die Versuchseinrichtung gestattet eine bequeme Ablesung der Liefermenge bei jeder Umlaufzahl und wird ergänzt durch Anbringen von Thermometern und Manometern vor und hinter jedem Schieber.

Trägt man die bei verschiedenen Schieberstellungen gemessenen Liefermengen als Abszissen und die zugehörigen Druckerhöhungen als Ordinaten ab, so erhält man die Kennlinie des Kompressors für eine bestimmte Drehzahl.

Alle Versuche bestätigen übereinstimmend, daß die Linie von der Ordinatenachse aus zuerst etwas ansteigt bis zu einem Höchstdruck, um alsdann allmählich gegen die Abszissenachse zu fallen. In Fig. 172 sind solche Kennlinien gezeichnet, die einem einstufigen Gebläse der Firma Brown, Boveri & Co. in Baden entstammen.

Der Schnittpunkt der Kennlinie mit der Ordinatenachse zeigt den Druck im Gehäuse bei geschlossenem Schieber. In diesem Fall bleibt fast die ganze eingeleitete Energie als Wärme im Kompressor zurück und nur ein kleiner Teil fließt durch Leitung und Strahlung an die Umgebung ab. Daher steigen anfänglich Druck und Temperatur im Gebläse, ein Beharrungszustand kann erst eintreten, wenn die erzeugte Wärme gleich der abfließenden ist. Gewöhnlich darf der Versuch gar nicht ausgedehnt werden, bis dieser Zustand erreicht ist, da die Maschine zu heiß würde.

Ein zweiter hervorstechender Punkt der Kennlinie ist erhältlich durch volles Eröffnen des Schiebers, so daß das Manometer den Druck Null im Druckrohr anzeigt. Die erzeugte Druckhöhe besteht alsdann nur aus der Geschwindigkeitshöhe der Ausflußgeschwindigkeit und der Kennpunkt liegt beinahe auf der Abszissenachse.

Die Gestalt der Kennlinie läßt sich nur durch den unmittelbaren Versuch feststellen; alle Rechnungen hierüber haben wenig Wert, da der Zusammenhang von zu vielen Einflüssen abhängig ist. Bei den gebräuchlichen Schaufelformen kann die Kennlinie angenähert als eine Parabel angenommen werden von der Form

$$h = k_1 u_2^2 + k_2 u_2 V - k_3 V^2 \dots \dots \dots (48)$$

Für eine bestimmte Umfangsgeschwindigkeit u_2 ist die Druckerhöhung nur vom Ansaugvolumen V abhängig.

40. Beispiel: Das in Beispiel 34 und 35 erwähnte Schaufelrad ist für eine normale Liefermenge von 100 cbm/min gebaut worden; zur Erzeugung der drei-

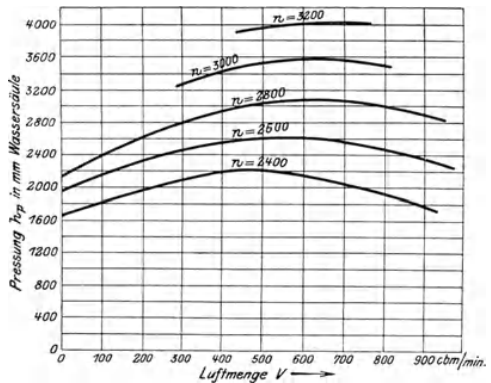


Fig. 172.

fachen Druckhöhe wurden drei gleiche Laufräder hintereinander geschaltet. Die theoretische Druckhöhe beträgt somit für die ganze Maschine (s. Beispiel 34)

$$H = 3 \cdot 1084 + 3 \cdot 1,3 V = 3252 + 3,9 V.$$

Auf dem Versuchsstand hat sich für drei Schieberstellungen ergeben

für $V = 50$ cbm/min	$h_p = 2768$ kg/qm	$v_m = 1,0$ cbm/kg
" $V = 70$ "	$h_p = 2830$ "	$v_m = 1,0$ "
" $V = 120$ "	$h_p = 2675$ "	$v_m = 0,86$ "

Die spezifischen Volumen sind die Mittel aus den Werten im Saug- und im Druckstutzen, die sich aus Druck und Temperatur an jenen Stellen berechnen lassen.

Setzt man wie in Beispiel 34 $u_2 = 114$ m/sek ein, so lautet die Gleichung der Kennlinie

$$h_p = (2310 + 13,6 V - 0,0088 V^2) v_m.$$

Rechnen wir mit den Beziehungen für H und h bei gegebenen Liefermengen den Druckwirkungsgrad aus, so ergibt sich Zahlentafel 23.

Zahlentafel 23.

Liefermenge V	cbm/min	50	70	100	120	140
Wirkliche Druckhöhe h	m LS.	2768	2830	2623	2300	2042
Spez. Volumen v_m	cbm/kg	1,0	1,0	0,96	0,86	0,82
Wirkliche Druckzunahme h_p	kg/qm	2768	2830	2791	2675	2490
Theoretische Druckhöhe H	m LS.	3447	3525	3642	3720	3798
Druckwirkungsgrad η_p		0,803	0,803	0,766	0,719	0,655

Wie aus der Zahlentafel 23 ersichtlich, zeigt der Betrieb mit normaler Liefermenge (100 cbm/min) nicht den größten Wirkungsgrad. Bei kleinen Liefermengen gibt die Rechnung wohl einen etwas größeren Druckwirkungsgrad, der Gesamtwirkungsgrad ist aber doch kleiner, da die unveränderlich bleibende Radreibung und der Spaltverlust sich stärker fühlbar macht. Wie noch zu erklären sein wird, ist im übrigen ein Betrieb mit nur 70 cbm/min und weniger für dieses Gebläse nicht auf die Dauer anwendbar.

Kann der Antriebsmotor des Gebläses auf verschiedene Drehzahlen eingestellt werden, so läßt sich für jede Drehzahl eine besondere Kennlinie bestimmen. Innerhalb enger Grenzen darf der Wirkungsgrad als unveränderlich angesehen werden, in diesem Fall zeigt die Hauptgleichung für die erreichbare Druckhöhe, daß

$$\frac{h_1}{h_2} = \frac{n_1^2}{n_2^2}, \dots \dots \dots (49)$$

wenn n_1 und n_2 zwei Drehzahlen bei derselben Schieberöffnung bedeuten. Da die Liefermenge der Durchflußgeschwindigkeit und diese der Umfangsgeschwindigkeit proportional ist, folgt ferner

$$\frac{V_1}{V_2} = \frac{n_1}{n_2}, \dots \dots \dots (50)$$

d. h. innerhalb kleiner Änderungen der Drehzahl wachsen die Liefermengen mit der ersten Potenz, die Druckhöhen mit dem Quadrat der Drehzahl. Der Energiebedarf steigt demnach mit der dritten Potenz der Umlaufzahl.

Bei größeren Abweichungen der Drehzahl gilt dieses Gesetz nicht mehr. Wie aus Fig. 172 ersichtlich ist, verschiebt sich der höchste Punkt der höher gelegenen Kennlinie nach rechts, der aufsteigende Ast der Kurve wird also länger.

Aus den beiden Beziehungen 49 und 50 zeigt sich, daß das Verhältnis $\frac{V}{\sqrt{h}}$ für jede Schieberstellung einen bestimmten Wert annimmt, unabhängig von der Umlaufzahl. Trägt man die Werte $V = \text{konst.} \sqrt{h}$ für eine Schieberstellung und verschiedene Umlaufzahlen in das Kurvenblatt der Kennlinie ein (Fig. 173), so ergibt sich eine aus dem Nullpunkt ansteigende Parabel, deren Achse mit der Ordinatenachse zusammenfällt. Diese Linie zeigt uns den Verlauf des Druckes in Abhängigkeit der Liefermenge während der Anlaufperiode.

Die Untersuchung der Maschine ist erst vollständig, wenn auch die eingeleitete Energie N gemessen wird. Berechnet man ferner die zur isothermischen Kompression gehörige Energie N_{is} , so gibt das Verhältnis beider Größen eine allgemein vergleichbare Bewertung des Umsatzes. Man nennt dieses Verhältnis

$$\eta_{is} = \frac{N_{is}}{N}$$

kurz den „isothermischen Wirkungsgrad“.

Die in verschiedenen Betriebszuständen ermittelten Werte N und η_{is} können ebenfalls in das Kurvenblatt der Kennlinie eingetragen werden, wie dies Fig. 174 zeigt (Bessemer-Gebläse der Firma Brown, Boveri & Co., Baden).

Eine andere Darstellung enthält Fig. 173, wo die Punkte gleicher Wirkungsgrade durch geschlossene Kurven miteinander verbunden sind. Diese Kurvenblätter sind für den Betrieb unentbehrlich; nach Messung von Druck und Umlaufzahl läßt sich sofort der augenblicklich geltende Betriebspunkt einzeichnen. Man ersieht daraus jederzeit, ob das Gebläse mit vorteilhafter Belastung arbeitet und wie groß der Energieverbrauch ist.

Bei ungekühlten Gebläsen ist es üblich, die eingeleitete Energie mit der adiabatischen Kompressionsarbeit zu vergleichen, da in diesem Fall die Adiabate als verlustfreie Verdichtung anzusehen ist. In Fig. 175 sind diese Betriebskurven für ein Hochofengebläse gezeichnet, das die normale Ansaugemenge von 140 cbm/min mit 3000 Uml./min auf eine Druckerhöhung von 265 mm Quecksilbersäule bringt. Da der Antrieb durch einen Elektromotor erfolgt, ist hier die eingeführte elektrische Energie angegeben und zwei Wirkungsgradkurven

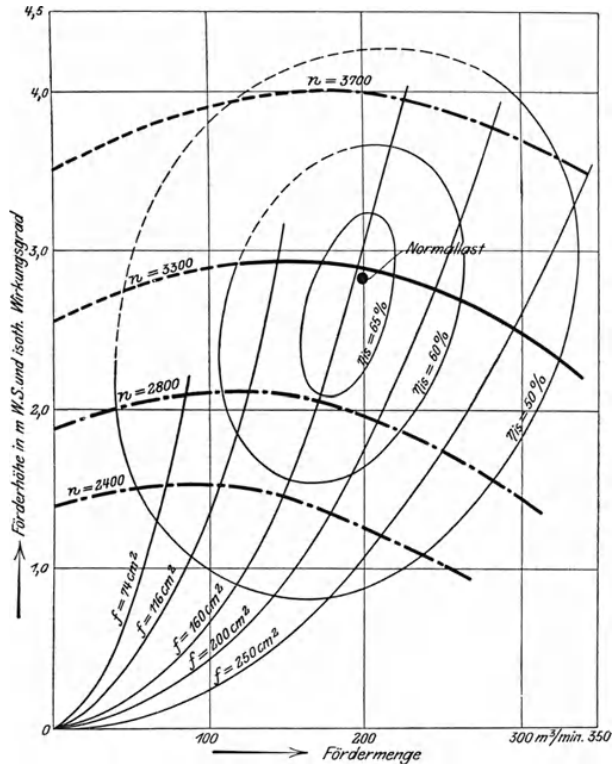


Fig. 173.

gezeichnet, die eine gilt für die ganze Anlage mit Motor, die andere für das Gebläse allein.

Bei den Gebläsen ist nicht eine zu überwindende Druckhöhe als äußere Widerstandshöhe gegeben wie bei den Kreiselpumpen, sondern das Schaufelrad er-

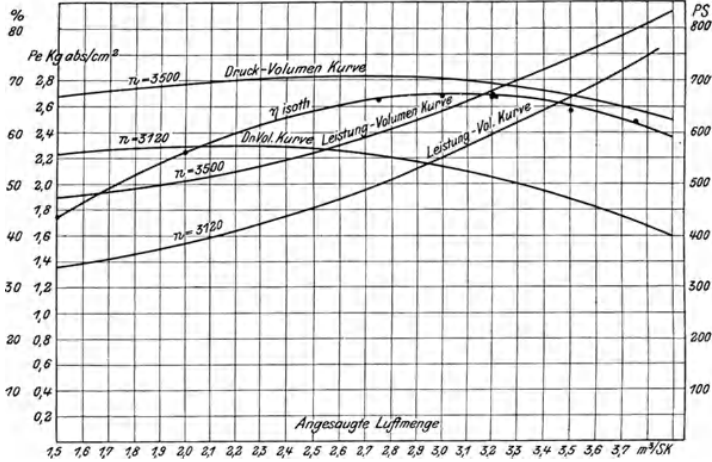


Fig. 174.

zeugt bei einer vorhandenen Umlaufzahl einen Luftstrom von bestimmter Druckhöhe und Liefermenge, deren Zusammenhang in der Kennlinie zum Ausdruck

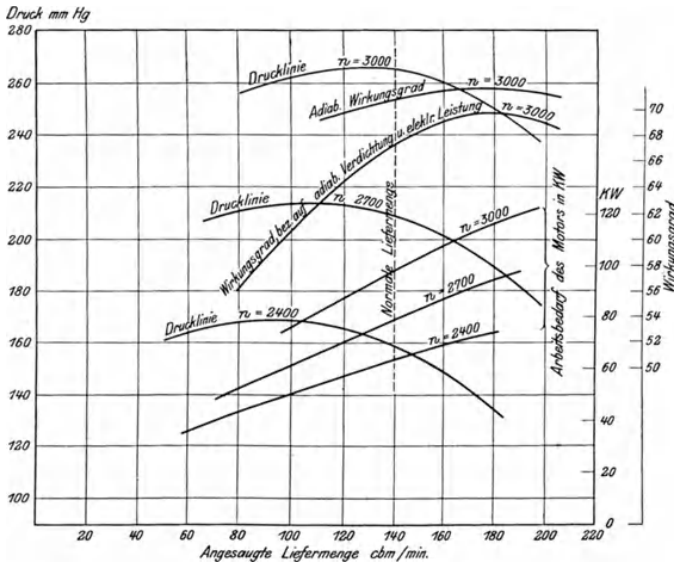


Fig. 175.

kommt. Die Widerstandshöhe wird erst durch den Luftstrom selbst erzeugt; sie ist dieselbe, die auch durch den Drosselschieber am Anfang der Druckleitung künstlich gebildet werden kann, wenn hinter ihm das Gas frei ausströmt.

Die Belastung des Rades kann aber auch dadurch gebildet werden, daß das Gas auf eine unveränderliche Höhe h_g gehoben wird (Behälterdruck). Dies findet statt bei Turbokompressoren, die auf konstanten Druck arbeiten. Diese Höhe h_g ist in Fig. 176 durch eine Parallele zur Abszissenachse dargestellt, die vom Punkt O_1 ausgeht. Die erreichbare Gesamthöhe, die vom Rad wirklich hervorzubringen ist, setzt sich zusammen aus h_g , der Verlusthöhe der Rohrleitung h_l und der Geschwindigkeitshöhe $\frac{c_d^2}{2g}$, wo c_d die Geschwindigkeit im Druckrohr bedeutet. Da letztere beiden mit dem Quadrat der Geschwindigkeit oder der Liefermenge wachsen, verläuft die Gesamthöhe nach einer Parabel, deren Scheitelpunkt in O_1 liegt. Für ein Volumen V_2 ist

$$h_2 = h_g + h_l + \frac{c_d^2}{2g} = h_g + \frac{c_d^2}{2g} \left[\lambda \frac{l}{d} + 1 \right],$$

wo λ die Vorzahl für Rohrreibung, l die Länge und d der Durchmesser der Leitung ist.

Legt man durch den Betriebspunkt B_2 (Fig. 176) die Kennlinie $B_2B_1B_0$, so zeigt sich, daß die Parabel von ihr im Punkt B_1 zum zweitenmal geschnitten wird, und zwar rechts von der Ordinatenachse. Dieser Punkt gilt demnach bei derselben Umlaufzahl als zweiter Zustand, der bei Verminderung des Druckluftbedarfs auf die Menge V_1 eintritt. Sinkt der Bedarf noch weiter unter V_1 , so ist das Gebläse nicht mehr imstande, den äußeren Widerstand h_g zu überwinden, die Lieferung hört dann ganz auf, ohne daß sich die Drehzahl ändert (sog. „Abfallen“ des Gebläses). Steigt die Lieferung über V_1 , so ist auf der Strecke B_1B_2 ein Überschuß von Druck vorhanden gegenüber dem Bedarf; er hat eine stets wachsende Lieferung zur Folge, bis in B_2 der Überschuß aufgezehrt ist und ein stabiler Zustand eintritt. Der Betriebszustand in B_1 muß als labil bezeichnet werden, da die kleinste Störung eine Abweichung verursacht, die stetig größer wird.

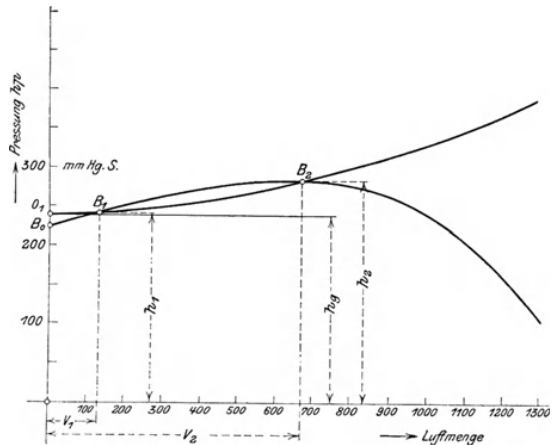


Fig. 176.

Bei allen Kreisrädern zeigt sich eine turbulente Strömung, sobald der Betrieb die Kennlinie vom höchsten Punkt bis zur geschlossenen Leitung benutzt. Der aufsteigende Ast der Kennlinie ist für den Dauerbetrieb unbrauchbar, es müssen daher die Liefermengen stets so groß bemessen werden, daß der absteigende Ast der Kennlinie zur Benutzung kommt, um stabile Betriebsverhältnisse zu erhalten. Nach außen zeigt sich die turbulente Strömung, die man bei den Turbokompressoren das „Pumpen“ nennt, durch unruhigen Gang, eigentümliches Geräusch, Erzitterungen im Gehäuse und Schwankungen am Manometer und an den Instrumenten für die Energiemessung.

Bei allen Kreisrädern zeigt sich eine turbulente Strömung, sobald der Betrieb die Kennlinie vom höchsten Punkt bis zur geschlossenen Leitung benutzt. Der aufsteigende Ast der Kennlinie ist für den Dauerbetrieb unbrauchbar, es müssen daher die Liefermengen stets so groß bemessen werden, daß der absteigende Ast der Kennlinie zur Benutzung kommt, um stabile Betriebsverhältnisse zu erhalten. Nach außen zeigt sich die turbulente Strömung, die man bei den Turbokompressoren das „Pumpen“ nennt, durch unruhigen Gang, eigentümliches Geräusch, Erzitterungen im Gehäuse und Schwankungen am Manometer und an den Instrumenten für die Energiemessung.

Im Abschnitt über die Regelung der Gebläse sollen die Mittel besprochen werden, die zur Abwehr dieses Zustandes in Gebrauch sind.

67. Gleichwertige Öffnung.

Im Grubenbetrieb ist es üblich, den äußeren Drosselwiderstand, den das ganze Kanalnetz der Grube dem Gebläse entgegensetzt, zu vergleichen mit derjenigen Öffnung in dünner Wand (zugeschärften Kanten), die dieselbe Luftmenge unter Bewältigung desselben Druckes durchläßt, wie er im normalen Betrieb tatsächlich vorkommt. Diese Öffnung setzt dem Durchfluß des Gases denselben Widerstand entgegen wie das angeschlossene Leitungsnetz, sie kennzeichnet deshalb jenen später auftretenden Widerstand und damit den Betriebszustand des Gebläses vollständig.

Ist $p_2 - p_1$ die Druckerhöhung zwischen Saug- und Druckstutzen, so strömt aus der Öffnung f die Menge V

$$V = \mu f \sqrt{\frac{2g(p_2 - p_1)}{\gamma}} \dots \dots \dots (51)$$

Streng genommen gilt diese Gleichung nur für sehr kleine Druckunterschiede. Da es sich hier nur um Vergleiche der verschiedenen Öffnungen handelt, darf diese Rechnung auch auf Gebläse mit größeren Druckerhöhungen angewendet werden.

Für die Vergleichung ist es nach Murgue üblich zu setzen:

$$\begin{aligned} \text{für das spezifische Gewicht } \gamma &= 1,2 \text{ kg/cbm,} \\ \text{für die Ausflußziffer } \mu &= 0,65. \end{aligned}$$

Damit ergibt sich die bekannte Formel für die gleichwertige Öffnung

$$f = 0,38 \frac{V}{\sqrt{p_2 - p_1}} \dots \dots \dots (52)$$

Um die Willkür in der Wahl von μ zu beseitigen, wird empfohlen $\mu = 1$ zu setzen und die neue Größe mit dem Namen „gleichwertige Düse“ zu bezeichnen.

Denkt man sich an einem Gebläse auf dem Versuchsstand eine gleichwertige Öffnung angebracht, so ist die Wirkung dieselbe, wie sie bei einer bestimmten Stellung des früher erwähnten Drosselschiebers auftritt. Liefermenge und Druck können alsdann nur noch durch Veränderung der Umlaufzahl geändert werden; das Bild dieses Zusammenhanges ist durch eine Parabel dargestellt, wie in Fig. 173 gezeichnet.

Jeder anderen Öffnung, d. h. jeder anderen Schieberstellung entspricht eine andere Parabel mit demselben Scheitelpunkt. Auf jeder Parabel liegt ein Zustandspunkt, dem der größte Wirkungsgrad für die betreffende gleichwertige Öffnung zugehört. Zu beiden Seiten dieses Punktes liegen auf der Parabel zwei Betriebspunkte mit gleich großem Wirkungsgrad.

Um die einem Gebläse eigentümlichen Kurven unabhängig von der Drehzahl zu erhalten, können nach dem Vorschlag von Prandl die Werte $\frac{h}{n^2}$ und $\frac{N}{n^3}$ in Funktion von $\frac{V}{n}$ aufgetragen werden; der Vergleich verschiedener Radausführungen wird damit erleichtert.

68. Diffusor und Leitrad.

Betrachtet man die Bewegung des Gases vom Austritt aus dem Laufrad bis zum Druckstutzen oder bis zum Eintritt in das nächstfolgende Laufrad, so sind zwei Gruppen von Ausführungsformen zu unterscheiden; bei der einen wird ein sog. Diffusor angewendet, bei der anderen ein das Laufrad umschließendes Leitrad.

a) Diffusor. Dieser durch die Gehäusewandung seitlich begrenzte Ringraum umfaßt das Laufrad und nimmt das aus ihm austretende Gas auf, das bei der

Strömung nach außen größeren Querschnitt findet und dadurch Geschwindigkeit in Druck umsetzt. Bei einstufigem Gebläse schließt an den Diffusor häufig das Spiralgehäuse an; die neueren Ausführungen vermeiden ein solches und setzen den Druckstutzen an den ringförmigen Kanalwulst, in den der Diffusor ausmündet.

Das Gas hat am Eintritt A_2 (Fig. 177) in den Diffusor eine Geschwindigkeit, die nach Größe und Richtung mit der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit c_2 übereinstimmt. Am Austritt A_3 ist diese Geschwindigkeit auf den wesentlich kleineren Betrag c_3 gesunken, der zur Fortbewegung des Fördermittels dient. Dafür ist der Druck im Diffusor gestiegen um den Betrag

$$h_d = \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_3^2}{2g} - \zeta \frac{c_2^2}{2g} = (1 - \zeta) \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_3^2}{2g}, \dots \dots \dots (53)$$

worin das Glied $\zeta \frac{c_2^2}{2g}$ die bei der Umsetzung verlorene Druckhöhe bedeutet.

Ist c_3' die tangentielle, c_3'' die radiale Komponente von c_3 , so folgt mit

$$c_3^2 = c_3'^2 + c_3''^2$$

$$h_d = \frac{1}{2g} [(1 - \zeta) c_2^2 - c_3'^2 - c_3''^2] \dots \dots \dots (54)$$

Der nach außen zu wachsende Durchflußquerschnitt des Diffusors besteht aus einer Reihe von konzentrischen Zylindermantelflächen, die sich in Fig. 177 als

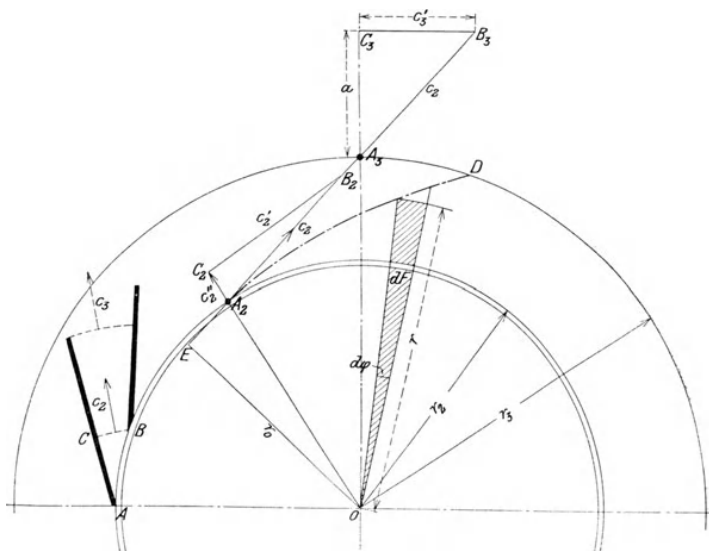


Fig. 177.

Kreise um den Mittelpunkt O zeichnen lassen. Diese Mantelflächen werden von der Flüssigkeit schräg durchlaufen; für die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck ist aber nur die radiale Richtung maßgebend, denn eine Drucksteigerung in der Umfangsrichtung kann nicht stattfinden, sie würde nur zu Unregelmäßigkeiten führen. Die Kreise sind daher für den Diffusor sog. Niveaulinien; auf die Flüssigkeitselemente können deshalb nur Kräfte einwirken, die durch den Mittelpunkt O gehen. Ein solches Element besitzt somit eine Zentralbewegung¹⁾, bei der die

¹⁾ S. Zeitschr. d. V. d. Ing. 1907, S. 543.

während der Zeit dt beschriebene Fläche dF proportional dieser Zeit ist. Der Ausdruck $\frac{dF}{dt}$ ist demnach konstant. Nun ist diese Fläche als ein Dreieck anzusehen (Fig. 177)

$$dF = \frac{r}{2} r \cdot d\varphi$$

oder

$$\frac{r}{2} \cdot r \frac{d\varphi}{dt} = \frac{dF}{dt} = \text{Konst.}$$

Mit

$$r \cdot \frac{d\varphi}{dt} = c' \quad \text{ist} \quad rc' = \text{Konst. (Flächensatz),}$$

daher

$$c_3' = c_2' \frac{r_2}{r_3}, \dots \dots \dots (55)$$

d. h. die tangentielle Komponente der Geschwindigkeit im Diffusor nimmt nur mit zunehmendem Radius ab, die Querschnittsform hat weiter keinen Einfluß auf diese Abnahme.

Man erhält dieses Ergebnis auch unmittelbar aus der Hauptgleichung (9); sie gilt für den Diffusor ebenfalls, da hier die Flüssigkeit eine Radialgeschwindigkeit und eine Geschwindigkeit in der Richtung des Umfanges besitzt, wie dies im Laufrad der Fall ist. Der Unterschied besteht aber darin, daß die Flüssigkeit völlig frei durch den Diffusor strömt, eine Arbeitsübertragung demnach nicht stattfindet. Die Druckhöhe H in der Gleichung (9) kann als Arbeitsübertragung auf 1 kg der Flüssigkeit im Laufrad betrachtet werden, daher heißt die Bewegungsgleichung für den Diffusor

$$H = \frac{\omega}{g} (r_2 c_2' - r_1 c_1') = 0,$$

woraus wie früher

$$r_2 c_2' = r_1 c_1' = rc' = \text{konst.}$$

Die Radialkomponente folgt aus der Stetigkeitsgleichung, und zwar ist am äußeren Umfang

$$c_3'' = \frac{G v_3}{F_3} = \frac{G v_3}{2 \pi r_3 b_3} \dots \dots \dots (56)$$

oder für irgendeine Stelle im Diffusor mit dem Radius r

$$c'' = \frac{Gv}{2 \pi r b}.$$

Nehmen wir unveränderliche Kanalbreite an und vernachlässigen die unbedeutende Veränderlichkeit des spezifischen Volumens, so gilt auch hier

$$rc'' = \text{konst.}$$

Die Tangente der absoluten Bahn hat einen Neigungswinkel α mit der Umfangsrichtung

$$\text{tg } \alpha = \frac{c''}{c'}.$$

Mit der Voraussetzung einer unveränderlichen Breite ist für verlustfreie Strömung

$$\text{tg } \alpha = \frac{rc''}{rc'} = \text{konst.}, \dots \dots \dots (57)$$

d. h. die Flüssigkeitsbahn schneidet alle Zylinderschnitte unter dem gleichen Winkel; die Bahn im schaufellosen Diffusor ist demnach eine logarithmische Spirale.

Nimmt die Breite nach außen etwas zu, was die meisten Ausführungen zeigen, so nimmt c'' rascher ab, die Kurve verläuft also flacher als die logarithmische Spirale. Die gegenteilige Wirkung hat die Reibung, sie vermindert c' in stärkerem Maß als c'' ; die tatsächliche Flüssigkeitsbahn kann daher bei mäßiger Verbreiterung des Kanals nicht stark von der logarithmischen Spirale abweichen.

Mit dem gefundenen Wert für c_3' ergibt sich für die Druckhöhe

$$h_d = \frac{1}{2g} \left[(1 - \zeta) c_2^2 - \left(c_2' \frac{r_2}{r_3} \right)^2 - c_3''^2 \right].$$

Wird die Radialkomponente c_3'' vernachlässigt, ebenso die Verlusthöhe, so ist die theoretisch nutzbare Druckhöhe im günstigsten Fall

$$h_d' = \frac{1}{2g} \left[c_2^2 - \left(c_2' \frac{r_2}{r_3} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (58)$$

Für diesen Wert kann nach Grun eine einfache Konstruktion gefunden werden, wenn man sich die Umsetzung der Geschwindigkeit c_2 statt allmählich am äußeren Umfang des Diffusors auf einmal durchgeführt denkt. Trägt man c_2 von A_3 an in der angenommenen Richtung ab und zerlegt $c_2 = A_3 B_3$ nach $A_3 C_3$ und $B_3 C_3$, zieht man ferner $OE = r_0$ senkrecht zu $A_2 A_3$, so ist

$$\triangle A_3 B_3 C_3 \sim \triangle E O A_3 \quad \text{daher} \quad B_3 C_3 = \frac{c_2 \cdot r_0}{r_3}$$

$$\triangle A_2 B_2 C_2 \sim \triangle E O A_2 \quad \text{daher} \quad c_3' = c_2 \cdot \frac{r_0}{r_2},$$

damit ist

$$B_3 C_3 = c_2' \frac{r_2}{r_3} = c_3'.$$

Setzt man die radiale Komponente $A_3 C_3 = a$, so folgt

$$h_d' = \frac{c_2^2}{2g} - \frac{c_3'^2}{2g} = \frac{a^2}{2g},$$

d. h. im Diffusor kann theoretisch nur diejenige Radialkomponente a in Druck umgesetzt werden, die c_2 unter Annahme unveränderter Größe und Richtung beim Verlassen des Diffusors haben würde. Die Tangentialkomponente c_2' der Geschwindigkeit wird selbst im günstigsten Fall nicht in Druck umgesetzt.

Dieser nicht umsetzbare Teil läßt sich nur verkleinern durch Verminderung des Wertes $r_2 : r_3$, denn der andere Faktor c_2' ist nicht viel kleiner als c_2 .

Die Bedingung für eine günstige Diffusorwirkung besteht somit darin, den äußeren Durchmesser möglichst groß auszuführen.

Da am äußeren Umfang des Diffusors die Tangentialkomponente c_3' noch verhältnismäßig groß ist, c_3'' dagegen infolge der bedeutenden Querschnittszunahme stark abgenommen hat, so verläuft die Bewegung eines jeden Flüssigkeitselementes nach einer Kurve $A_2 D$, Fig. 177, die im Sinne der Drehbewegung nach vorwärts geneigt ist.

Die Bewegung ist geradlinig, wenn kein Umsatz von Geschwindigkeit in Druck stattfindet. Ferner ergibt sich auch bei Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck eine geradlinige Bewegung durch den Diffusor, wenn die absolute Austrittsgeschwindigkeit c_2 aus dem Laufrad radial gerichtet ist. Beide Fälle kommen daher für die Anwendungen nicht in Betracht.

Die Ausfußgeschwindigkeit c_3 aus dem Diffusor kann im Spiralgehäuse bis zum Eintritt in das Druckrohr beibehalten werden. Bei Gebläsen wird der Anfang des Druckrohres konisch erweitert, so daß eine weitere teilweise Umsetzung

der Geschwindigkeit c_3 in Druck erfolgen kann. Bei mehrstufigen Turbokompressoren biegen die Gase am äußeren Umfang des Diffusors um und können mit der Geschwindigkeit c_3 gegen die Achse zum nächsten Laufrad geleitet werden.

Zur Herabminderung der Bewegungswiderstände im Diffusor empfiehlt es sich, beide Seitenwandungen glatt abzdrehen, was durch geeignete Trennung des Gehäuses in Ebenen senkrecht zur Drehachse ermöglicht wird.

Verfolgt man die Bewegung der Flüssigkeit am Diffusor einer Stufe bis zum Eintritt in das nachfolgende Laufrad, so erkennt man bei allen mehrstufigen Gebläsen am äußeren Ende des Diffusorraumes einen Ringwulst, der von der Flüssigkeit überschritten wird, um in die Rücklaufkanäle zu gelangen. Die Bewegung über diesen Wulst geschieht schraubenartig und bringt eine Richtungsänderung im Meridianschnitt um 180° hervor. Nun fließt die Flüssigkeit den Rückleitschaufeln entlang gegen die Achse zu. Durch die Formgebung dieser Schaufeln sollen auch bei dieser Bewegung möglichst allmähliche Querschnittsänderungen angestrebt werden, damit sich die Steigerung der Geschwindigkeit bis zur Nabe des folgenden Rades stetig vollzieht.

Am Eintritt in diese Kanäle wird der Winkel γ beibehalten (Fig. 166), mit dem die Flüssigkeit den Diffusor verlassen hat. Am Ende der Rückleitkanäle kann die Richtung der Schaufeltangente mit der Richtung der absoluten Eintrittsgeschwindigkeit c_1 zusammenfallen; vor dem Eintritt in das folgende Rad ist im Meridianschnitt eine Umkehr um 180° zu vollziehen, bis die Flüssigkeit von neuem radial auswärts fließen kann.

Kleine Abweichungen von diesen Winkeln können keinen schädlichen Einfluß ausüben, denn am Eintritt in die Rückleitkanäle ist die Geschwindigkeit recht klein und beim Verlassen dieser Kanäle bis zum Übertritt in das folgende Rad hat die Flüssigkeit eine kleine kreisende Bewegung bereits angenommen und wird vom Laufrad zu einem richtigen Eintritt gezwungen, der ohne nennenswerten Stoß vor sich geht.

Aus diesem Grunde empfiehlt es sich, die Enden der Rückleitschaufeln nicht ganz zum Wellenumfang zu führen, damit sich dort im schaufellosen Teil die Bewegungsrichtung für stoßfreien Eintritt von selbst einstellen kann, auch dann, wenn die Rückleitschaufeln nicht in der Lage sind, dem Druckmittel diese Richtung von sich aus zu erteilen.

b) Leitrad. Das Laufrad wird auf seiner äußeren Mantelfläche von einem feststehenden Leitradkranz umgeben; der unter a) besprochene Ringraum ist ebenfalls vorhanden, enthält aber Leitschaufeln (Fig. 177 links). Damit das Gas möglichst stoßfrei in die festen Leitkanäle gleitet, gibt man der mittleren Bahn die Richtung der absoluten Austrittsgeschwindigkeit c_2 aus dem Laufrad.

Sind die Schaufeln aus glattem Stahlblech hergestellt und in die Seitenwandungen des Diffusors eingegossen, so werden sie eben ausgeführt und bilden demnach eine Art Druckrohre mit allmählich zunehmenden, rechtwinkligen Querschnitten, in denen die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck vollkommener vollzogen wird, als dies im gewöhnlichen Diffusor (ohne Leitschaufeln) geschehen kann.

Eine einfache Herstellung geben gußeiserne Schaufeln, die mit den beiden Seitenwänden zu einem Kranz vereinigt sind. Da die Gehäuse doch stets in der wagrechten Mittelebene geteilt werden müssen, lassen sich die beiden Kranzhälften leicht in das Gehäuse einsetzen. Allerdings sind größere Reibungswiderstände zu erwarten, da die Kanalwände nicht so glatt sind als bei Stahlschaufeln, auch die Zuschärfung am Eintritt läßt sich nicht so vollkommen durchführen.

Am Eintritt entstehen Wirbel, da dort den Gasteilchen eine richtige Führung fehlt. Die unmittelbar vor der Schaufelkante B (Fig. 177) in den Kanal geschleuderten Gasteile finden noch ihre Führung im Kanal, die in der Nähe von A ein-

fließenden werden aber zurückzudrängen gesucht, so daß im Bereich des Dreiecks *ABC* Wirbel entstehen, verbunden mit starkem pfeifendem Geräusch.

Zur Einschränkung dieses Übelstandes sind die Kanäle ziemlich eng zu halten, eine große Schaufelzahl ist vorteilhaft. Ferner hat sich zur Vermeidung des Lärmes als sehr wirksam erwiesen, wenn der radiale Abstand zwischen Lauf- und Leitschaufeln recht groß ausgeführt wird. Gute Erfahrungen sind gemacht worden mit Abständen von 50 bis 80 mm. Selbstverständlich ist der radiale Spalt zwischen laufenden und feststehenden Seitenwänden so klein als irgend angängig zu halten. Durch den freien Zwischenraum zwischen Lauf- und Leitschaufeln verwischt sich der Einfluß der Schaufeldicken, es entsteht ein geschlossener Gasstrom, der nun ohne Wirbel und ohne starkes Geräusch in die Leitkanäle eintritt.

Dort ist die erreichbare Druckhöhe

$$h_a = \frac{(1-\zeta)c_2^2}{2g} - \frac{c_3^2}{2g} \dots \dots \dots (59)$$

Hierin ist c_3 die Geschwindigkeit am Austritt aus dem Leitrad; bei einstufigen Maschinen tritt c_3 auch im wulstförmigen Ringraum und im Druckstutzen auf. Es ist zweckmäßig, c_3 niedrig zu halten, um eine große Druckhöhe zu erzielen (30 bis 50 m/sek).

Bei mehrstufigen Gebläsen findet in den Rückführkanälen, die von den Leitradkränzen zu den Naben der nachfolgenden Räder führen, eine Rückbildung von Druck in Geschwindigkeit statt, falls die Geschwindigkeit c_3 am Anfang des Kanals kleiner ist als c_1 am Eintritt in das folgende Rad. Dadurch steigt auch die erreichbare Druckhöhe weniger hoch, da in Gl. 59 statt c_3 der größere Wert c_1 einzusetzen ist. In diesem Fall stimmt h_a der Form nach völlig überein mit dem in Abschnitt 65 behandelten dynamischen Anteil der erreichbaren Druckhöhe h'' .

Nun ist nur noch über die Größe der Verlustziffer eine Erklärung abzugeben. Hierüber liegen wenige Versuche vor, die an konisch sich erweiternden Rohren mit rechtwinkligem Querschnitt vorgenommen worden sind¹⁾. Diese Verluste sind um so kleiner, je mehr sich der Rechteckquerschnitt an jeder Stelle dem Quadrat nähert. Daher sollte die Erweiterung nach beiden Seiten hin möglichst gleichmäßig verteilt werden. Diese Bedingung verlangt Seitenwände des Leitradkranzes, die nicht parallel laufen, sondern nach außen etwas auseinandergehen. Gegenüber der theoretischen Druckhöhe

$$h_a' = \frac{c_2^2 - c_3^2}{2g}$$

ergibt sich ein Wirkungsgrad der Umsetzung von

$$\eta_a = 1 - \frac{\zeta}{1 - \left(\frac{c_3}{c_2}\right)^2} = 1 - \frac{\zeta}{1 - \left(\frac{f_2}{f_3}\right)^2} \dots \dots \dots (60)$$

Die Umsetzung stellt sich um so günstiger, je kleiner c_3 gegenüber c_2 oder je stärker die Querschnittszunahme ist.

Bei mehrstufigen Kompressoren ist $c_3 = c_1$ zu setzen.

Andres fand an einem Rohr von 205 mm Länge, das sich bei quadratischem Querschnitt von 13,2 × 13,2 mm auf 38 × 38 mm erweiterte, einen Wirkungsgrad von 77 v. H., was einem Wert $\zeta = 0,225$ entspricht. Bei rechteckigem Querschnitt wird diese Zahl größer ausfallen, ganz abgesehen von Wirbel- und Stoßverlusten.

¹⁾ Andres, Forschungsarbeiten 1909, Heft 76.

Ist z. B. für ein Gebläse $c_1 = 40$ m/sek, $c_2 = 88$ m/sek und $\zeta = 0,3$, so ergibt sich

$$\eta_d = 1 - \frac{0,3}{0,794} = 0,622.$$

Dieser Wirkungsgrad gilt aber nur für die eigentliche Umsetzung im Leitrad allein. Bei dem vollständigen Gebläse hat man nun noch die Stoß- und Wirbelverluste beim Übertritt und die Verluste in den Rücklaufkanälen mit ihren Umbiegungen in Rechnung zu setzen, was am einfachsten dadurch geschieht, daß die Verlustziffer ζ eine entsprechende Erhöhung erfährt. Damit geht die Verlustziffer ζ des eigentlichen Leitrades über in die bereits in Abschnitt 65 eingeführte Ziffer ζ_2 . Sie ist in Zahlentafel 22 mit $\zeta_2 = 0,36$ eingeführt, kann aber noch größer ausfallen, wie nachfolgende Beispiele zeigen werden, die neueste Versuche behandeln.

69. Mehrstufige Turbogebälse ohne Kühlung.

Zur Verdichtung großer Luftmengen auf mäßig großen Überdruck, wie er für Hüttenbetrieb verlangt wird, schaltet man zwei bis drei Schaufelräder hintereinander, ohne Wasserkühlung anzuwenden. In Fig. 178 ist das Entropiediagramm eines dreistufigen Gebläses entworfen, das Luft vom Anfangszustand A_0 auf den Enddruck p_3 zu bringen hat.

Laufen die Räder auf derselben Welle mit der gleichen Umfangsgeschwindigkeit und besitzen sie gleiche Schaufelformen, so erzeugt jedes Rad dieselbe nutzbare Druckhöhe

$$h = \varphi \frac{u_2^2}{g} \eta_p$$

und man erhält für die drei Enddrücke

$$p_1 = p_0 + \frac{h}{v_{m1}},$$

$$p_2 = p_1 + \frac{h}{v_{m2}},$$

$$p_3 = p_2 + \frac{h}{v_{m3}}.$$

Die spezifischen Volumina v_{m1} , v_{m2} und v_{m3} sind der Reihe nach als Mittelwerte zwischen dem Anfangs- und dem Endzustand einer jeden Stufe aus der T - S -Tafel abzuschätzen und nach Ein-

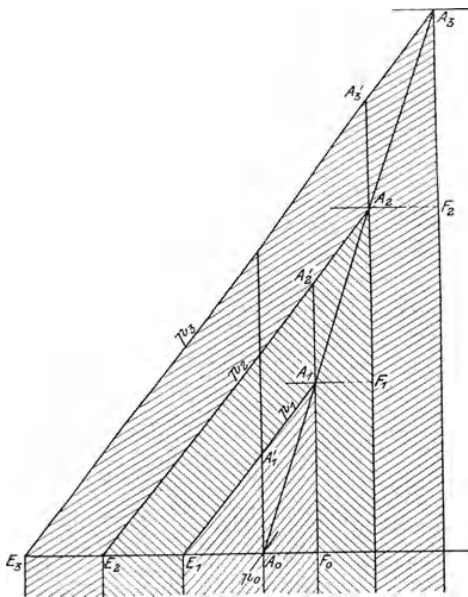


Fig. 178.

tragen des gefundenen Druckes auf ihre Richtigkeit zu prüfen. Zufolge der Erwärmung der Luft büßt jede Stufe an Leistungsfähigkeit etwas ein gegenüber der vorangehenden. Das Verhältnis zweier aufeinanderfolgenden Pressungen nimmt ab und der ganze Entropiewert A_0E_3 wird von den p -Linien ungleich geteilt, es ist

$$A_0E_1 > E_1E_2 > E_2E_3.$$

Mit der p_1 -Linie erhält man die Adiabate A_0A_1' und mit $F_0A_1 = \frac{A_0A_1'}{\eta_p}$ den Punkt A_1 mit der Endtemperatur t_1 der ersten Stufe. In gleicher Weise ergeben sich die Endpunkte A_2 und A_3 mit den Endtemperaturen t_2 und t_3 .

Für den Wärmewert der Betriebsarbeit folgt

$$AL = c_p(t_1 - t_0) + c_p(t_2 - t_1) + c_p(t_3 - t_2) = c_p(t_3 - t_0).$$

Diese Größe ist in der Figur dargestellt als gesamter Flächenstreifen unter der Linie A_3E_3 ; die Wirkung der drei Stufen ist die gleiche, als ob die ganze Druckstufe von p_0 nach p_3 in einem einzigen Schaufelrad bewältigt würde.

41. Beispiel: An einem dreistufigen Gebläse ohne Wasserkühlung der Firma Brown, Boveri & Cie. in Baden hat der Verfasser in mehrstündigem Dauer-versuch folgende Werte unter Benutzung sorgfältig geprüfter Instrumente bestimmt:

Energie, durch die Kuppelung eingeführt $N = 200$ PS,

Umlaufzahl in der Minute $n = 3200$,

Barometerstand $B = 9930$ mm WS.,

Unterdruck im Saugrohr = 160 mm WS.,

Druck im Saugrohr $p_0 = 9770$ mm WS.,

Temperatur im Saugrohr $t_0 = 20,2^\circ$ C,

Überdruck im Druckrohr = 3490 mm WS.,

Druck im Druckrohr $p_3 = 13420$ mm WS.,

Temperatur im Druckrohr $t_3 = 59,5^\circ$ C,

Überdruck vor Düse = 640 mm WS.,

Druck vor Düse $p_d = 10570$ mm WS.,

Temperatur vor Düse $t_d = 57,6^\circ$ C,

Durchmesser der gut abgerundeten Mündung $d = 200$ mm.

Zur Bestimmung der Ausflußmenge trägt man den Zustand $p_d t_d$ auf der in vergrößertem Maßstab gezeichneten TS -Tafel ein und zieht die Adiabate bis zum Außendruck $B = 0,993$ Atm. Die dort abgelesene Temperatur beträgt $51,6^\circ$ C, so daß die Ausflußgeschwindigkeit den Betrag annimmt (siehe Abschnitt 76)

$$c = 91,5 \sqrt{0,239(57,6 - 51,6)} = 109 \text{ m/sek},$$

folglich ist die Ausflußmenge

$$V = \mu f c = 0,99 \cdot 0,0314 \cdot 109 \cdot 60 = 203 \text{ cbm/min.}$$

In der Mündung hat die Luft das spezifische Volumen

$$v_{ad} = 0,956 \text{ cbm/kg},$$

somit findet sich das Fördergewicht zu

$$G = \frac{203}{0,956} = 212 \text{ kg/min.}$$

Das vom Kompressor angesaugte Volumen beträgt

$$V_0 = G v_0 = 212 \cdot 0,877 = 187 \text{ cbm/min.}$$

Trägt man Anfangs- und Enddruck p_0 und p_3 in die TS -Tafel, so bestimmt sich die Endtemperatur der adiabatischen Kompression zu

$$t_3' = 48,4^\circ \text{ C},$$

folglich ist der adiabatische Wirkungsgrad

$$\eta_{ad} = \frac{t_3' - t_0}{t_3 - t_0} = \frac{48,4 - 20,2}{59,5 - 20,2} = 0,722.$$

Setzt man für rückwärtsgekrümmte Schaufeln $\varphi = 0,85$ und für den Druckwirkungsgrad $\eta_p = 0,71$, so ist bei $u_2 = 125,6$ m/sek (Raddurchmesser 750 mm) die Druckhöhe für jede Stufe

$$h = \frac{0,71 \cdot 0,85 \cdot 125,6^2}{9,81} = 971 \text{ m LS.},$$

damit ergibt sich folgende Druckverteilung:

$$\begin{aligned} \text{I. Stufe: } p_0 &= 9770 & v_m &= 0,84 & \Delta p &= \frac{971}{0,84} = 1158 \text{ kg/qm} \\ p_1 &= 9770 + 1158 = 10928 \text{ kg/qm.} \\ \text{II. Stufe: } p_1 &= 10928 & v_m &= 0,80 & \Delta p &= \frac{971}{0,80} = 1214 \text{ kg/qm} \\ p_2 &= 10928 + 1214 = 12142 \text{ kg/qm.} \\ \text{III. Stufe: } p_2 &= 12142 & v_m &= 0,75 & \Delta p &= \frac{971}{0,75} = 1298 \text{ kg/qm} \\ p_3 &= 12142 + 1298 = 13440 \text{ kg/qm.} \end{aligned}$$

Der berechnete Enddruck stimmt mit dem gemessenen Wert fast genau überein, demnach ist der adiabatische Wirkungsgrad in guter Übereinstimmung mit dem gewöhnlichen Druckwirkungsgrad.

Eine andere Kontrolle über die Zuverlässigkeit der Messungen folgt mit der Berechnung des Energiebedarfes aus der entstandenen Wärme. Man erhält

$$AL = 0,239 (59,5 - 20,2) = 9,36 \text{ WE/kg}$$

$$N = \frac{G(AL) 428}{60 \cdot 75} = \frac{212 \cdot 9,36 \cdot 428}{60 \cdot 75} = 189 \text{ PS.}$$

Dieser Betrag ist nur um 11 PS kleiner als der gemessene Arbeitsbedarf. Als Grund dieses Unterschiedes muß die Wärme angesehen werden, die von der Oberfläche des Gehäuses an die Umgebung abfließt; ferner ist die Lagerreibung nicht berücksichtigt, wodurch der gefundene Unterschied völlig erklärt ist.

Die ideale isothermische Verdichtung verlangt eine Entropieänderung von

$$\Delta S = 0,0216,$$

daher ist die Arbeit

$$AL_{is} = 0,0216 \cdot 293,2 = 6,32 \text{ WE/kg}$$

$$N_{is} = \frac{217 \cdot 6,32 \cdot 428}{60 \cdot 75} = 127,5 \text{ PS}$$

und schließlich der isothermische Wirkungsgrad

$$\eta_{is} = \frac{127,5}{200} = 0,637.$$

70. Spaltverluste.

Es sollen noch einige Verluste von untergeordneter Bedeutung betrachtet werden, die zufolge der unvollkommenen Abdichtung des umlaufenden Rades gegenüber den feststehenden Gehäuseteilen auftreten.

Das Laufrad eines mehrstufigen Gebläses ist an seiner äußeren Mantelfläche gegen den Diffusor zu nicht besonders abgedichtet, sondern es wird nur der radiale Spielraum der umlaufenden Scheiben gegen die feste Umgebung tunlich klein ausgeführt. Daher pflanzt sich der Spaltüberdruck vom äußeren Umfang nach dem Zwischenraum auf der Saugseite des Rades fort und sucht durch den Spalt in den Saugraum und nach dem Eintritt des Rades zurückzuströmen.

An dieser Stelle kann wegen des kleineren Durchmessers D der Spaltquerschnitt $f_s = \pi D s$ kleiner gehalten werden, als der Querschnitt am äußeren Umfang des Rades, auch wenn der radiale Spielraum s an beiden Orten gleich groß ausgeführt wird. Es empfiehlt sich daher, hier durch Labyrinthdichtung nach dem Vorbild der Dampfturbinen für eine Drosselung des Überdruckes nach der Saugseite zu besorgen zu sein.

Für die Berechnung der theoretischen Durchflußgeschwindigkeit w durch den Spaltquerschnitt ist die Zunahme des Wärmehaltes im Laufrad maßgebend, und zwar ist

$$w = 91,5 \sqrt{c_p (t_s - t_0)} \dots \dots \dots (61)$$

wenn t_s die Temperatur des Gases am Ende der Verdichtung im Laufrad bedeutet. Die in der Sekunde durchfließende Gewichtsmenge bestimmt sich aus Querschnitt und Geschwindigkeit

$$G_v = \frac{\mu f_s w}{v_1'} \dots \dots \dots (62)$$

Hierin bedeutet v_1' das spezifische Volumen im Spalt am Ende der Expansion, für das mit sehr guter Annäherung das spezifische Volumen v_1 am Eintritt in das Laufrad gesetzt werden darf. Etwas unsicher ist die Durchflußziffer μ , die von der Bauart des Spaltringes sowie von der Zahl und Größe der Labyrinthnuten abhängt. Diese Zahl sollte abgesondert auf dem Versuchswege ermittelt werden, wie dies für die ähnlichen Abdichtungen bei Dampfturbinen geschehen ist. Man setzt meistens

$$\mu = 0,4 \text{ bis } 0,5.$$

Die auf die Eintrittsseite zurückgeströmte Gasmenge G_v muß mit der nutzbaren G durch das Laufrad gefördert werden. Das Rad ist demnach zur Aufnahme der Menge $G + G_v$ zu bemessen und hat um den Spaltverlust mehr zu fördern, als von außen angesaugt wird.

Dadurch entsteht ferner ein Mehraufwand an Energie

$$N_v = \frac{G_v c_p (t_s - t_1) 428}{75} \dots \dots \dots (63)$$

Da das spezifische Volumen von Stufe zu Stufe abnimmt, wächst im Verlauf der Kompression der Spaltverlust G_v und der Mehrbetrag N_v an Energie. Bei Gebläsen mit wenigen Stufen sind diese Verluste recht klein, bei vielstufigen Turbokompressoren werden sie in den höheren Stufen recht fühlbar.

Ein zweiter derartiger Verlust entsteht in der Zwischenabdichtung der Trennungswand von der einen zur anderen Radkammer. Dieser Spaltquerschnitt f_s' umfaßt die Welle und ist gewöhnlich noch kleiner als der besprochene auf der Saugseite. Durch ihn fließt ein kleiner Teil des im Diffusor weiter verdichteten Gases zum Laufradspalt zurück.

Für die Durchflußgeschwindigkeit ist die Zunahme des Wärmehaltes im Diffusor maßgebend

$$w' = 91,5 \sqrt{c_p (t_2 - t_s)},$$

damit beträgt der Spaltverlust

$$G_v' = \frac{\mu f_s' w'}{v_s},$$

worin als spezifisches Volumen v_s dasjenige im Spalt genommen werden darf, wie es sich aus den zugehörigen Werten p_s, t_s ergibt.

Diese Gasmenge fließt auf der Rückseite der Radscheibe nach außen und trifft im Spalt mit dem Gasstrom zusammen, der aus dem Laufrad zum Diffusor übertritt. Beide Mengen $G + G_v'$ müssen im Diffusor vom Druck p_s und p_2 gefördert werden, und zwar geschieht dies wie bei einem Strahlapparat mit schlechtem Wirkungsgrad unter Wirbelbildung und Stoß. Es ist daher durch sorgfältige Ausführung der Abdichtung in der Trennungswand dafür zu sorgen, daß nur wenig zurückfließen kann.

Zu den besprochenen Abdichtungen in jeder Stufe gehören noch zwei besondere beim Austritt der Welle aus dem Gehäuse. Auf der Saugseite erhält diese Abdichtung nur dann eine größere Bedeutung, wenn im Saugstutzen ein Unterdruck herrscht oder wenn ein anderes Gas als Luft angesaugt wird. Auf der Druckseite ist die Wellenabdichtung nach außen auf alle Fälle mit großer Sorgfalt auszuführen, da sonst bei dem großen Druckgefälle der Verlust an Fördermenge unzulässig groß ausfällt.

Die technische Durchbildung solcher Abdichtungen soll bei Besprechung von ausgeführten Maschinen behandelt werden.

Im Abschnitt 74 ist ein Zahlenbeispiel behandelt, aus dem der Einfluß in der Berücksichtigung der Spaltverluste deutlich ersichtlich ist.

71. Einwirkung der Wasserkühlung innerhalb einer Stufe.

Werden die Trennungswände zwischen den einzelnen Radkammern hohl ausgeführt und für kräftigen Wasserumlauf in den gebildeten Räumen gesorgt, so findet ein Wärmeentzug während der Verdichtung statt. Allerdings wird sich diese Wirkung zum größten Teil auf das feststehende Leitrad oder den Diffusorraum beschränken, da das Laufrad durch eine Luftschicht von der gekühlten Seitenwand getrennt ist und deshalb wenig Wärme durchläßt.

Die Zustandsänderung verläuft nun ähnlich wie bei Kolbenkompressoren mit Mantelkühlung nach der gekrümmten Linie A_1A_2 Fig. 179, die sich nach links von

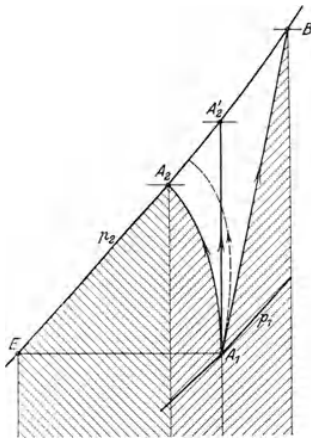


Fig. 179.

der senkrechten Adiabate entfernt. Ist die Anfangstemperatur in A_1 nur wenig höher als die Kühlwassertemperatur, so findet im ersten Teile der Verdichtung überhaupt keine Kühlung statt, die Zustandslinie steigt daher zuerst rechts von der Senkrechten und biegt alsdann mit steigender Temperatur allmählich nach links ab, da nun die Kühlung im Leitrad mehr und mehr zur Wirkung gelangt (gestrichelte Linie).

Vergleicht man diesen Vorgang mit demjenigen im ungekühlten Gebläse, bei dem die Verdichtung nach der schräg rechts ansteigenden Linie A_1B erfolgt, so ist ohne weiteres zu erkennen, daß die Reibung und die sonstigen Energieverluste durch die Kühlung nicht beeinflusst werden; in beiden Fällen ist demnach die Reibungswärme gleich groß und im TS -Diagramm durch den Flächenstreifen unter A_1B dargestellt. Soll die Zustandsänderung statt nach A_1B nach A_1A_2 vor sich gehen, so muß nicht nur diese Reibungswärme im Verlaufe der

Verdichtung durch Kühlwasser abgeführt werden, sondern auch die unter der Linie A_1A_2 liegende Wärmefläche, d. h. die Summe der beiden Streifen unter A_1B und A_1A_2 (//////).

In A_2 besitzt das Gas einen Wärmeinhalt, der gegenüber A_1 um die Fläche unter A_2E zugenommen hat. Soll das Gas am Ende der Verdichtung auf die Anfangstemperatur abgekühlt werden (Zustand E), so ist diese Wärme, nämlich die Fläche unter A_2E (\\\\\\\\\\\\) auch noch vom Kühlwasser zu entfernen. Entweicht hingegen das Gas mit der Temperatur des Punktes A_2 , so nimmt das Gas diese Wärme mit sich fort. Im ersteren Fall wird eine weitergehende Abkühlung nach der Verdichtung dadurch ermöglicht, daß die nach dem Leitrad folgenden

Abkühlungsflächen noch recht groß ausgeführt werden, was zu großen Gehäuse-durchmessern führt.

Wie Fig. 179 zeigt, bewirkt die Kühlung innerhalb einer Stufe eine Verminderung der Kompressionsarbeit um das (nicht gestrichelte) Flächenstück A_1A_2B . Im Vergleich zur ganzen Arbeitsfläche ist dieser Gewinn so klein, daß er in der Berechnung unbedenklich außer acht gelassen werden kann. Man erhält damit das Ergebnis, daß die Kühlung im einstufigen Gebläse wenig Wirkung hat, jedenfalls den Energiebedarf nur unmerklich vermindert. Aus diesem Grunde ist es zulässig, wenn bei zwei- und selbst bei dreistufigen Gebläsen eine Kühlung weggelassen wird, was die Maschine vereinfacht.

72. Mehrstufiger Turbokompressor mit vollkommener Zwischenkühlung.

Obschon die Wärmeableitung innerhalb einer Stufe den Arbeitsbedarf dieser Stufe nur wenig vermindert, besitzt die Kühlung doch große Bedeutung, sobald viele Räder hintereinander geschaltet sind. Man erkennt diese Wirkung am besten, wenn das Entropiediagramm unter der Voraussetzung gezeichnet wird, das Gas vermöge sich zwischen je zwei Stufen bis zur Anfangstemperatur der ersten Stufe abzukühlen, die im Saugstutzen herrscht. Ob dieser Wärmeentzug zum Teil schon innerhalb einer Stufe geschieht, oder ob die ganze entstandene Wärme wirklich erst zwischen zwei Stufen abfließt, ist nach den gegebenen Erklärungen ohne Belang.

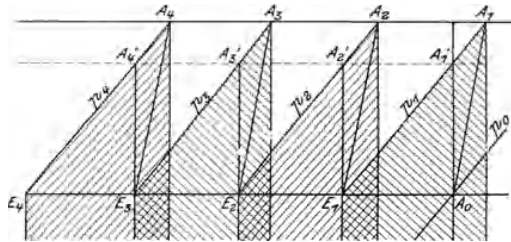


Fig. 180.

Das Bild des Vorganges ist die in Fig. 180 gezeichnete Zickzacklinie. Sind die Durchmesser und damit die Umfangsgeschwindigkeiten aller Räder gleich groß und besitzen alle dieselben Schaufelformen, so erzeugt jedes Rad dieselbe Druckhöhe h , daher ist

$$\text{für die erste Stufe} \quad h = (p_1 - p_0)v_{m1} = \left(\frac{p_1}{p_0} - 1\right) p_0 v_{m1}$$

$$\text{für die zweite Stufe} \quad h = (p_2 - p_1)v_{m2} = \left(\frac{p_2}{p_1} - 1\right) p_1 v_{m2}$$

worin v_{m1} , v_{m2} usw. die mittleren spezifischen Volumen der einzelnen Stufen bedeuten.

Diese Druckhöhen sind einander gleich, wenn

$$\frac{p_1}{p_0} = \frac{p_2}{p_1} = \dots = \frac{v_{m1}}{v_{m2}} = \frac{v_{m2}}{v_{m3}} = \dots = x.$$

Die erhaltenen Bedingungen lassen sich nur einhalten, wenn die Temperaturen am Anfang einer jeden Stufe einander gleich sind; ferner ist die wagrechte Entfernung je zweier p -Linien unverändert zu halten:

$$A_0E_1 = E_1E_2 = E_2E_3 = \dots$$

Man hat demnach nur nötig, die Gesamtentropie A_0E_4 zwischen der ersten und letzten p -Linie in z Abschnitte zu teilen, um das gezeichnete Bild der z Stufen zu erhalten.

Durch Rechnung ergibt sich, wenn x das Verhältnis zweier aufeinander folgender Drücke bedeutet,

$$p_1 = x p_0, \quad p_2 = x p_1 = x^2 \cdot p_0, \quad p_3 = x^3 p_0, \quad p_z = x^z p_0$$

oder

$$x = \left(\frac{p_z}{p_0} \right)^{\frac{1}{z}} \dots \dots \dots (64)$$

Da sich die p -Linien in gleichen wagrechten Abständen folgen, liegen die Endpunkte A_1', A_2', A_3', A_4' der adiabatischen Kompressionslinien ebenfalls in gleicher Höhe; dasselbe ist der Fall mit den Endpunkten A_1, A_2, A_3, A_4 der wirklichen Zustandslinien, da wohl derselbe Wirkungsgrad bei allen Rädern vorausgesetzt werden darf.

In jeder Stufe entsteht somit der gleiche Temperaturunterschied, daher verlangt jedes Rad dieselbe Energie, und zwar ist für z Stufen

$$AL = z c_p (t_1 - t_0) \dots \dots \dots (65)$$

Wie aus Fig. 180 ersichtlich, liegen die Wärme­flächen zum Teil übereinander, und zwar um so mehr, je größer der Entropiewert der Verlustwärme ist.

Für die Bewertung der gekühlten Turbokompressoren ist die isothermische Verdichtung als Idealvorgang maßgebend. Je größer die Stufenzahl zur Erreichung eines bestimmten Enddruckes gewählt wird, desto kleiner fallen zufolge der Zwischenkühlung die einzelnen Zacken des ganzen Linienzuges aus, desto näher schmiegt sich die ganze Zustandsänderung an die Isotherme an. Darin zeigt sich der große Wert der Zwischenkühlung. Allerdings ist eine bedeutende Stufenzahl mit Schwierigkeiten der Ausführung verbunden, und man ist daher bestrebt, die Stufenzahl in mäßigen Grenzen zu halten, was aber nur durch die Annahme großer Umfangsgeschwindigkeiten möglich ist.

In neuerer Zeit finden besondere Zwischenkühler Verwendung, durch die man das Gas nach dem Durchlaufen von zwei oder drei Stufen leitet, wobei das eigentliche Maschinengehäuse ohne Mantelkühlung gebaut wird. Das Gehäuse erhält dadurch eine einfache Bauart; alle Dichtungen gegen eindringendes Wasser fallen fort. Die Zwischenkühler sind getrennt vom Gehäuse und lassen sich genügend groß ausführen, um die Wärme vollständig abzuleiten.

73. Unvollkommene Kühlung.

Im Betrieb wird es wohl selten gelingen, die Kühlung hinter jedem Laufrad derart genau einzustellen, daß die Anfangstemperatur nach jeder Stufe wieder erreicht wird. Der Grund liegt hauptsächlich darin, daß sich der Wärmedurchgang um so kräftiger vollzieht, je größer der Temperaturunterschied des zu kühlenden Gases gegenüber dem Wärme aufnehmenden Wasser ist.

Die anfänglich nur schwach erwärmte Luft kann nur wenig Wärme abgeben; erst wenn die Temperatur auf etwa 60° gestiegen ist, findet eine genügend wirk­same Kühlung statt.

Der Wärmedurchgang wird weiter gesteigert durch die fortschreitende Verkleinerung des Gasvolumens, da die Kühlfläche in jeder Stufe ungefähr gleich groß bleibt, die Kanalbreiten aber nach und nach abnehmen. Im Verlaufe der Verdichtung kommen dadurch immer mehr Gasteilchen mit den Wandungen in Berührung

Diese beiden Tatsachen zeigen sich im Entropiediagramm, das mit den gemessenen Temperaturen aufgezeichnet werden kann. Die Zustandslinie besitzt wieder

die bekannten Zacken, die anfänglich steil aufsteigen, bis die Kühlung wirksam wird; alsdann bleiben die Endtemperaturen einiger Stufen in gleicher Höhe. Im Hochdruckteil des Kompressors beginnen die Zacken sogar zu fallen; die Endtemperaturen nehmen also gegen das Druckrohr hin ab, da nun die gleich großen Kühlflächen auf die kleiner gewordenen Volumen besser einwirken können.

Wie in den nachfolgenden Beispielen gezeigt wird, beeinflußt die unvollkommene Kühlung den Verdichtungsvorgang dadurch, daß das Druckverhältnis nicht ganz unverändert bleibt.

Erfolgt die Einzelverdichtung zwischen höheren Temperaturgrenzen, so verkleinert sich das Druckverhältnis etwas gegenüber derselben Verdichtung in tieferen Temperaturlagen. Für den Entwurf eines gekühlten Kompressors genügt es aber meistens, wenn man das Druckverhältnis als unveränderlich voraussetzt. In diesem Fall ist vollkommene Kühlung angenommen; man kann nun die Gesamtentropie zwischen Anfangs- und Enddruck in gleiche Abschnitte aufteilen, um die p -Linien der Einzelstufen zu erhalten.

Der Wärmewert der Betriebsarbeit ist gleich der Summe der Wärmen, die in jeder Radstufe durch die Arbeitsumsetzung entstehen. Man hat demnach nur nötig, die sämtlichen Temperaturen an den unteren und oberen Spitzen der Zickzacklinie abzulesen, um diesen Wärmewert zu erhalten. Mit ihm und dem sekundlich geförderteten Gewicht ist die eingeleitete Betriebsarbeit ermittelt, wobei nur noch die Lagerreibung fehlt.

Die Bestimmung des Energiebedarfs ist damit auf die Messung von Liefermengen und Temperaturen zurückgeführt, wie dies an Beispiel 42 gezeigt werden soll.

Steht der Kompressor auf dem Versuchsstand, so ist zunächst der adiabatische Wirkungsgrad einer Einzelstufe zu bestimmen, indem man womöglich die Kühlung in jenem Teil ausschaltet und eine sorgfältige Messung der Gastemperaturen vor und hinter der Radstufe vollzieht. Für die übrigen Stufen sind nur noch die Endtemperaturen bei eingeschalteter Kühlung sowie die Drücke zu messen, um den Vorgang in das Entropiediagramm übertragen zu können.

42. Beispiel: Entwurf eines Turbogebläses. Es soll eine Liefermenge von 400 cbm/min auf 1,2 Atm. Überdruck gebracht werden.

Schätzt man den Druckverlust vom Leitrad der letzten Stufe bis zum Druckstutzen der Sicherheit halber reichlich auf 6 v. H., so beträgt das im Gebläse zu erzeugende Druckverhältnis $2,2 + 0,13 = 2,33$. Wir wählen schwach rückwärts gekrümmte Schaufeln und entnehmen aus Zahlentafel 18 für $\beta_2 = 130^\circ$ und $\delta_2 = 14^\circ$

$$\varphi_1 = 0,83.$$

Mit diesen Werten gibt Zahlentafel 21 einen Druckwirkungsgrad von $\eta_p = 0,824$, den wir zur Sicherheit auf 0,77 (5 v. H. weniger) abrunden, um den sonstigen Verlusten Rechnung zu tragen.

Zufolge der Radscheibenreibung und den Verlusten in den Spalten stellt sich der adiabatische Wirkungsgrad noch tiefer, und zwar setzen wir unter Benutzung der durch Versuche erhaltenen Werte bei großen Umfangsgeschwindigkeiten

$$\eta_{ad} = 0,68.$$

Nun ist eine Annahme über die Art der Kühlung zu machen.

a) Vollkommene Kühlung auf die Anfangstemperatur von 20° .

Um eine möglichst große Einzelwirkung in jedem Rad zu erzielen, wählen wir nur drei Stufen und erhalten damit das Druckverhältnis eines jeden Rades zu

$$x = \sqrt[3]{2,33} = 1,324.$$

Für $p_0 = 10000 \text{ kg/qm}$ ist

$$p_1 = 13240 \text{ kg/qm}$$

und

$$p_1 - p_0 = 3240 \text{ kg/qm.}$$

In der TS -Tafel (Fig. 181) ist die Gesamtentropie 0,0576 zwischen Anfangs- und Enddruck in drei gleiche Abschnitte zu teilen, um die p -Linie jeder Stufe zu erhalten:

$$p_0 = 1 \text{ Atm. abs.}$$

$$p_3 = 1,750 \text{ Atm. abs.}$$

$$p_1 = 1,324 \text{ Atm. abs.}$$

$$p_3 = 2,33 \text{ Atm. abs.}$$

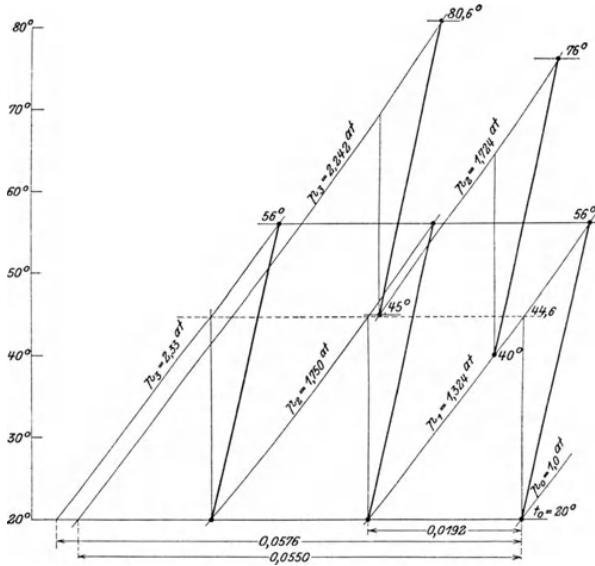


Fig. 181.

Da das spezifische Volumen am Anfang der ersten Verdichtung $v_0 = 0,86 \text{ cbm/kg}$ beträgt, kann das mittlere spezifische Volumen der ersten Stufe zu $v_{m1} = 0,8$ angenommen werden; damit ist die Druckhöhe für jede Stufe

$$h = (p_1 - p_0) v_{m1} = 3240 \cdot 0,8 = 2592 \text{ m Luftsäule.}$$

Aus der Energiegleichung des Rades

$$h = \varphi_1 \frac{u_2^2}{g} \eta_p$$

folgt

$$u_2 = \sqrt{\frac{9,81 \cdot 2592}{0,83 \cdot 0,77}} = 200 \text{ m/sek.}$$

Diese hohe Umfangsgeschwindigkeit verlangt eine besonders sorgfältige Ausführung der Räder.

Aus der TS -Tafel ergibt sich als Endtemperatur der Adiabate $t_1' = 44,6^\circ \text{ C}$ und damit die Betriebsarbeit

$$\begin{aligned} AL &= \frac{z c_p}{\eta_{ad}} (t_1' - t_0) \\ &= \frac{3 \cdot 0,239}{0,68} (44,6 - 20) = 25,9 \text{ WE/kg.} \end{aligned}$$

Mit dem Fördergewicht

$$G = \frac{400}{60 \cdot 0,86} = 7,75 \text{ kg/sek}$$

erhält man den Energiebedarf bei einem mechanischen Wirkungsgrad von 0,97

$$N_e = \frac{7,75 \cdot 25,9 \cdot 428}{75 \cdot 0,97} = 1180 \text{ PS.}$$

Bei idealer isothermischer Kompression ist

$$A L_{is} = 0,0576 \cdot 293 = 16,8 \text{ WE/kg}$$

$$N_{is} = \frac{7,75 \cdot 16,8 \cdot 428}{75} = 743 \text{ PS,}$$

daher folgt für den isothermischen Wirkungsgrad

$$\eta_{is} = \frac{743}{1180} = 0,63.$$

b) Unvollkommene Kühlung.

Nach der ersten Stufe soll die Temperatur der Luft auf 40° , nach der zweiten auf 45° sinken.

Die Leistungsfähigkeit der ersten Stufe ändert sich nicht; dagegen fällt die Druckzunahme der zweiten und dritten Stufe kleiner aus, da die mittleren spezifischen Volumen weniger stark abnehmen als bei vollkommener Kühlung. Die in jedem Rad erzeugte Luftsäule bleibt aber unverändert

$$h = 2592 \text{ m LS.}$$

Man findet aus der $T'S$ -Tafel

$$\text{II. Stufe} \quad v_{m_2} = 0,65; \quad p_2 - p_1 = \frac{2592}{0,65} = 4000; \quad p_2 = 17240 \text{ kg/qm}$$

$$\text{III. Stufe} \quad v_{m_3} = 0,5; \quad p_3 - p_2 = \frac{2592}{0,5} = 5180; \quad p_3 = 22420 \text{ kg/qm.}$$

Aus der Rechnung und aus der Fig. 181 erkennt man, daß die unvollkommene Kühlung eine kleinere Endpressung hervorruft unter sonst gleichen Verhältnissen. Der Wert einer ausgiebigen Zwischenkühlung ist damit von neuem bewiesen. Die Betriebsarbeit in Wärmeeinheiten auf 1 kg beträgt

$$\begin{array}{ll} \text{I. Stufe} & AL' = 0,239 (56 - 20) = 8,6 \text{ WE/kg} \\ \text{II. } & AL'' = 0,239 (76 - 40) = 8,6 \text{ } \\ \text{III. } & AL''' = 0,239 (80,6 - 45) = 8,52 \text{ } \end{array}$$

$$\underline{AL = 25,72 \text{ WE/kg.}}$$

Bei unvollkommener Kühlung verlangt die Maschine fast gleich viel Energie wie bei vollkommener Kühlung, sie bringt aber eine kleinere Druckerhöhung zustande.

Bestimmung der Betriebsarbeit aus der entstandenen Wärme.

Die in den Turbokompressor eingeleitete Arbeit wird wie bei einer Bremse vollständig in Wärme umgesetzt. Durch Messung dieser Wärme ist auch die Arbeit gemessen.

Diese Methode empfiehlt sich namentlich bei Kompressoren mit Dampfturbinenantrieb, wo es ohne genaue Kenntnis des Wirkungsgrades der Antriebsmaschine nicht möglich ist, die eingeleitete Arbeit unmittelbar abzulesen. Ist aber

dies möglich, wie beim Antrieb durch einen Elektromotor, so ergibt die Wärmemessung eine Kontrolle. Sie ist im übrigen eine Bestätigung des ersten Hauptsatzes der Wärmelehre.

Die erzeugte Wärme setzt sich aus folgenden Teilen zusammen:

a) Wärme der abziehenden Gase

$$Q_1 = c_p(t_d - t_s)G \text{ WE/sek, (66)}$$

wo t_d die Temperatur im Druckrohr, t_s die im Saugrohr und G das in der Sekunde durch die Maschine fließende Gasgewicht bedeutet.

b) Wärme des abfließenden Kühlwassers

$$Q_2 = (t_a - t_e)G_w \text{ WE/sek, (67)}$$

wo $t_a - t_e$ die Temperaturerhöhung vom Eintritt zum Austritt und G_w das in der Sekunde durchfließende Kühlwassergewicht bedeutet.

c) Wärmewert der Strömungsenergie der abfließenden Gase

$$Q_3 = \frac{c_d^2}{2g} \frac{G}{428} \text{ WE/sek, (68)}$$

Dieser Betrag ist nur bei Ventilatoren und Gebläsen mit kleinen Druckhöhen nennenswert, bei Turbokompressoren verschwindet er gegenüber den andern Werten.

d) Wärme durch Leitung abfließend

$$Q_4 = \frac{KF(t - t_0)}{3600} \text{ WE/sek, (69)}$$

worin $t - t_0$ den Temperaturunterschied zwischen dem Gehäusemantel und der Luft der Umgebung (Maschinensaal) und F , die Oberfläche des Mantels bedeutet.

Für die Wärmeübergangszahl kann nach Bonte gesetzt werden

$$K = 3,67.$$

e) Wärmewert der Lagerreibung

$$Q_5 = G_w'(t_a' - t_e') \text{ WE/sek, (70)}$$

wo $t_a' - t_e'$ die Temperaturerhöhung und G_w' das in der Sekunde verwendete Wassergewicht zur Kühlung des Schmieröles bedeutet.

Wird das Schmieröl nicht gekühlt, so kann der Wärmewert der Reibungsarbeit nach den Versuchsergebnissen von Lasche berechnet werden (Seite 295).

Häufig werden die Wärmen Q_3 und Q_5 miteinander gemessen, falls die Kühlung des Zylindermantels und die des Schmieröles durch einen gemeinsamen Wasserdurchfluß besorgt wird.

74. Auswertung von Leistungsproben an Turbokompressoren.

Die im nachfolgenden mitgeteilten Versuchsergebnisse sollen benutzt werden, um die Methoden der Auswertung der gewonnenen Zahlen klarzulegen. Ferner geben diese Untersuchungen die Mittel zur Prüfung der Erfahrungsziffern, die zum Entwurf neuer Maschinen unentbehrlich sind. Sie sind als Bindeglieder zur entwickelten Theorie zu betrachten, die durch sie berichtigt wird. Es gilt dies namentlich für die Größen, die als adiabatischer oder als „Druck“-Wirkungsgrad auftreten, ebenso für die Berichtigungsziffern bei der Energieumsetzung im Lauf- und Leitrad, endlich für die Frage der Kühlung.

Zur weiteren Förderung in der spärlichen Erkenntnis der inneren Vorgänge ist eine Fortsetzung dieser Untersuchungen sehr wünschenswert, wobei recht verschiedenartige Verhältnisse heranzuziehen sind.

a) Versuche an einem fünfstufigen Turbokompressor mit Mantelkühlung.

Der in den Fig. 265 bis 276 zur Darstellung gebrachte Turbokompressor für ein Stahlwerk ist auf dem Versuchsfeld der Firma Gebrüder Sulzer A.-G. in Winterthur eingehenden Leistungsproben unterworfen worden, von welchen die Ergebnisse des Hauptversuches bei normaler Belastung besprochen werden sollen.

Da die Messung der Drücke und der Temperaturen sowie der Kühlwassermengen in jeder Stufe mit besonderer Sorgfalt geschah, eignen sich die gefundenen Zahlen in Verbindung mit den bekannten Abmessungen der Maschine ganz besonders zur Berechnung der Erfahrungswerte, die wir für den Entwurf nötig haben.

Als Hauptwerte hat der Versuch ergeben:

Angesaugte Liefermenge $V = 6450 \text{ cbm/st}$

Umlaufzahl in der Minute $n = 3010$

Energie, vom Kompressor aufgenommen $N = 149,5 \text{ PS}$

Druck im Saugrohr $p_0 = 0,9708 \text{ Atm. abs.}$

Temperatur im Saugrohr $t_0 = 20,59^\circ \text{ C}$

Enddrücke (gemessen)	Stufe	I	II	III	IV	V
Atm. abs.		1,061	1,1485	1,2460	1,3570	1,4735
Endtemperaturen $^\circ \text{ C}$		30,54	37,22	44,51	50,04	54,78

Die an den Manometern und Thermometern abgelesenen Zahlen sind in die T/S -Tafel Fig. 182 eingetragen; das Bild zeigt recht deutlich den Einfluß der Mantelkühlung. Die erste Stufe hat kein Kühlwasser erhalten; in die Hohlräume der vier folgenden Radstufen und in den hohlen Deckel auf der Druckseite des Gehäuses tritt das Wasser von unten gleichzeitig ein und steigt in den Hohlkörpern jeder Stufe getrennt aufwärts, um sich in einem Sammelrohr über dem Gehäuse wieder zu vereinigen.

Diese Anordnung erweist sich für die Beurteilung der einzelnen Stufen besonders günstig. Mit der ersten Stufe erhalten wir durch einfache Messung von Druck und Temperatur den adiabatischen Wirkungsgrad, der auch für die folgenden Räder gleich groß angenommen werden kann:

$$\eta_{ad} = \frac{28,2 - 20,59}{30,54 - 20,59} = 0,765.$$

Man erkennt aus Fig. 182, daß die Endpunkte A_2 und A_3 der beiden nächsten Stufen beinahe genau in der Senkrechten durch A_1 liegen, die folgenden Endpunkte A_4 und A_5 verschieben sich nach links.

Betrachten wir zunächst den Kompressor als Ganzes und berechnen den Energiebedarf aus der entstandenen Wärme, so ergibt sich aus der Messung der Kühlwassermenge:

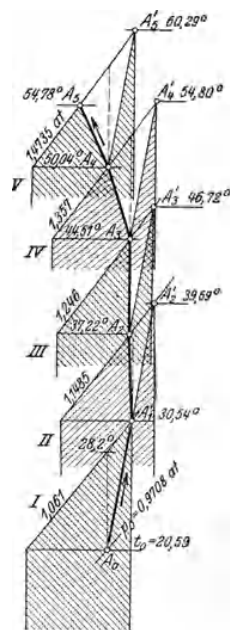


Fig. 182.

Stufen	Temperaturen		Kühlwasser Menge kg/st	Wärme WE/st
	Eintritt °C	Austritt °C		
II	10,2	16,6	753	4819
III	10,2	16,7	837	5440
IV	10,2	17,6	903	6682
V	10,2	20,1	792	7841
Deckel	10,2	14,7	672	3024
				27806
Ölkühler	10,2	16,65	537	3464

Spezifisches Volumen vor erster Stufe $v_0 = 0,885$ cbm/kg

$$\text{Fördergewicht } G = \frac{6450}{0,885} = 7290 \text{ kg/st}$$

Zunahme des Wärmehaltes der Luft

$$0,239 (54,78 - 20,59) 7290 = 59590 \text{ WE/st}$$

Im ganzen erzeugt

$$27806 + 59590 = 87396 \text{ WE/st}$$

$$\text{Entsprechende Energie } \frac{87396}{632} = 138,3 \text{ PS}$$

Im Ölkühler abgeführte Wärme

$$537 (16,65 - 10,2) = 3464 \text{ WE/st}$$

$$\text{Entsprechende Energie } N_2 = \frac{3464}{632} = 5,5 \text{ PS}$$

Oberfläche des Gehäuses $F = 7,2$ qm

Wärmeleitungs-ziffer $K = 3,7$

Durch Leitung abfließende Wärme

$$Q_4 = 3,7 \cdot 7,2 (44 - 20) = 635 \text{ WE/st}$$

$$\text{Entsprechende Energie } \frac{635}{632} = \sim 1,0 \text{ PS}$$

Summe der Energien $138,3 + 5,5 + 1 = 144,8 \text{ PS}$ (3,1 v. H. weniger als gemessen)

$$\text{Mechanischer Wirkungsgrad } \eta_m = \frac{149,5 - 5,5}{149,5} = 0,965$$

Arbeit der Isotherme

$$A L_{is} = 0,0285 \cdot 293,6 = 8,37 \text{ WE/kg}$$

$$\text{Energiebedarf } N_{is} = \frac{8,37 \cdot 7290}{632} = 96,4 \text{ PS}$$

$$\text{Isothermischer Wirkungsgrad } \eta_{is} = 0,645$$

Berechnung der Spaltverluste:

Eintrittsseite: Spaltbreite (radial) 1 mm, Durchmesser 435 mm

Durchtrittsvorzahl $\mu = 0,8$, Wirksame Spaltfläche 0,0011 qm

Adiabatisches Wärmegefälle $0,239 \cdot 7,3 = 1,75 \text{ WE}$

Geschwindigkeit $w = 91,5 \sqrt{1,75} = 121 \text{ m/sek}$

Durchflußvolumen $121 \cdot 0,0011 \cdot 3600 = 480 \text{ cbm/st}$

Stufen		I	II	III	IV	V
Spez. Volumen	cbm/kg	0,88	0,836	0,79	0,745	0,69
Durchfußgewicht	kg/st	545	572	608	645	695
Energieverlust	PS	1,52	1,58	1,68	1,78	1,92

Gesamter Mehraufwand an Energie 8,5 PS
 Spalt an den Zwischenwänden 1 mm, Durchmesser 185 mm
 Durchtrittsvorzahl $\mu = 0,5$, Wirksame Spaltfläche 0,00029 qm
 Adiabatisches Gefälle 1,2 WE, Geschwindigkeit 100 m/sek
 Durchfußvolumen $100 \cdot 0,00029 \cdot 3600 = 104$ cbm/st

Stufen		I	II	III	IV	V
Spez. Volumen	cbm/kg	0,86	0,81	0,765	0,721	0,674
Durchfußgewicht	kg/st	121	128	136	144	156
Energieverlust	PS	0,23	0,24	0,26	0,27	0,3

Gesamter Mehraufwand an Energie 1,3 PS.

Wir berechnen nun die Zunahmen der Wärmeinhalte in jeder Stufe aus den gemessenen Temperaturen. Hierbei müssen für die Stufen II bis V die Zustandsänderungen so eingetragen werden, als ob keine Kühlung stattfinden würde, unter Benutzung des adiabatischen Wirkungsgrades, wie er in der ersten Stufe gemessen wurde. Für die vierte und fünfte Stufe müßte, genau genommen, von der Wärmefläche $c_p \Delta t$ das Dreieck $A_3 A_4 A_4'$ bzw. $A_4 A_5 A_5'$ (Fig. 182) abgezogen werden; der Inhalt ist aber gegenüber der ganzen Fläche verschwindend klein und kann vernachlässigt werden. Man erhält:

Stufe	Temperaturen			Wärme WE/kg
	Anfang °C	Ende °C	Zunahme °C	
I	20,59	30,54	9,95	2,38
II	30,54	39,69	9,15	2,19
III	37,22	46,72	9,50	2,27
IV	44,51	54,80	10,29	2,46
V	50,04	60,29	10,25	2,45
Gesamtzunahme der Wärme . . .				11,75

Entsprechender Energiebedarf $\frac{11,75 \cdot 7290}{632} = 135$ PS
 Spalt- und Stopfbüchseverlust $8,5 + 1,3 = 9,8$ PS
 Lagerreibung $5,5$ "
 Energiebedarf insgesamt $150,3$ PS.

Dieses Ergebnis ist in fast völliger Übereinstimmung mit dem gemessenen Energiebedarf, der also auch aus dem Entropiediagramm bestimmt werden kann mit Benutzung sorgfältiger Temperatur- und Druckmessungen.

Wir untersuchen nun die Druck- und Geschwindigkeitsverhältnisse der ersten Stufe unter Annahme des senkrechten Eintritts für die gemessene Normalleistung. Das Schaufelrad zeigt folgende Verhältnisse:

Durchmesser $D_1 = 435$ mm $D_2 = 730$ mm

Umfangsgeschwindigkeit $u_1 = 68,5$ m/sek $u_2 = 115$ m/sek

Schaufelwinkel im Rad $\beta_1 = (180 - 30)^\circ$ $\beta_2 = (180 - 40)^\circ$

Schaufelwinkel im Diffusor $\delta = 17^\circ$

Winkelfunktion $\varphi_1 = \frac{\operatorname{tg} \beta_2}{\operatorname{tg} \beta_2 - \operatorname{tg} \delta_2} = \frac{0,839}{0,839 + 0,306} = 0,732$

Theoretische Druckhöhe $H = \varphi_1 \frac{u_2^2}{g} = \frac{0,732}{9,81} \cdot 115^2 = 985$ m Luftsäule

Druckunterschied, gemessen $p_1 - p_0 = 10601 - 9708 = 893$ kg/qm

Mittleres spez. Volumen $v_{m1} = 0,86$

Erreichte Druckhöhe $h = 893 \cdot 0,86 = 768$ m Luftsäule

„Druck“-Wirkungsgrad $\eta_p = \frac{768}{985} = 0,78$.

Diese Zahl ist bedingt durch die Druckverluste im Lauf- und Leitrad. Im adiabatischen Wirkungsgrad kommt außer diesen Verlusten noch die Reibung der Radscheibe zur Geltung, die ebenfalls zur Temperaturerhöhung der Luft beiträgt. Daher ist es erklärlich, daß der gefundene adiabatische Wirkungsgrad 0,765 kleiner ist als der Druckwirkungsgrad. Aus demselben Grunde ist der aus der theoretischen Druckhöhe berechnete Arbeitsbedarf

$$H \cdot A = \frac{985}{428} = 2,3 \text{ WE/kg}$$

kleiner als der aus den Temperaturzunahmen berechnete 2,38 WE/kg.

Es soll ferner der Anteil von Laufrad und Leitrad an der Energieumsetzung ausgeschieden werden. Aus den Geschwindigkeitsdreiecken ist

$$w_2 = 40,2 \text{ m/sek}, u_2 = 115 \text{ m/sek} \quad \frac{u_2^2 - u_1^2}{2g} = 434 \text{ m Luftsäule}$$

$$w_1 = 79 \text{ m/sek}, u_1 = 68,5 \text{ m/sek} \quad \frac{w_1^2 - w_2^2}{2g} = 235 \text{ m „}$$

Theoretische Druckhöhe im Laufrad $H' = 669$ m Luftsäule

Theoretische Druckhöhe im Leitrad $\frac{c_2^2 - c_1^2}{2g} = \frac{88^2 - 39,5^2}{19,62} = 316$ m LS.

Zunahme des Wärmeinhaltes im Laufrad $\frac{669}{428} = 1,56$ WE/kg

Entsprechende Temperaturzunahme $\Delta t = \frac{1,56}{0,239} = 6,51^\circ \text{ C}$

Zunahme des Wärmeinhaltes im Leitrad $\frac{316}{428} = 0,74$ WE/kg

Entsprechende Temperaturzunahme $\Delta t = \frac{0,74}{0,239} = 3,1^\circ \text{ C}$

Endtemperatur der Kompression im Laufrad $t' = 20,59 + 6,51 = 27,1^\circ \text{ C}$

Endtemperatur der Kompression im Leitrad $t'' = 27,1 + 3,1 = 30,2^\circ \text{ C}$

(etwas kleiner als die gemessene, was aus dem Unterschied der Wirkungsgrade η_p und η_{ad} hervorgeht).

Anteil der Energieumsetzung im Laufrad $\frac{H'}{H} = \frac{669}{985} = 0,68$ (68 v. H.)

Anteil der Energieumsetzung im Leitrad $\frac{H''}{H} = \frac{316}{985} = 0,32$ (32 v. H.)

Nun sind die Verluste auf Lauf- und Leitrad zu verteilen. Wir wählen als Verlustziffern:

$$\begin{aligned} \text{Lauftrad } \psi &= 0,8, & \zeta_1 &= \left(\frac{1}{\psi^2} - 1\right) = 0,56, & w_{20} &= \frac{40,2}{0,8} = 50,2 \\ \text{Leitrad } \varphi &= 0,76, & \zeta_2 &= 1 - \varphi^2 = 0,421, & c_{20} &= 0,76 \cdot 88 = 66,9 \\ \text{Erreichte Druckhöhe im Lauftrad } h' &= \frac{w_2^2 - w_1^2}{2g} + \frac{w_1^2 - w_{20}^2}{2g} \\ &= 433 + 186 = 619 \text{ m LS.} \\ \text{Erreichte Druckhöhe im Leitrad } h'' &= \frac{c_{20}^2 - c_1^2}{2g} & &= 149 \text{ m „} \\ \text{Erreichte Druckhöhe im ganzen } h &= \underline{\underline{768 \text{ m LS.}}} \end{aligned}$$

Die Verlustziffern sind demnach richtig in ihrer Gesamtwirkung gewählt worden. Eine weitergehende Messung auf die einzelnen Anteile konnte nicht stattfinden.

$$\text{Anteil der Druckzunahme im Lauftrad } \frac{h'}{h} = \frac{619}{768} = 0,805 \quad (80,5 \text{ v. H.})$$

$$\text{Anteil der Druckzunahme im Leitrad } \frac{h''}{h} = \frac{149}{768} = 0,195. \quad (19,5 \text{ v. H.})$$

Bei der Bewertung des Diffusors ist zu berücksichtigen, daß der entsprechende Verlust gezählt wird vom Übergang in das Leitrad an durch die Rückführkanäle bis zum Eintritt in das nächste Laufrad; hierin sind zwei Richtungsänderungen um 180° ebenfalls eingeschlossen. Alle diese Verluste gehen auf Kosten der Diffusorwirkung.

Um von den Druckhöhen zu den Drücken zu gelangen, sind die mittleren spezifischen Volumen im Lauf- und im Leitrad getrennt zu berechnen:

$$\text{Mittlere absol. Temperatur im Laufrad } T_m = 273 + \frac{27,1 + 20,6}{2} = 296,8^\circ$$

$$\text{Mittleres spez. Volumen im Laufrad } v'_m = 0,864 \text{ cbm/kg}$$

$$\text{Druckzunahme im Laufrad } \Delta p' = \frac{619}{0,864} = 716 \text{ kg/qm}$$

$$\text{Absol. Enddruck im Laufdruck } p' = 9708 + 716 = 10424 \text{ kg/qm}$$

$$\text{Mittlere absol. Temperatur im Leitrad } T_m = 301,6^\circ$$

$$\text{Mittleres spez. Volumen im Leitrad } v''_m = 0,84 \text{ cbm/kg}$$

$$\text{Druckzunahme im Leitrad } \Delta p'' = \frac{149}{0,84} = 177 \text{ kg/qm}$$

$$\text{Absol. Enddruck im Leitdruck } p'' = 10424 + 177 = 10601 \text{ kg/qm (übereinstimmend mit dem gemessenen Wert } p_1).$$

Mit Druck und Temperatur zwischen Lauf- und Leitrad läßt sich nun der entsprechende Zustandspunkt in die TS -Tafel eintragen, womit alle Verhältnisse der Energieumsetzung klargelegt sind. Die zum Laufrad gehörige Kompressionslinie A_0A_s steigt steiler auf, als die zum Leitrad gehörige A_sA_1 .

Zur Bestätigung der Druckzunahme in der ersten Stufe können die übrigen Stufen in die Rechnung einbezogen werden. Nimmt man gleichen Wirkungsgrad, gleiche Winkel und gleiche Raddurchmesser an, so liefert jede Stufe die gleiche Druckhöhe $h = 768 \text{ m}$ Luftsäule. Benutzen wir die TS -Tafel zum Ablesen der mittleren spezifischen Volumen in jeder Stufe, so kann man die Druckzunahmen und damit den Enddruck berechnen:

Stufe		II	III	IV	V
Mittlere Temperatur	° C	33,9	40,86	48,00	52,41
Spezifisches Volumen	cbm/kg	0,811	0,765	0,715	0,674
Druckzunahme	kg/qm	948	1004	1075	1140
Anfangsdruck	"	10601	11549	12553	13628
Enddruck	"	11549	12553	13628	14768

Diese Rechnung ergibt demnach einen Enddruck von 1,4768 Atm. während die Messung 1,4733 Atm. gezeigt hat. Der unbedeutende Unterschied kann durch eine ganz kleine Verschiebung in der Ausführung der Räder begründet sein, wodurch φ_1 und η_p sich etwas verändern. Die gleiche Begründung gilt für kleine Abweichungen in den berechneten Zwischendrücken gegenüber den gemessenen Werten.

Mit den gegebenen Radabmessungen läßt sich die Stetigkeitsgleichung für den Durchfluß des Fördervolumens auf ihre Richtigkeit prüfen, d. h. die Durchflußziffer μ_0 berechnen.

Für die Schaufeln ist

$$z_1 = z_2 = 20, \quad s_1 = s_2 = 3 \text{ mm}$$

$$\sin \beta_1 = 0,5 \quad \sin \beta_2 = 0,643.$$

Damit sind die Vorzahlen für die Schaufelverengung

$$\mu_2 = 1 - \frac{z_2 s_2}{\pi D_2 \sin \beta_2} = 0,96$$

$$\mu_1 = 1 - \frac{z_1 s_1}{\pi D_1 \sin \beta_1} = 0,91.$$

Im Übertritt zwischen Laufrad und Leitrad ist

$$p' = 10424 \text{ kg/qm}, \quad t' = 37,2^\circ, \quad v' = 0,844.$$

Zum Fördervolumen muß die aus dem Spalt an der Eintrittsseite zurückfließende Menge zugerechnet werden

$$V = 7290 \cdot 0,844 + 545 = 6695 \text{ cbm/st.}$$

Nun ist die Radbreite

$$b_2 = 0,034 \text{ m}, \quad c_2' = 25,8 \text{ m/sek.}$$

damit folgt aus der Stetigkeitsgleichung

$$V = \mu_{02} \pi D_2 b_2 c_2'' \cdot \mu_2 \cdot 3600$$

$$\mu_{02} = 0,963.$$

Die Kontraktion hat demnach am Austritt nur geringen Einfluß.

Ohne Spaltverluste hätte das Rad nur 6150 cbm/st zu fördern oder 7,8 v. H. weniger; die Durchflußziffer würde sich dann auf $\mu_{02} = 0,885$ stellen.

Für den Eintritt ist

$$b_1 = 0,58 \text{ m}, \quad c_1 = 39,5 \text{ m/sek}$$

$$V = 7290 \cdot 0,885 + 545 = 6995 \text{ cbm/st}$$

$$\mu_{01} = \frac{6995}{\pi \cdot 0,435 \cdot 0,058 \cdot 39,5 \cdot 0,91 \cdot 3600} = 0,683.$$

Die vorliegende Radausführung ist am Eintritt besonders breit gehalten, da der Übergang von der axialen zur radialen Richtung schroff vor sich geht. Die

Breite b_1 wird sich anfänglich gar nicht völlig mit fließender Luft ausfüllen, was im kleinen Wert der Durchfließziffer zum Ausdruck kommt. Solche Verhältnisse trifft man auch häufig bei Ventilatoren.

b) Versuche an einem 28stufigen Turbokompressor.

Von der Gutehoffnungshütte Oberhausen sind an einem Turbokompressor von 133,3 cbm/min Ansaugvolumen Versuche durchgeführt worden zur Bestimmung von Druck und Temperatur in den einzelnen Stufen.

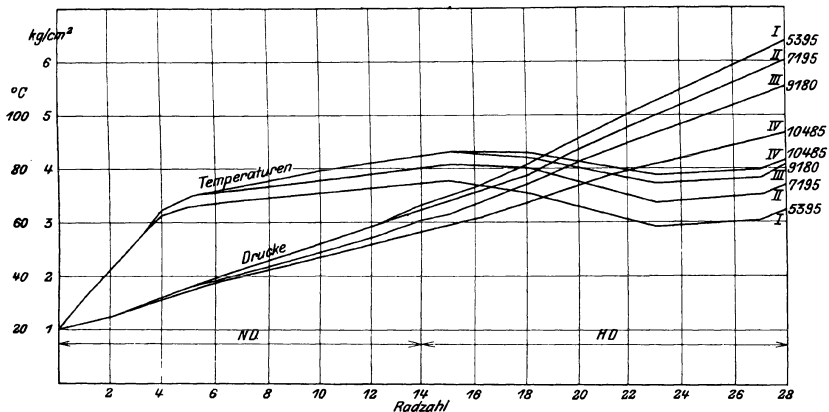


Fig. 183.

Die Ergebnisse der vier Versuchsreihen sind in Fig. 183 dargestellt, in der als Abszissen die Stufenzahlen, als Ordinaten die Drücke und die Temperaturen aufgetragen sind.

Die Hauptablesungen und die Ergebnisse enthält Zahlentafel 24, S. 202.

Die Messung der Luftmenge geschah mittels einer gut abgerundeten Ausflußdüse von 225,5 mm l. Weite, eingebaut in die Druckleitung. Sie wurde durch eine vom Verein deutscher Ingenieure eingesetzte Kommission geeicht, indem die auströmende Luft mit einem Gasometer von 5000 cbm Inhalt auf der Eisenhütte Oberhausen gemessen wurde; dabei ergaben sich für die Ausfließziffer Werte, die zwischen 0,99 und 0,997 schwankten. Die so bestimmte Menge findet sich in Zahlentafel 24 unter der Bezeichnung „Ausgeblasene Luftmenge, bezogen auf Ansaugverhältnisse“. Da aber die Maschine etwas Luft aus dem Entlastungskolben verliert, ist zu den gemessenen Mengen ein erfahrungsgemäß festgesetzter Zuschlag zu machen, dessen Größe sich nach dem erzielten Enddruck richtet. Dieser vergrößerte Wert ist als „Angesaugte Luftmenge“ in der Zahlentafel bezeichnet; er dient zur Berechnung der eingeführten Betriebsleistung aus den Temperaturunterschieden oder aus der entstandenen Wärme.

Letztere Berechnungsart ist für diese Versuche angewendet und in Zahlentafel 24 eingeschrieben worden.

Die angegebene Kühlwassermenge enthält die Wärme zweier Lager, die der beiden anderen dagegen nicht. Der isothermische Wirkungsgrad ist also tatsächlich um etwa 1 v. H. kleiner als der gefundene. Er erfährt eine weitere kleine Verminderung, wenn zur Berechnung der isothermischen Leistung das geförderte Luftgewicht eingesetzt wird.

Zahlentafel 24.

Versuche an einem Kompressor 8000 cbm/st normaler Ansaugleistung.

Versuchsnummer		I	II	III	IV
Zeit		3 ²¹ —3 ³⁶	3 ⁵⁸ —4 ²³	4 ⁴⁷ —5 ⁰⁸	5 ²¹ —5 ⁴⁸
Barometerstand	mm QS.	758,2	758,0	757,8	757,6
Ansaugedruck	Atm. abs.	1,03	1,03	1,03	1,03
Ansaugtemperatur	° C	20,1	20,8	20,5	20,5
Druck hinter der ersten Radgruppe . . .	Atm. abs.	2,0	1,96	1,93	1,92
Druck zwischen ND und HD	"	3,35	3,26	3,12	2,9
Druck hinter der dritten Radgruppe . .	"	4,70	4,5	4,2	3,8
Ausblasedruck hinter dem HD	"	6,53	6,1	5,6	4,75
Ausblasetemperatur hinter dem HD . . .	° C	63	72,2	79,5	84
Druck vor der Düse	mm WS.	95	172	290	385
Temperatur vor der Düse	° C	50	56,8	63,9	69,5
Kühlwassermenge	kg/st	38960	39010	39260	39160
Kühlwassertemperatur beim Eintritt . . .	° C	22,85	23,67	23,62	24,41
Kühlwassertemperatur beim Austritt . . .	"	31,22	33,20	34	34,80
Ausgeblasene Luftmenge bezogen auf An- saugverhältnisse	cbm/st	5270	7040	9080	10300
Angesaugte Luftmenge	"	5395	7195	9180	10485
Gesamtdruckverhältnis		6,34	5,92	5,44	4,61
Isothermische Leistung	PS	380	489	595	610
Spez. Gewicht der angesaugten Luft . . .	kg/cbm	1,20	1,198	1,20	1,20
Durch die Luft abgeführte Wärme	WE/st	65 700	104 900	153 900	190 000
Durch die Luft abgeführte Leistung	PS	103	165	242	298
Durch das Kühlwasser abgeführte Wärme	WE/st	326 000	372 000	407 000	406 000
Durch das Kühlwasser abgeführte Leistung	PS	512	585	640	639
Gesamte abgeführte Leistung	"	615	750	882	937
Wirkungsgrad	%	61,8	65,1	67,4	65,1
Umdrehungen		3630	3624	3623	3619

Der Kompressor besteht aus 28 Laufrädern, die in zwei Gehäusen untergebracht sind. In jedem derselben lassen sich zwei verschiedenen Durchmessern entsprechend zwei Gruppen unterscheiden. Die normale Drehzahl beträgt 3850 in der Minute.

Da ein Zwischenkühler fehlt, steigt die Temperatur in der ersten Stufe des Hochdruckgehäuses (Stufe 15) auf den Höchstwert, um von da wieder zu sinken. Bei vorliegenden Versuchen wurde für die letzten Stufen absichtlich eine Temperaturzunahme dadurch herbeigeführt, daß die Kühlung des letzten Diffusorringes ausgeschaltet wurde. Man wollte die Luft in warmem Zustand zur Arbeitsstelle führen, um ein Einfrieren der Motoren zu verhindern.

Es sollen nun für die Versuche I und IV die gemessenen Werte in das Entropiediagramm eingetragen werden, um auf diese Weise die Betriebsarbeit zu berechnen.

Da in vorliegendem Fall das Druckverhältnis einer Stufe klein ist, darf es als unveränderlich innerhalb einer der vier Gruppen angenommen werden. Dasselbe kann für den adiabatischen Wirkungsgrad gelten.

Man erhält aus den Werten der Fig. 183 die in Zahlentafel 25 aufgeschriebene Verteilung.

Trägt man diese Werte in die Entropietafel ein, so ergibt sich das in Fig. 184 dargestellte Bild der beiden Prozesse.

Der Enddruck der ersten Gruppe ist zugleich der Anfangsdruck für die zweite dasselbe ist der Fall zwischen der dritten und vierten Gruppe. Man erkennt dies

Zahlentafel 25.
Erste Gruppe (Niederdruckgehäuse).

Versuch Nr.	Stufen-Nr.	Anfang	1	2	3	4	5	6	Druck- verhältnis
I	Druck	1,03	1,15	1,284	1,434	1,600	1,79	2,00	1,117
I	Temperatur	20	33	43	53	63	66	67	
IV	Druck	1,03	1,143	1,27	1,409	1,564	1,730	1,92	1,11
IV	Temperatur	20	32	43	53	65	70	73	

Zweite Gruppe (Niederdruckgehäuse).

Versuch Nr.	Stufen-Nr.	Anfang	7	8	9	10	11	12	13	14	Druck- verhältnis
I	Druck	2,0	2,14	2,29	2,45	2,62	2,80	2,95	3,15	3,36	1,068
I	Temperatur	—	69	70	71	72	73	74	75	76	
IV	Druck	1,92	2,02	2,13	2,24	2,36	2,49	2,61	2,75	2,90	1,052
IV	Temperatur	—	74	76	78	80	82	83	84,5	86	

Dritte Gruppe (Hochdruckgehäuse).

Versuch Nr.	Stufen-Nr.	Anfang	15	16	17	18	19	20	Druck- verhältnis
I	Druck	3,3	3,5	3,71	3,93	4,17	4,42	4,69	1,06
I	Temperatur	—	77	75	73	72	69	67	
IV	Druck	2,86	3,0	3,142	3,3	3,46	3,63	3,8	1,05
IV	Temperatur	—	86,5	87	87	87	85	84	

Vierte Gruppe (Hochdruckgehäuse).

Versuch Nr.	Stufen-Nr.	Anfang	21	22	23	24	25	26	27	28	Druck- verhältnis
I	Druck	4,69	4,88	5,08	5,3	5,52	5,76	6,00	6,25	6,52	1,041
I	Temperatur	—	64	62	59,5	60	61	61,5	62	66	
IV	Druck	3,8	3,90	4,01	4,13	4,25	4,37	4,50	4,63	4,76	1,029
IV	Temperatur	—	82	81	79	79	80	81	82	85	

durch Einteilen der Entropie einer Gruppe in so viel gleiche Teile, als die Gruppe Stufen hat.

Trägt man aber den Abstand zweier p -Linien der dritten Gruppe rückwärts von der 15. Stufe ab, so zeigt sich, daß die entsprechende p -Linie (3,3 Atm.) rechts von der p -Linie der 14. Stufe (3,36 Atm.) liegt. Die Wärmeflächen überdecken sich also an dieser Stelle etwas. Der Unterschied der beiden Drücke 0,06 Atm. ist der Drosselungsverlust der Luft beim Überfließen von der 14. zur 15. Stufe, d. h. vom Niederdruck- zum Hochdruckgehäuse. Bei Versuch IV ergibt sich der Unterschied zu 0,04 Atm.

Aus Fig. 184 ist ersichtlich, daß anfänglich die Kühlung fast ohne Wirkung bleibt, die Temperatur steigt in der ersten Gruppe rasch auf 67°; in der zweiten Gruppe ist die Zunahme klein; die Temperatur sinkt etwas in der dritten Gruppe, um schließlich aus den angegebenen Gründen wieder anzusteigen.

Die Temperaturen am Anfang jeder Stufe sind nicht gemessen worden. Es läßt sich dies nur für das erste Rad leicht durchführen.

Man kann nun aber diese Anfangstemperaturen für jede Stufe sofort eintragen, wenn der adiabatische Wirkungsgrad bekannt ist, wie er sich aus der Untersuchung des ersten Einzelrades ergeben hat.

In vorliegendem Beispiel ist bei Versuch I für jede Einzelstufe $\eta_{ad} = 0,7$ und bei Versuch IV $\eta_{ad} = 0,76$ angenommen, und damit die Zeichnung Fig. 184 entworfen worden.

Zur Berechnung der Betriebsarbeit entnehmen wir die Temperaturunterschiede aus dem Entropiediagramm und erhalten:

I. Versuch.

Ansaugvolumen 5395 cbm/st. Spez. Gewicht 1,2 kg/cbm.

Temperaturunterschiede							
Gruppe I		II		III		IV	
1.	33 — 20 = 13,0	7.	69 — 60,2 = 8,8	15.	77 — 68,8 = 8,2	21.	64 — 58,2 = 5,8
2.	43 — 29,5 = 13,5	8.	70 — 61 = 9,0	16.	75 — 67 = 8,0	22.	62 — 56 = 6,0
3.	53 — 38,4 = 14,6	9.	71 — 62 = 9,0	17.	73 — 65,2 = 7,8	23.	59,5 — 53,8 = 5,7
4.	63 — 48,2 = 14,8	10.	72 — 63 = 9,0	18.	72 — 64 = 8,0	24.	60 — 54,6 = 5,4
5.	66 — 50,6 = 15,4	11.	73 — 63,4 = 9,6	19.	69 — 60,8 = 8,2	25.	61 — 55,6 = 5,4
6.	67 — 51,8 = 15,2	12.	74 — 65 = 9,0	20.	67 — 59,2 = 7,8	26.	61,5 — 55,8 = 5,7
	86,5	13.	75 — 66,1 = 8,9		48,0	27.	62 — 57 = 5,0
		14.	76 — 66,6 = 9,4			28.	66 — 51,8 = 6,2
			72,7				45,2

An der Abnahme der vier Summen erkennt man bereits die Abnahme der Leistungsfähigkeit der Gruppen.

Gruppe I und II verlangen bei gleicher Stufenzahl eine größere Arbeit, was hauptsächlich durch die größeren Druckverhältnisse der Einzelstufen bedingt wird.

Für die ganze Betriebsarbeit auf 1 kg Luft ist

$$AL = 0,239(86,5 + 72,7 + 48,0 + 45,2) = 60,3 \text{ WE/kg}$$

$$\text{Angesaugtes Gewicht} \frac{5395 \cdot 1,2}{3600} = 1,799 \text{ kg/sek}$$

$$\text{Energiebedarf ohne Lagerreibung} \quad N = \frac{60,3 \cdot 1,799 \cdot 428}{75} = 619 \text{ PS}$$

$$\text{Isothermische Kompression} \quad AL_{is} = 0,126 \cdot 293 = 37 \text{ WE/kg}$$

$$\text{Isothermischer Wirkungsgrad} \quad \eta_{is} = \frac{37}{60,3} = 0,614.$$

Bei diesen Versuchen ist das Wasser für die Zylinderkühlung und die Kühlung der beiden Lager gemessen worden. Man kann daraus die gefundene Energie nachprüfen.

Für den Versuch I wurde gefunden:

Kühlwassermenge 38960 kg/st

Temperaturerhöhung des Wassers von 22,85° auf 31,22° C

$$\text{Abgeleitete Wärme} \quad Q_2 = \frac{38960}{3600}(31,22 - 22,85) = 90,5 \text{ WE/sek}$$

$$\text{Entsprechende Energie} \quad N_2 = \frac{90,5 \cdot 428}{75} = 515 \text{ PS}$$

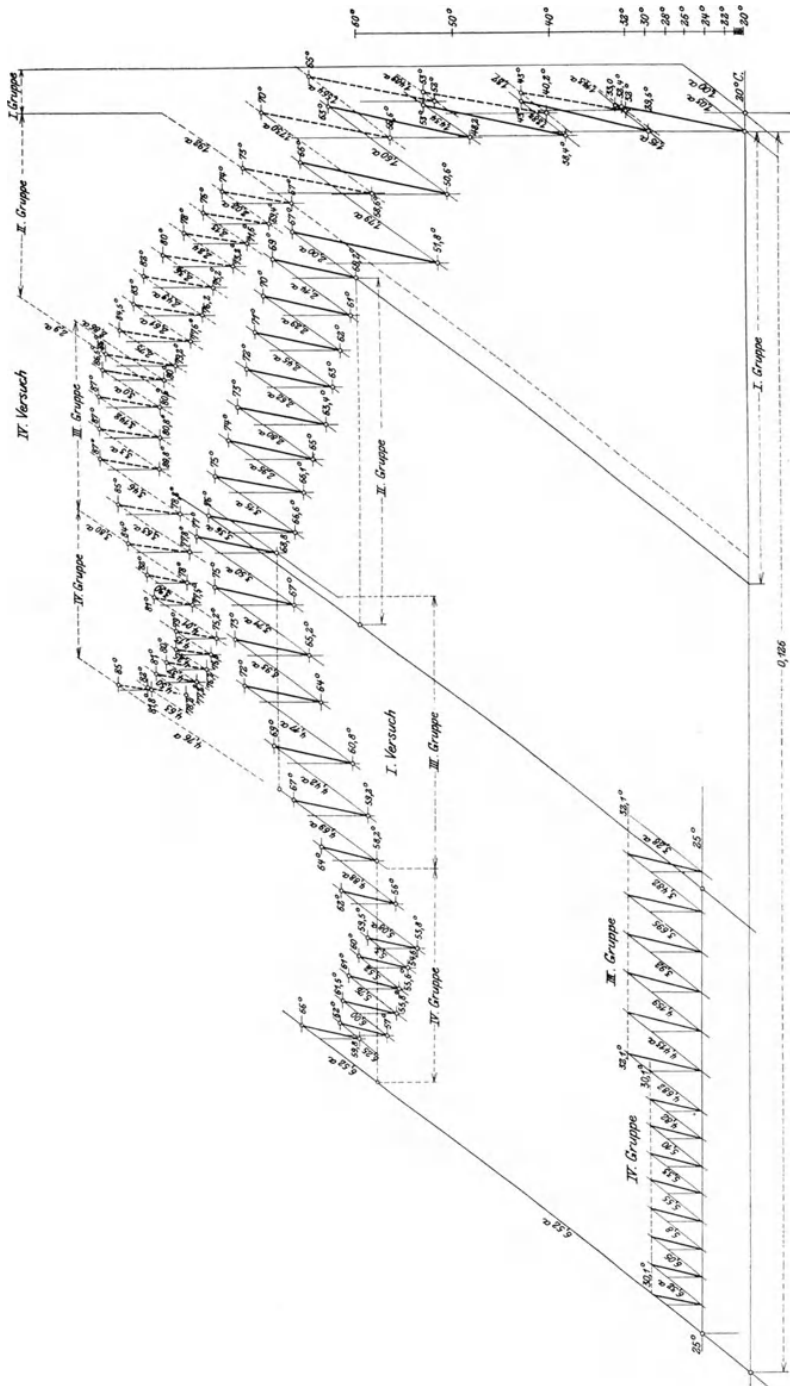


Fig. 184.

Ausgestoßenes Luftgewicht $G' = \frac{5270 \cdot 1,2}{3600} = 1,76 \text{ kg/sek}$

Temperaturzunahme vom Saug- zum Druckstutzen von $20,1^{\circ}$ auf 63°C

Erzeugte Wärme $Q_1 = 0,239(63 - 20,1) \cdot 1,799 = 18,0 \text{ WE/sek}$

Entsprechende Energie $N_1 = \frac{18,0 \cdot 428}{75} = 105 \text{ PS}$

Im ganzen an Energie abgeleitet $105 + 515 = 620 \text{ PS}$

Dieser Wert stimmt mit dem berechneten befriedigend überein.

II. Versuch.

Ansaugvolumen 10485 cbm/st. Spez. Gewicht $1,2 \text{ kg/cbm.}$

Temperaturunterschiede							
Gruppe I		II		III		IV	
1.	32,4 — 20 = 12,4	7.	74 — 67 = 7,0	15.	86,5 — 80 = 6,5	21.	82 — 78 = 4,0
2.	43 — 32 = 11,0	8.	76 — 69,4 = 6,6	16.	87 — 80,6 = 6,4	22.	81 — 77,5 = 3,5
3.	53 — 40,2 = 12,8	9.	78 — 71,6 = 6,4	17.	87 — 80,8 = 6,2	23.	79 — 75,2 = 3,8
4.	65 — 52 = 13,0	10.	80 — 73,2 = 6,8	18.	87 — 80,8 = 6,2	24.	79 — 75,8 = 3,2
5.	70 — 56,6 = 13,4	11.	82 — 75,2 = 6,8	19.	85 — 78,8 = 6,2	25.	80 — 76,2 = 3,8
6.	73 — 58,6 = 14,4	12.	83 — 76,2 = 6,8	20.	84 — 77,8 = 6,2	26.	81 — 77,2 = 3,8
	77,0	13.	84,5 — 77,6 = 6,9		37,7	27.	82 — 78,2 = 3,8
		14.	86 — 79,2 = 6,8			28.	85 — 81,8 = 3,2
			54,1				29,1

Wärmewert der Betriebsarbeit auf 1 kg Luft

$$AL = 0,239(77,0 + 54,1 + 37,7 + 29,1) = 47,2 \text{ WE/kg}$$

Angesaugtes Gewicht $G = \frac{10485 \cdot 1,2}{3600} = 3,495 \text{ kg/sek}$

Energiebedarf ohne Lagerreibung $N = \frac{47,2 \cdot 428 \cdot 3,495}{75} = 941 \text{ PS}$

Isothermische Kompression $AL_{is} = 0,1042 \cdot 293 = 30,5 \text{ WE/kg}$

Isothermischer Energiebedarf $N_{is} = 610 \text{ PS}$

Isothermischer Wirkungsgrad $\eta_{is} = 0,65$

Kühlwassermenge 39160 kg/st

Temperaturzunahme des Wassers von $24,41^{\circ}$ auf $34,80^{\circ} \text{C}$

Abgeleitete Wärme $Q_2 = \frac{39160}{3600} \cdot (34,80 - 24,41) = 113 \text{ WE/sek}$

Entsprechende Energie $N_2 = \frac{113 \cdot 428}{75} = 643 \text{ PS}$

Ausgestoßenes Luftgewicht $G' = \frac{10300 \cdot 1,2}{3600} = 3,43 \text{ kg/sek}$

Temperaturzunahme der Luft von $20,5^{\circ}$ auf 84°C

Erzeugte Wärme $Q_1 = 0,239(84 - 20,5) \cdot 3,43 = 52,5 \text{ WE/sek}$

Entsprechende Energie $N_1 = \frac{52,5 \cdot 428}{75} = 298 \text{ PS}$

Im ganzen abgeleitet $N_1 + N_2 = 643 + 298 = 941 \text{ PS.}$

75. Förderung verschiedenartiger Gase.

Die Turbokompressoren finden am meisten Verwendung zur Förderung großer Luftmengen auf mäßige Pressungen. In neuerer Zeit mehrt sich die Benutzung der Maschine zur Förderung anderer Gasarten.

Da die Ergebnisse der Energieumsetzung im Gebläse ganz abweichend sind von den Verhältnissen bei Kolbenkompressoren, ist es notwendig darauf einzugehen und Vergleiche zu ziehen.

Auf alle Fälle ist der Wirkungsgrad der Umsetzung unabhängig von der Natur des Gases; daher ist es bei Abnahmeversuchen gestattet, zur Ermittlung des Wirkungsgrades Luft als Fördermittel zu benutzen. Hieraus folgt ferner, daß ein Gebläse von bestimmten Abmessungen und unveränderlicher Drehzahl eine Druckhöhe erzeugt, die von der Natur des Gases unabhängig ist. Dabei ist diese Druckhöhe als eine Flüssigkeitssäule (in Meter gemessen) desjenigen Stoffes zu denken, der gefördert wird.

Lassen wir z. B. ein Schaufelrad mit einer äußeren Umfangsgeschwindigkeit von etwa 125 m/sek laufen, so kann es ungefähr eine wirkliche Druckhöhe von $h = 1000$ m der betreffenden Flüssigkeitssäule erzeugen, unabhängig davon, ob diese Säule aus Luft oder aus einem andern Gas besteht.

Um auf einfache Weise einen richtigen Einblick in die Verhältnisse zu gewinnen, der uns vollständig genügende Aufklärung gibt, legen wir ein Gebläse mit 6 Rädern und vollkommener Zwischenkühlung zugrunde, jedes Rad erzeuge eine Druckhöhe von $h = 1000$ m; dann erhalten wir die in Zahlentafel 26 angegebenen Werte für die Druckverhältnisse. Für alle Gase soll der Anfangsdruck 1 Atm. abs. und die Anfangstemperatur 20^0 betragen.

Zahlentafel 26.

Druckerhöhung bei Förderung verschiedener Gase in einem sechs-stufigen Gebläse.

Erzeugte Druckhöhe 1000 m. Gassäule in jeder Stufe.

Art der Gase	Schwefel- Säure SO ₂	Kohlen- säure CO ₂	Luft	Ammo- niak NH ₃	Wasser- gas	Wasser- stoff H
Gaskonstante R	13,2	19,25	29,27	49,6	54	422
Verhältnis von R (Luft) zu R (Gas)	2,22	1,52	1	0,59	0,54	0,0695
Spez. Volumen, Ansaugen v_0	cbm/kg 0,387	0,565	0,86	1,45	1,58	12,38
Druckzunahme I. Stufe	kg/qm 2580	1770	1160	690	633	81
Druckverhältnis einer Stufe	1,258	1,177	1,116	1,069	1,063	1,0081
Enddruck bei 6 Stufen	Atm. abs. 3,963	2,659	1,932	1,492	1,443	1,049
Enddruck, Verhältnis zu Luft	2,05	1,376	1	0,772	0,746	0,54

Für die Berechnung der Druckzunahme in der ersten Stufe aus der angenommenen Druckhöhe $h = 1000$ m ist als spezifisches Volumen der Anfangswert eingesetzt worden, da er sich vom mittleren spezifischen Volumen während der Kompression nur ganz wenig unterscheidet und es hier nur auf den Vergleich ankommt. Aus der Gleichung

$$p_1 - p_0 = \frac{h}{v_0} = \frac{h p_0}{T_0 R}$$

zeigt sich, daß die Druckzunahme in der ersten Stufe umgekehrt proportional der Gaskonstante ist. Der Enddruck ist nach der Gleichung

$$p_6 = \left(\frac{p_1}{p_0}\right)^6$$

berechnet worden. Es ist besonders aufmerksam zu machen auf die große Verschiedenheit des Enddruckes, der in derselben Maschine mit verschiedenen Gasen erzielt wird. Will man das Gas auf denselben Enddruck bringen, wie die geförderte Luft, so ist dies nur durch entsprechende Änderung der Stufenzahl möglich.

Zur Bestimmung des Arbeitsbedarfes kann die Entropietafel für Luft auch hier benutzt werden. Zu diesem Zweck ist nur nötig, zur p -Linie des Anfangsdruckes die p -Linie des vom betreffenden Gas erreichbaren Enddruckes in die TS -Tafel einzutragen. Dann erhält man auf bekannte Weise den Wärmewert der Kompressionsarbeit auf 1 kg Luft, die nötig ist, um das mit Gas erreichbare Druckverhältnis mit Luft herzustellen. Da sich die Arbeiten zweier verschiedener Gase wie ihre Gaskonstanten verhalten, hat man die Arbeit der Luft mit dem Verhältnis der Gaskonstanten zu vermehren, um die Gasarbeit zu erhalten.

Die folgende Ausrechnung zeigt, daß die Kompressionsarbeiten auf 1 kg Gas für ganz verschiedene Gasarten nur wenig verschieden sind. Der Grund liegt darin, daß der Einfluß der verschiedenen Druckverhältnisse und derjenige der Gaskonstanten einander entgegenlaufen, so daß sich beide Einflüsse zum größten Teil aufheben.

In bezug auf die Fördermenge zeigt das Turbogebläse dasselbe Verhalten wie bei den Kolbenkompressoren. Das Ansaugvolumen ist für alle Fördermittel gleich groß, das Fördergewicht ändert sich dagegen mit der Gaskonstante.

Da der Arbeitsbedarf auf 1 kg Gas beinahe unveränderlich bleibt, wächst der Energiebedarf (PS) ungefähr im umgekehrten Verhältnis zur Gaskonstante.

In Zahlentafel 27 ist die Arbeit bei isothermischer Verdichtung berechnet, und zwar für die in Zahlentafel 26 mitgeteilten Druckverhältnisse. Für die Berechnung des Fördergewichts und des Energiebedarfs ist ein Ansaugvolumen von 100 cbm/min zugrunde gelegt.

Zahlentafel 27.

Energiebedarf und Fördergewicht bei 100 cbm/min Ansaugvolumen.

Art der Gase		Schwefel- Säure SO ₂	Kohlen- säure CO ₂	Luft	Ammo- niak NH ₃	Wasser- gas	Wasser- stoff H
Kompr.-Verhältnis der 6 Stufen . .		3,963	2,659	1,932	1,492	1,443	1,049
Isothermische Arbeit (Luft) . . .	WE/kg	27,7	19,63	13,26	8,02	7,36	0,96
Isothermische Arbeit (Gas) . . .	"	12,46	12,9	13,26	13,60	13,61	13,85
Fördergewicht (Gas)	kg/min	259	177	116,3	69,0	63,3	8,07
Isothermischer Energiebedarf . .	PS	306	218	146,5	89,1	82	10,6
Energiebedarf, Verhältnis zu Luft		2,09	1,49	1	0,61	0,56	0,0723

76. Bestimmung der Liefermenge mittels Düsen.

Die Messung der Liefermenge mittels Düsen wird ihrer Einfachheit wegen bei Turbokompressoren fast ausschließlich angewendet.

Im allgemeinen kann jede Querschnittsänderung in einem Kanal zur Bestimmung der durchfließenden Menge benutzt werden. Eine Verengung des Rohrquerschnittes verursacht eine Geschwindigkeitszunahme an der betreffenden Stelle, die

mit einer Druckabnahme verbunden ist. Die Bestimmung der Durchflußmenge ist damit auf die Messung eines Druckunterschiedes zurückgeführt. Der genaue Zusammenhang zwischen dem Druckunterschied $p_1 - p$ vor und hinter der Verengung mit der Liefermenge ist durch Eichversuche festzustellen.

Dieser Zusammenhang ergibt sich — abgesehen von einer Korrektionsziffer μ — aus den Ausflußgesetzen der Gase aus Mündungen.

Man kann hierbei drei Fälle unterscheiden, je nachdem das Verhältnis des Druckes nach und vor der Düse größer als 0,9 oder zwischen 0,9 und dem kritischen Druckverhältnis oder endlich kleiner als das letztere ist.

a) Ausfluß aus Düsen mit $\frac{p}{p_1} > 0,9$, zulässige Druckabnahme

$$p_1 - p \leq 100 \text{ mm WS.}$$

In diesem Fall darf die Änderung des spezifischen Volumens während des Durchflusses unberücksichtigt bleiben. Die in Strömungsenergie umgesetzte Arbeit wird unter dieser Voraussetzung wie bei Wasser nur durch die Druckabnahme geleistet, und die Arbeitsgleichung für 1 kg lautet

$$h = \frac{p - p_1}{\gamma_1} = (p - p_1) v_1 = \frac{w_0^2}{2g}.$$

Hieraus ist die theoretische Ausflußgeschwindigkeit

$$w_0 = \sqrt{2g v_1 (p_1 - p)} = \sqrt{2gRT_1 \left(1 - \frac{p}{p_1}\right)} \dots \dots \dots (71)$$

Durch den Querschnitt f der Düse fließt daher in der Sekunde das Volumen

$$V = \mu f w_0 = \mu f \sqrt{2gRT_1 \left(1 - \frac{p}{p_1}\right)}, \dots \dots \dots (72)$$

worin T_1 die unmittelbar vor der Düse gemessene absolute Temperatur bedeutet.

Die Gl. 71 gilt unter der Voraussetzung, daß die Geschwindigkeit des Gases im Zuleitungskanal vor der Düse verschwindend klein sei gegenüber w_0 . Diese Annahme ist meistens zutreffend; im übrigen wird der Einfluß der Geschwindigkeit vor der Düse durch die Eichung berücksichtigt oder durch die Druckmessung.

Als Form der Düse ist eine gut abgerundete Mündung anzuwenden, die sauber auszudrehen ist. Die Abrundung soll den Winkel 90° umschließen, damit paralleler Austritt der Flüssigkeitsteilchen möglich ist. Für den Krümmungsradius der Abrundung kann ungefähr genommen werden

$$r = 0,1 d + 20,$$

wenn d die Lochweite der Düse in Millimetern bedeutet. Mit solchen Düsen ist eine Ausflußziffer von

$$\mu = 0,97 \text{ bis } 0,99$$

gefunden worden.

Die immer noch gebräuchliche Düse mit konvergierendem Kegelansatz ist nur dann zulässig, wenn ihre Ausflußziffer durch unmittelbare Messung bestimmt worden ist. Keinesfalls darf die Ziffer einfach in der mitgeteilten Größe angenommen werden, da zu erwarten ist, daß sie wegen der auftretenden Kontraktion kleiner ausfällt. Durch eine derartige willkürliche Wahl würde die Rechnung eine größere Liefermenge ergeben, als wirklich durchgeflossen ist; die isothermische Leistung und damit der Wirkungsgrad würden somit zu günstig ausfallen.

Zum Einbau der Düse kann die Saugleitung oder die Druckleitung benutzt werden.

Im ersteren Fall wird vor den Saugstutzen ein möglichst großer luftdichter Behälter als Erweiterung der Rohrleitung angeschlossen und die Düse dem Stutzen gegenüber in die Behälterwand eingesetzt. Die Luft wird von außen durch die Mündung in den Behälter gesogen, in dem darin auftretende Geschwindigkeit zu klein ist, um einen Einfluß auf die Ablesungen des Unterdruckes auszuüben. Statt eines Behälters wird die Düse auch unmittelbar an den Anfang der Saugleitung gesetzt.

Häufig geschieht der Einbau der Düse auf der Druckseite, namentlich bei großen Liefermengen, wo die Beschaffung des ebenerwähnten Kessels unbequem würde.

Am Druckstutzen wird zunächst der Drosselschieber befestigt, daran folgt ein Rohrstück von genügender Länge, an dessen Ende die Düse eingebaut wird. Die durch den Drosselschieber hervorgerufenen Wirbelungen sollen im Rohrstück ausgeglichen werden. Zweckmäßig ist es, ein sternförmiges Leitblech in das Rohr zu setzen, damit die Neigung zu einer zusätzlichen Drehbewegung beseitigt wird. Das Blech teilt den Querschnitt in der Länge von etwa 0,5 bis 1 m in 4 Quadranten. Dadurch bewegen sich die Gase geradlinig der Düse zu. Das Rohr kann mit recht großem Durchmesser ausgeführt werden, so daß es als Windkessel aufzufassen ist, in dem die Gasgeschwindigkeit verschwindend klein ist. In diesem Fall sind zur Vermeidung von Wirbelströmungen in den Kessel Querwände aus gelochtem Blech einzubauen.

Rateau empfiehlt, gleichzeitig zwei Düsen zu verwenden, d. h. die Messung in der Saugleitung und in der Druckleitung auszuführen. Die letztere wird sich etwas kleiner herausstellen als erstere, und zwar um den Verlust durch die Undichtheiten des Kompressors.

Es sei nochmals ausdrücklich hervorgehoben, daß für den Zähler des isothermischen Wirkungsgrades die im Druckrohr gemessene Menge maßgebend ist. Die Düse im Druckrohr ist demnach der Anordnung im Saugrohr vorzuziehen. Wird der Nenner des Wirkungsgrades, d. h. die dem Kompressor eingeführte Arbeit nicht unmittelbar gemessen, sondern mittels der Temperaturunterschiede der Einzelstufen oder mit der entstandenen Wärme bestimmt, so ist die Ansaugmenge in Rechnung zu setzen, denn die Undichtheitsverluste entstehen erst gegen das Ende der Kompression.

Für die Druckmessung außerhalb des Rohres dient ein genaues Barometer. Der Druck in der Leitung wird mit einem Pitot-Rohr bestimmt, an das sich ein Flüssigkeitsmanometer anschließt. Das letztere besteht meist aus einem U-förmig gebogenen Rohr. Die Mündung des einragenden Rohrbogens des Pitot-Rohres ist dem Gasstrom entgegenzurichten, so daß nicht nur der statische Druckanteil, sondern auch der durch die Kanalgeschwindigkeit bedingte dynamische Druck angezeigt wird.

Bezüglich der Wahl der Meßstelle gilt die Bedingung, daß in ihrer Nähe regelmäßige Strömungsverhältnisse in der Leitung herrschen müssen. Solche sind im Saugrohr meistens leichter herzustellen als im Druckrohr.

Bei großen Querschnitten ist der Druck in jedem Punkt des Querschnittes nicht gleich groß.

Man hat daher die Druckmessung an verschiedenen Stellen eines Durchmessers auszuführen, deren Abstände so klein sind, daß der Druck zwischen zwei Punkten auf der dadurch gebildeten Ringfläche f als unveränderlich angesehen werden darf. Für die Berechnung der Liefermenge kommt der mittlere Druck

$$p_m = \frac{\sum p f}{\sum f}$$

in Betracht.

Man erhält dadurch zwei Stellen im Querschnitt, an denen der gemessene Druck (Unterdruck im Saugrohr, Überdruck im Druckrohr) gleich ist dem mittleren (Fig. 185). Das Verfahren braucht daher nur einmal als Vorversuch über den ganzen Querschnitt ausgedehnt zu werden, um jene Stellen zu finden. Für weitere Messungen schiebt man das Pitot-Rohr an die betreffende Stelle, an der es den mittleren Druck unmittelbar anzeigt.

Man kann auch das Verhältnis des Druckes in der Rohrachse zum mittlerem Druck einführen. Dann ist das Pitot-Rohr stets in die Rohrachse zu schieben.

Teilt man den Durchmesser in gleiche Stücke, so ergibt sich die zugehörige Flächeneinteilung durch Einzeichnen einer beliebigen Parabel über dem Durchmesser, deren Achse mit der Rohrachse zusammenfällt. Die Höhen der Parabelpunkte stellen die entsprechenden Flächenstücke dar, über denen die Werte p abzutragen sind, um p_m als Mittelwert zu erhalten (Fig. 185).

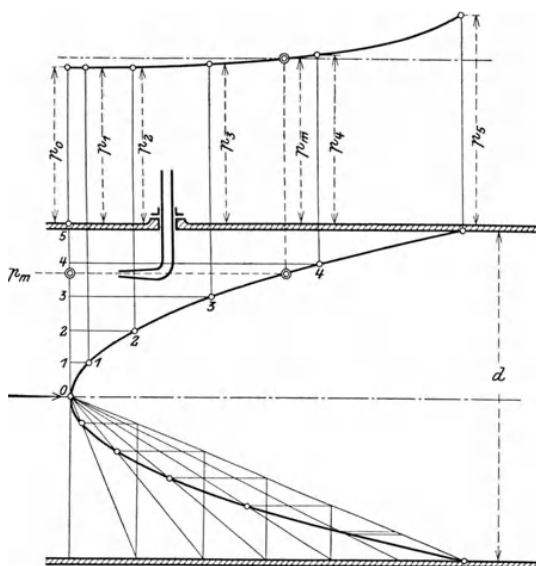


Fig. 185.

Die Druckmessung mit dem offenen U-förmigen Flüssigkeitsmanometer ist einfach und genau, wenn das Meßröhrchen überall denselben Querschnitt aufweist. Als Flüssigkeit wird Quecksilber, Wasser oder Alkohol benutzt, wobei das spezifische Gewicht dieser Flüssigkeit unter Berücksichtigung der Temperatur bekannt sein muß.

43. Beispiel: Die in Zahlentafel 24 (S. 202) angegebenen Luftmengen sind mit einer Düse von 225,5 mm Dmtr. bestimmt worden, welche in die Druckleitung eingesetzt war.

Für den I. Versuch wurde bei einem Barometerstand von 758,2 mm QS. und ein Überdruck von 95 mm WS. vor der Düse gemessen, ferner eine Temperatur von 50° C.

Für den Zustand der Luft ergibt sich

$$\begin{aligned} \text{hinter der Düse} \quad p &= 13596 \cdot 0,7582 = 10310 \text{ kg/qm} & t &= 20,1^\circ & v &= 0,833 \text{ cbm/kg} \\ \text{vor der Düse} \quad p_1 &= 10310 + 95 = 10405 \text{ kg/qm} & t_1 &= 50^\circ & v_1 &= 0,91 \text{ cbm/kg} \\ \frac{p}{p_1} &= \frac{10310}{10405} = 0,99, \end{aligned}$$

die theoretische Durchflußgeschwindigkeit beträgt

$$w_0 = \sqrt{2g \cdot 0,91 \cdot 95} = 41,2 \text{ m/sek,}$$

mit $f = 0,03992$ qm und $\mu = 0,97$ ist das Durchflußgewicht

$$G = \frac{0,97 \cdot 41,2 \cdot 0,03992 \cdot 3600}{0,91} = 6324 \text{ kg/st,}$$

oder das Volumen, bezogen auf Ansaugverhältnisse

$$V = 6324 \cdot 0,833 = 5270 \text{ cbm/st.}$$

b) Düsenmessung mit Druckunterschieden bis zum kritischen Verhältnis. Die gut abgerundete Mündung kann mit Vorteil auch für größere Druckunterschiede zur Messung benutzt werden, wobei $\frac{p}{p_1} < 0,9$, solange das Druckverhältnis nicht unter einen gewissen Wert sinkt, der für Luft 0,528 beträgt und das kritische Druckverhältnis genannt wird. Innerhalb dieser Bedingung findet stets die Expansion in der Düse auf den Druck der Umgebung statt, der Druck hinter der Düse ist dann gleich demjenigen im Mündungsquerschnitt.

Solche Düsen lassen sich in die Saugleitung nicht einsetzen, sondern nur in die Druckleitung, sie ergeben das wirklich ausgestoßene Gasgewicht.

Die reibungsfreie Strömung kann als adiabatische Expansion aufgefaßt werden, so daß zur Volldruckarbeit die Expansionsarbeit hinzukommt.

Es ist daher

$$L = 428 \cdot c_p (T_1 - T) = \frac{w_0^2}{2g} = 428 (i_1 - i)$$

oder

$$w_0 = \sqrt{2g \cdot 428 \cdot c_p} \sqrt{T_1 - T} = 91,5 \sqrt{i_1 - i} \dots \dots \dots (73)$$

Da bei den vorliegenden Messungen keine großen Temperaturunterschiede auftreten, darf unter allen Umständen c_p als unveränderlich eingesetzt werden.

Für die Temperatur T ist hierin die Endtemperatur der adiabatischen Expansion einzusetzen, die durch die Ausdehnung von p_1 auf p entsteht. Sie ist nicht zu verwechseln mit der Gastemperatur hinter der Düse, die für die Messung belanglos ist.

Am einfachsten läßt sich der Temperaturunterschied aus der Entropietafel abstechen, womit eine weitere Verwertung der Tafeln gegeben ist.

Für Luft ist mit $c_p = 0,239$

$$w_0 = 44,7 \sqrt{T_1 - T} = 100 \sqrt{0,2 (T_1 - T)} \dots \dots \dots (74)$$

Damit ist das Ausflußgewicht bestimmt

$$G = \mu \cdot f \cdot \frac{w_0}{v}, \dots \dots \dots (75)$$

worin v das spezifische Volumen im Mündungsquerschnitt bedeutet. Diese Größe ist für den Endpunkt der adiabatischen Expansion aus der Entropietafel zu entnehmen oder mit der Zustandsgleichung zu berechnen.

Will man w_0 aus dem Druckverhältnis berechnen, so ist (s. S. 40)

$$L = 428 c_p (T_1 - T) = \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right] = \frac{w_0^2}{2g}$$

$$w_0 = \sqrt{2g \frac{k}{k-1} p_1 v_1 \left[1 - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]} \dots \dots \dots (76)$$

mit

$$v = v_1 \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{1}{k}}$$

wird

$$G = \mu f \frac{w_0}{v} = \mu f \sqrt{2g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[\left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left(\frac{p}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]} \dots \dots \dots (77)$$

Man erkennt die rasche Lösung der Aufgaben über Ausflußgesetze mit Hilfe der Gleichungen 73 bis 75 und der Entropietafel gegenüber den Gleichungen 76 und 77.

Die Eichung der unter a) und b) angeführten Düsen geschieht zurzeit unter Anwendung des Auffüllverfahrens. Für Turbogebälse mit den nötigen weiten Düsen kommen die großen, freistehenden Gasbehälter der Leuchtgasfabriken in Betracht. Das Steigen oder Sinken der Gasglocke ist ein Maß für die ein- oder ausströmende Gasmenge. Hierbei sind die Gastemperaturen im Innern des Behälters an einigen Stellen zu messen, namentlich diejenige an der Eintrittsmündung des Rohres. Diese Werte zeigen häufig namhafte Verschiedenheiten, hervorgerufen durch den Einfluß der Sonnenstrahlung auf die Metallwände, sowie durch die kühlere Wassermasse am Boden der Glocke, die den Abschluß bildet. Zudem sind Undichtheiten am Behälter wohl unvermeidlich. Diese Einflüsse lassen sich ihrer Größe nach dadurch bestimmen, daß man zwischen den eigentlichen Versuchen die Rohrleitung zum Behälter dicht abschließt und die Bewegung der Glocke verfolgt.

Diese Methode kann zur unmittelbaren Bestimmung der Liefermenge dienen; sie ist aber ziemlich umständlich und daher nur für Düseneichungen im Gebrauch¹⁾.

Die Druckmessung geschieht, wie unter a) beschrieben, mit Pitot-Rohr.

44. Beispiel: Die in Zahlentafel 28 erwähnten Liefermengen sind mit einer Düse von 130 mm Dmtr. gefunden worden, die am Ende des Druckrohres saß.

Für den ersten Versuch wurden gemessen:

Druck außerhalb der Düse (Barometerstand) $p = 10\ 120$ kg/qm

Druck vor der Düse $p_1 = 10\ 120 + 1990 = 12\ 110$ kg/qm

Verhältnis $\frac{p}{p_1} = 0,836$

Temperatur vor der Düse (im Druckrohr) $t_1 = 48^\circ$

Endtemperatur der Adiabate beim Druck p aus der Entropietafel entnommen $t = 30,5^\circ$

Zugehöriges spezifisches Volumen $v = 0,876$ cbm/kg

Theoretische Ausflußgeschwindigkeit $w_0 = 100 \sqrt{0,2(48 - 30,5)} = 176$ m/sek

mit

$$f = 0,0133 \text{ qm} \quad \text{und} \quad \mu = 0,98$$

wird

$$G = 0,98 \cdot \frac{0,0133 \cdot 176}{0,876} = 2,6167 \text{ kg/sek} = 157 \text{ kg/min.}$$

Da im Saugrohr der Luftzustand gegeben ist durch

$$t_a = 15^\circ \quad p_a = 9700 \text{ kg/qcm} \quad v_a = 0,87 \text{ cbm/kg,}$$

so wird das Fördervolumen, bezogen auf Ansaugverhältnisse,

$$V = 157 \cdot 0,87 = 136,5 \text{ cbm/min.}$$

¹⁾ Über Messungen von Luftgeschwindigkeiten mittels eines Gasometers siehe Mitteilungen der Prüfungsanstalt für Heizung und Lüftungseinrichtungen der Technischen Hochschule Berlin, Heft 1.

c) **Ausfluß aus Düsen mit großen Druckunterschieden.** Mit Hilfe der Entropie-tafel läßt sich für jedes beliebig große Druckgefälle die entsprechende Ausfluß-düse berechnen, indem man in Gl. 73 nacheinander verschiedene Temperatur-unterschiede einsetzt und die den zugehörigen Druckabnahmen entsprechenden Geschwindigkeiten bestimmt. Zu jedem Wert gehört ein spezifisches Volumen und damit ein Querschnitt f . Da zunächst w_0 rasch und v langsam zunimmt, ver-mindert sich f ; im Verlaufe der Expansion kehrt sich diese Veränderung um, w_0 nimmt langsam zu und v rasch, so daß der Querschnitt f wächst. Im so-ge-nannten kritischen Druck p_k erhält f seinen kleinsten Wert f_k . Damit ergibt sich die von de Laval für Dampfturbinen ausgeführte Düse, bestehend aus einer gut abgerundeten Mündung und einem darangesetzten konisch divergierendem Rohrstück.

Aus Gl. 77 folgt, daß für den kleinsten Querschnitt f_k der Ausdruck unter der Wurzel einen Höchstwert annehmen muß, die Ableitung ist also gleich Null zu setzen, damit ist

$$\frac{2}{k} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{2}{k}-1} - \frac{k+1}{k} \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = 0,$$

woraus

$$\frac{p_k}{p_1} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \dots \dots \dots (78)$$

Für Luft und zweiatomige Gase ist $k = 1,405$, damit ist das kritische Verhältnis

$$p_k = 0,528 p_1 \dots \dots \dots (79)$$

Mit diesem Wert für den kritischen Druck gibt Gl. 76 die Geschwindigkeit an der engsten Stelle den Betrag

$$w_k = \sqrt{2g \frac{k}{k+1}} \sqrt{p_1 v_1} \dots \dots \dots (80)$$

für Luft

$$w_k = 3,39 \sqrt{p_1 v_1} = 3,39 \sqrt{RT_1} \dots \dots \dots (81)$$

und

$$\frac{v}{v_m} = \left(\frac{p_m}{p_1}\right)^{\frac{1}{k}} = \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{k}{k-1}} \dots \dots \dots (82)$$

für Luft

$$\frac{v_1}{v_m} = 0,639 \dots \dots \dots (83)$$

Setzt man diese Werte in Gl. 77 ein, so ist das Durchflußgewicht

$$G = \mu f_k \sqrt{2g \frac{k}{k+1} \left(\frac{2}{k+1}\right)^{\frac{2}{k-1}} \sqrt{\frac{p_1}{v_1}}} \dots \dots \dots (84)$$

für Luft wird

$$G = \mu f_k \frac{2,15 \cdot p_1}{\sqrt{RT_1}} = \frac{\mu f_k \cdot p_1}{\sqrt{6,346 T_1}} = \frac{\mu \cdot d_k^2 \cdot p_1}{\sqrt{10,288 T_1}} \dots \dots \dots (85)$$

wenn d_k der Durchmesser im kleinsten Querschnitt bedeutet. Setzt man p_1 in kg/qcm ein, so wird d in cm erhalten.

Aus diesen Gleichungen geht hervor, daß sowohl der kritische Druck als auch die Geschwindigkeit und die Durchflußmenge unabhängig von den Verhältnissen hinter der engsten Stelle sind. Bis zu diesem Ort ist der Strömungsverlust nicht

größer als bei einer gut abgerundeten Mündung, die Ausflußziffer steigt also sehr nahe an 1 heran.

Die Messung vereinfacht sich dadurch, daß nur Druck und Temperatur vor der Düse im Druckrohr abzulesen sind, und ist daher für Turbokompressoren mit höheren Enddrücken als zuverlässig zu empfehlen. Auch bei Kolbenkompressoren läßt sich die Liefermenge genauer bestimmen, als aus den Indikator diagrammen.

Da der Druck vor der Düse weit höher als bei einfachen Mündungen belassen werden kann, ist seine Messung mit einfachen Mitteln einwandfrei durchzuführen. Die Geschwindigkeit des Gases im Rohr an der Meßstelle hat dabei weniger Einfluß als bei kleinen Druckunterschieden. Ein weiterer Vorteil entsteht dadurch, daß Düsen mit mäßigem Durchmesser schon bedeutende Gasmengen durchlassen.

Die Firma Gebrüder Sulzer in Winterthur setzt nach Art ihres bewährten Düsen-Wassermessers eine Anzahl Düsen von gleichen Abmessungen in die Stirnwand eines Kessels, der am Ende des Druckrohres angeschlossen ist. Durch Zu- oder Abschalten einzelner Düsen läßt sich die Liefermenge verändern. Die Eichung einer solchen Düse geschieht mit Wasserdampf, der unter denselben Bedingungen durch die Düse fließt wie das Gas und nachher behufs Gewichtsbestimmung kondensiert wird. Der Dampf wird vor der Düse durch den Schieber auf den Druck des Gases gedrosselt, so daß er bis über den kritischen Druck hinaus überhitzt bleibt; somit verläuft die Expansion unter ähnlichen Bedingungen, wie sie das Gas vollführt.

45. Beispiel: Es soll die in Beispiel 43 angegebene Luftmenge von

$$G = 6324 \text{ kg/st} = 1,755 \text{ kg/sek}$$

mittels einer Hochdruckdüse derart bestimmt werden, daß der Enddruck der Kompression von 6,53 Atm. absol. (I. Versuch, Zahlentafel 24) durch den Drosselschieber auf 2,5 Atm. absol. herabgemindert werde. Die Temperatur betrage im Druckrohr vor der Düse 50° C.

Zu berechnen ist die Bohrung der Düse an der engsten Stelle.
Gegeben ist

$$p_1 = 2,5 \text{ kg/qcm} \quad T_1 = 273 + 50 = 323.$$

Wählt man

$$\mu = 0,90,$$

so wird aus Gl. 85

$$G = 1,755 = \frac{0,09 \cdot d_k^2 \cdot 2,5}{\sqrt{10,29 \cdot 323}},$$

woraus

$$d_k = 64 \text{ mm.}$$

Die Luft vermindert bis zur engsten Stelle ihren Druck von 2,5 Atm. auf

$$p_k = 0,528 \cdot 2,5 = 1,32 \text{ Atm. absol.}$$

Die Geschwindigkeit an jener Stelle beträgt

$$w_0 = 3,39 \sqrt{29,27 \cdot 323} = 330 \text{ m/sek.}$$

Wie Gl. 77 zeigt, ist das Ergebnis von einer genauen Druckmessung abhängig; dagegen hat die Größe der Temperatur eine untergeordnete Bedeutung, da zu ihr 273° zu addieren ist und dieser Wert unter der Quadratwurzel steht.

Bestimmung der Liefermenge durch Geschwindigkeitsmessung.

Für große Gebläse besteht eine einfache Messung der Liefermenge durch die Bestimmung der Geschwindigkeiten des Gasstromes in einem geeigneten Quer-

schnitt, wie dies längst bei Ventilatoren gebräuchlich ist. Der besondere Vorteil beruht darin, daß sich die Untersuchung während des normalen Betriebes der Anlage ohne jegliche Störung durchführen läßt.

Als Querschnitt ist ein solcher mit regelmäßigen Strömungsverhältnissen auszusuchen, wobei die Saugseite vorzuziehen ist. Der Querschnitt ist in derselben Weise einzuteilen, wie dies für die Druckmessung zu geschehen hat (S. 211). Wird die Fläche in Ringe gleichen Inhaltes eingeteilt, so kann aus den Geschwindigkeiten der Flächenstücke das arithmetische Mittel gezogen werden, um die mittlere Geschwindigkeit zu erhalten. Um möglichst genaue Ergebnisse zu erreichen, sind die Messungen der Geschwindigkeiten auf Punkte auszudehnen, die auf zwei zueinander senkrechten Durchmessern liegen.

Für die Bestimmung der Geschwindigkeiten in einem Punkt des Querschnittes sind zweierlei Meßgeräte in Gebrauch:

- a) unmittelbar anzeigende Meßgeräte (Anemometer usw.),
- b) Staugeräte, die die Geschwindigkeit mittelbar durch Messung von Druckunterschieden ergeben.

Zu letzteren gehört das in Fig. 186 gezeichnete Pitot-Rohr besonderer Bauart¹⁾. Der dem Gasstrom entgegengerichtete Schenkel des Rohres ist von einem Mantel

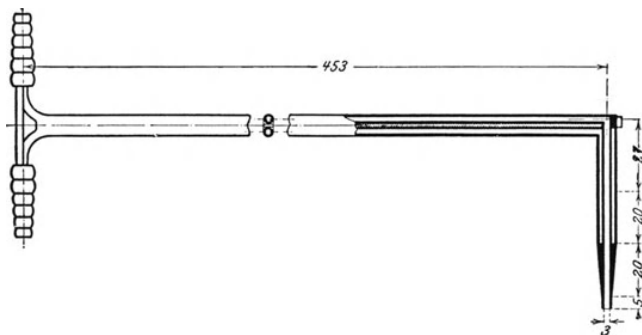


Fig. 186.

umkleidet, dessen Zwischenraum durch seitliche Löcher mit dem Gasstrom verbunden ist. Der im Kernrohr auftretende Druck ist somit nahezu um die dynamische Druckhöhe größer als der im Mantel herrschende Druck.

Sein Zusammenhang mit der Geschwindigkeit an der betreffenden Stelle ist gegeben durch

$$\Delta p = \xi \gamma \frac{w^2}{2g}.$$

Die Vorzahl ξ ist durch den Eichversuch zu bestimmen.

Neuere Untersuchungen haben ergeben, daß ξ sehr nahe an 1 herangeht und für praktische Messungen

$$\xi = 0,99 \text{ bis } 1$$

gesetzt werden darf²⁾.

Für die hier auftretenden kleinen Druckunterschiede verwendet man Mikro-

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. V. deutsch. Ing. 1910, S. 1261. Dr. Brabbée und Dr. Berlowitz, Untersuchungen an Ventilatoren.

²⁾ Siehe Mitteilungen der Prüfungsanstalten für Heizungs- und Lüftungseinrichtungen an der Kgl. Techn. Hochschule Berlin, Heft 1.

manometer, es sind dies Flüssigkeitsmanometer mit geneigtem Rohr, womit die Ablesung von $\frac{1}{10}$ mm bequem möglich wird.

Das in den Fig. 187 und 188 dargestellte Mikromanometer ist von R. Fueß in Steglitz nach den Vorschlägen von Dr. Brabbée hergestellt. Es besitzt einen hochglanzpolierten Mantel mit Luftzwischenraum, um den Inhalt vor Wärmeleitung und -strahlung zu schützen. Die Glasröhre ist mit weißer Emaille belegt, um den Flüssigkeitsfaden bequem beobachten zu können. Der zwischen 0 und 50° einstellbare Winkel der Glasröhre kann mit Hilfe eines Nonius genau abgelesen werden.

Die Glasröhre wird mit dem Mantelraum des Pitot-Rohres verbunden, das Gefäß des Mikromanometers mit dem Kernrohr.

Als Flüssigkeit eignet sich Alkohol oder Petroleum. Wasser haftet an den Glasoberflächen etwas unregelmäßig und zeigt daher geringe Druckunterschiede leicht fehlerhaft an.

Sämtliche Meßgeräte sind vor ihrem Gebrauch zu eichen; die Ergebnisse werden in einer Eichkurve zusammengestellt. Für das beschriebene

Makromanometer sind die Abszissen der Eichkurve die Winkel, die Ordinaten bedeuten die Faktoren, mit denen die Höhenunterschiede der Flüssigkeitsspiegel zu multiplizieren sind, um die Druckhöhe in mm Wassersäule zu erhalten.

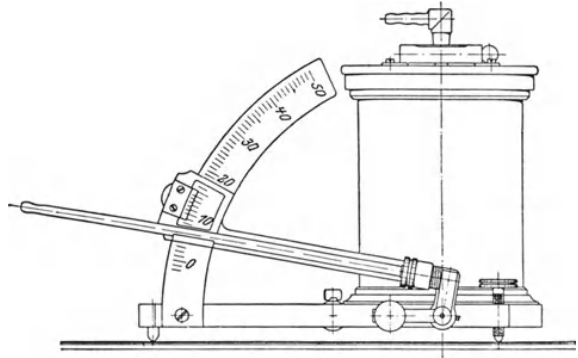


Fig. 187.

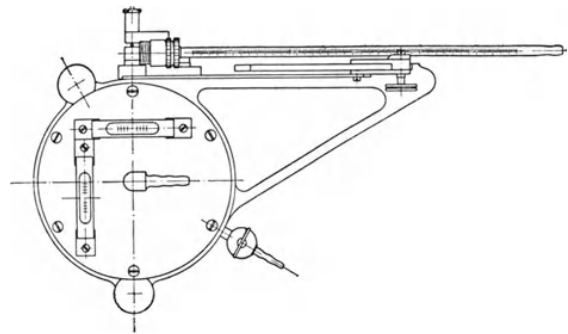


Fig. 188.

B. Die Regelung der Turbokompressoren.

77. Allgemeines.

Je nach dem Zweck sind zwei Regelungsverfahren in Gebrauch: die Einstellung auf gleichbleibenden Druck bei verschieden großem Bedarf an Fördermitteln, oder die Einstellung auf gleichbleibende Liefermenge bei veränderlichem Druck.

Die Turbokompressoren haben gegen einen unveränderlichen Druck zu arbeiten, wenn die Luft als Fördermittel zur Aufspeicherung und Übertragung von Energie dient. Bei Gebläsen für Hochöfen und Kuppelöfen wird dagegen häufig die Regelung auf unveränderliche Liefermenge verlangt. Eine solche ist nämlich zum Einschmelzen eines bestimmten Einsatzes nötig, während sich der Druck je nach den Widerständen ändert, die ihrerseits von der Beschickungssäule und von der Düsenöffnung abhängen.

In Rücksicht auf den Antrieb des Kompressors ist die Regelung bei unveränderlicher Drehzahl zu unterscheiden von der Regelung mit verstellbarer Umlaufzahl. Zum Antrieb sind fast ausschließlich zwei Maschinengattungen im Gebrauch: entweder der Elektromotor oder die Dampfturbine; beide Arten eignen sich vorzüglich für diese Verwendung, da ihre hohen Drehzahlen unmittelbar brauchbar sind. Meistens steht dem elektrischen Betrieb Drehstrom zur Verfügung, der eine unveränderliche Drehzahl gibt; bei der Dampfturbine als Antriebsmaschine läßt sich die Drehzahl dem Bedürfnis entsprechend leicht und genau verändern, so daß sich diese Maschinengruppe ganz besonderer Vorteile erfreut.

Der Zusammenhang zwischen Liefermenge und der im Gebläse erzeugten Druckzunahme zeigt sich in der bereits besprochenen Kennlinie, deren Abszissen die Liefermengen und deren Ordinaten die Drücke bei einer bestimmten Drehzahl bedeuten. Jeder anderen Drehzahl entspricht eine andere Kennlinie.

Da dieser vom Kompressor erzeugte Druck nicht bei allen Liefermengen mit dem Gegendruck in der Leitung übereinstimmt, hat die Regelungsvorrichtung die Aufgabe, den Ausgleich herzustellen.

Auf dem Kurvenblatt der Kennlinie stellt die Wagrechte A_2A_1 (Fig. 190) die Änderung des Betriebszustandes bei gleichbleibendem Druck dar. Legt man durch A_2 die Kennlinie und setzt voraus, die ihr entsprechende Drehzahl n_2 werde vom Kompressor unverändert beibehalten, so können wir annehmen, daß der verlangte Gegendruck im Betriebszustand A_2 gleich ist dem vom Gebläse erzeugten Druck p_2 . Soll nun die geförderte Menge V_2 aus irgendeinem Grunde auf V_1 vermindert werden, so steigt der erzeugte Druck (Zustand B) und ist größer als der Gegendruck; der Unterschied BA_1 muß in der Leitung durch Drosselung vernichtet werden.

Beim Entwurf eines Gebläses sollte deshalb der zur normalen Liefermenge zugehörige Druck zum voraus größer gewählt werden als der verlangte, damit die Liefermenge bis zu einem gewissen Betrag steigerungsfähig ist durch volles Eröffnen der Leitung.

Diese bei gleichbleibender Drehzahl geltenden Verhältnisse lassen sich beispielsweise in Zahlentafel 28 deutlich verfolgen, worin die Versuchswerte für drei Schieberstellungen enthalten sind. Sie entstammen einem dreistufigen Gebläse ohne Kühlung¹⁾, dessen Laufräder die in Beispiel 34 benutzten Verhältnisse aufweisen.

Das untersuchte Gebläse soll eine normale Gasmenge von 100 cbm/min absaugen; diese Lieferung wird schon bei halber Eröffnung des Schiebers in der Saugleitung erreicht. Öffnet man die Saugleitung vollständig, so steigt die Liefermenge um 30 v. H. und die erzeugte Druckzunahme vermindert sich um 17,6 v. H.; soll diese Lieferung möglich sein, so darf die äußere Widerstandshöhe (Gegendruck) nicht größer als der hierbei erzeugte Druck ausfallen. Dabei steigt trotz der Druckabnahme der Energiebedarf um 41 v. H. Der dritte Versuch bei $\frac{1}{4}$ Eröffnung gibt eine Verminderung der Liefermenge um 26 v. H. und ein ganz schwaches Steigen des erzeugten Druckunterschiedes von kaum 0,5 v. H.

In Fig. 189 sind die Druck- und Temperaturverhältnisse dieser Versuche durch Eintragen in die Entropietafel veranschaulicht; man erkennt, daß zufolge der Drosselung das Entropiediagramm des ersten Versuches (ausgezogen) nach rechts verschoben wird.

Bei solchen Gebläsen zur Fortbewegung von Luft entsteht meistens der Gegendruck durch die Widerstände in der Leitung außerhalb der Maschine. Der zu erzeugende Druck ist alsdann nicht konstant, sondern wächst mit dem Quadrat der Fördermenge. Daher ist die Gegendrucklinie als Parabel $OCDA_2$ in das Kurven-

¹⁾ S. Zeitschr. d. V. deutsch. Ing. 1910, S. 218, Gebläse von C. H. Jäger, Leipzig.

Zahlentafel 28.

Schiebereröffnung		4/4	2/4	1/4
Drehzahl in der Minute		2900	2920	2940
Unterdruck in der Saugleitung	mm WS.	170	81,5	54,5
Unterdruck vor Gebläse im Saugstutzen	"	420	2110	2450
Überdruck hinter Gebläse im Druckrohr	"	1880	681	354
Gesamte Druckzunahme	"	2300	2791	2804
Barometerstand	"	10120	10120	10120
Temperatur außen	°C	21	21,5	20,5
Temperatur in der Saugleitung	"	16	16	15
Temperatur vor Gebläse	"	15	15	14,5
Temperatur hinter Gebläse t_3	"	48	49	51
Gefördertes Luftgewicht	kg/min	157	97	68,5
Angesaugte Luftmenge	cbm/min	136,5	103	76
Energie vom Motor abgegeben N	PS	120	75,8	57,5
Spez. Volumen im Saugrohr v_0	kg/cbm	0,87	1,05	1,1
Druck im Saugstutzen p_0	kg/qm abs.	9700	8010	7670
Druck im Druckstutzen p_3	" "	12000	10801	10474
Erreichtes Druckverhältnis p_3/p_0	" "	1,237	1,35	1,365
Endtemperatur der Adiabate t_3'	°C	33,4	41,2	42,0
Adiabatischer Wirkungsgrad $\frac{t_3' - t_0}{t_3 - t_0}$		0,557	0,77	0,755
Wärmewert der Betriebsarbeit $c_p(t_3 - t_0)$	WE/kg	7,87	8,11	8,7
Energiebedarf aus der Wärme N_e	PS	117	74	56,8
Mechanischer Wirkungsgrad $\frac{N_e}{N}$		0,975	0,976	0,985

blatt einzutragen (Fig. 190). Soll die Liefermenge von V_2 auf V_1 vermindert werden, ohne daß die Drehzahl geändert wird, so ist ein größerer Druckunterschied abzdrosseln (BC) als bei gleichbleibendem Druck.

Eine bedeutend umfassendere Regelungswirkung entsteht, wenn die Drehzahl verstellt werden kann. Soll die Liefermenge von V_2 auf V_1 verkleinert werden, ohne daß sich der Druck ändert, so ist vorerst die Drehzahl auf denjenigen Wert n_1 zu vermindern, der zur neuen Kennlinie durch A_1 gehört (Fig. 190). Damit ist für den Hochdruckkompressor eine einfache und wirtschaftliche Regelung möglich.

Bei Gebläsen, deren Widerstand in der Leitung durch die Fördermenge selbst entsteht, würde der erzeugte Druck durch Verminderung der

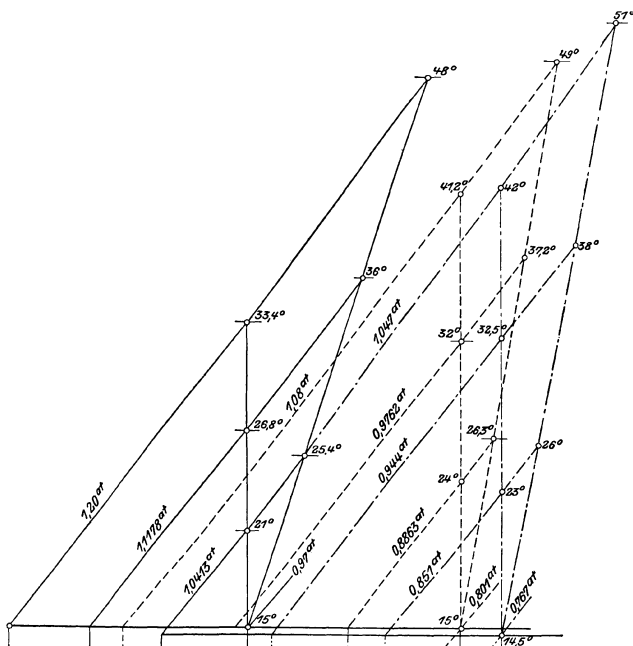


Fig. 199.

Drehzahl sinken, und zwar nach der Parabel von A_2 nach D ; die Liefermenge hätte nur wenig abgenommen, entsprechend der Abszisse von D . Um die Menge auf V_1 zu vermindern, muß der Drosselschieber in Tätigkeit treten und den Widerstand vergrößern um den Unterschied der Ordinaten in A_2 und D , dann erst ist der Betriebszustand A_1 erreicht.

Die Änderung des Betriebszustandes bei gleichbleibender Liefermenge wird durch die Senkrechte A_1A_3 veranschaulicht. Auch hier ist bei Gebläsen nicht nur die Drehzahl zu vergrößern, entsprechend der neuen Kennlinie durch A_3 , sondern es muß der Schieber gleichzeitig eine Drosselung bewirken, sonst steigt der vom Gebläse selbst erzeugte Widerstand von A_1 nach F und die Liefermenge würde wachsen.

Die in Fig. 191 eingeschriebenen Versuchswerte ergeben beispielsweise bei Änderung der normalen Drehzahl $n=3000$ auf 2900 (um 3,3 v. H.) eine Verminderung der Liefermenge von 700 cbm/min auf 588 cbm/min (um 16 v. H.) bei dem

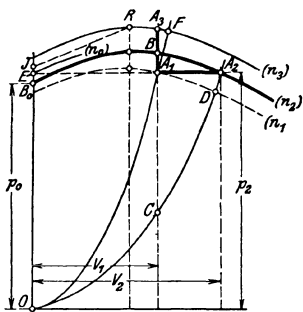


Fig. 190.

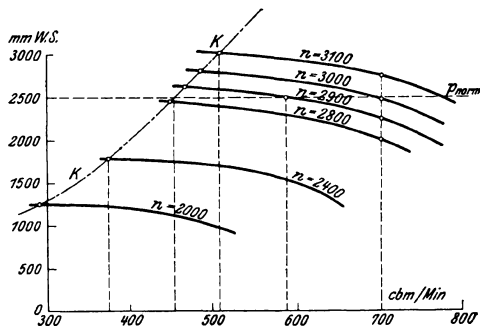


Fig. 191.

konstanten Überdruck von 2500 mm WS. Da die Kennlinien flach verlaufen, ist eine Erhöhung der Drehzahl äußerst wirksam.

Soll die Liefermenge unverändert beibehalten werden (700 cbm/min), so ergibt die Erhöhung der Drehzahl von 2900 auf 3000 eine Druckzunahme von 2240 mm auf 2500 mm WS. oder um 11,6 v. H. Bei $n=3100$ steigt der Druck um weitere 10,4 v. H. Auch in diesem Fall zeigt sich der große Einfluß der Drehzahl.

Wie im Abschnitt über die Kennlinie erwähnt, beginnt der labile Betriebszustand — das sog. Pumpen — ungefähr dann, wenn durch Verminderung der normalen Liefermenge der Druck seinen Höchstwert erreicht. Man nennt daher jene Stelle der Kennlinie den kritischen Punkt K . Die in diesem Gebiete bis zum Schließen der Leitung auftretenden Druckschwankungen lassen sich durch kräftige Drosselung im Saugstutzen vermeiden, wobei allerdings der erzeugte Druck stark abfällt (Strecke KJ , Fig. 190).

Eine andere sehr verbreitete Art, ein stabiles Arbeiten auch bei kleinem Luftbedarf zu erzielen, besteht in der Verwendung eines Hilfsausblaseventils in der Druckleitung, das sich selbsttätig öffnet, wenn die Lieferung unter den kritischen Wert sinken will. Das Ventil läßt alsdann den Unterschied zwischen der kritischen und der Verbrauchsmenge frei, so daß der Energieverlust in mäßigen Grenzen bleibt. Der erzeugte Druck behält während des Ausblasens seinen vollen Wert bei, der beim kritischen Punkt auftritt.

78. Regelungseinrichtungen für gleichbleibende Drehzahl.

Wie bereits betont, ist das allgemein angewendete Mittel zur Beeinflussung von Liefermenge und Druck eine Drosselung in der Leitung.

Ein Ausführungsbeispiel der Drosselklappe zeigt Fig. 192. Die von Hand einstellbare Klappe besteht aus Stahlblech mit Versteifungen aus Winkeleisen; sie gehört zu dem in der Fig. 265 dargestellten Turbokompressor der Firma Gebrüder Sulzer A.-G., Winterthur.

Am Eintritt der Luft in die Saugleitung befindet sich ein Rückschlagventil aus gepreßtem Stahlblech, das im Luftstrom schwimmt und seine Erhebung der Durchflußmenge selbständig anpaßt. Ein Zylinder mit Sperröl dämpft die Bewegung. Das Gewicht des Schwimmers wird aufgehoben durch den dynamischen Druck der durchfließenden Luft; mit zunehmender Liefermenge wächst der freie Querschnitt an der Drosselstelle, womit die Neigung der Kennlinie derart beeinflußt werden kann, daß die Kurve früher abzufallen beginnt, wodurch der brauchbare Ast verlängert wird.

Zur Regelung von Liefermenge und Druck ohne Änderung der Drehzahl kann ein Strahlgebläse in die Druckleitung eingebaut werden (Bamag, Dessau). Das Druckrohr (Fig. 193) ist als Gabelschleife ausgebildet, wobei das Ventil *V* den linken oder den rechten Schenkel ganz abschließt oder beide verengt. Die durch

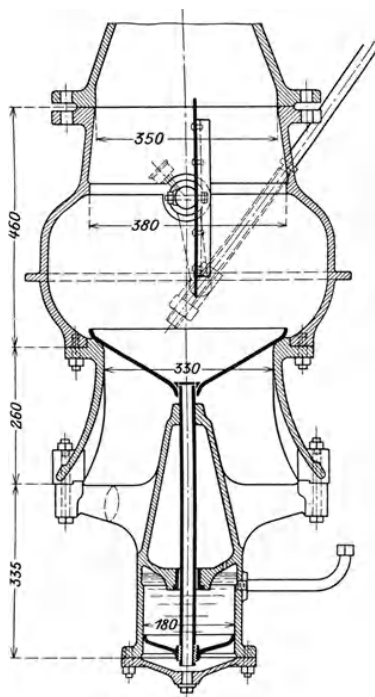


Fig. 192.

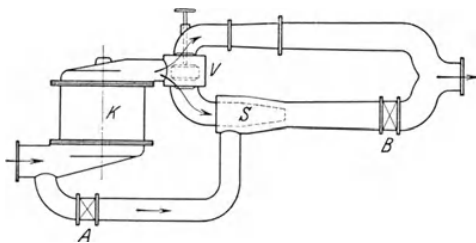


Fig. 193.

den einen Schenkel fließende Luft gelangt in das Strahlgebläse und reißt Luft aus dem Saugrohr des Kompressors unmittelbar in das Druckrohr. Bei normaler Leistung ist das Strahlgebläse ausgeschaltet und die Schieber *A* und *B* geschlossen. Soll die Fördermenge vergrößert werden, so sind die Schieber zu öffnen und das Ventil *V* derart anzustellen, daß die aus dem Kompressor kommende Luft ganz oder teilweise in das Strahlgebläse eintritt. Dadurch kann Druck und Liefermenge in weiten Grenzen verstellt werden.

Eine selbsttätig wirkende Regelung baut die Firma C. H. Jaeger & Cie., Leipzig, für elektrisch betriebene Kompressoren, die keine Veränderung der Umlaufzahl zulassen (Fig. 194). Der Regelschieber in der Saugleitung hängt an einem Hilfsmotor, dessen Kolben beidseitig durch Drucköl belastet ist. Der wagrechte Hebel für den Steuerkolben stützt sich links auf die Kolbenstange des Hilfsmotors

(Rückführung) und rechts auf die Kolbenstange eines Druckluftkolbens, der im normalen Betrieb durch eine Gegendruckfeder im Gleichgewicht gehalten wird.

Steigt bei verringerter Luftentnahme der Druck im Kompressor, so sinkt der Druckluftkolben und damit der rechte Endpunkt des Hebels: der Steuerkolben geht abwärts und läßt Drucköl auf die untere Seite des Hilfsmotors eintreten, auf

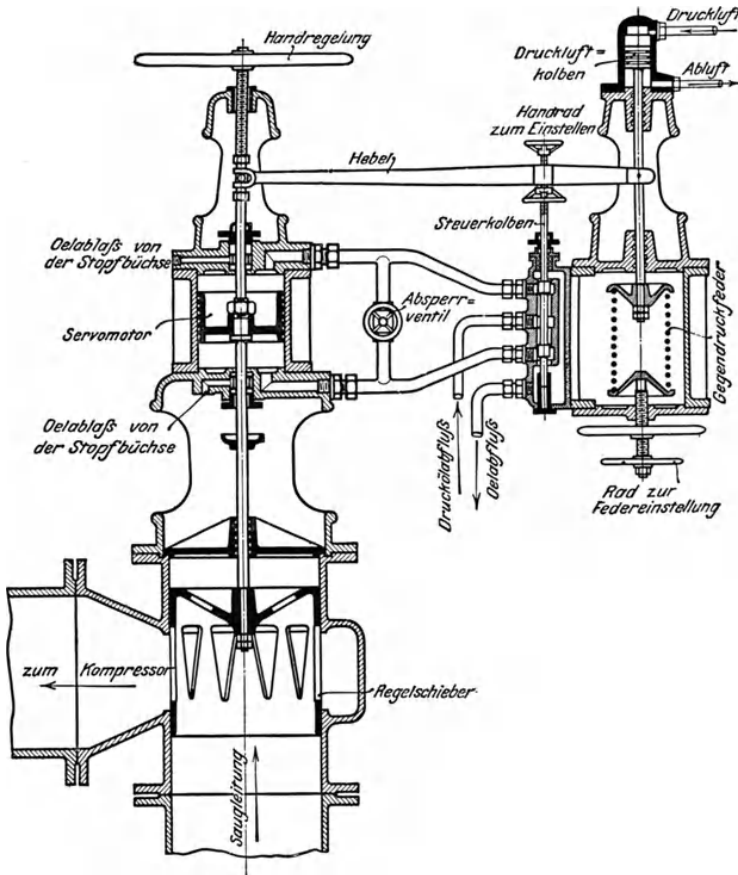


Fig. 194.

der oberen Seite abfließen. Dadurch steigt der Regelschieber in der Saugleitung und bringt dort eine Drosselung zustande, so daß der Enddruck wieder zu sinken beginnt. Die zur Betätigung verwendete Druckerhöhung ist nur klein und daher zulässig; bei der beschriebenen Bewegung steigt das linke Hebelende und führt den Steuerschieber wieder gegen die Mittellage zurück.

79. Regelungseinrichtungen mit verstellbarer Drehzahl auf konstanten Druck.

Bei den Hochdruckkompressoren wird eine Regelung auf konstanten Druck verlangt, auch viele Turbogebläse werden derart ausgeführt. Die Ausführung der Aufgabe geschieht allgemein durch Benutzung einer kleinen zulässigen Druckänderung im Kompressor, um mit ihr den Energiezufluß zum Motor so zu beeinflussen, daß eine weitere Steigerung des Druckes verhindert wird.

Zu diesem Zweck wird ein Hilfszylinder benutzt, dessen Kolben mit dem Regelungsgetriebe des Motors, z. B. der Dampfturbine in Verbindung steht. Die untere Seite des Zylinders ist mit dem Druckrohr des Kompressors verbunden, während die obere nach außen zu offen ist. Steigt der Druck im Gebläse, so hebt sich der Hilfskolben und bewirkt eine Verminderung der Drehzahl der Dampfturbine, so daß eine weitere Drucksteigerung aufhört.

Das Steuerungsschema für konstanten Ansaugdruck bei Gas-saugern nach der Bauart der Firma Brown, Boveri & Cie. in Baden (Schweiz) zeigt Fig. 195. Statt des Hilfskolbens wird ein Schwimmer verwendet, wobei der Tauchraum der Glocke *B* durch das Rohr mit der Saugleitung verbunden ist. Die Glocke selbst

wird durch den Unterdruck nach abwärts gezogen und durch eine Feder im Gleichgewicht gehalten. Vergrößert sich der Unterdruck etwas, so zieht er die

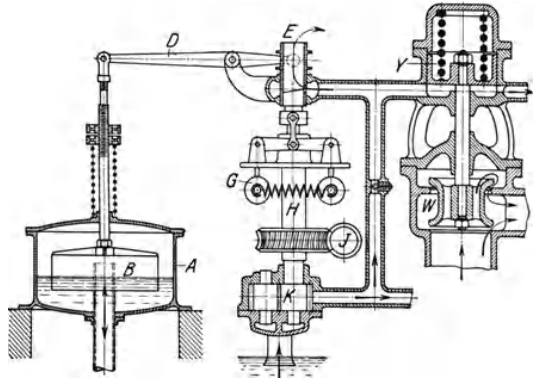


Fig. 195.

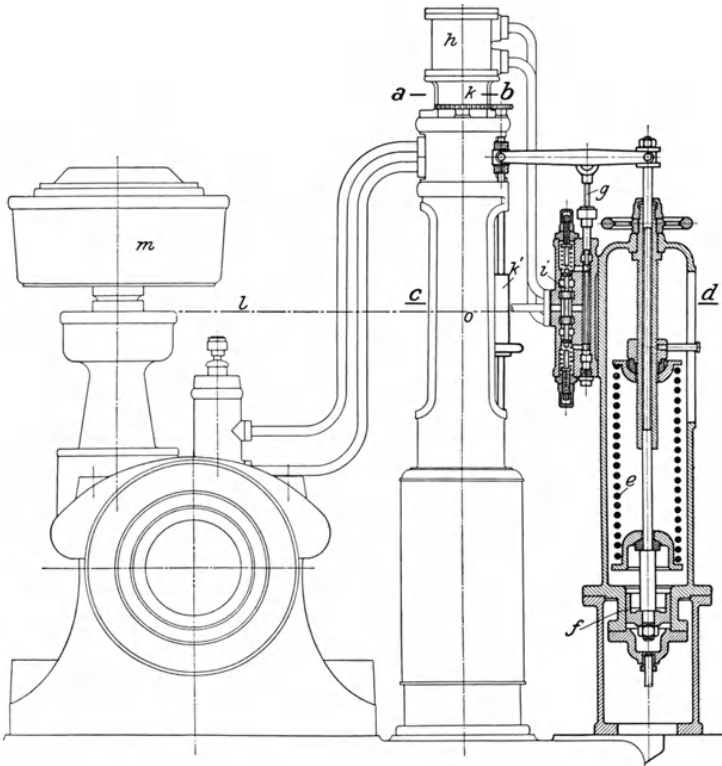


Fig. 196.

Glocke nach unten, die Büchse E geht aufwärts und vergrößert die Austrittsöffnung für das Drucköl, das den federbelasteten Kolben Y und damit das Dampfeinlaßventil W in der Schwebelage hält. Durch das Sinken des Druckes unter diesem Kolben Y entsteht eine Abwärtsbewegung des Einlaßventils, der Dampfzufluß und damit die Drehzahl vermindern sich, so daß ein weiteres Sinken des Unterdruckes im Gassauger nicht mehr eintritt. Die Ungleichförmigkeit im Unterdruck beträgt nur wenige Millimeter Wassersäule.

Die Firma Escher, Wyss & Cie. A.-G. in Zürich baut für ihre Hochdruckkompressoren die in Fig. 196 bis 198 sichtbare Regelung, die sich in einfacher Weise an die bekannte Regelungsvorrichtung der Zoelly-Dampfturbine anpaßt.

Auf die Unterseite des Hilfskolbens f wirkt der Verdichtungsdruck des Kompressors und hält die Feder e im Gleichgewicht. Nimmt dieser Druck etwas zu,

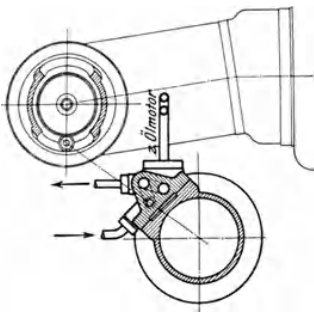


Fig. 197.

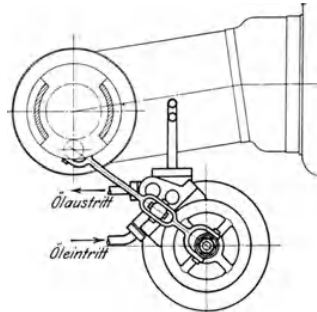


Fig. 198.

so geht f aufwärts und bewegt den Hilfsschieber g nach oben, indem der Hebel sein linkes Ende als Stütze benutzt. Diese Vorsteuerung g lenkt Drucköl auf die untere Seite des schwebenden Hauptsteuerschiebers i , der die Verteilung des Drucköls für den Hilfsmotor h besorgt. Dieser Motor ist nach Art der Kapselpumpen gebaut und besitzt zwei um 90° versetzte exzentrische umlaufende Kolben. Kommt er in Drehung, so bringt er mit den Zahnrädern k die Spindel k' in Umlauf und verstellt damit den Angriffspunkt des Reglerhebels der Dampfturbine, der sich auf der Stange des Einlaßventils befindet. Dadurch wird die Steuerung für den Hilfsmotor des Dampfzuflusses in gleicher Weise beeinflusst, wie dies beim Verstellen der Drehzahl von Hand geschehen müßte.

80. Regelungseinrichtungen mit verstellbarer Drehzahl auf konstante Liefermenge.

Zum Betrieb der Hochöfen und der Kuppelöfen sind Gebläse nötig, deren Regelung eine gleichbleibende Windmenge selbständig einstellen soll. Der zu überwindende äußere Widerstand ist je nach der Beschickungssäule veränderlich, die Luftmenge zum Einschmelzen eines bestimmten Einsatzes soll dagegen unveränderlich bleiben.

Allgemein ist die Aufgabe dadurch lösbar, daß eine kleine zulässige Änderung der Liefermenge in eine Druckänderung umgesetzt wird, die den Energiezufluß zum Motor verstellt. Besonders einfach gestaltet sich die Vorrichtung bei Antrieb durch eine Dampfturbine. Auch bei dieser Regelungsart steht der Dampfzufluß unter dem Einfluß zweier Organe. Das eine ist der übliche Fliehkraftregler, der hier nur die höchste Drehzahl begrenzt, das andere Organ ist der federbelastete Kolben, dessen Lage durch eine Änderung der Liefermenge verschoben wird. Gegenüber

der Regelung auf konstanten Druck besteht nun die Verschiedenheit nur darin, daß die eine Kolbenseite unter dem statischen Verdichtungsdruck steht, während dieser Druck auf der anderen Seite durch den dynamischen Teil vergrößert wird, wie er durch Einsetzen eines Pitot-Rohres in die Leitung erhältlich ist. Die Feder hebt daher nur den dynamischen Anteil auf, der sich proportional dem Quadrat

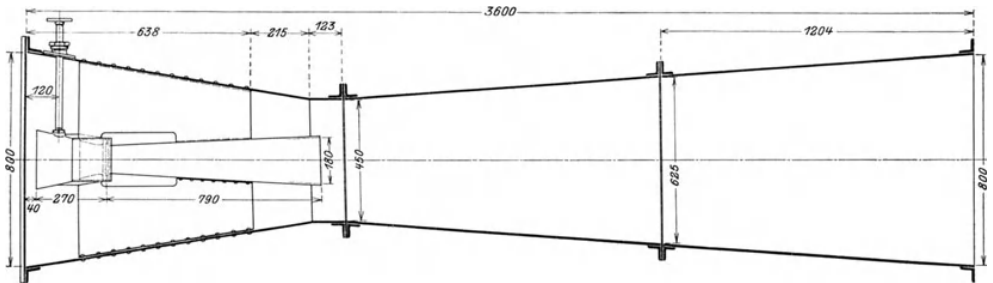


Fig. 199.

der Liefermenge ändert. Eine kleine Zunahme der Liefermenge leitet daher eine Bewegung des Hilfskolbens ein, wodurch der Dampfzufluß gedrosselt wird.

Da die Geschwindigkeitshöhe in der Leitung gegenüber den auftretenden Pressungen ungemein klein ist, hat es sich als zweckmäßig gezeigt, die dynamische Druckhöhe durch starke oder mehrfache Einschnürungen der Förderleitung zu vergrößern, wie dies die unter dem Namen Venturimeter bezeichneten Meßeinrichtungen zeigen.

Eine solche Aufgabe hat der sog. Multiplikator von Rateau, Bauart Gutehoffnungshütte, Oberhausen (Fig. 199). Das Saugrohr besitzt eine Einschnürung (800/450 mm), wodurch an jener Stelle ein Unterdruck entsteht. Dort endet die Mündung eines zweiten Rohrstückes, das an seiner Einschnürung (180/100 mm) einen bedeutend kleineren Druck aufweist. Das Verfahren wiederholt sich zum drittenmal,

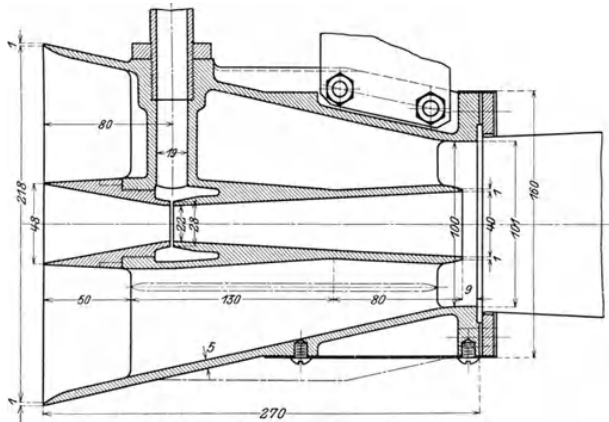


Fig. 200.

um einen recht großen Druckunterschied hervorzubringen, der sich mit der Liefermenge empfindlich ändert. In Fig. 200 erkennt man die Ausführung der Düse, in Fig. 201 ist das Gesamtbild dargestellt.

Der mit dem Einbau dieser Vorrichtung verbundene Widerstand ist gering, zumal nur ein kleiner Teil der ganzen Liefermenge diese Druck- und Geschwindigkeitsänderungen erfährt. Nach Messungen bei verschiedenen Anlagen betrug er bis zu 25 mm WS.

Der vom Multiplikator erzeugte Unterdruck kann wie bei jedem andern Venturimeter mit Vorteil zum Messen der Liefermenge benutzt werden. Läßt man

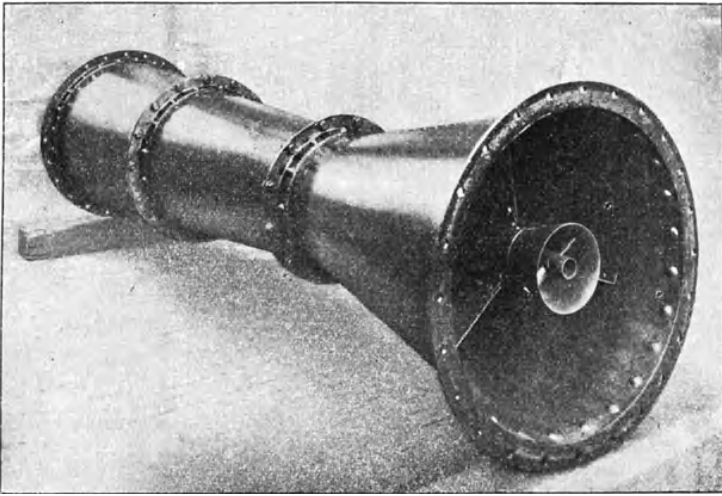


Fig. 201.

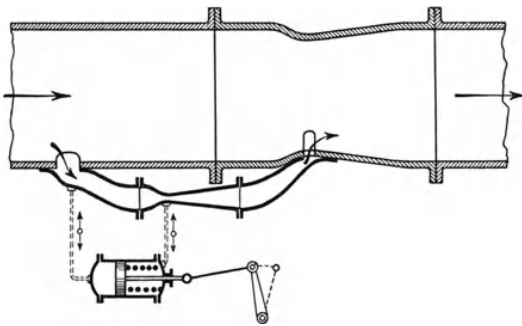


Fig. 202.

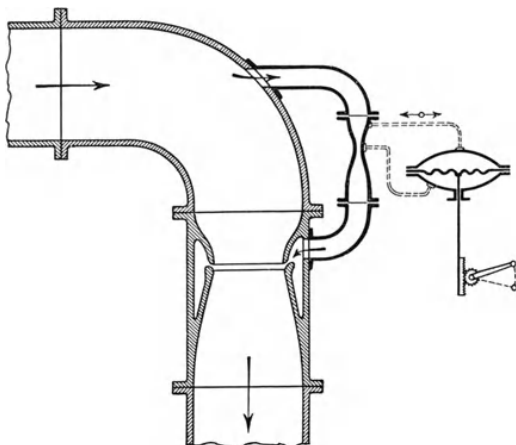


Fig. 203.

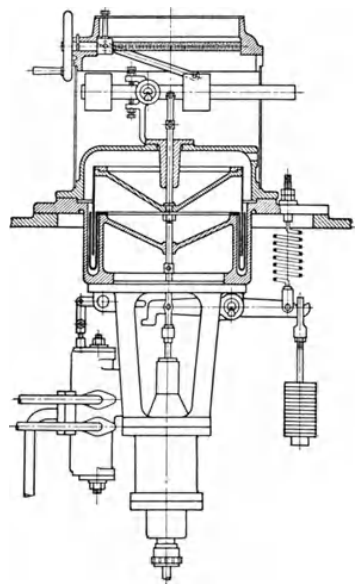


Fig. 204.

den Unterdruck auf ein Quecksilbervakuummeter wirken, so erhält man durch die Eichung der Skala ein bequemes und genaues Mittel, um die Liefermenge unmittelbar abzulesen. Bei einer Lieferung von 1000 cbm/min entspricht eine Quecksilbersäule von 1 mm einer Luftmenge von etwa 10 cbm/min; diese Meßmethode ist also sehr genau, besonders auch deshalb, weil sie von Abnutzungen in der Maschine unabhängig ist. Im Hochofenbetrieb ist es von großer Wichtigkeit, in jedem Augenblick die Liefermenge zu kennen.

Bei Kolbengebläsen wird die Luftmenge aus dem Zylindervolumen und der Hubzahl berechnet unter Annahme eines Liefergrades, der aber vom Betriebszustand der Maschine abhängt. Man ist daher nicht immer sicher, ob die berechnete Menge mit der wirklich gelieferten übereinstimmt.

Eine andere Lösung derselben Aufgabe zeigt die Anordnung von Escher, Wyss & Cie. in Zürich (Fig. 202). Zur Umwandlung einer Geschwindigkeitsänderung in eine Druckänderung wird nur ein kleiner Teil der Liefermenge benutzt, der in einer stark eingeschnürten Umlaufleitung eine einmalige Geschwindigkeitszunahme erfährt. Die Hauptleitung ist an der Einmündungsstelle der Umlaufleitung nur so stark verengt, als nötig ist, um die Widerstände in der Nebenleitung zu überwinden. Da die ganze Nebenleitung kurz ausfällt, sind die Widerstände trotz starker Einschnürung gering, auch sind Stoß und Wirbel durch die außen liegende Leitung nicht zu erwarten.

Die Anordnung Fig. 202 zeigt die Einwirkung des Druckunterschiedes auf einen federbelasteten Kolben, der auf eine Regulierwelle arbeitet. In Fig. 203 ist der Einbau an einem Bogenstück der Hauptleitung zu erkennen, wobei sich die rückfließende Menge im Spalt ohne Stoß mit der Hauptmenge vereinigt. Eine dritte, der genannten Firma ebenfalls geschützte Anordnung besteht darin, daß die Nebenleitung unmittelbar vor dem ersten Laufrad des Kompressors beginnt, wo der Druck des Fördermittels seinen kleinsten Wert besitzt. Dadurch läßt sich mit den einfachsten Mitteln ein genügend großer Druckunterschied erzielen.

Dieser stark vergrößerte Unterdruck wirkt auf die obere Fläche eines Kolbens (Fig. 204), dessen untere Seite dem Außendruck ausgesetzt ist. Der Kolben ist

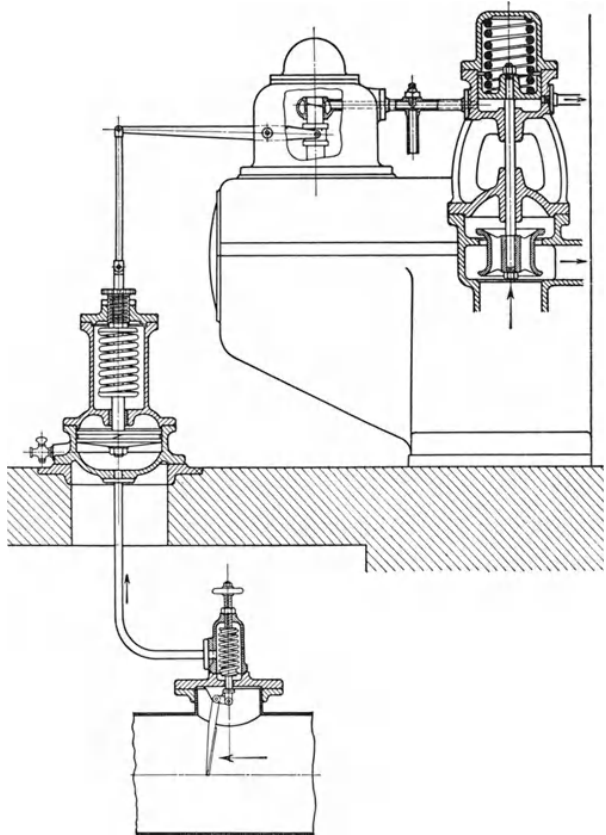


Fig. 205.

durch verstellbare Gewichte und durch Federn belastet; zur Verminderung der Reibung ruhen die Hebel auf Schneiden, ferner ist der Kolben mit Flüssigkeitsabschluß versehen. Durch seine Bewegung wird der Steuerschieber betätigt, der einem Hilfsmotor Drucköl zuführt, um den Angriffspunkt des Reglerhebels am eigentlichen Hilfsmotor für das Hauptdampfventil zu verändern, wie dies in Fig. 196 bereits sichtbar ist.

Die Firma Brown, Boveri & Cie. in Baden baut Regelungsvorrichtungen auf konstante Liefermenge, wie sie in Fig. 205 ersichtlich sind. Im Luftstrom hängt eine Regelungsfahne, die unter der Einwirkung der Luftgeschwindigkeit eine Feder spannt und gleichzeitig den Ventilabschluß öffnet, so daß eine kleine Druckluftmenge unter den federbelasteten Hilfskolben treten kann. Der vom Kolben abgeschlossene untere Zylinderraum besitzt den Hahn, durch den eine regelbare Druckluftmenge ins Freie abfließt. Nimmt die Liefermenge des Gebläses etwas ab, so verkleinert sich der Druck auf die Fahne, das Reglerventil an der Zugstange der Feder nähert sich seinem Sitz, so daß sich der Zufluß der Luft und damit der Druck unter dem Kolben vermindert. Der Hilfskolben geht nun abwärts und verkleinert zufolge Drosselung des Dampfzuflusses die Drehzahl der Turbine, so daß eine weitere Verminderung der Fördermenge verhütet wird.

81. Vorrichtungen zur Verhinderung des „Pumpens“.

Sinkt der Luftbedarf unter die kritische Liefermenge des Gebläses, so tritt der labile Betriebszustand ein, der „Pumpen“ genannt wird. Damit sind Unregelmäßigkeiten im Gang, sowie Erschütterungen der Maschine verbunden, die eine Vermeidung dieser Erscheinung verlangen.

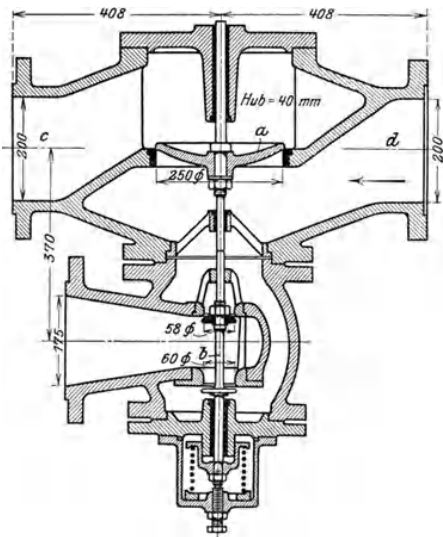


Fig. 206,

Ein weitverbreitetes Mittel besteht in der Anwendung eines Ausblaseventils in der Druckleitung, das die Herabsetzung der Liefermenge unter den kritischen Wert künstlich dadurch verhindert, daß das Ventil sich öffnet, sobald der Luftbedarf in die Nähe der kritischen Menge kommt.

Ferner ist das Ausblaseventil zum Anlassen des Kompressors nützlich, besonders wenn die Maschine auf eine unter Druck stehende Leitung zugeschaltet werden soll.

In der Regel öffnet sich das Ventil nur bei außergewöhnlichen Betriebszuständen, wie Schichtwechsel im Bergwerksbetrieb, Hängen des Hochofens usw. In diesen Fällen fließt nur der Unterschied zwischen der kritischen und der wirklich verlangten Fördermenge unbenutzt aus

der Druckleitung. Der unvermeidliche Energieverlust ist daher nicht groß und tritt selten auf.

Die Bauart eines solchen Ausblaseventils ist in Fig. 206 dargestellt nach Ausführung der Gutehoffnungshütte, Oberhausen. Das in der Druckleitung befindliche Rückschlagventil *a* ist mit dem Doppelsitz-Ausblaseventil *b* derart kraftschlüssig verbunden, daß *b* aufgestoßen wird, sobald *a* dem Sitz nahekommt. Bei

offenem Rückschlagventil *a* wird *b* durch eine Feder geschlossen gehalten. Steht beim Anlassen (bzw. Zuschalten) die Netzleitung *c* unter Druck, so ist *a* geschlossen und das mit dem Stutzen *d* verbundene Gebläse schafft die Luft durch das Ausblaseventil ins Freie, bis der Druck infolge der zunehmenden Fördermenge genügend gestiegen ist, um *a* aufzustoßen. In diesem Augenblick wird die Ventilstange von *b* freigegeben und die Feder schließt den Auspuff, so daß der normale Betrieb beginnt.

Um eine von der Liefermenge

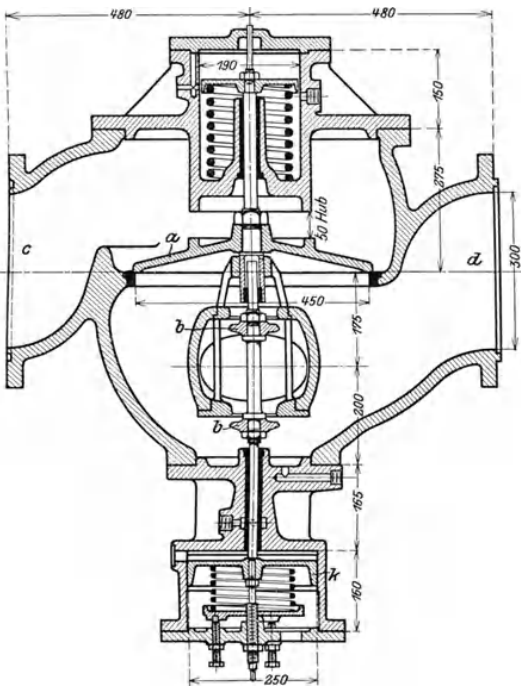


Fig. 207.

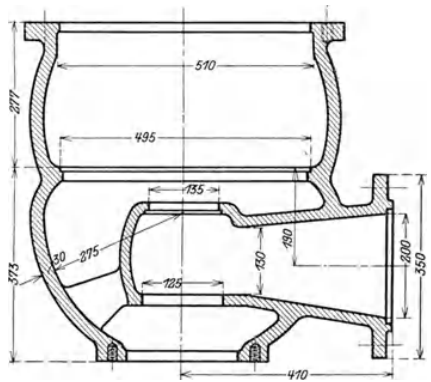


Fig. 208.

abhängige Steuerung des Ausblaseventils zu erhalten, wird an das untere Ende der Ventilstange der federbelastete Kolben *k* (Fig. 207) angebracht und der Raum

über dem Kolben mit der engsten Stelle eines Multiplikators verbunden. Bei normaler Liefermenge entsteht über dem Kolben *k* ein beträchtlicher Unterdruck, so daß die Feder den Kolben aufwärts drückt und das Ventil geschlossen hält. Sinkt die Liefermenge in die Nähe des kritischen Wertes, so vermindert sich der Unterdruck und das Ausblaseventil öffnet sich. Bei großen Leitungen empfiehlt es sich, das Rückschlagventil mit Luftpuffer zu versehen

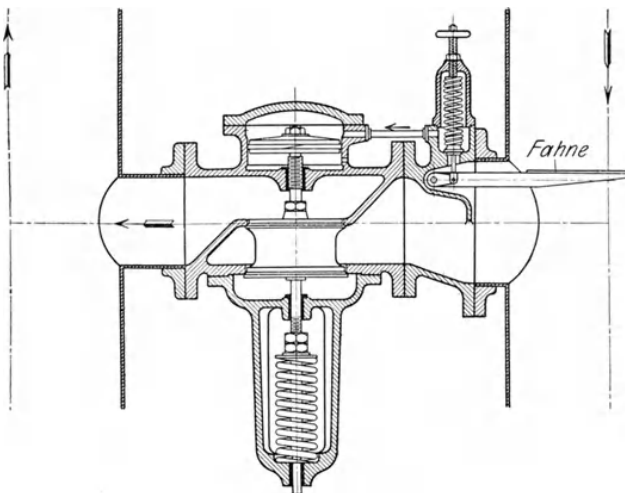


Fig. 209.

und das Eigengewicht durch eine Feder teilweise auszugleichen. In Fig. 208 ist das Gehäuse mit dem Auspuffstutzen sichtbar.

Eine einfache Lösung zeigt die Bauart der Firma Brown, Boveri & Cie. in Baden (Fig. 209). Das doppelseitige Ausblaseventil stellt im geöffneten Zustand die Verbindung des Druckrohres mit dem Saugrohr her; im normalen Betrieb wird es durch eine Feder auf seine Sitze gepreßt. Über dem Ventil befindet sich der Hilfskolben, dessen Steuerung von einer Fahne in der Druckleitung besorgt wird. Sinkt die Fördermenge, so ermindert sich der Druck der strömenden Luft auf die Fahne so weit, daß ihre Feder das Steuerventil heben kann; die Druckluft fließt nun über den Hilfskolben und das Ausblaseventil wird geöffnet. Vergrößert sich der Bedarf von neuem, so findet der umgekehrte Vorgang statt, das Steuerventil

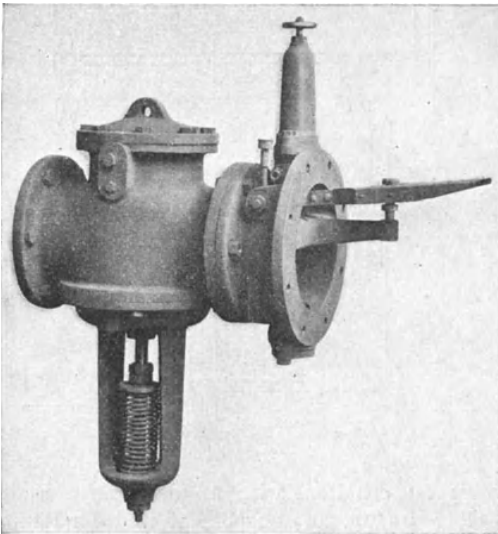


Fig. 210.

schließt sich wieder und der Druck über dem Kolben fällt allmählich zufolge Entweichung von Luft durch die Undichtheiten, so daß das Ausblaseventil allmählich geschlossen wird. Fig. 210 gibt eine Ansicht des Ventils.

Für den Antrieb des Ausblaseventils verwendet die Firma Escher, Wyss & Cie. in Zürich die in Fig. 211 ersichtliche Anordnung. Hierbei ist von der Erwägung ausgegangen, daß bei verschiedenen Drehzahlen Kennlinien entstehen, deren kritische Grenzpunkte verschiedene Abszissen besitzen. Bei kleinen Drehzahlen beginnt das Pumpen erst bei kleineren Liefermengen, als dies bei höheren Geschwindigkeiten der Fall ist. Verbindet man daher die höchsten Punkte der Kennlinien miteinander (Fig. 191), so ergibt sich eine nach rechts aufsteigende Grenz-

kurve der Stabilität. Damit nun das Ausblasen erst beginnt, wenn für jede Drehzahl der entsprechende Grenzpunkt erreicht ist, wird die Steuerung g des Hilfskolbens k unter zwei Einflüsse gestellt. Am einen Ende des Hebels h greift der federbelastete Kolben e an, dessen untere Fläche vom Gebläsedruck beeinflusst wird, sein Kolbenweg ändert sich also mit dem Druck im Gebläse. Das andere Ende des Hebels h ist mit dem Kolben f verbunden, der oberhalb von der freien Atmosphäre belastet ist, während in der unteren Zylinderseite ein Unterdruck herrscht, der von der Ansaugemenge erzeugt und durch eine Venturidüse d vergrößert wird. Dieser Unterdruck wächst demnach mit der Liefermenge. Bei kleinen Liefermengen steht e und f hoch und das Ventil a ist ganz offen. Steigt die Menge, so nimmt der Unterdruck zu, f geht abwärts und bringt a zum Schließen, sobald der Luftbedarf über die kritische Menge steigt.

Wird der Gebläsebetrieb auf kleine Drehzahl, d. h. auf kleinen Druck eingestellt, so sinkt e , und f muß um den gleichen Betrag steigen, wenn die Lage des Ventils a unverändert bleiben soll. Das Abschließen wird daher bei einer kleineren Liefermenge eintreten, als bei höherem Gebläsedruck der Fall ist. Dadurch geht durch das Abblasen nur so viel Luft verloren, als unbedingt

nötig ist, um stabile Betriebszustände bei stark verschiedenen Drehzahlen zu erhalten.

Die Wirtschaftlichkeit dieser Regelung ist damit verbessert, namentlich wenn Druck und Liefermenge in weiten Grenzen verstellt werden sollen.

Wie in der Einleitung bereits erwähnt, kann das Pumpen im Gebläse durch

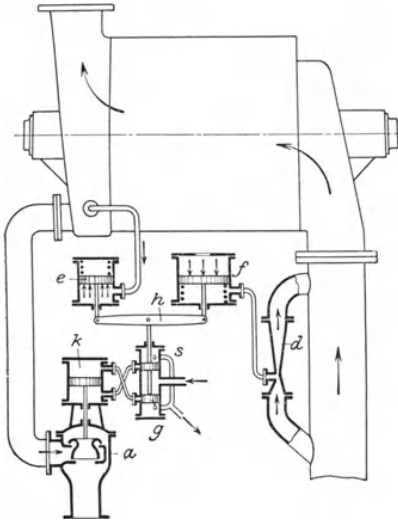


Fig. 211.

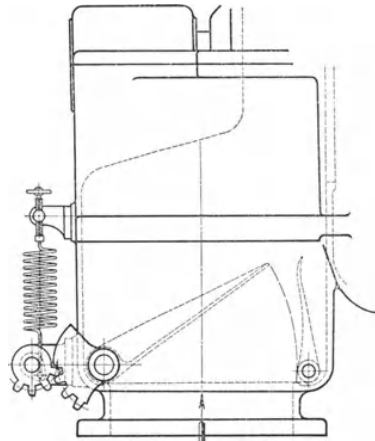


Fig. 212.

eine kräftige Drosselung der Luft in der Saugleitung verhindert werden statt durch das Abblasen. Die damit verbundene Verminderung des Druckes ist bei den auftretenden kleinen Fördermengen nicht nur ohne Nachteil, sondern sogar erwünscht, da der äußere Reibungswiderstand in der Leitung ebenfalls abnimmt.

Als Beispiel dieser Regelung sei die Bauart der Firma Brown, Boveri & Cie. erwähnt (Fig. 212 und 213). Um die Drosselung bei kleineren Fördermengen zu erhöhen, nimmt der Widerstand zum Offenhalten der Klappe selbsttätig zu. Die Achse der Klappe ist außerhalb des Rohrstutzens mit einem Zahnsegment versehen, dessen Zahnritzel durch eine Feder mit veränderlichem Hebelarm dem Öffnen entgegenwirkt. Bei kleiner Eröffnung der Klappe ist der Hebelarm der Feder und damit ihre Wirksamkeit groß; bei zunehmender Eröffnung nimmt sie ab, und von einer gewissen Stellung an hört der Zahneingriff ganz auf und die Klappe wird durch die strömende Luft bei geringem Widerstand ganz aufgestoßen. Die Abstützung durch Federn ist derart, daß die zu jeder Fördermenge nötige Drosselung hervorgerufen wird, um die Grenze der Stabilität nicht zu überschreiten. Eine Handeinstellung und eine Ölbremse vervollständigen die Einrichtung.

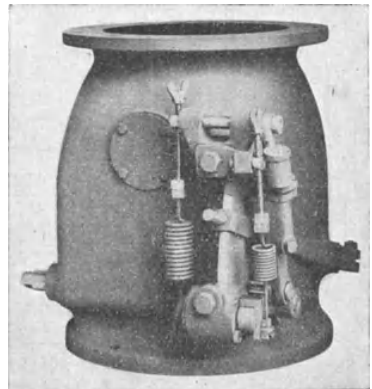


Fig. 213.

82. Regelungsvorrichtungen für Parallelbetrieb.

Wie bereits erwähnt, sind die labilen Bewegungszustände besonders unangenehm fühlbar, wenn ein stillstehendes Gebläse zu einem bereits im Betrieb befindlichen angeschlossen werden soll. Dieselben Erscheinungen treten auf, wenn der in Tätigkeit zu setzende Kompressor Luft in einen Behälter pressen soll, der bereits unter dem vollen Druck steht.

Die Zuleitung zu diesem Behälter verlangt ein Rückschlagventil, das sich erst öffnet, wenn der Druck im Gebläse mindestens auf denjenigen im Behälter gestiegen ist. Vor Erreichung dieses Druckes wird keine Luft gefördert, sie flutet hin und her und die Maschine erwärmt sich nutzlos.

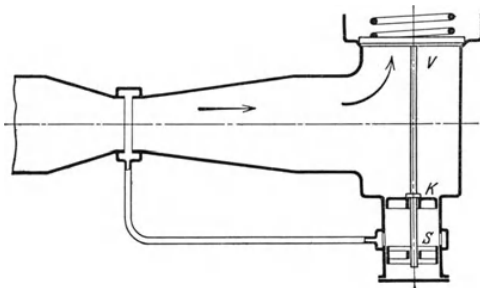


Fig. 214.

her noch nicht möglich, sondern die Drehzahl muß weiter auf n_0 erhöht werden (Punkt E), damit der erzeugte Druck etwas höher ist als im Windkessel. Nun beginnt sich das Rückschlagventil zu heben und der Kompressor fängt an Druckluft in den Windkessel zu fördern. Wie die Kennlinie zeigt, hat dies eine sofortige weitere Drucksteigerung zur Folge; sie bringt in Verbindung mit der einsetzenden Lieferung eine Vergrößerung des Energiebedarfes und eine Verlangsamung der Motorbewegung hervor. Der Druck sinkt daher wieder etwas gegen den Anfangswert zu, bis die fortschreitende Förderung von neuem ein Anwachsen des Druckes bedingt. Der Kompressor befindet sich demnach in einem labilen Zustand, bei dem ein fortwährendes Schwanken

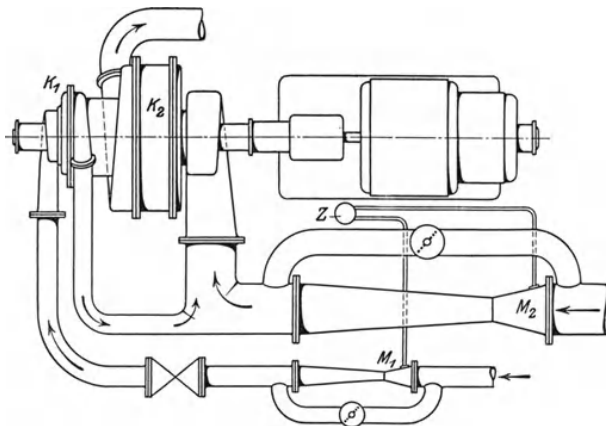


Fig. 215.

des Druckes auftritt; erst nach Überschreiten der kritischen Liefermenge treten stabile Verhältnisse in der Förderung auf.

Diese Erscheinungen beim Parallelschalten von Gebläsen lassen sich vermeiden, wenn das Rückschlagventil in Verbindung mit dem Ausblaseventil gesetzt wird, wie dies bereits im vorigen Abschnitt erklärt worden ist. Es seien nun noch einige andere Hilfsmittel genannt, die denselben Zweck erfüllen.

Man erkennt den Grund dieser Erscheinung aus der Kennlinie (Fig. 190). Der Kompressor soll gegen den Druck p_2 im Windkessel arbeiten und verlange dazu die Drehzahl n_2 , der einer gezeichneten Kennlinie entspricht. Wird die Maschine in Gang gesetzt, so erreicht sie bei normaler Drehzahl n_2 und geschlossenem Schieber höchstens den Druck p_0 (Abschnitt auf der Ordinatenachse). Ein Zuschalten ist daher

Die Firma Escher, Wyss & Cie. wendet eine Dämpfung des Rückschlagventils an, das sich nur allmählich öffnen soll. (Fig. 214.) Auf der Seite gegen den Windkessel zu ist das Rückschlagventil v durch eine Feder belastet, auf der unteren Seite hängt an ihm ein Kolbenschieber, der als Steuerung des Ventils dient. Der Zylinderraum unter dem Scheibenkolben k ist mit der schwachen Einschnürung der Druckleitung verbunden. Wird der Kompressor in Gang gesetzt, so wächst der Druck bei geschlossenem Rückschlagventil. Sobald sich das Ventil zu heben beginnt, stellt sich eine Strömung in der Windleitung ein und damit ein Druckunterschied zwischen der Einschnürstelle und dem vollen Rohr. Unter dem Scheibenkolben k bildet sich daher ein Unterdruck, so daß die abwärts gerichtete Zugkraft eine bremsende Wirkung auf die Ventilerhebung ausübt. Bei wachsender Lieferung hebt sich das Ventil allmählich und der Rohrschieber s schließt die Verbindung des Hilfszylinders mit der Einschnürung ab; gleichzeitig steigt der Kolben k aus dem Zylinder und bringt den Unterdruck zum Verschwinden. In dieser Stellung ist der normale Betrieb erreicht und das Ventil v ganz entlastet.

Sollen zwei verschiedene Gasarten verdichtet und derart gemischt werden, daß das Mischungsverhältnis trotz veränderlichem Bedarf der Mischung stets dasselbe bleibt, so kann hierzu der früher beschriebene Multiplikator benützt werden. Zu diesem Zweck wird in jeden Gasstrom ein Multiplikator eingesetzt und dessen engste Stelle mit je einer Seite eines Hilfszylinders verbunden. Dieser Zylinder enthält zwei bewegliche Kolben, jeder derselben ist der entsprechenden Druckverminderung unterworfen.

Bei der von Rateau vorgeschlagenen Anordnung (Fig. 215) saugt der Kompressor K_1 eine Gasart an und drückt sie in die Saugleitung eines zweiten Kompressors K_2 , der das Gemisch fortdrückt. Die Gasleitungen von den beiden Multiplikatoren M_1 und M_2 führen zum Regelzylinder Z . Eine Änderung der Liefermenge besorgt wie gewohnt ein Drosselschieber in jeder Saugleitung; jeder Multiplikator erhält eine Umlaufleitung mit verstellbarer Klappe, um seine Wirkung dem Bedürfnis anpassen zu können.

Bei der von Rateau vorgeschlagenen Anordnung (Fig. 215) saugt der Kompressor K_1 eine Gasart an und drückt sie in die Saugleitung eines zweiten Kompressors K_2 , der das Gemisch fortdrückt. Die Gasleitungen von den beiden Multiplikatoren M_1 und M_2 führen zum Regelzylinder Z . Eine Änderung der Liefermenge besorgt wie gewohnt ein Drosselschieber in jeder Saugleitung; jeder Multiplikator erhält eine Umlaufleitung mit verstellbarer Klappe, um seine Wirkung dem Bedürfnis anpassen zu können.

Eine Zusammenstellung zu demselben Zweck zeigt die Anordnung Fig. 216, die der Firma Escher, Wyss & Cie. geschützt ist. Soll der Kompressor A zum Kompressor B parallel geschaltet werden und z. B. halb so viel Luft liefern als B , so werden die Saugstutzen beider Maschinen mit dem Hilfszylinder H verbunden, so daß der Kolben bei gleichem Unterdruck in den beiden Saugstutzen in der Mittellage bleibt. Dieser federbelastete Kolben dient zur Betätigung der Steuer-

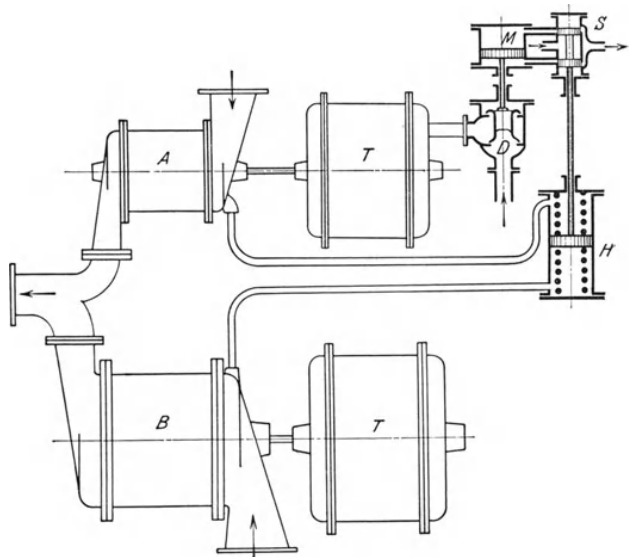


Fig. 216.

rung S für den normalen Hilfsmotor M , der das Haupteinlaßventil D der Dampfturbine verstellt. Wachsen beide Fördermengen gleichmäßig, so vergrößert sich der Unterdruck auf beiden Seiten des Hilfskolbens, der sich nicht bewegt. Vergrößert sich aber aus irgendeinem Grunde vorerst nur die Liefermenge des großen Kompressors B , so sinkt der Druck unter dem Kolben H , die Steuerung S wird abwärts gezogen und bewirkt ein Heben des Dampfeinlaßventils D . Der zweite Kompressor kann nun seine Liefermenge ebenfalls vergrößern, der Druck über dem Hilfskolben sinkt und bringt dadurch den Kolben wieder in seine Mittellage. Durch diese Bewegung wird aber die Turbinensteuerung und das Dampfventil in der neuen Lage festgehalten, bis sich die Fördermenge im ersten Kompressor von neuem ändert. Jedem andern Beharrungszustand von A

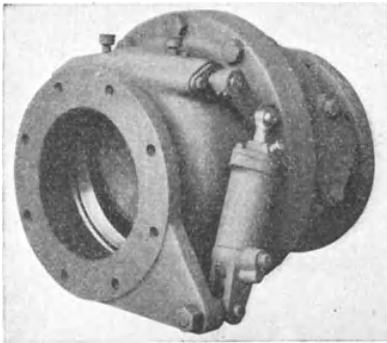


Fig. 217.

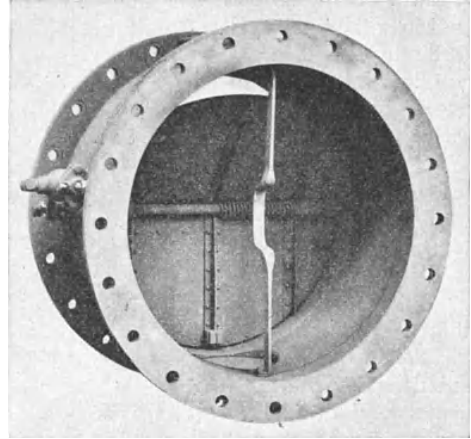


Fig. 218.

schmiegt sich demnach ein solcher für B an bei nahezu gleichbleibendem Verhältnis der Liefermengen.

Bei parallel arbeitenden Gebläsen sind Rückschlagklappen in den Druckleitungen unentbehrlich; sie müssen zufolge der großen Rohrdurchmesser und der bedeutenden Kraftwirkungen mit besonderer Sorgfalt entworfen werden. Die für Wasserleitungen gebräuchlichen Klappen lassen sich meistens nicht verwenden.

Wie bereits betont, wird die Klappe in Verbindung gebracht mit dem Ablaßventil, sie kann aber auch unabhängig davon eingebaut werden. In Fig. 217 ist eine Klappe nach Bauart Brown, Boveri & Cie. in Baden abgebildet, die für kleinere Rohrdurchmesser gebraucht wird; Fig. 218 zeigt eine zweiteilige Klappe für große lichte Weite. Diese Klappen sind mit Luftbremsen versehen, um Schläge abzuschwächen, die bei raschen Bewegungen entstehen können.

C. Ausgeführte Turbokompressoren.

83. Brown, Boveri & Cie. A.-G., Baden (Schweiz).

Die Maschinenfabrik Brown, Boveri & Cie. in Baden (Schweiz) ist eine der ersten Firmen, die den Bau der Turbokompressoren aufgenommen haben, nachdem im Jahre 1906 eine Versuchsmaschine nach dem Vorschlag von Prof. Rateau hergestellt wurde, die befriedigende Ergebnisse gezeigt hatte. Seither konnte die Fabrik ihre Erfahrungen im Bau von Dampfturbinen für die zweck-

mäßige Ausbildung der Kompressoren verwerten und hat dieses Gebiet in mehrfacher Richtung einer stetig zunehmenden Vollendung entgegengeführt.

Die gewöhnliche Bauart einer Stufe zeigen die Fig. 219 und 220. Für die Laufräder sind Scheiben aus geschmiedetem Stahl in Gebrauch, deren Wandstärke

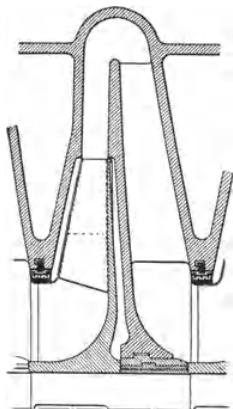


Fig. 219.

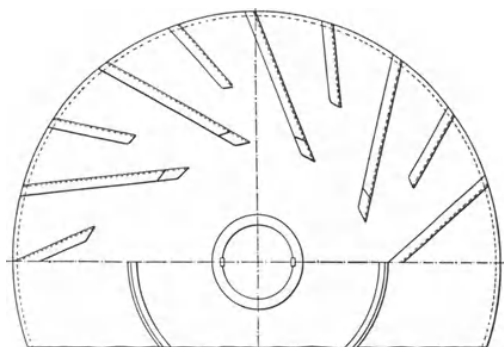


Fig. 220.

nach außen abnimmt. Die Radnabe ist aus einem Stück mit der Scheibe; neuere Ausführungen zeigen besondere Radnaben, die auf die ebene Blechscheibe aufgenietet sind. Ebene Nickelstahlschaufeln sind mit der Radscheibe und der Seitenscheibe vernietet, entweder derart, daß jede Blechschaufel zwei Umbördelungen erhält, oder besser derart, daß an die Stirnflächen der Schaufeln Zapfen von rechteckigem Querschnitt eingefräst sind, die in entsprechende Löcher der Seitenwände passen und darin vernietet werden. Letztere Befestigung hat den Vorteil daß die Schaufeln ganz glatt geschliffen werden können und keine vorspringenden Teile mit Kanten und Nietköpfen aufweisen. Ferner läßt sich auf diese Weise die Radbreite beliebig klein ausführen, was für die Hochdruckstufen nötig ist (Fig. 221).

Die Deckscheibe ist aus geschmiedetem Nickelstahl hergestellt, wobei der massive Wulst am inneren Umfang nicht nur zur Abdichtung gegen die Saugseite zu dient, sondern zur Erhöhung der Festigkeit.

Nach dem Austritt aus dem Laufrad fließt das Gas zwischen parallel verlaufenden Wänden radial auswärts und setzt in diesem Diffusor seine Geschwindigkeit zum großen Teil in Druck um. Als dann erfolgt die Rückleitung gegen das Wellenmittel zum Eintritt in die folgende Stufe. In diesen Rückkehrkanälen finden sich Verbindungsrippen der Seitenwände, die zugleich als Schaufeln ausgebildet sind, um die Gase mit allmählich verlaufender Richtungsänderung zu einem radialen Eintritt in die nächste Stufe zu zwingen.

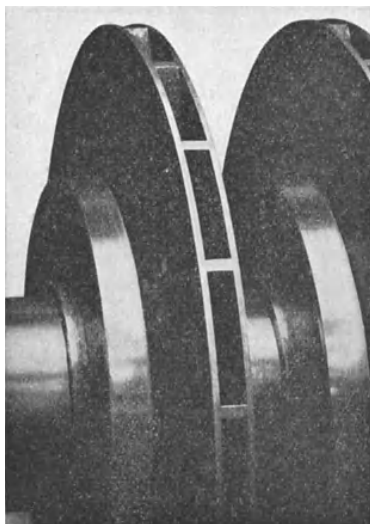


Fig. 221.

Den Zusammenbau dieser Elemente zu einem zweistufigen Gebläse zeigt Fig. 222. Die Maschine dient zum Absaugen der Gase aus den Retorten einer

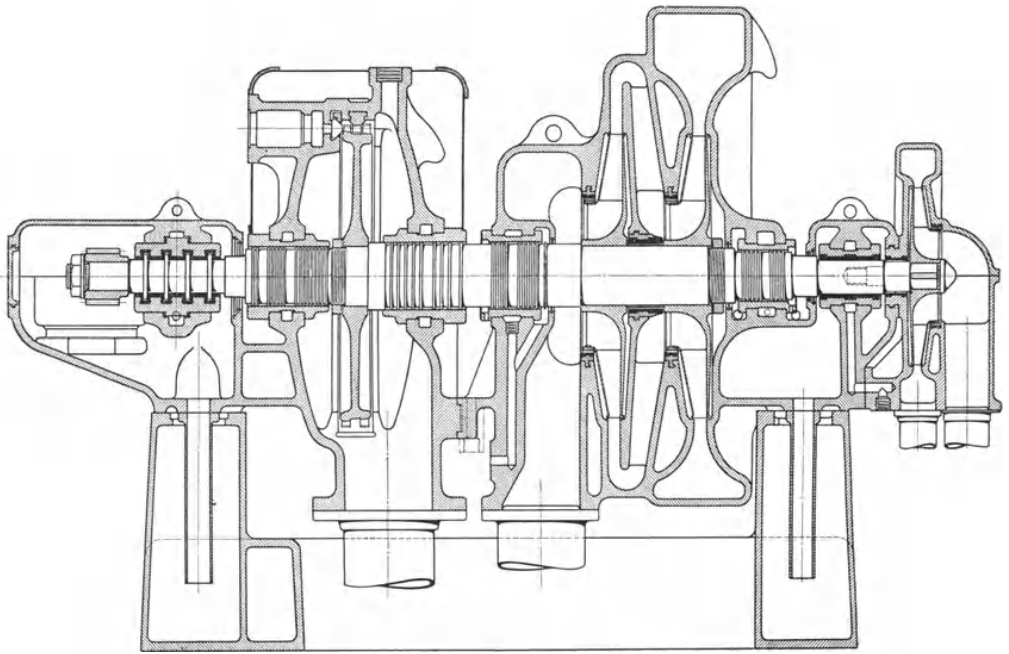


Fig. 222.

Kokereianlage und findet ihre Aufstellung in einer Gasfabrik. Das mit einer Temperatur von 35° und einem Überdruck von 0 bis 50 mm WS. ankommende Gas wird auf 1,12 Atm. absol. verdichtet; bei einer Liefermenge von 167 cbm/min und 4450 bis 4300 Uml./min hat die Betriebsdampfturbine 70 PS zu leisten. Die Turbine sitzt auf derselben Welle und ist mit einer Druckstufe ausgestattet, ihre Regelung erfolgt auf konstantem Ansaugdruck im Gebläse. Am anderen Ende der Welle befindet sich ein einstufiges Gebläse zu einem anderen Zweck.

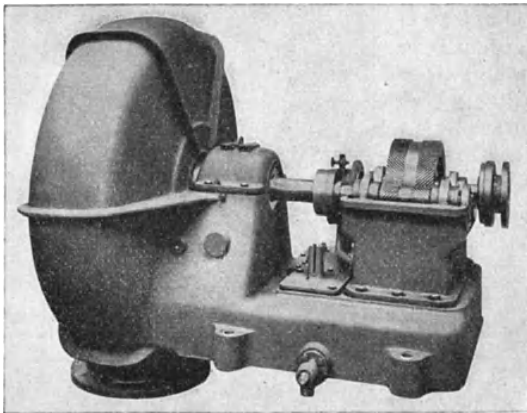


Fig. 223.

Durch die beschriebene Bauart der Laufräder erhöht sich ihre Festigkeit gegen die Wirkungen der Fliehkräfte, so daß hohe Umfangsgeschwindigkeiten von 160 bis 200 m/sek angewendet werden dürfen. Daher findet man jetzt einstufige Gebläse für Pressungen, die früher nur mit mehreren Stufen zu erreichen waren. In Fig. 227 u. 228 ist ein solches

Gebläse dargestellt. An einem Ende der Antriebswelle ist das Laufrad fliegend aufgesteckt, am andern Ende die einstufige Dampfturbine. Die Luft tritt in der Richtung der Achse zu; das Laufrad ist von einem gußeisernen Leitradschalenkranz umgeben, der mit enger Schaufelung versehen ist. Um das Geräusch zu vermindern, ist zwischen den Schaufeln des Lauf- und des Leitrades ein großer radialer Spalt angeordnet. Die Radscheibe ist mit der Nabe vernietet und besitzt Löcher, um den Achsdruck teilweise auszugleichen. Die Lager laufen mit Ringschmierung; im Kammlager ist der Sicherheitsregler eingebaut, der den Dampfzufluß zu unterbrechen hat, wenn die Drehzahl ein zulässiges Maß überschreitet.

Das Bild eines einstufigen Gebläses mit Zahnradübersetzung zeigt Fig. 223, worin die gedrängte Bauart deutlich ersichtlich ist.

Einen dreistufigen Gassauger mit einer Liefermenge von 700 cbm/min zeigt Fig. 225. Bei einer Drehzahl von 3000 in der Minute soll ein Unterdruck von

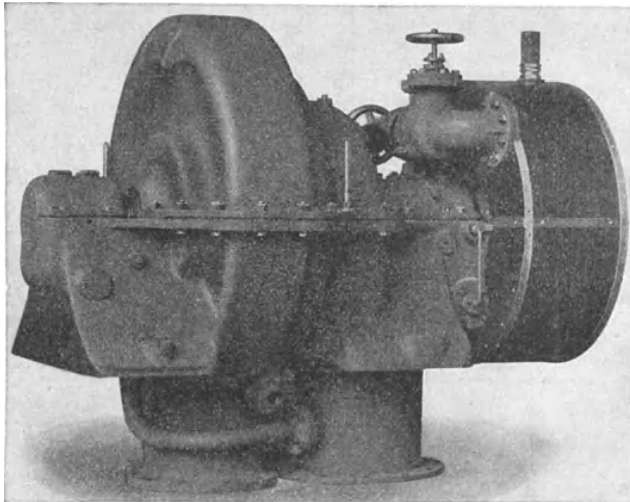


Fig. 224.

1700 mm WS. erzeugt werden. Zum Druckausgleich dient ein einfacher Kolben, dessen Außenseite mit dem Saugstutzen verbunden ist. An den tiefsten Stellen sind Ablässe für Teer und Wasser angebracht, sie führen zu selbsttätig wirkenden Abscheidern. Die obere Gehäusehälfte läßt sich bequem abheben, da alle Rohre unten anschließen. Die starre Welle erreicht die kritische Drehzahl erst bei 4200 Umdrehungen. Fig. 224 gibt eine Außenansicht dieser Sauger mit Dampfturbinenantrieb.

Für Hochofengebläse mit großen Liefermengen und verhältnismäßig kleinen Enddrücken empfiehlt sich die Gabelung der Saugleitung und Einführung der Luft von beiden Stirnseiten. Dieser Aufbau ist in Fig. 226 sichtbar, die ein Gebläse mit vier Druckstufen darstellt. Dazu sind auf jeder Seite drei Einzelräder nötig, das Doppelrad in der Mitte fördert die Luft in das Spiralgehäuse. Das gezeichnete Gebläse preßt 700 cbm/min auf 0,7 Atm. Überdruck und läuft mit 2900 Umdrehungen.

Um eine recht starre Verbindung aller feststehenden Teile zu erhalten, werden bei neueren Ausführungen die Lagerkörper mit dem Unterteil des Gehäuses aus

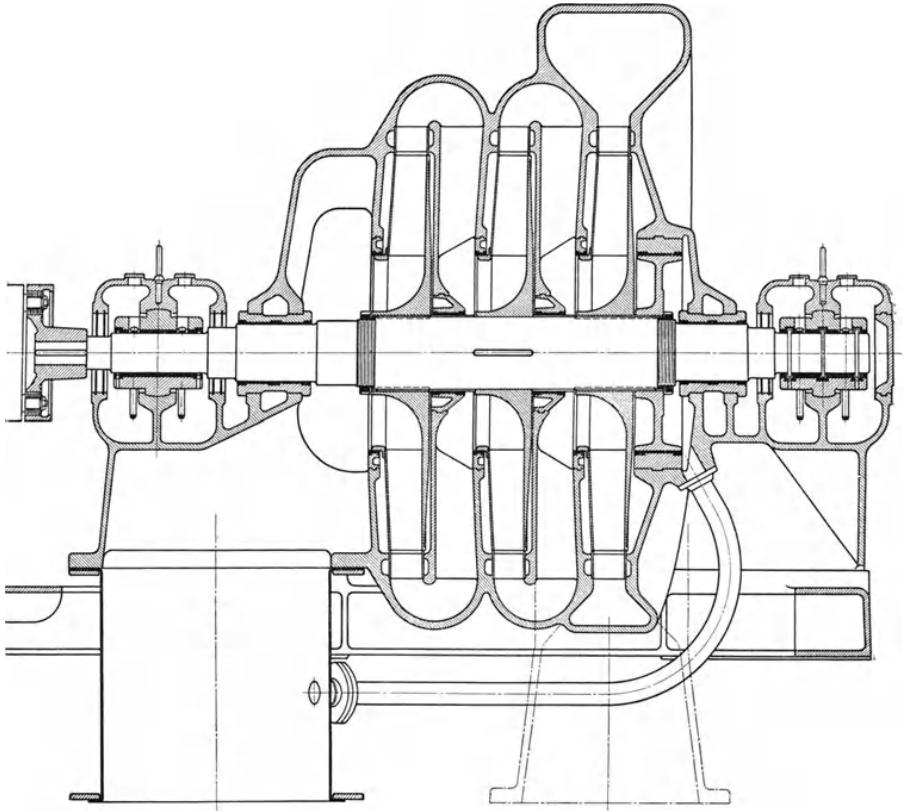


Fig. 225.

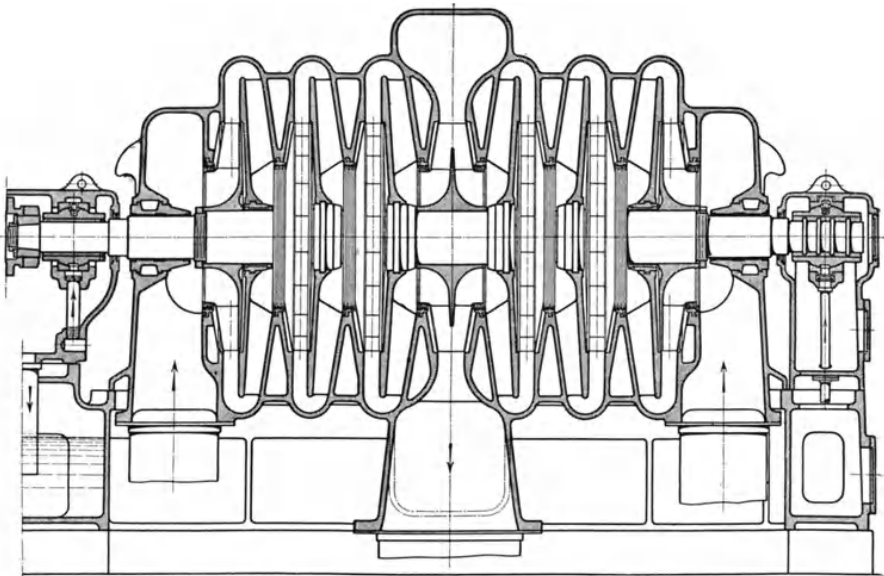


Fig. 226.

einem Stück gegossen, wie dies Fig. 229 zeigt, aus der die gefälligen Formen erkenntlich sind.

Das dargestellte Hochofengebläse fördert bei 2950 Uml./min 710 cbm/min und ist mit einem 900-PS-Drehstrommotor gekuppelt.

Einen ähnlichen Zusammenbau mit der Antriebsturbine zeigt Fig. 230. Dieses fünfstufige Kohlsäuregebläse fördert 60 cbm/min auf 0,4 Atm. Überdruck bei 4200 Uml./min. Die Gegendruckturbine von 78 PS erhält Dampf von 12 Atm. absol. und 200° C und gibt ihn mit 3 Atm. wieder ab. Aus der Zeichnung ist die Art der Wassereinspritzung ersichtlich; sie dient zum Reinhalten des Gebläseinnern von den Niederschlägen der aus den Kalköfen kommenden Kohlsäure.

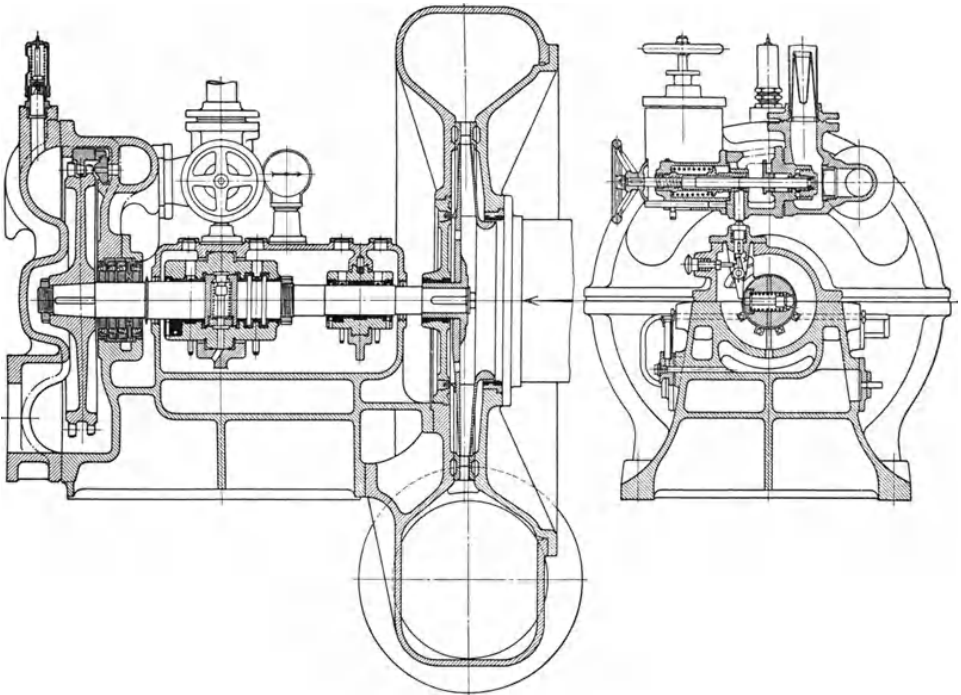


Fig. 227.

Zum Ausgleich des Achsdruckes ist eine der Firma geschützte Vorrichtung angeordnet, bestehend aus einer Scheibe (Fig. 230), die an ihren beiden Seiten konisch verlaufende Labyrinthdichtungen besitzt. Die Scheibe ist mit der Welle verschraubt und läuft zwischen dem ruhenden Gehäuseteil und der von außen verstellbaren Büchse. Letztere wird für den vorhandenen Betriebsdruck genau eingestellt, und zwar beträgt der axiale Spielraum nur einige Zehntel Millimeter. Vom letzten Laufrad her wirkt der Spaltdruck von links auf die Scheibe und pflanzt sich durch die Labyrinthdichtung in stark vermindertem Betrag auf die andere Seite hin fort. Sobald sich die Welle durch diese Einwirkung etwas nach rechts verschiebt, erweitert sich der Durchgangsquerschnitt auf der linken Seite, der andere auf der rechten Seite verengt sich dagegen; dadurch sinkt der Druck auf der linken Seite und steigt auf der rechten, bis die Welle wieder in ihre

frühere Stellung zurückkehrt. Diese Verschiebungen zur Herstellung des Gleichgewichtszustandes sind äußerst gering. Durch diese Entlastungsvorrichtung kann eine besondere Hochdruckstopfbüchse weggelassen werden.

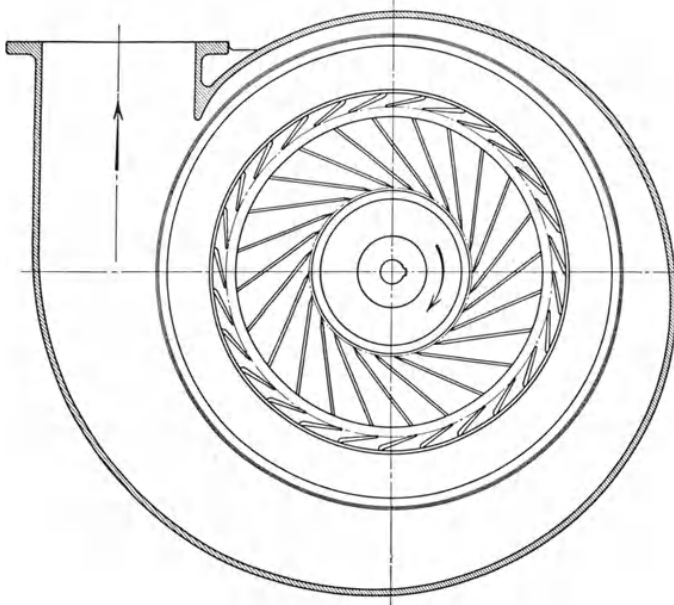


Fig. 228.

Die besprochenen Gebläse benötigen wenige hintereinander geschaltete Räder, so daß von einer Zwischenkühlung abgesehen werden darf. Für die Turbokompressoren mit großer Stufenzahl ist aber die **Wasserkühlung** zwischen den einzelnen

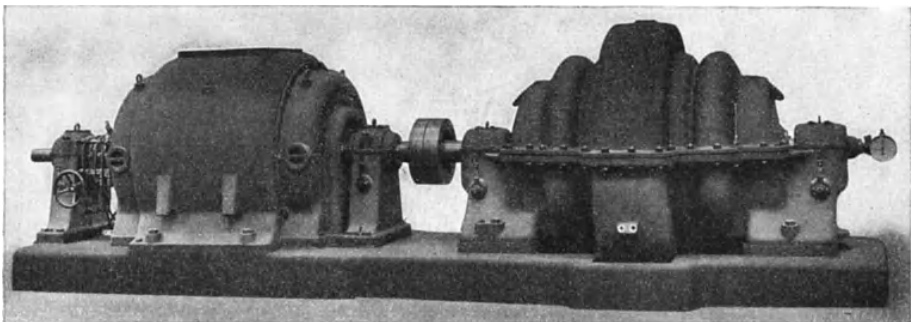


Fig. 229.

Stufen unerlässlich. Die Firma Brown, Boveri & Cie. hat diese Frage mit aller Sorgfalt behandelt und darin ein eigenes System entwickelt.

Beim Entwurf von Hochdruckkompressoren mit vielen Stufen ist man häufig gezwungen zwei Gehäuse anzuordnen, um eine dritte zugängliche Lagerung zu

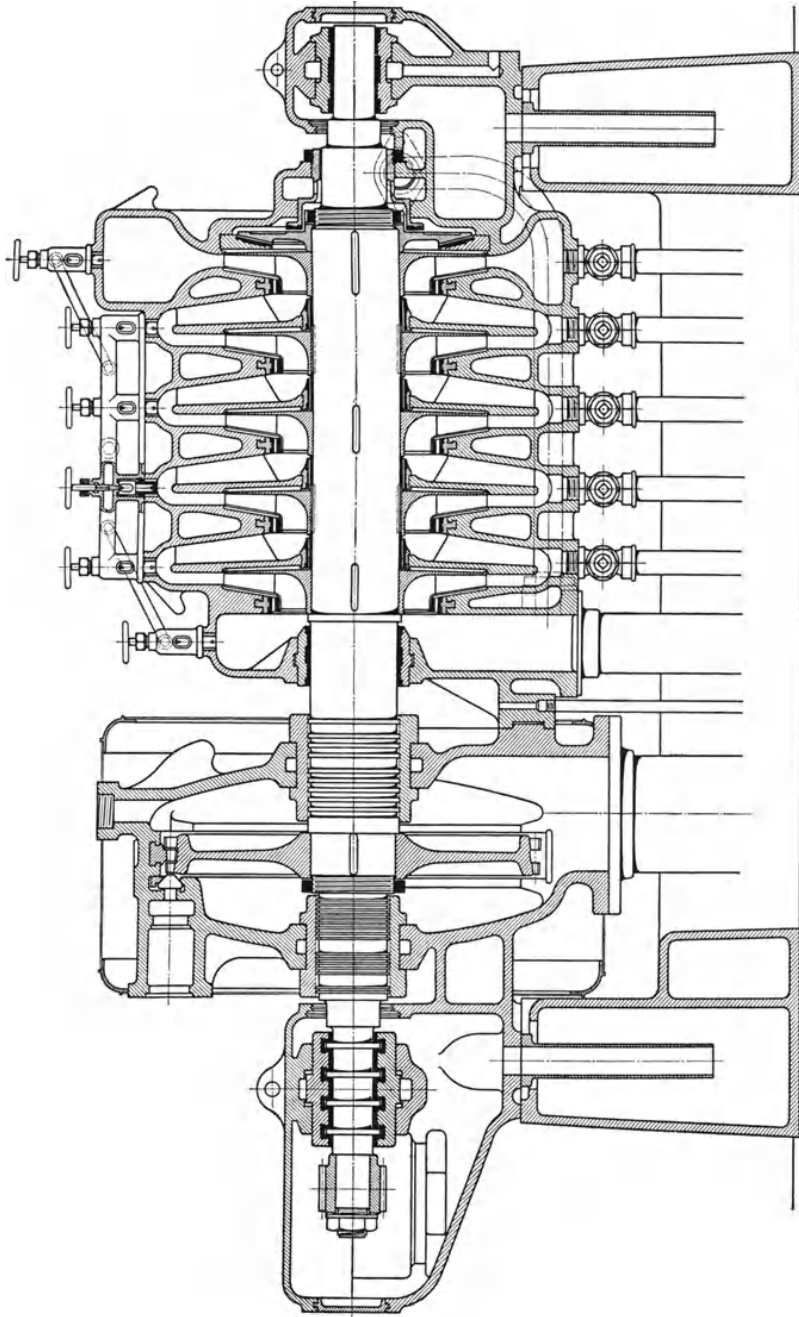


Fig. 230.

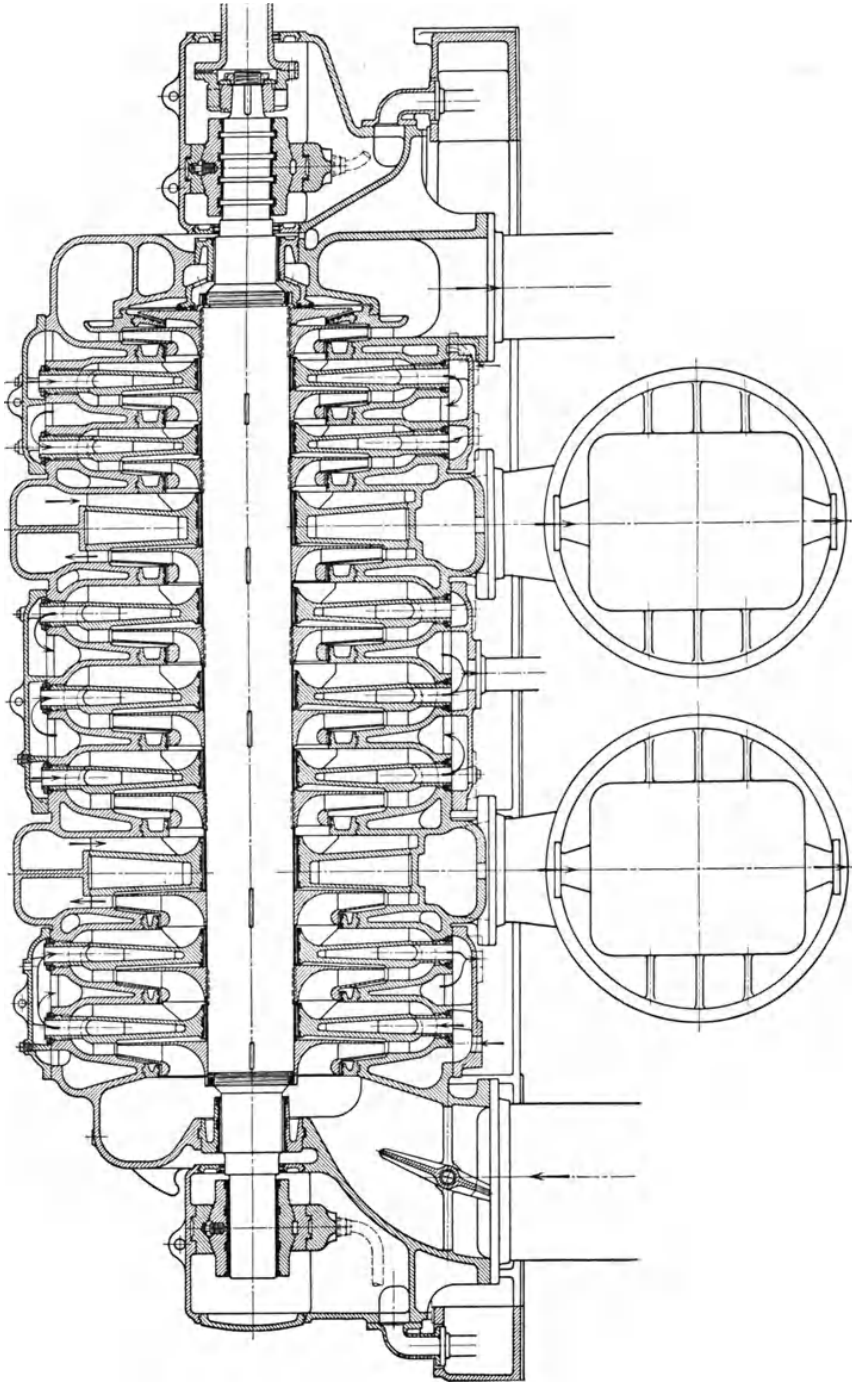


Fig. 231.

ermöglichen. Eine Unterteilung der Gehäuse erlaubt eine Vermehrung der Kühlfläche durch Anbringen eines gesonderten Zwischenkühlers, der in das Verbindungs-

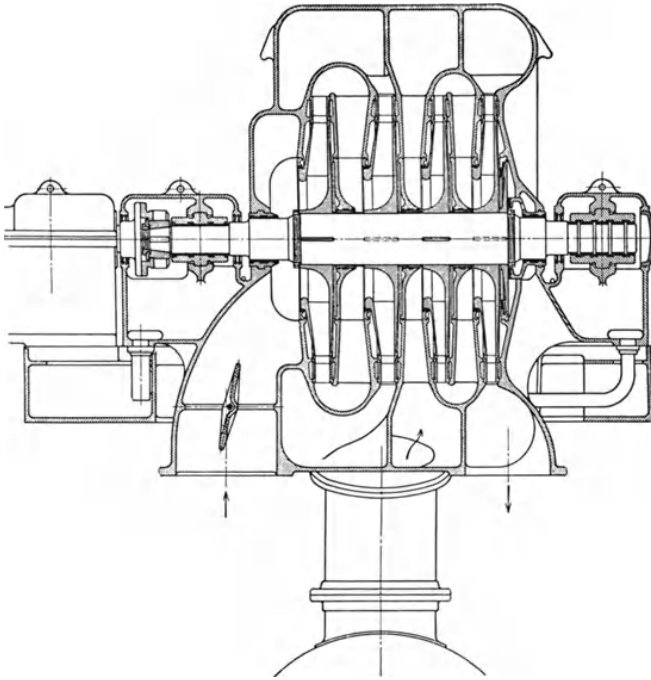


Fig. 232.

rohr des Niederdruck- und des Hochdruckgehäuses eingeschaltet wird. Ein solcher Kühler ist an keine Raumbeschränkung gebunden er kann groß genug bemessen

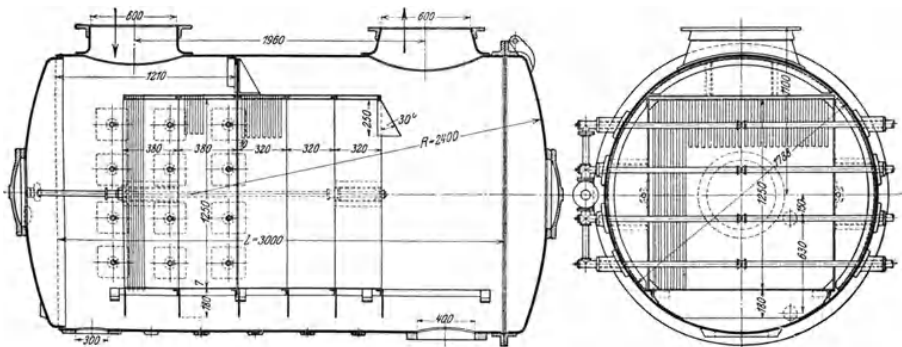


Fig. 233.

werden, um die Luft auf die Anfangstemperatur zu bringen; sein größter Vorzug ist aber die Möglichkeit der Reinigung sogar während des Betriebes.

Solche außenliegenden Kühler lassen sich bei einzylindrigen Kompressoren ebenfalls anbringen, wie Fig. 231 zeigt. Diese zehnstufige Maschine bringt 285 cbm/min

auf 5 Atm. Überdruck. Zur Ableitung des in Wärme verwandelten Energiebedarfs von 1800 PS sind außer der Mantelkühlung zwei Zwischenkühler nötig.

Die vielen Übergangsstellen des Wassers mit ihren schwer zu beaufsichtigenden Abdichtungen können leicht zu Betriebsschwierigkeiten führen. Will man das Eindringen des Wassers in die Luftwege mit Sicherheit vermeiden, so ist die Kühlung ganz außerhalb des Zylinders zu verlegen.

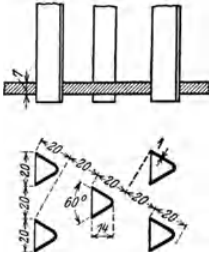


Fig. 234.

Die Firma Brown, Boveri & Cie. verwendet deshalb bei ihren neueren Kompressoren ausschließlich besondere Kühlkessel, das Gehäuse erhält dagegen keine Wasserkammern. Nun läßt sich allerdings nicht wohl nach jeder Stufe eine derartige gesonderte Zwischenkühlung anbringen, sonst würde die Zahl derselben unbequem groß. Man ist deshalb genötigt, die Luft in je zwei bis drei Stufen ungekühlt zu verdichten, bevor sie in den Kühler geleitet wird. Dafür tritt sie mit einer etwas höheren Temperatur ein (65°).

Ein solches Gebläse für eine Bessemerhütte ist in Fig. 232 gezeichnet. Die Liefermenge von 700 cbm/min wird in vier Stufen auf einen Enddruck von 2 bis 2,5 Atm. gebracht unter Verwendung eines Zwischenkühlers. Die Welle läuft mit

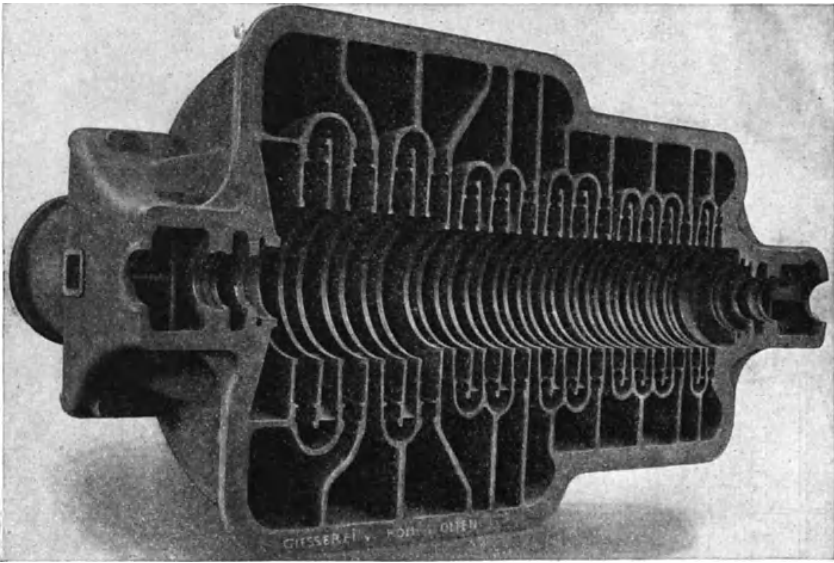


Fig. 235.

3200 Umdrehungen und ist recht starr ausgeführt, so daß die erste kritische Drehzahl bei 3900 liegt.

Um eine besonders wirksame Kühlung der Luft zu erhalten, verwenden Brown, Boveri & Cie. häufig Einspritzkühler (Fig. 233 u. 234). In den Kessel ragen von beiden Seiten wagrechte Brauseröhren, hinter denen senkrechte Abstreifwinkel stehen. Das an den Winkel ausgeschiedene Wasser fließt unten durch ein Schwimmerventil ab; zur Sicherheit besitzt auch die Zuleitung ein solches Ventil.

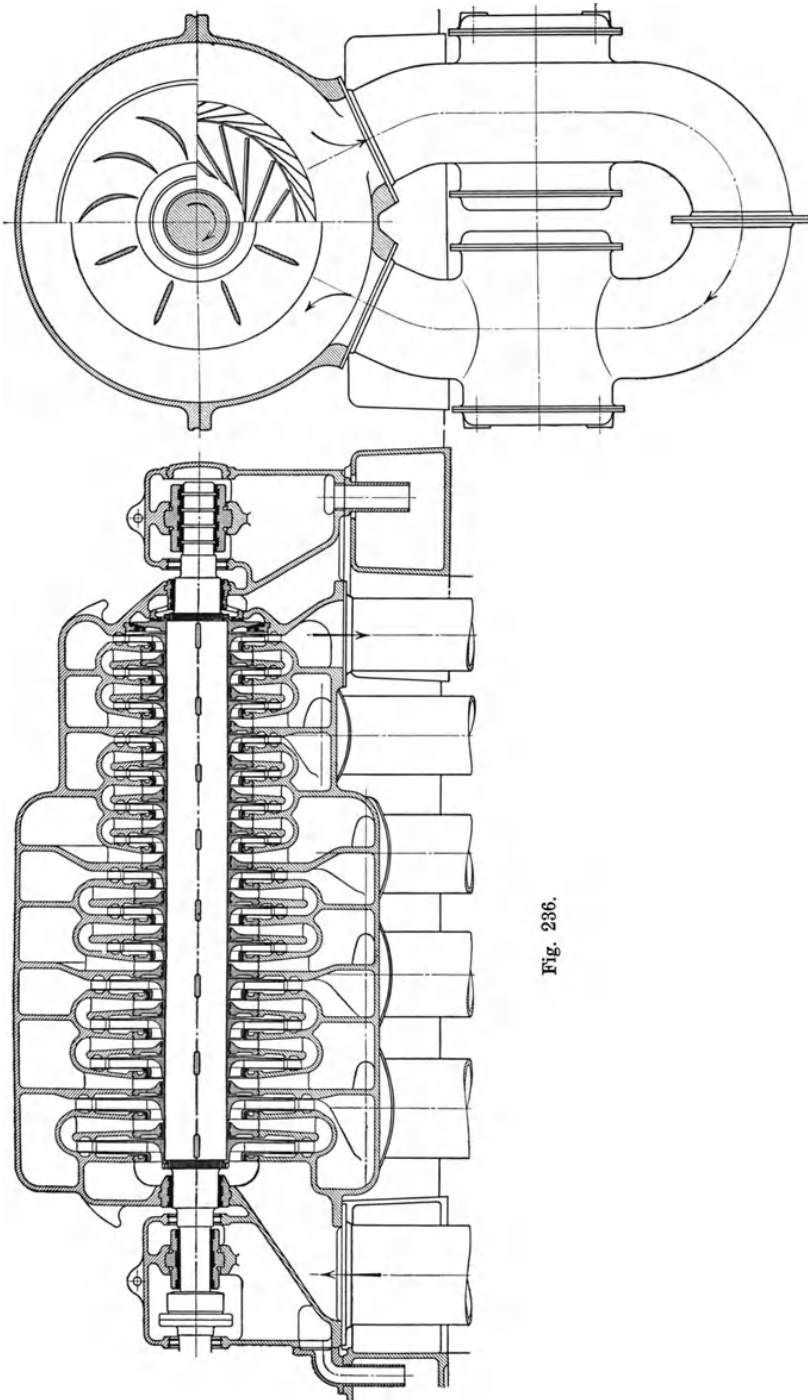


Fig. 236.

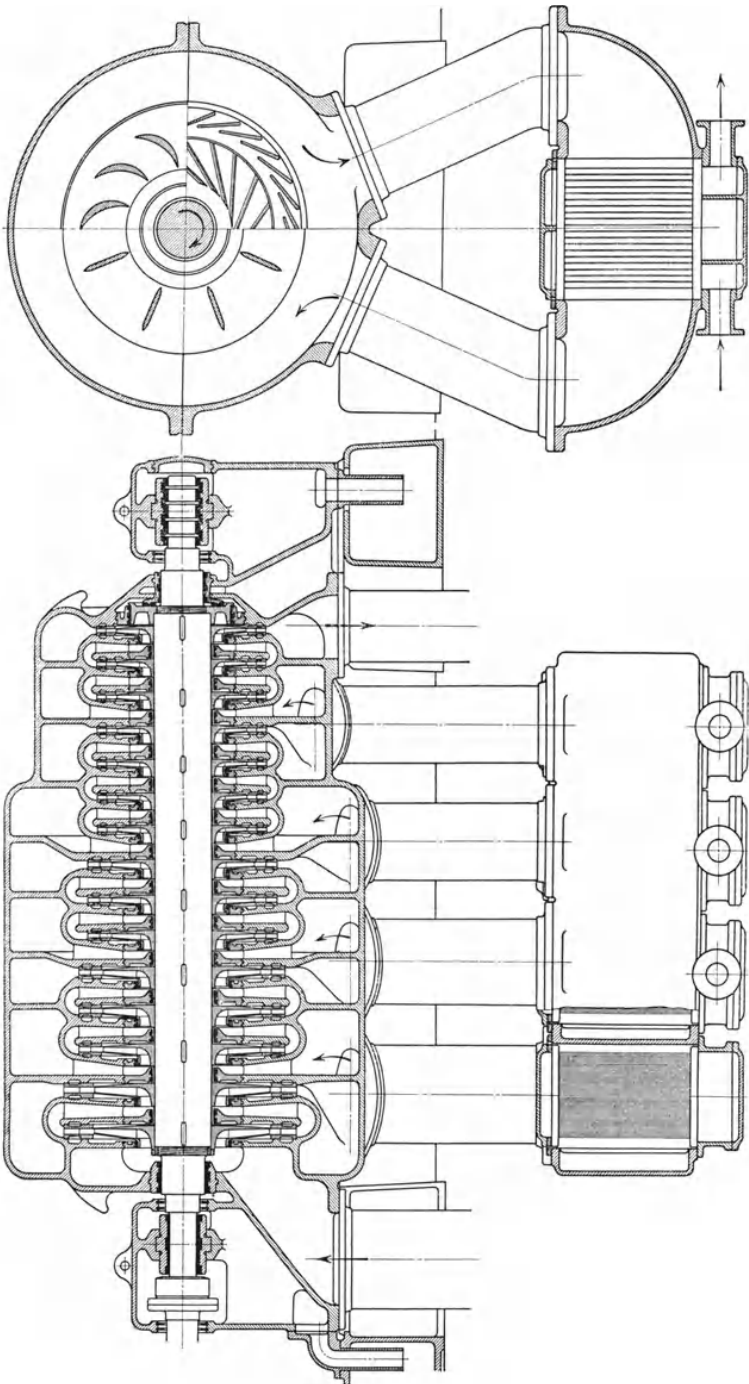


Fig. 237.

Für die vielstufigen Kompressoren ergibt die Unterbringung der Kühlung in besondere Kessel Gehäuselängen, die nicht größer sind, als bei ungekühlten Maschinen gleicher Stufenzahl. Die Luft wird nach zwei oder drei Radstufen in einen um das eigentliche Radgehäuse liegenden Abflußkanal geleitet; ein gleicher Kanal empfängt die gekühlte Luft, wie dies in Fig. 236 sichtbar ist. Welche bedeutenden

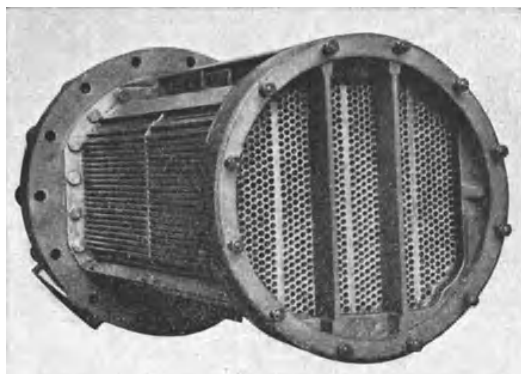


Fig. 238.

Anforderungen an die Gießerei gestellt werden, zeigt Fig. 235. Sie stellt ein rohes Gußstück dar für einen Kompressor der Firma Brown, Boveri & Cie., das in der Gießerei Olten (Schweiz) der L. von Roll'schen Eisenwerke hergestellt wurde. Der Kompressor bringt eine Ansaugmenge von 335 cbm/min auf 7 Atm. Überdruck und verlangt bei 2900 Uml./min eine Energie von 2500 PS.

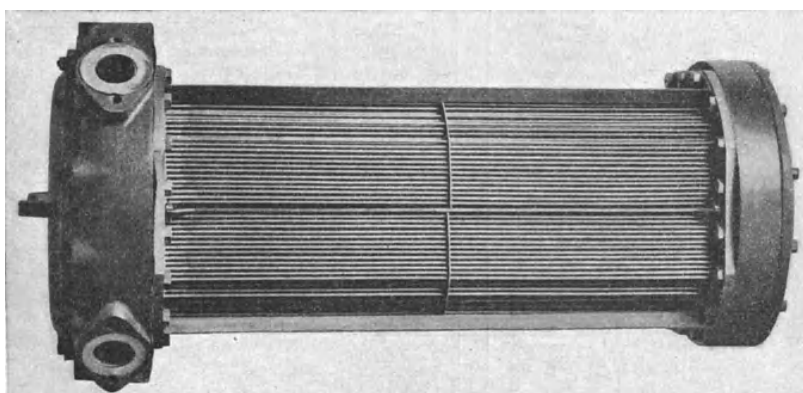


Fig. 239.

Eine Vereinfachung im Bau der Kühler zeigt Fig. 237, indem dort alle Kühler zu einem Gußgehäuse vereinigt sind, ohne daß die Möglichkeit der Reinigung beeinträchtigt wird.

Als letzte Verbesserung in dieser Richtung zeigen die Fig. 240 bis 242 den Wegfall besonderer Rohrstücke zu und von den Kühlern. Das Kompressorgehäuse

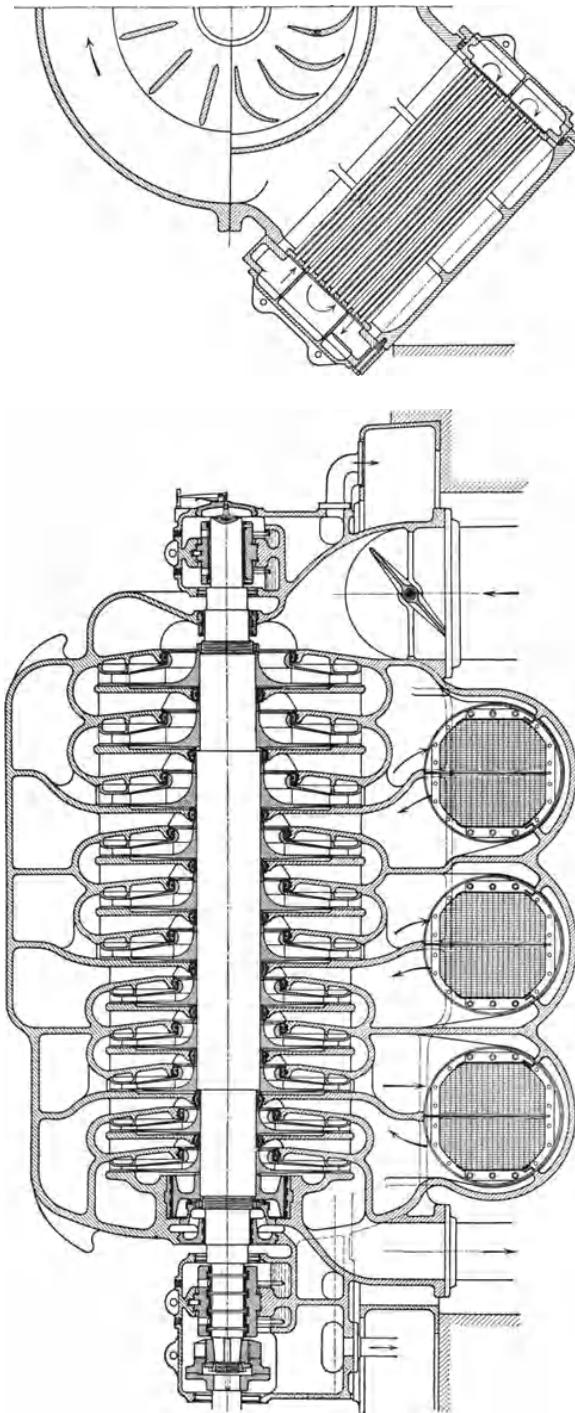


Fig. 240.

und das Kühlergehäuse sind vereinigt, so daß das ganze eine geschlossene Maschine mit gedrängter Bauart und gefälligen Formen wird. Die einzelnen Rohrbündel sind in taschenförmigen Erweiterungen der Zu- und Abführkanäle eingebettet, wodurch die Rohrleitungen für die Luft wegfallen. Jeder der drei Zwischen-

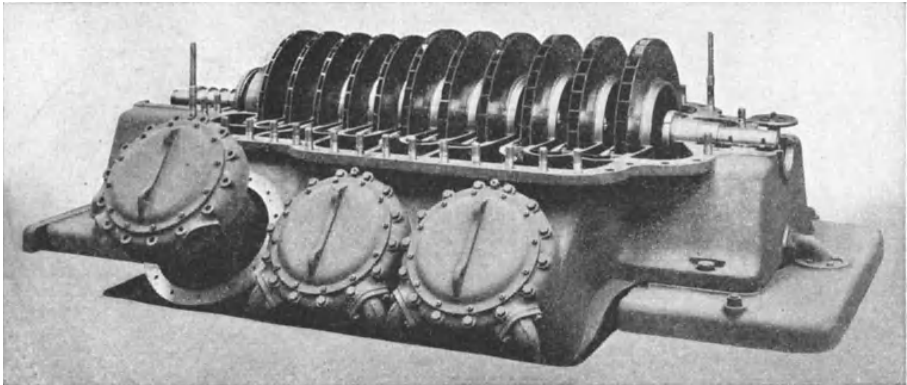


Fig. 241.

kühler ist in zwei Teilen links und rechts in symmetrischer Lage zur Hauptachse angeordnet, er kann ohne Änderung der Luftwege durch einfaches Öffnen des Wasserdeckels ausgezogen und gereinigt werden während des Laufens der Maschine.

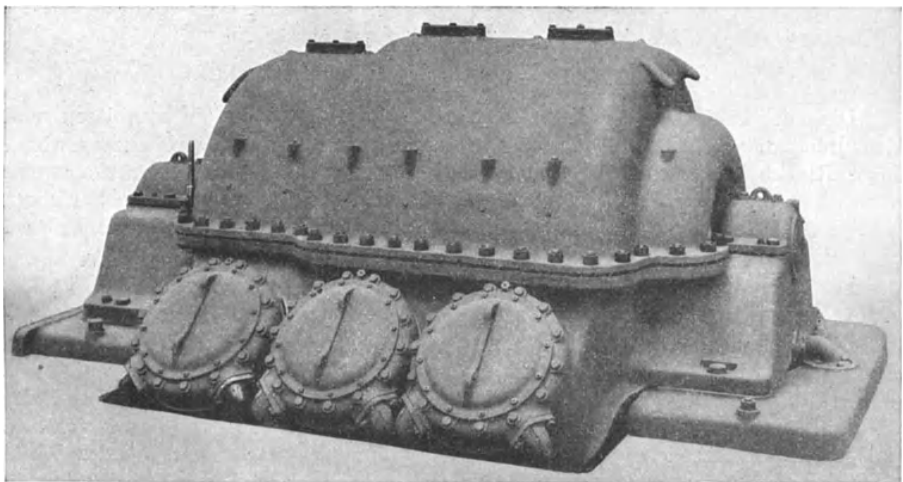


Fig. 242.

Damit diese Reinigung vom Maschinenboden aus erfolgen kann, sind die Kühler in schiefer Stellung eingebaut. Die Fig. 238 und 239 zeigen die Bauart der Kühler.

Die Elemente der Kühler bestehen aus engen Messingröhren mit rundem oder besser mit eiförmigem Querschnitt, ihre Längsachsen sind schwach gebogen, damit

die Luft Platz findet, zwischen den Rohren ohne nennenswerten Druckverlust durchzufießen.

Von Einzelheiten der Turbokompressoren verdient die Kupplung Erwähnung, wie sie von Brown, Boveri & Cie. bei Dampfturbinenantrieb verwendet wird

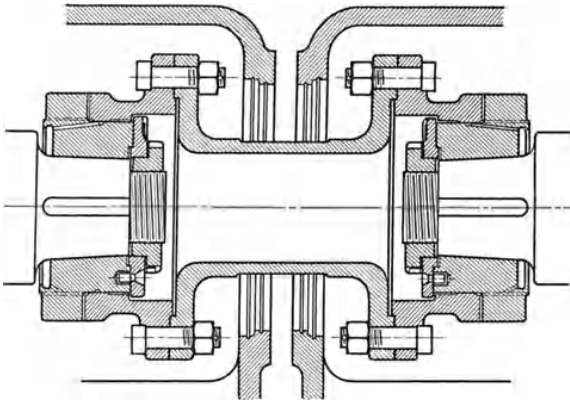


Fig. 243.

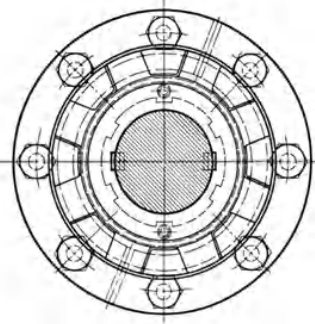


Fig. 244.

(Fig. 243 und 244). Die beiden an den Wellenenden festsitzenden Kupplungsteile sind durch ein mit Klauen eingreifendes Zwischenstück derart gelenkartig miteinander verbunden, daß kleine Verschiebungen der Wellen nach jeder Richtung ohne Einfluß auf die Lagerung bleiben. Solche Verschiebungen können im Bergwerksbetrieb durch einseitiges Senken der Fundamente leicht eintreten.

84. Allgemeine Elektrizitätsgesellschaft, Berlin.

Die Turbinenfabrik der A. E. G. Berlin hat den Bau von Turbogebbläsen und Hochdruckkompressoren im Jahre 1909 aufgenommen und ihn mit außergewöhnlicher Raschheit zu großen Maschineneinheiten entwickelt. Eine bemerkenswerte Eigenschaft dieses Systems liegt gerade darin, daß es sich für Leistungen ausführen läßt, die bisher als unerreichbar gegolten haben. Dadurch ist die Möglichkeit geboten, Druckluft weit billiger zu erzeugen, als mit kleinen Einheiten.

Der Zusammenbau großer Turbokompressoren ist im Längsschnitt (Fig. 245) zur Anschauung gebracht.

Das Gehäuse besteht aus einem in der wagrechten Mittelebene geteilten Mantel, der innen glatt ausgedreht, außen durch Rippen versteift ist und sich seitlich auf einen ringsumlaufenden Rahmen stützt. Der Einbau der Laufräder sowie der feststehenden Kanalwände ist aus der Zeichnung deutlich ersichtlich. Die gegen die Achse einwärts strömende Luft kommt mit der umlaufenden Welle nicht in Berührung, sondern wird vom feststehenden Kanal der Eintrittsmantelfläche des Laufrades stoßfrei zugeführt. Die Luft erhält also keine Neigung zur drehenden Bewegung vor dem Laufrad; auch ist die Abdichtung der einzelnen Kammern gegeneinander besser; sie wird vervollständigt durch Ringe, die sich um die Achse legen. Nach dem Durchströmen des Laufrades fließt die Luft noch ein beträchtliches Stück im festen Diffusorkanal radial auswärts, bevor sie im Bogen mit großem Krümmungsradius umkehrt. Eigentliche Leitschaufeln im unmittelbaren Anschluß an die Laufräder fehlen.

Besondere Sorgfalt ist auf eine ausgiebige Kühlung verwendet. Infolge der großen Gehäusedurchmesser sind die Kühlflächen der einzelnen Kammern groß. Außerdem ist für einen gleichmäßigen Wasserumlauf Sorge getragen, damit keine toten Räume gebildet werden, in denen sich Schlamm ablagern kann.

Der Achsdruck wird durch den Entlastungskolben auf der Druckseite aufgehoben, dessen Außenfläche dem Saugdruck ausgesetzt ist. Die beiden Labyrinthstoffbüchsen haben also nur gegen den Ansaugdruck zu dichten.

Die Welle ist derart bemessen, daß die normale Umlaufzahl zwischen der ersten und zweiten kritischen Umlaufzahl gelegen ist.

Für die Rand Mines & Victoria Falls Power Supply Co. Ltd. in Transvaal hat die A. E. G. Hochdruckkompressoren geliefert; jede Gruppe besteht aus einem Niederdruck- und einem Hochdruckteil mit gesondertem Antrieb durch je einen Elektromotor. Die Luft durchfließt vom ersten zum zweiten Gehäuse einen Zwischenkühler.

Die Abnahmeversuche dieser Einheiten fanden in Berlin statt, und zwar wurden als Antriebsmaschinen Dampfturbinen benutzt.

Die Hauptergebnisse dieser Versuche sind in der Zahlentafel 29 zusammengestellt.

Hierbei fällt die kleine Erwärmung der Luft auf, trotzdem das Druckverhältnis über das Elfache ansteigt.

Einen Einblick über das Verhältnis des gesamten Dampfverbrauchs zur erzielten Luftleistung ergibt sich, wenn man die isothermische Kompressionsarbeit

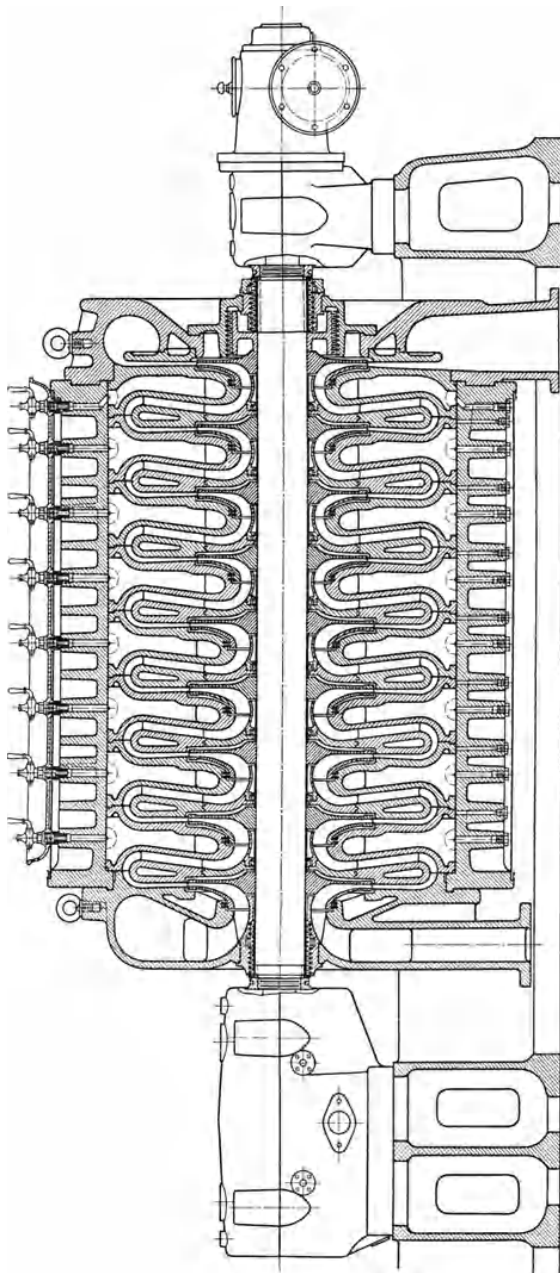


Fig. 245.

der Luft berechnet und den gemessenen Dampfverbrauch darauf bezieht. Zweckmäßig ist es, den Dampfverbrauch bei den verschiedenen Versuchen auf denselben Anfangszustand des Dampfes und dasselbe Vakuum umzurechnen.

Aus der Zahlentafel 29 ergeben sich auf diese Weise für die Versuche Nr. 8 bis 12 die in Zahlentafel 30 eingeschriebenen Werte.

Zahlentafel 29.

TK 37 Rand Mines I. Ergebnisse des Abnahmeversuches am 3./4. 6. 10.

Nr. des Versuchs	Zeit	Umdrehungen pro Minute	Angesaugte Luftmenge. Mit 4 Sauglinsen zu 125 mm ϕ gemessen. cbm/min	Temperatur der angesaugten Luft		Saugspannung der Luft		Enddruck der Luft	Kompressionsverhältnis Saugspannung = Enddruck	Endtemperatur der Luft	Kühlwasser-		Dampfturbine				
				$^{\circ}$ C	Atm. abs.	Atm. abs.	Atm. abs.				Verbrauch	Eintritts-Temperatur	Gemessener Dampfverbrauch	Dampfdruck vor den Düsen	Dampfdruck vor den Düsen	Vakuum	Umger. Dampfverbrauch bezogen auf 350 $^{\circ}$, 12 Atm. abs. und 96 % Vakuum
				$^{\circ}$ C	Atm. abs.	Atm. abs.	Atm. abs.	K	$^{\circ}$ C	cbm/min	$^{\circ}$ C	kg/st	Atm. Üb.	$^{\circ}$ C	%	kg/st	
1	7 ¹⁵	2900	424	20	0,914	9,025	9,88	49			10,88						
2	7 ²⁰	"	475	20	0,889	8,625	9,71	"			"						
3	7 ²⁵	"	525	20	0,864	8,175	9,46	52			"						
4	7 ³⁰	"	579	19,4	0,835	7,525	9,01	"			"						
5	7 ³⁵	"	620	19,1	0,810	6,925	8,55	53			"						
6	7 ⁴⁰	"	676	20	0,780	6,525	8,37	55			"						
7	7 ⁴⁵	"	699	22	0,767	6,075	7,925	54			"						
8	9 ¹⁵ —55	3000	605	22	0,820	9,173	11,2	59	2,98	"	"	19314	13,01	251,2	94,4	15970	
9	10 ¹⁵ —55	"	486	21,2	0,876	10,073	11,5	55,6	2,95	"	"	17850	11,8	251,6	95,0	14970	
10	11 ¹⁵ —45	"	733	21,2	0,745	7,623	10,25	57,3	2,97	"	"	20865	11,28	255	93,6	17025	
11	12 ⁰⁰ —30	3105	730	21,2	0,744	9,123	12,29	61,4	2,97	"	"	22800	12,53	255	93,0	18330	
12	1 ²⁰ —200	3040	600	21,5	0,820	9,023	11,0	73,5	3,006	24,4	"	19100	12,95	256,3	95,0	16160	

Zahlentafel 30.

Nummer des Versuchs	8	9	10	11	12
Umdrehungen/min	3000	3000	3000	3105	3040
Isothermische Kompressionsarbeit PS _h	2662	2316	2826	3135	2610
Dampfverbrauch, gemessen kg/st	19314	17850	20865	22800	19100
Dampfverbrauch, umgerechnet (350 $^{\circ}$, 12 Atm. abs., 96 % Vak.)	15970	14970	17025	18330	16160
Dampfverbrauch pro PS _h /st, gemessen kg	7,26	7,66	7,37	7,29	7,32
Dampfverbrauch pro PS _h /st, umgerechnet kg	6,0	6,46	6,02	5,85	6,19

Weit überholt sind diese Maschinen von dem in den Fig. 246 bis 248 im Längsschnitt und in Fig. 249 im Gesamtbild dargestellten Kompressor, der imstande ist, die gewaltige Luftmenge von 100 000 cbm in der Stunde anzusaugen und sie auf 10 bis 12 Atm. abs. zu verdichten. Dabei beträgt der Energiebedarf 12 000 bis 13 000 PS. Derartige Umsetzungen lassen sich von Kolbenkompressoren auch nicht annähernd erreichen; ihre obere Grenze der Ausführbarkeit wird mit 20 000 cbm/st mit dem üblichen Enddruck von 6 bis 8 Atm. angegeben.

Die Zusammenstellung (Fig. 250) zeigt den Antrieb mit einer A. E. G.-Dampfturbine; eine bewegliche Kupplung vermittelt die Verbindung mit dem Kompressor, der aus drei Gehäusen besteht. Der Turbine zunächst liegt der Niederdruckzylinder, der mit Rücksicht auf die große Luftmenge doppelseitige Saugstutzen erhält und

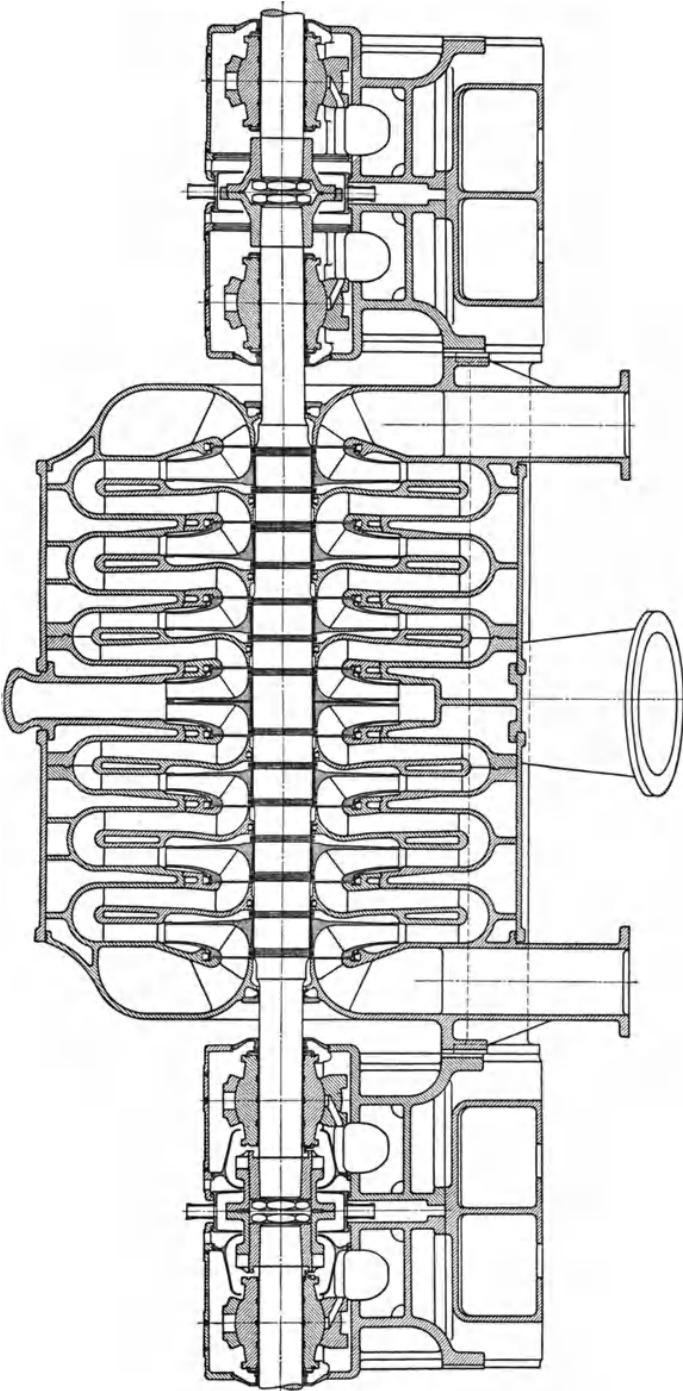


Fig. 246.

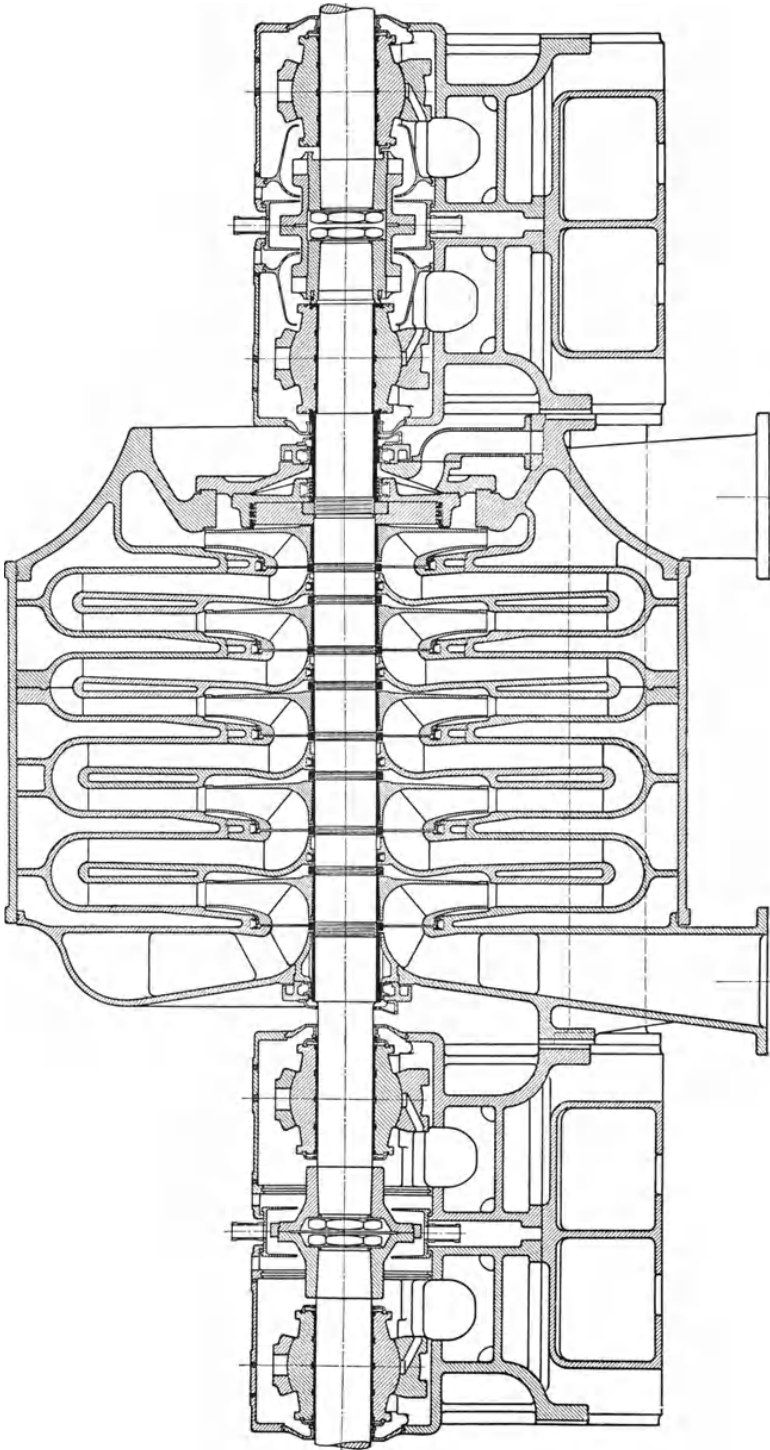


Fig. 247.

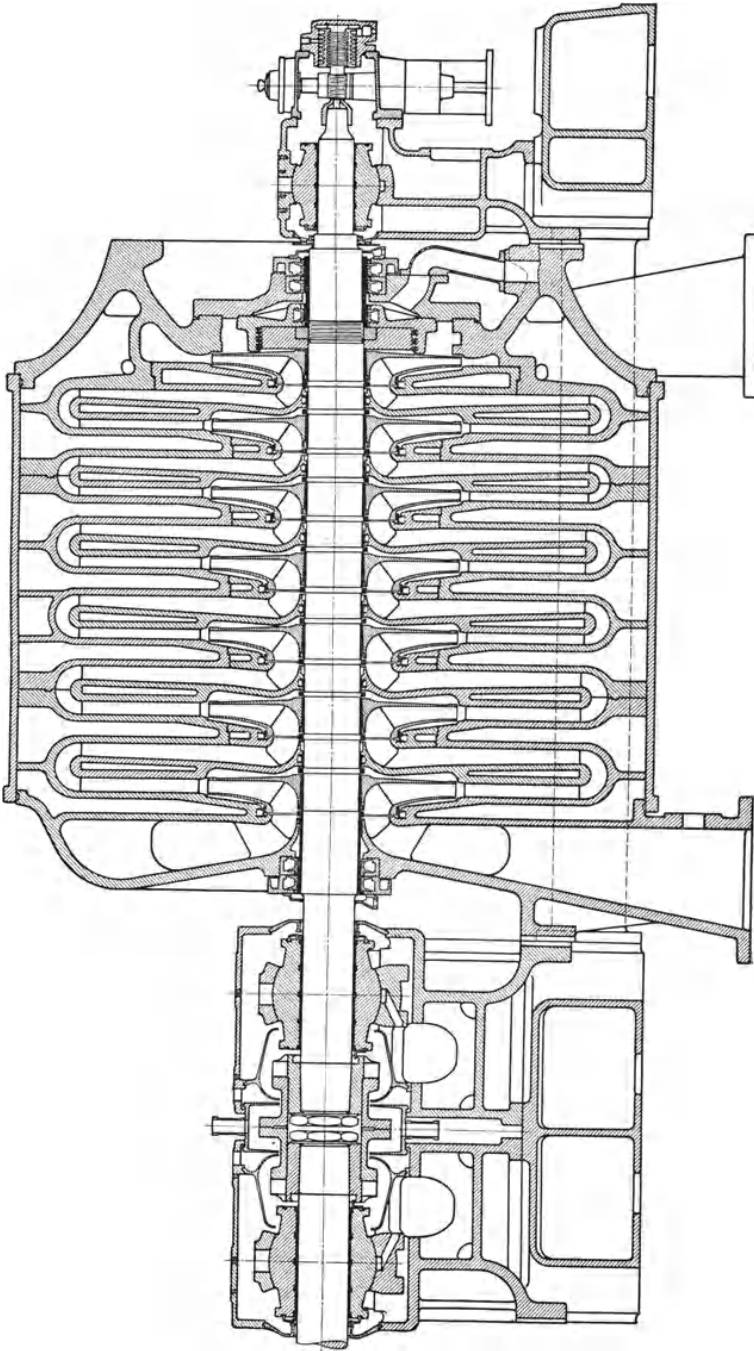


Fig. 248.

die Luft aus dem Hauptrohr mit quadratischem Querschnitt empfängt. Vom Spiralgehäuse in der Mitte des ersten Zylinders fließt die Luft zum ersten Zwischenkühler und wird dort von etwa 100° auf 30° C zurückgekühlt. Dieser Vorgang wiederholt sich nochmals, doch ohne Gabelung des Luftstromes im Mitteldruck- und Hochdruckzylinder. Zur Vermehrung der Wärmeableitung erhalten alle Zylinder Kühlwasserdurchfluß.

Bemerkenswert sind die außerordentlich leichten Fundamente, auf denen die Maschinengruppe ruht; sie ermöglichen einen genügend großen Kellerraum zu

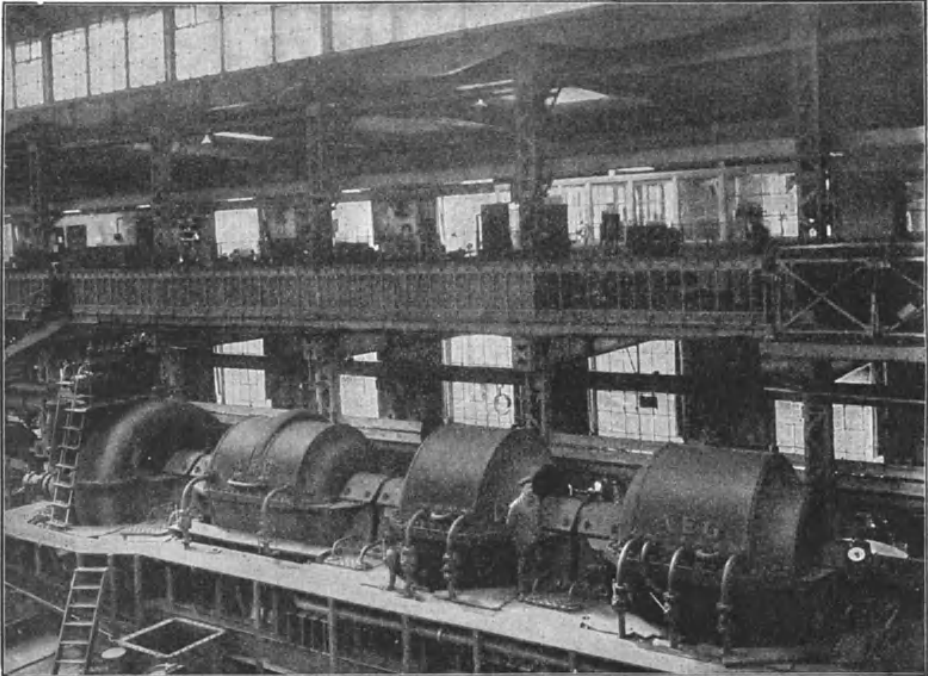


Fig. 249.

schaffen, um die zwei Zwischenkühler mit ihren Rohrleitungen und die Kondensationsanlage der Dampfturbine unterzubringen.

In den Fig. 246 bis 248 sind die Längsschnitte der drei Zylinder sichtbar.

Die am 30. Dezember 1913 auf dem leistungsfähigen Prüffeld der A. E. G. in Berlin vorgenommenen Abnahmeversuche haben im Beharrungszustand folgende Hauptwerte gezeigt:

Angesaugte Menge (0,83 Atm. abs., 35° C)	cbm/min	1460
Drehzahl in der Minute		2940
Enddruck der Luft	Atm. abs.	9,74
Kompressionsverhältnis		11,74
Endtemperatur der Luft	$^{\circ}$ C	100,4
Kühlwassermenge am Kompressor	cbm/st	401,4
Eintrittstemperatur des Kühlwassers	$^{\circ}$ C	18,06
Kondensatmenge, gemessen	kg/st	37 485
Frischdampf vor Turbine, 14 Atm. Überdruck	$^{\circ}$ C	330
Kondensator Kühlwasser, 50fache Menge, Eintrittstemperatur . .	$^{\circ}$ C	25

Mit diesen Werten berechnet sich der Energiebedarf bei isothermischer Verdichtung der Ansaugmenge zu 6660 PS, somit beträgt der Dampfverbrauch nur 5,63 kg auf 1 PS_s bezogen auf isothermische Kompression. Man erkennt an diesem Ergebnis den Fortschritt gegenüber der ersten im Jahre 1910 erstellten Anlage.

Die bei Johannesburg (Transvaal) befindliche Kraftzentrale hatte im Jahre 1912 bereits 12 Turbokompressoren von je 4000 PS Leistung im Betrieb. Die erzeugte

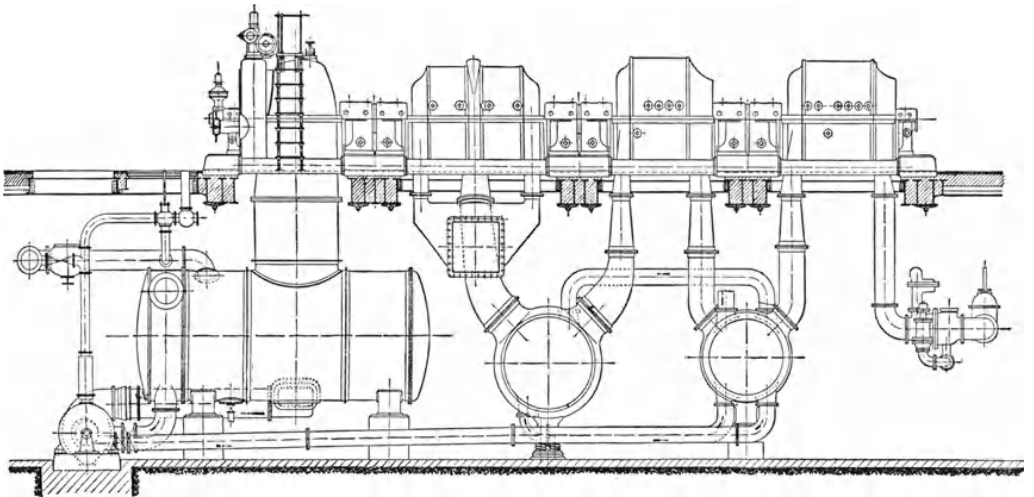


Fig. 250.

Druckluft wurde durch ein 30 km langes Rohrnetz an 17 verschiedene Minen abgegeben und dort zum Antrieb von Gesteinsbohrmaschinen und anderer Druckluftwerkzeuge benutzt. Nach Inbetriebnahme von drei der beschriebenen neuen Kompressoren ist eine Energie von 84000 PS durch Druckluft zu übertragen möglich.

**85. „Gutehoffnungshütte“, A.-V.
für Bergbau und Hüttenbetrieb, Ober-
hausen, Rheinland.**

Von den Einzelheiten der Turbokompressoren dieser Firma ist in Fig. 251 das für jede Stufe nötige Konstruktionselement dargestellt, bestehend aus Laufrad und den eng anschließenden Seitenwänden mit dem Umkehrkanal. Die hohlen Wände sind vom Kühlwasser durchflossen, das durch inneliegende Rippen zu einem geordneten Aufsteigen von unten nach oben gezwungen wird, zugleich

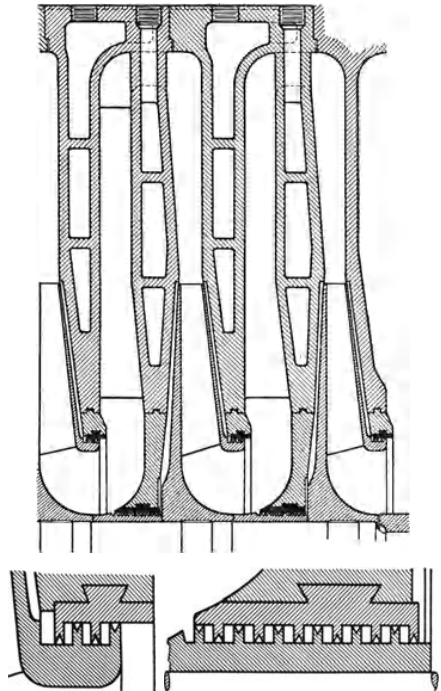


Fig. 251.

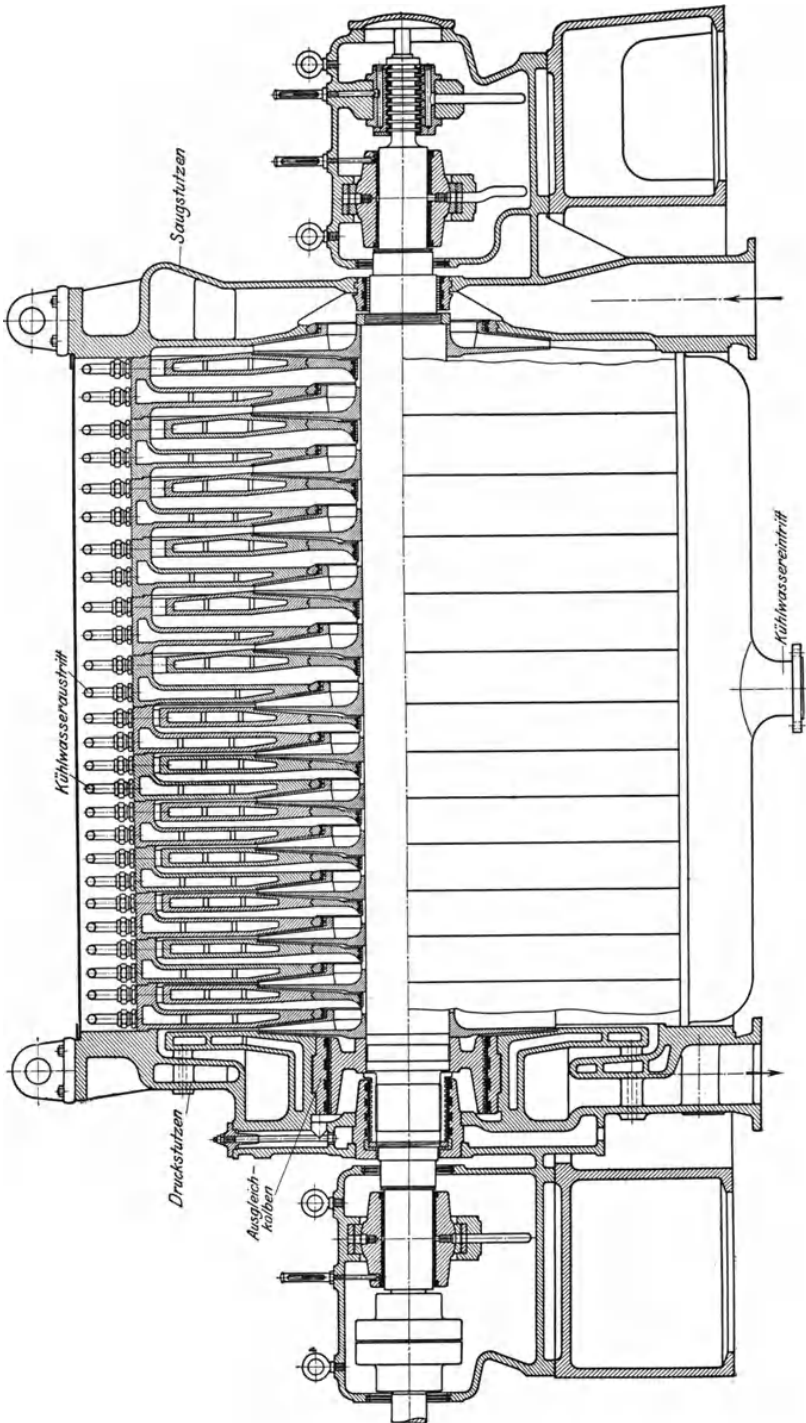


Fig. 252.

erreicht man durch diese Ausbildung der Ringkörper eine möglichst große wasserbespülte Kühlfäche.

Die Nabenscheibe des Laufrades besteht aus geschmiedetem Stahl; dasselbe Material zeigt die Deckscheibe, die an der Eintrittsseite mit einem wulstförmigen

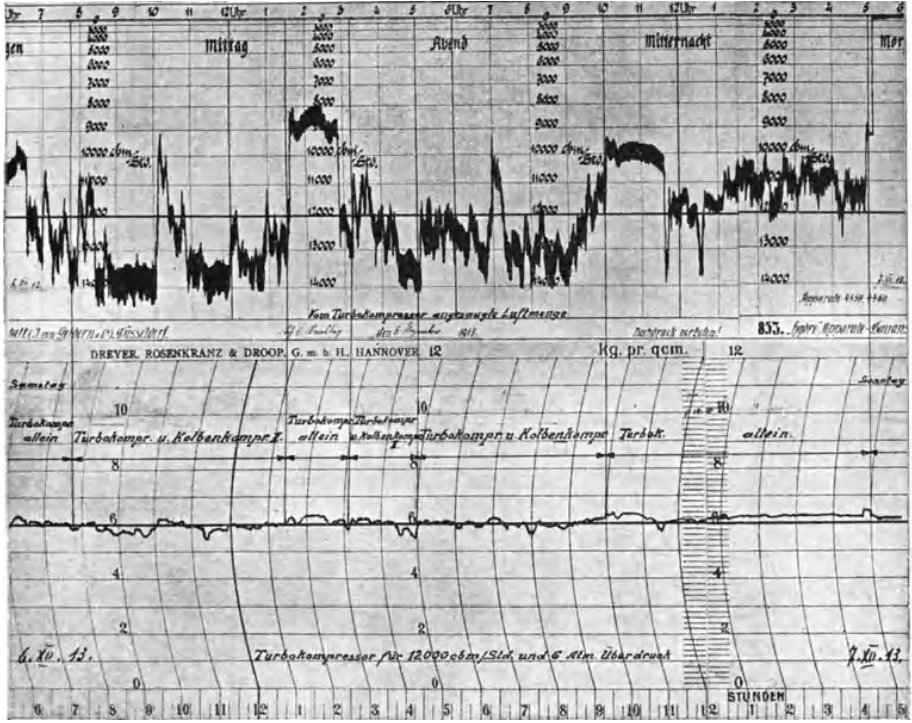


Fig. 253.

Verstärkungsring versehen ist. In Fig. 251 ist die Labyrinthdichtung am äußeren Umfang des Ringes sowie diejenige an den Zwischenwänden sichtbar. Die eingelenkten Schaufeln sind im Sinne der Drehrichtung schwach nach rückwärts geneigt und eben oder gekrümmt.

Wie der 14stufige Kompressor (Fig. 252) zeigt (Liefermenge 10000 bis 12000 cbm/st, Enddruck 8 Atm. abs.), wird der Achsdruck durch einen Entlastungskolben aufgenommen, so daß das Kammlager nur zur Einstellung der Welle in der Achsrichtung dient. Zum Reinigen der Kühlräume und zum Entfernen von Kesselsteinansätzen dienen Putzlöcher. Neuerdings verwenden viele Betriebe Wasserreinigungsanlagen, damit sich im Kompressor kein Kesselstein ansetzen kann.

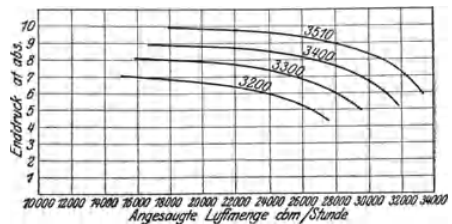


Fig. 254.

Kompressoren mit Dampfturbinenantrieb erhalten eine Regelung mit Verstellung der Drehzahl. Die Druckvolumenkurve eines solchen Kompressors für 25000

bis 30000 cbm/st zeigt Fig. 254. Über den Betrieb mit Turbokompressor allein oder mit zugeschaltetem Kolbenkompressor gibt das Zeitdiagramm (Fig. 253) Aufschluß, das die Schwankungen von Druck und Liefermenge anzeigt.

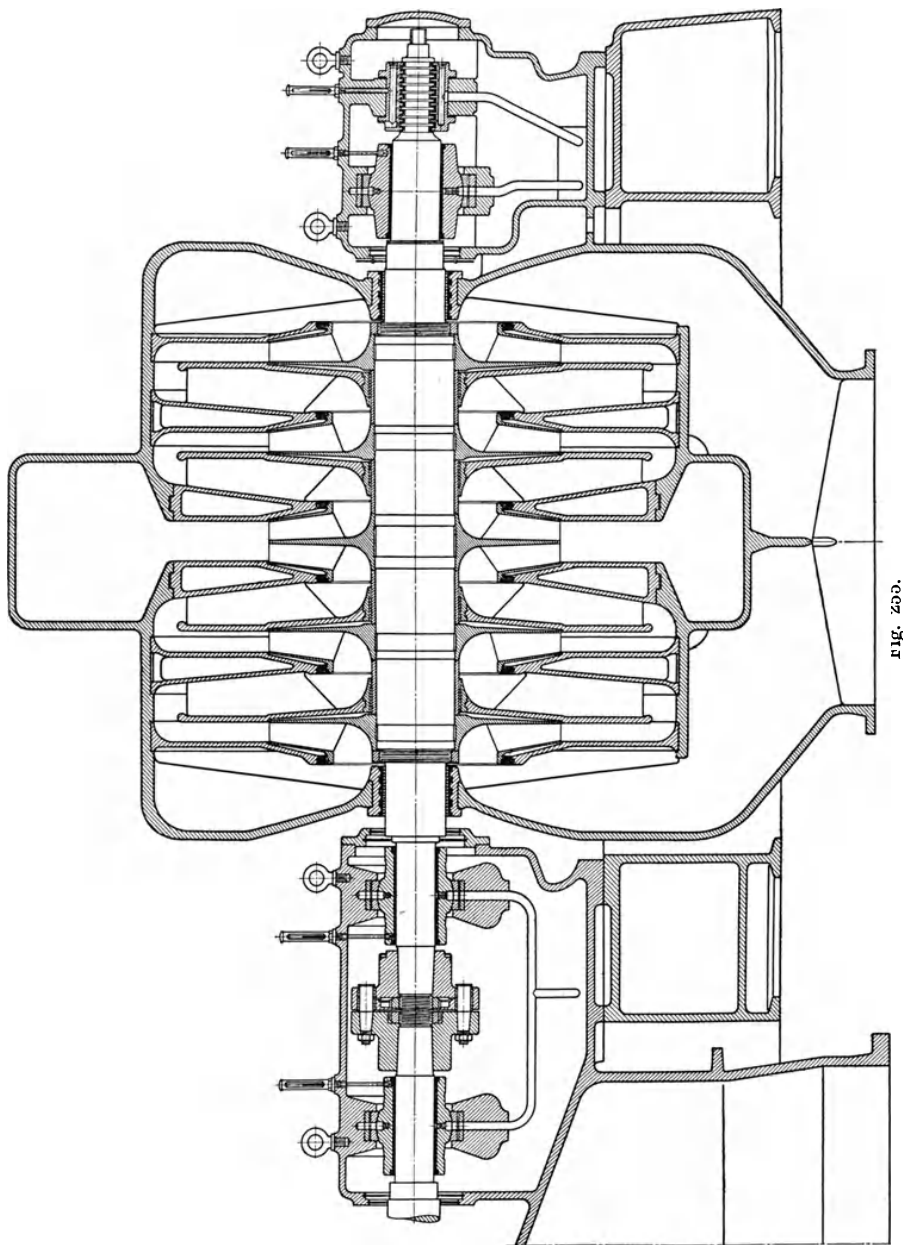


Fig. 254.

Für große Mengen und geringe Drucksteigerung haben sich die Turbogebläse bewährt, deren Bauart Fig. 255 zur Darstellung bringt (90000 cbm/st, 1,65 Atm. abs.).

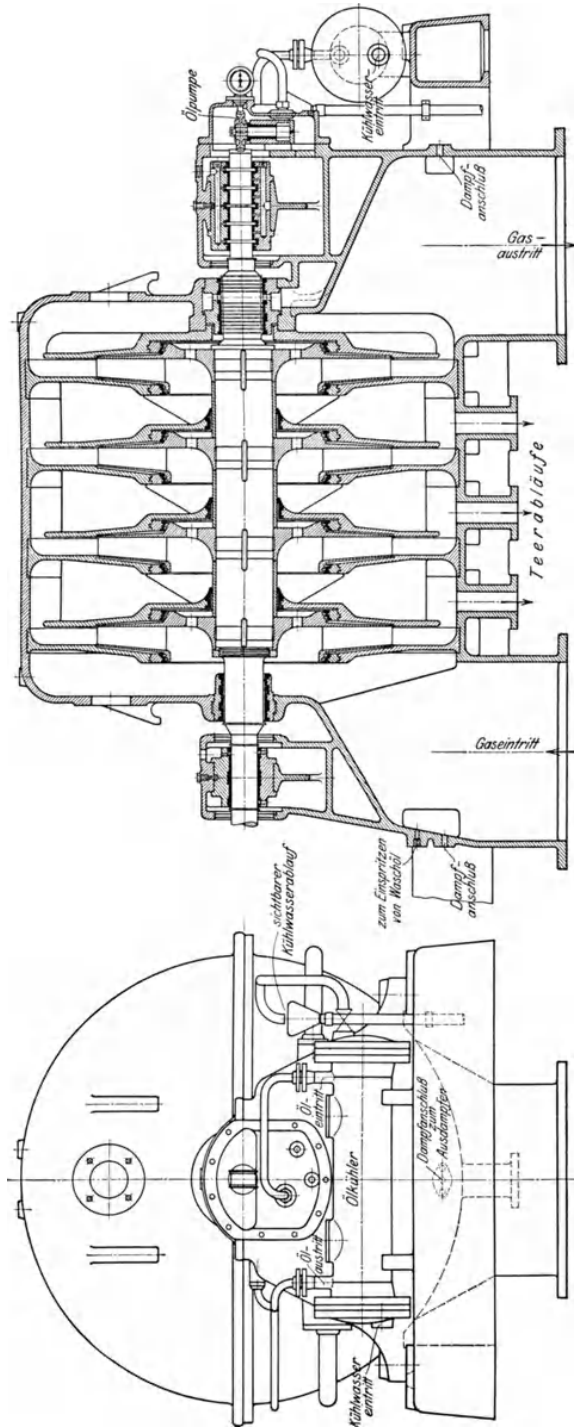


Fig. 256.

Auch diese Gehäuse sind in der wagrechten Mittelebene geteilt und zeigen glatte Mäntel, in die jede Seitenwand eingesetzt ist.

Ein 4stufiger Gassauger (Fig. 256) (Koksofengas, spez. Gewicht 0,47 kg/cbm, Ansaugmenge 30000 cbm/st, Drucksteigerung 1900 m WS.) besitzt Laufräder mit beiderseitigen Labyrinthdichtungen, um den Achsdruck zum großen Teil aufzuheben.

86. Maschinenbau-A.-G. Pokorny & Wittekind, Frankfurt a. M.

Von den zahlreichen Ausführungen dieser Firma sei ein Turbokompressor erwähnt, der für die Victoria Falls and Transvaal Power Co. geliefert wurde und sich durch die eigenartige Unterteilung in vier Gehäuse auszeichnet. Sie werden paarweise durch je einen Synchronmotor von 2000 PS und 3000 Uml./min angetrieben; jeder Motor steht mit zwei Gehäusegruppen auf einer Grundplatte, so daß eine anscheinend getrennte linke und eine rechte Maschinengruppe entsteht. Die Niederdruckgruppe ist in zwei parallel arbeitenden Gehäusen unterteilt; diesem Gehäuse folgt auf der einen Seite der Mitteldruckzylinder, auf der anderen Seite der Hochdruckzylinder, dann kommen auf jeder Seite die Motoren.

Die ganze Einheit soll 600 cbm/min auf 10 bis 12 Atm. bringen.

Über die Abnahmeversuche¹⁾ gibt Zahlentafel 31 Auskunft.

Zahlentafel 31.

Versuchs-Nr.		I	II	III	IV	V	VI	VII	VIII
Drücke:									
Niederdruck Eintritt links . .	Atm. abs.	0,779	0,836	0,832	0,832	0,831	0,835	0,836	0,791
" " rechts	"	0,741	0,791	0,782	0,781	0,786	0,787	0,787	0,741
Mitteldruck Eintritt	"	1,66	1,76	1,73	1,73	1,72	1,70	1,75	1,66
" Austritt	"	3,61	3,86	3,73	3,73	3,65	3,47	3,85	3,73
Hochdruck Eintritt	"	3,69	3,92	3,78	3,77	3,71	3,53	3,91	3,70
" Austritt	"	9,48	9,88	9,39	9,33	9,08	8,09	9,83	9,03
Temperaturen:									
Niederdruck Eintritt links . .	°C	27,0	27,5	28,0	28,5	28,0	28,0	27,5	27,5
" " rechts	"	28,0	28,2	28,5	28,0	27,0	26,5	26,5	26,5
Mitteldruck Eintritt	"	66,0	67,0	74,0	75,0	75,0	75,5	74,0	72,5
" Austritt	"	89,0	90,2	100,0	100,5	102,0	103,0	97,0	94,5
Hochdruck Eintritt	"	37,0	38,6	48,5	50,0	50,5	53,0	49,5	50,0
" Austritt	"	69,0	71,5	85,5	85,6	85,8	87,7	80,7	79,0
Kühlwassermenge	Ltr./sek	—	—	50,34	51,22	52,25	53,07	53,09	53,09
Angesaugtes Luftgewicht	kg/sek	8,76	9,30	9,35	9,31	9,60	10,33	8,10	7,53
Isothermischer Energiebedarf . .	PS	2579	2721	2676	2654	2701	2759	2352	2159
Energiebedarf auf die Kupplung zugeführt	PS	3847	4074	4024	3992	4056	4228	3612	3418
Isothermischer Wirkungsgrad . .	v. H.	67,04	66,78	66,52	66,47	66,6	65,26	65,11	63,16

Die Bestimmung der Liefermenge geschah mittels Meßdüsen mit gut abgerundeten Mündungen, die vor die beiden Saugstutzen gesetzt waren. Für die Berechnung der Menge aus Druckunterschied und Querschnitt der Düse ist die Ausflußziffer $\mu = 0,98$ angenommen worden. Die zugeführte elektrische Energie wurde nach dem Zweiwattmeterverfahren bestimmt und durch Multiplikation mit dem besonders ermittelten Wirkungsgrad des Motors (94,1 bis 94,4 v. H.) die effektive an die Kupplung abgegebene Leistung berechnet.

Es mag auffallen, daß die Luft zwischen Mitteldruck- und Hochdruckzylinder eine kleine Druckerhöhung erfährt, obschon die Reibung beim Durchfluß durch

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. V. deutsch. Ing. 1911, S. 173.

den Zwischenkühler zu überwinden ist. Offenbar nimmt die Geschwindigkeit der Luft innerhalb der gemessenen Druckstellen stark ab und setzt sich in Druck um, so daß die Widerstände im Kühler mehr als aufgehoben werden.

87. Escher, Wyss & Cie., A.-G., Zürich.

Die Turbokompressoren der Maschinenfabrik Escher, Wyss & Cie, A.-G. in Zürich haben seit der Einführung dieses Zweiges eine zielbewußte Entwicklung erfahren, einerseits hervorgerufen durch die Untersuchung der Wirkung auf dem Versuchsstand, andererseits durch die Rücksichten auf eine zweckdienliche Massenerstellung der Teile in der Werkstatt und deren Zusammensetzung.

Das Gehäuse der ungekühlten Gebläse besteht aus dem Saugstutzen und dem Druckstutzen mit den zugehörigen Stirnwänden, sowie einer Reihe von Zwischen teilen, deren Zahl um 1 kleiner ist als die Stufenzahl. Aus solchen Elementen setzt sich das in Fig. 257 dargestellte vierstufige Gebläse zusammen. Betrachtet man den zu einer Stufe gehörigen Gehäuseteil, so lassen sich auf beiden Seiten eines Laufrades eingesetzte Wände erkennen; die Trennungswand auf der Saugseite trägt eingestemmt Dichtungsringe; die Trennungswand auf der Druckseite umfaßt die Welle und bildet den Diffusor. Als Abdichtung gegen die Welle dient eine Büchse mit feinen Rillen. Je nach der Form, die von der Kennlinie verlangt wird, führt man den Diffusor ohne oder mit Schaufeln aus, die an der Wand angegossen sind; auf der anderen Seite trägt die Wand radial gestellte Rippen, die dem Gas im Rückführungskanal zur nächsten Stufe den Weg weisen. Zu beiden Seiten des Laufrades befinden sich ebenfalls radiale Rippen, um die Ventilationswirkung der umlaufenden Radscheibe zu vermindern.

Eine sorgfältige und eigenartige Durchbildung hat das Laufrad erfahren, wie dies Fig. 257 ebenfalls zeigt. Für die seitliche Begrenzung finden sich Bleche aus hochwertigem Stahl, miteinander verbunden durch die U-förmigen Schaufeln. Beide Deckbleche sind genau symmetrisch zur Mittelebene angeordnet und tragen an ihren Innendurchmessern kräftige Ringe von gleichen Querschnitten. Zuzufolge dieser symmetrischen Bauart entwickeln die Fliehkräfte gleiche Beanspruchungen auf beide Ringe und werden durch sie abgeunden. Die Verbindung des einen Ringes mit der Nabe geschieht durch axial gerichtete Büchsen, deren seitliche Befestigung mit der Nabe von Bolzen übernommen werden, die in den Büchsen stecken. Die Mittellinie dieser Büchsen liegen genau auf der kreisförmigen Trennungsfuge zwischen Ring und Nabe, daher kann der ganze äußere Teil des Rades mit dem Ring der radialen Ausdehnung frei folgen, nachdem seine Schrumpfkraft überwunden ist. Die Büchsen dienen somit nur zur Übertragung der Umfangskräfte wie bei einer Kupplung. Da die Nabe durch radiale Kräfte nicht wesentlich beansprucht wird, sind keine so hohen Anforderungen an die Güte des Materials zu stellen, als wie bei den Blechen und Ringen.

Mit der beschriebenen Radkonstruktion lassen sich Umfangsgeschwindigkeiten von 180 bis 200 m/sek im Dauerbetrieb unbedenklich anwenden.

Der Längsschnitt (Fig. 257) stellt ein Gebläse für eine Ansaugmenge von 800 cbm/min dar, das mit 3000 Uml./min einen Überdruck von 0,42 bis 0,85 Atm. erzeugt. Man erkennt aus der Zeichnung, daß die Verschraubungen der einzelnen Gehäuseteile untereinander äußerlich nicht sichtbar sind, und es ist auch ohne Verschalung dem fertiggestellten Gehäuse kaum anzusehen, daß es aus verschiedenen Teilen zusammengesetzt ist. Dieser Aufbau ermöglicht die rasche Zusammenstellung von Kompressoren mit verschieden großen Stufenzahlen unter Benutzung gleicher Modelle.

Am freien Wellenende dieses Gebläses befindet sich eine selbsttätige Entlastungs-

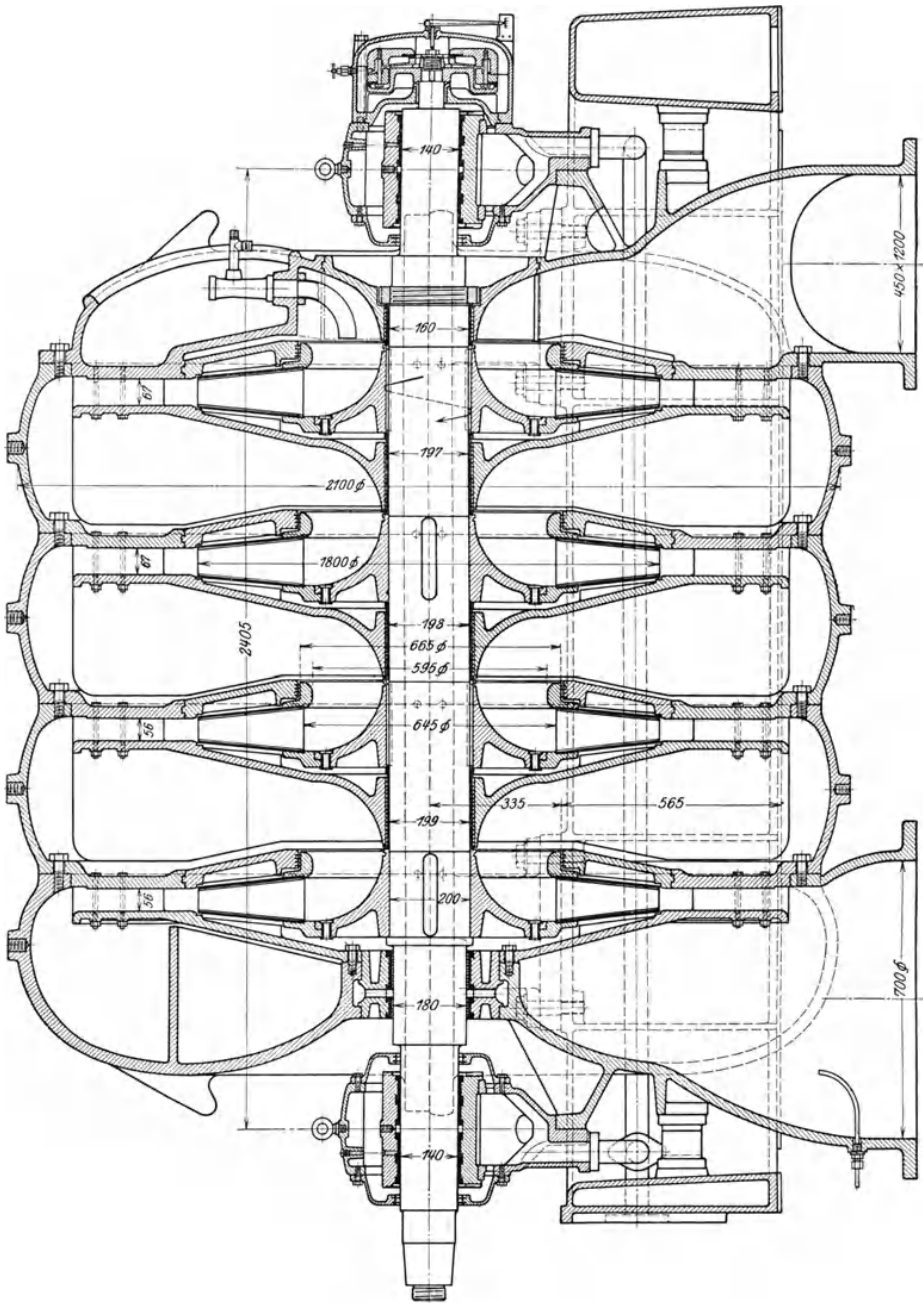


Fig. 257.

vorrichtung, bestehend aus einer Kreiselpumpe für Öl mit einem ringförmigen Ansatz zur Vergrößerung der Entlastungsfläche. Der Abflußspalt des Öles stellt sich innerhalb weniger Zehntel Millimeter so ein, daß der Öldruck dem axialen Gebläse-Druck das Gleichgewicht hält. An der Zeigervorrichtung kann die außerordentlich feine Regelung in der Stellung des Läufers beobachtet werden. Auf derselben Zeichnung ist ferner eine Meßeinrichtung angedeutet zur Ablesung der Liefermenge.

Das auf dem Saugstutzen angesetzte Rohrstück ist nach außen offen, so daß ein gleichbleibender Bruchteil der ganzen Liefermenge durch dieses Rohr unmittelbar vor das erste Laufrad eingesaugt wird. Zuzufolge der Einschnürung des Rohres (Venturimeter) gibt die Druckabnahme an der engsten Stelle ein Maß für die Durchflußmenge, die sich proportional der Gesamtmenge ändert. Da das Rohr vor dem

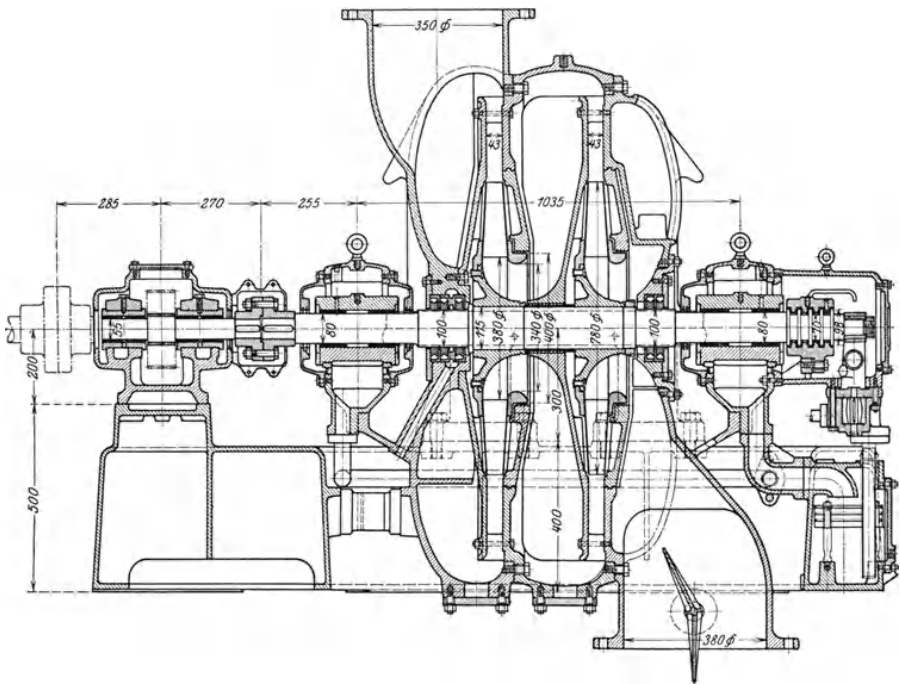


Fig. 258.

ersten Laufrad einmündet, wo der kleinste Druck herrscht, genügt dieser Unterdruck zur Überwindung der unbedeutenden Widerstände.

Ein zweistufiges Gebläse zeigt Fig. 258, das Koksofengas im Betrag von 200 cbm/min auf 0,176 Atm. Überdruck fördert. Als Antrieb dient ein 140-PS-Drehstrommotor, dessen Drehzahl 1450 mittels Zahnradgetriebes auf 4100 für das Gebläse erhöht wird. Eine selbsttätige Druckregelung beeinflusst die Drosselklappe im Saugkanal. Zur Vermeidung von Gasverlusten tritt die Welle durch Stopfbüchsen mit Kohlenringen, die sich im Dampfturbinenbau als vorzügliche Abdichtung erwiesen haben. An den tiefsten Punkten des Gehäuses sind Öffnungen zur Reinigung und Entleerung der Niederschläge vorgesehen.

Die Gaswerke großer Städte befinden sich häufig in beträchtlichen Entfernungen

außerhalb der Ansiedelungen und verlangen eine Förderung des Leuchtgases an die Verbrauchsstellen. Diesem Zweck dient das in Fig. 259 dargestellte Gebläse, dessen Leistungsfähigkeit sich dem Bedarf in weiten Grenzen dadurch anzupassen vermag, daß seine Drehzahl selbsttätig von 500 auf 4000 steigen kann. Der Antrieb erfolgt durch eine kleine Gegendruck-Dampfturbine, wobei Gebläse- und Turbinenrad fliegend auf der starren Welle sitzen. Zwischen beiden Lagern befindet sich der Schneckenantrieb für die Ölpumpe, ferner der Sicherheitsregler, der zum Abschluß des Dampfes dient, sobald die Drehzahl die obere Grenze überschreiten will. Besondere Sorgfalt hat die Ausbildung der Stopfbüchse auf der Gebläseseite erfahren;

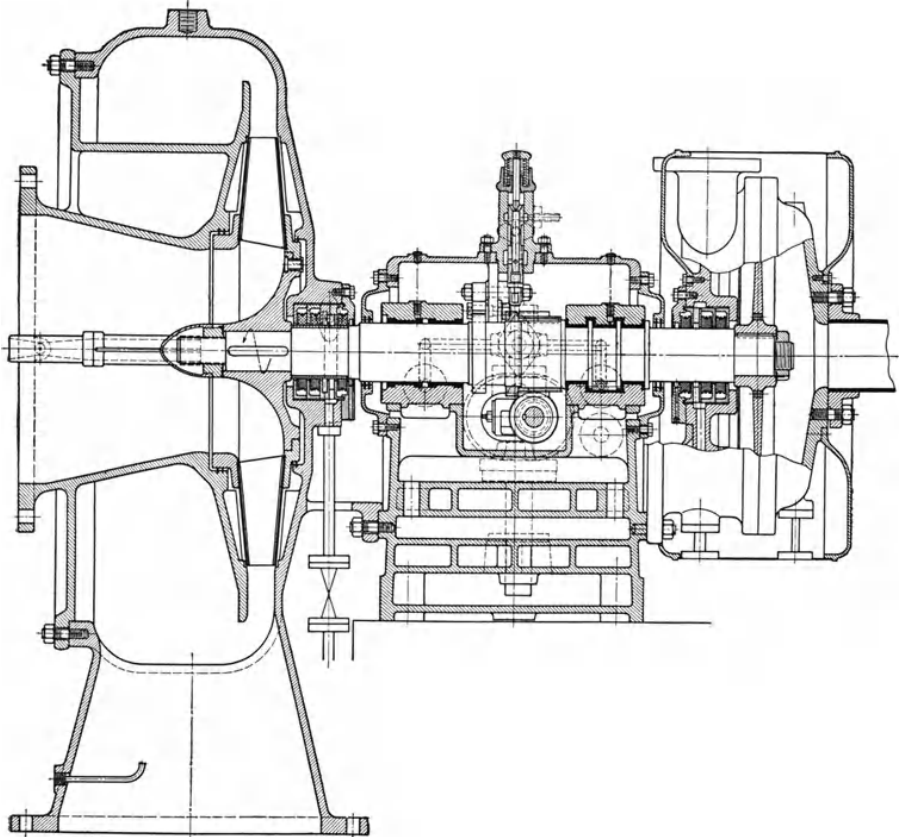


Fig. 259.

zwischen den zwei inneren und dem äußeren Kohlenring befindet sich eine Wasserkammer; der Druck darin wird so eingestellt, daß kein Wasser in das Gebläse eintritt, sondern daß die abdichtende Flüssigkeit zusammen mit dem ganz geringen Gasverlust unschädlich ins Freie entweicht.

Zu den kleinsten mehrstufigen Gebläsen für Sonderzwecke gehört die Ausführung Fig. 260. Das Fördermittel zeigt im Ansaugzustand ein spezifisches Gewicht von $0,6 \text{ kg/cbm}$ und wird in einer Menge von nur 29 cbm/min auf einen Überdruck von $0,65 \text{ Atm.}$ gebracht. Demgemäß stellt sich der Energiebedarf auf 58 PS. Die Maschine erhält ihren Antrieb durch einen Elektromotor mit

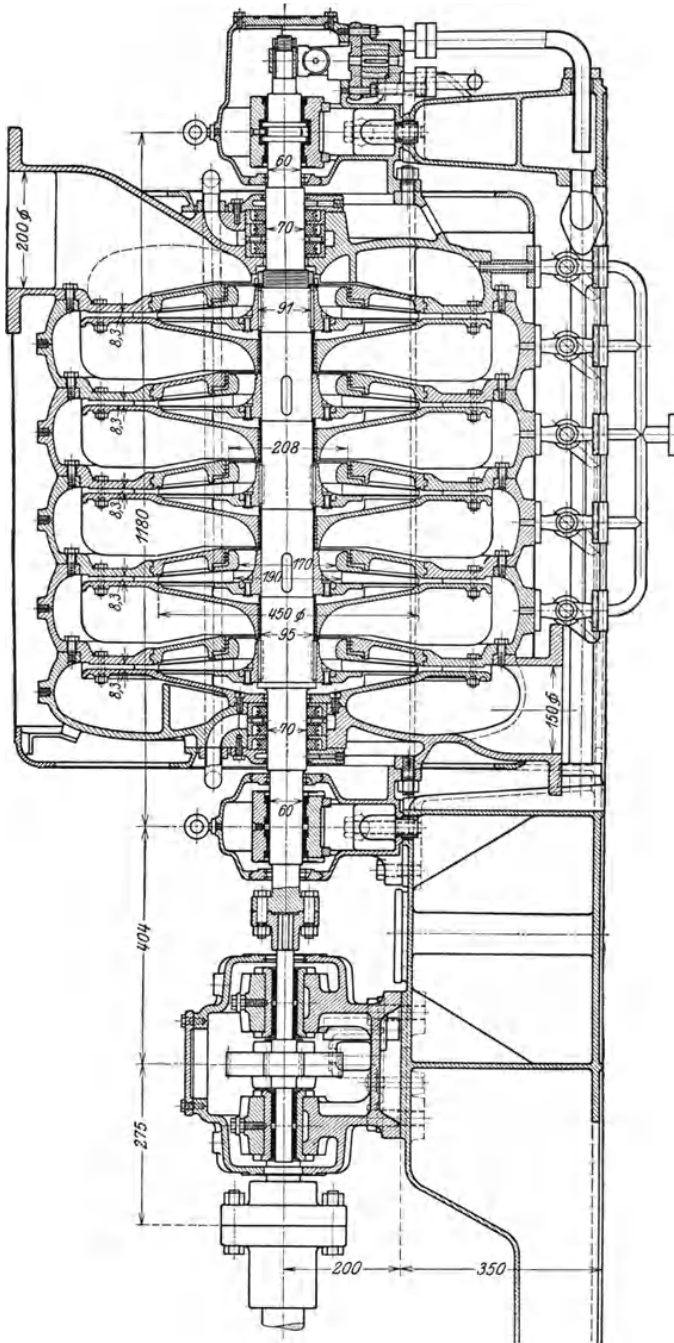


Fig. 260.

Zahnradgetriebe, das die Drehzahl von 2350 auf 7650 erhöht. Auch hier besorgen Kohlenringe die Abdichtung. Der Achsschub wird vollständig vom Kammlager aufgenommen.

88. C. H. Jaeger & Cie., Leipzig.

Zur Erzielung möglichst geringer Verluste bei der Energieumsetzung baut die genannte Firma Laufräder und Leitkränze mit der in Fig. 261 dargestellten Schaufelung.

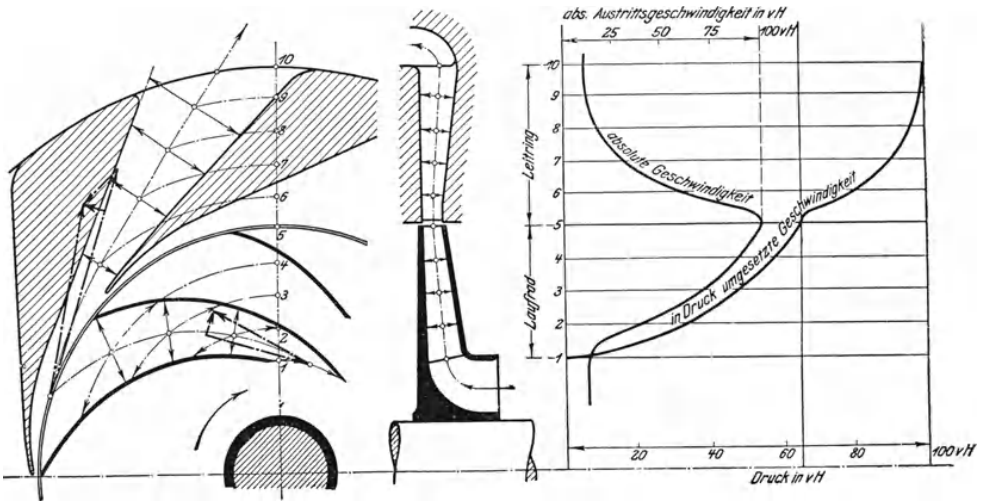


Fig. 261.

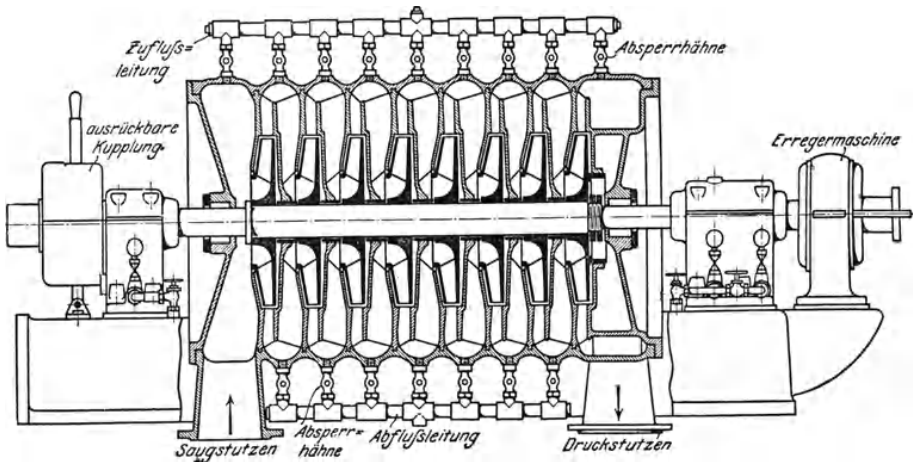


Fig. 262.

digkeit in Druck in den Leitkanälen allmählich ohne bemerkbare Stoßwirkung vor sich geht. In Fig. 261 ist das Anwachsen des Druckes und der Verlauf der absoluten Geschwindigkeit zur Anschauung gebracht¹⁾.

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. V. deutsch. Ing. 1914, S. 1573 usf.

Mit diesen Elementen hat die Firma den Gebläsebau den zahlreichen Verwendungsgebieten angepaßt. Als Beispiel sei ein achtstufiges Gebläse genannt (Fig. 262), das für eine Zuckerfabrik bestimmt ist. Es hat ein Gemisch von Luft und Kohlensäure zu fördern, das aus Kalköfen abgesaugt wird, Staub mitführt und im Gebläse leicht Krusten bildet. Jede Stufe erhält daher Rohransätze, um das Innere rasch spülen zu können. Die Stehlager sind vom Gehäuse getrennt, damit sie nicht durch das heiße Gas erwärmt werden. Als Antrieb dient im vorliegenden Fall eine Dampfturbine, die gleichzeitig einen Stromerzeuger antreibt. Ist keine Gasförderung nötig, so läßt sich der Kom-

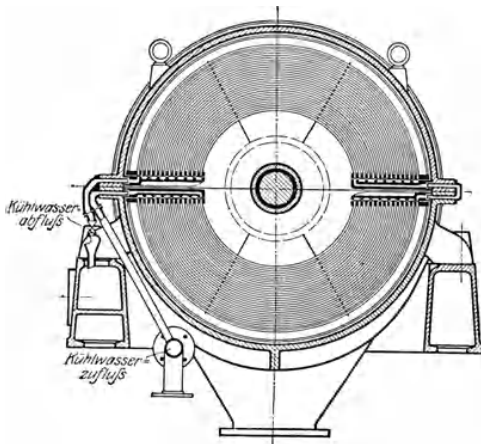


Fig. 263.

pressor loskuppeln und die Dampfturbine für die Stromerzeugung allein benützen. Auf dem äußeren Ende des Gebläses sitzt die Erregermaschine, bei Stillstand des Gebläses erfolgt die Erregung aus einer anderen Stromquelle.

Dieses Gebläse saugt 2700 cbm/st an und verdichtet das Gemisch auf 1,35 Atm. abs. Das ankommende Gemisch hat ein spezifisches Gewicht von 1,35 kg/cbm und eine Temperatur von 30 bis 40°.

Für große Turbokompressoren verwendet Jaeger eine Innenkühlung zwischen jeder Stufe, die so kräftig wirkt, daß von Zwischenkühlern auch bei

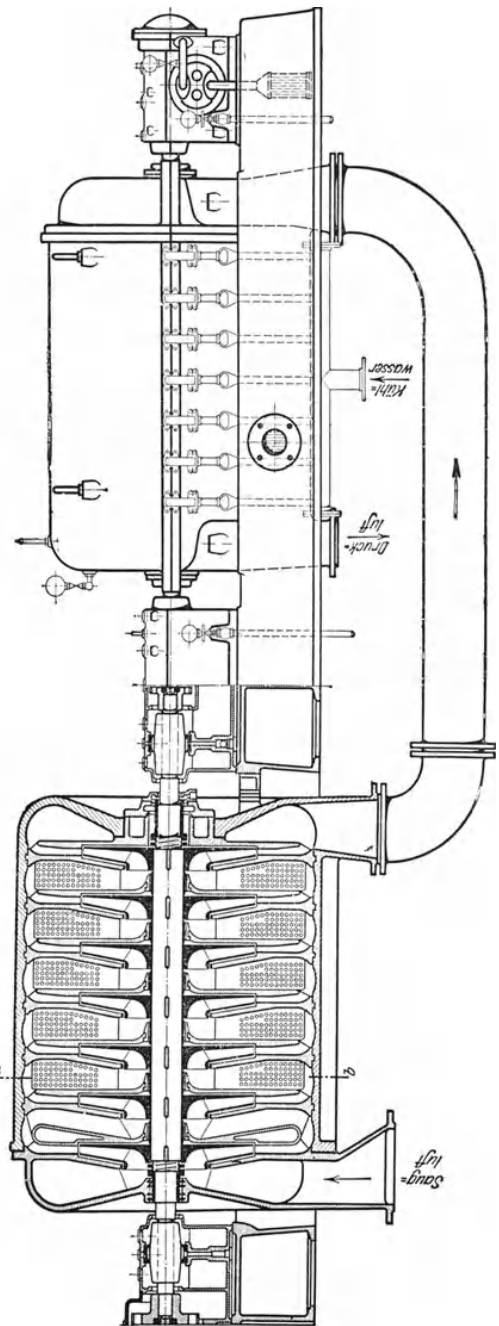


Fig. 264.

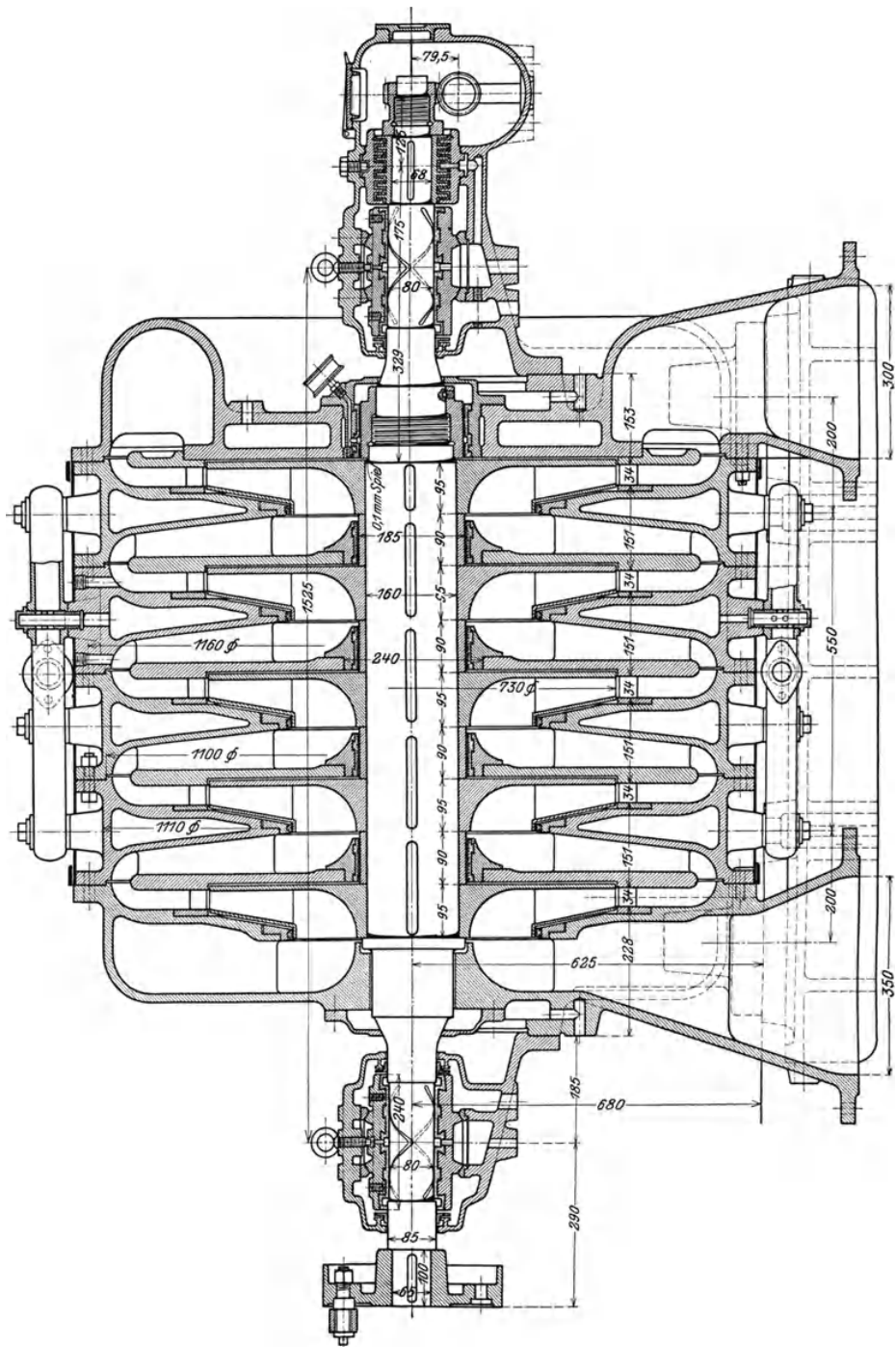


Fig. 265.

Unterteilung der Gehäuse abgesehen werden kann. Der Kühlkörper einer Stufe besteht aus zwei Bündeln von halbkreisförmig gekrümmten Rohren, deren Enden in Wasserkammern eingewalzt sind (Fig. 263). Damit läßt sich etwa die doppelte Kühlfläche unterbringen wie in gewöhnlichen eingegossenen Kühlräumen und man erreicht niedrigere Lufttemperaturen. Die Querschnitte zwischen den Messingrohren sind so zu bemessen, daß der durchströmenden Luft kein merkbarer Widerstand entsteht. Diese Kühlrohre lassen sich im Betrieb leicht reinigen, ähnlich wie die Kondensatorrohre, ein Auswechseln der Elemente erfolgt nach Abheben der oberen Gehäusehälfte.

Das Gehäuse selbst besteht aus einem zweiteiligen Mantel, in den die Zwischenwände mit den Leitkränzen eingesetzt sind. Der in Fig. 264 im Längsschnitt sichtbare Kompressor ist in zwei Gehäusen unterteilt und die Luftführung so angeschlossen, daß der Achsdruck der einen Gruppe demjenigen der anderen Gruppe entgegenwirkt. Die Maschine saugt bei 3000 Uml./min 8000 cbm/st an und verdichtet die Luft auf 8 Atm. abs. Der elektrisch betriebene Kompressor hat auf einer Schiffswerft Aufstellung gefunden und bei den Abnahmeversuchen folgende Werte gezeigt:

Druck Saugrohr 0,9871 Atm. abs.; Druckrohr 7,99 Atm. abs.

Temperatur " 30° C; " 58,5° C.

Angesaugte Luftmenge 132,3 cbm/min.

Kühlwasser-Temperatur Eintritt 21,6°, Austritt 33,9°.

Energieverbrauch des Kompressors 896,7 PS.

Isothermischer Wirkungsgrad 67,6 v. H.

89. Gebrüder Sulzer A.-G., Winterthur.

Die Bauart der Turbokompressoren dieser Firma wird erkenntlich durch Fig. 265, die den Längsschnitt eines fünfstufigen Kompressors zeigt. Er ist berechnet für

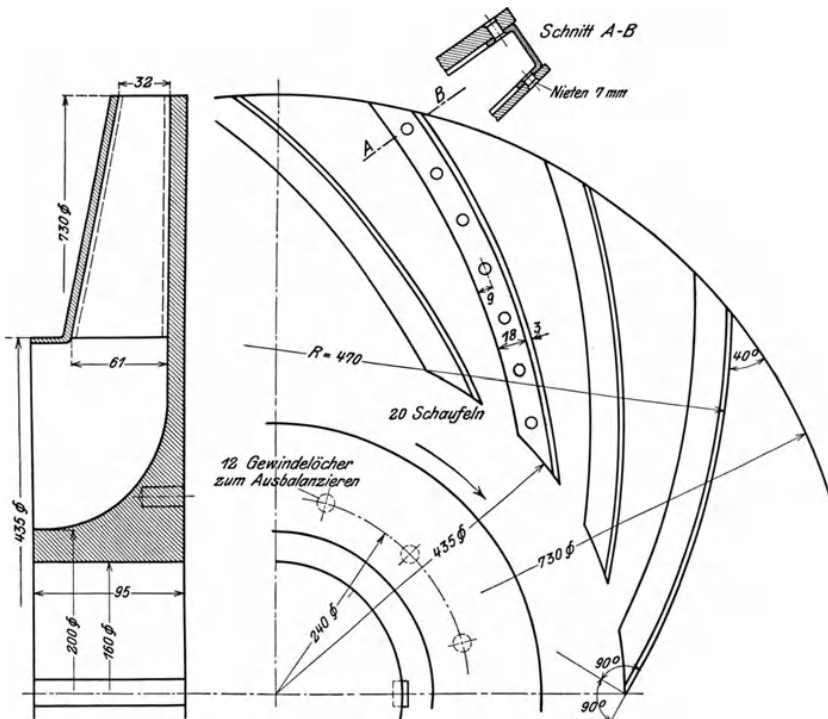


Fig. 266.

Fig. 267.

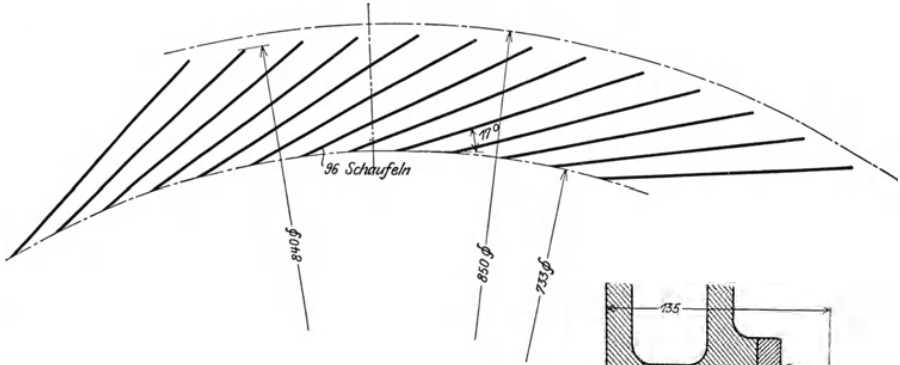


Fig. 268.

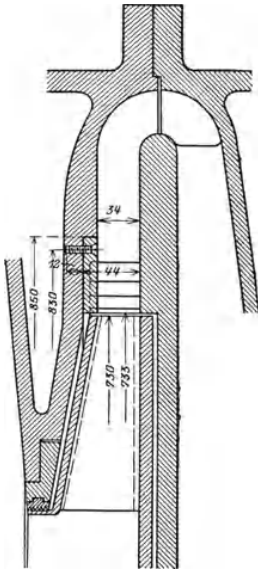


Fig. 269.

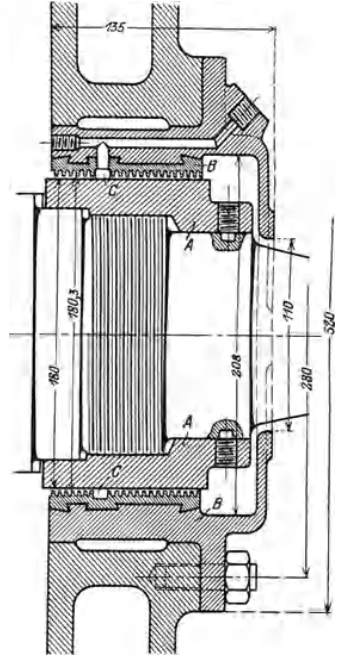


Fig. 270.

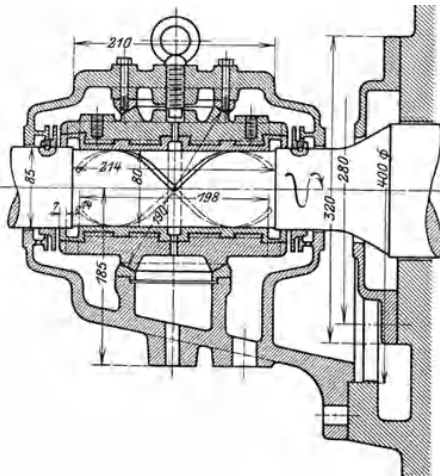


Fig. 271.

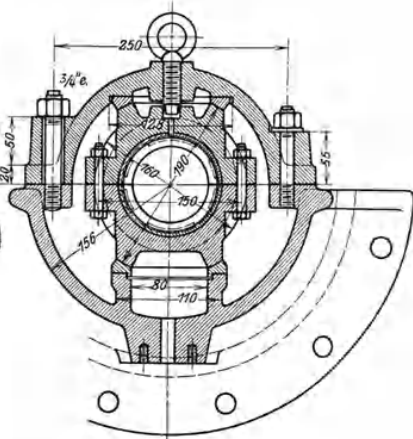


Fig. 272.

eine Ansaugmenge von 6500 cbm/st und einem Überdruck von 5 m Wassersäule bei 3000 Uml./min und wird durch einen Elektromotor angetrieben.

Von den Einzelheiten dieser Maschine zeigen die Fig. 268 und 269 das Leitrad mit der Art der Befestigung im Gehäuse. Die nach rückwärts gekrümmten Schaufeln des Laufrades besitzen eine stetig verlaufende Krümmung; dadurch erhalten die Kanäle eine günstige Form und bilden gute Führungen für die Flüssigkeit. Der Leitradkranz ist auf der einen Seite am Gehäuse befestigt, an der anderen Seite lehnen sich die Stahlblechschaufeln an die blank gedrehte Seitenwand. Durch die Verwendung einer großen Leit-schaufelzahl soll die Umsetzung von Geschwindigkeit in Druck mit möglichst kleinen Verlusten vor sich gehen.

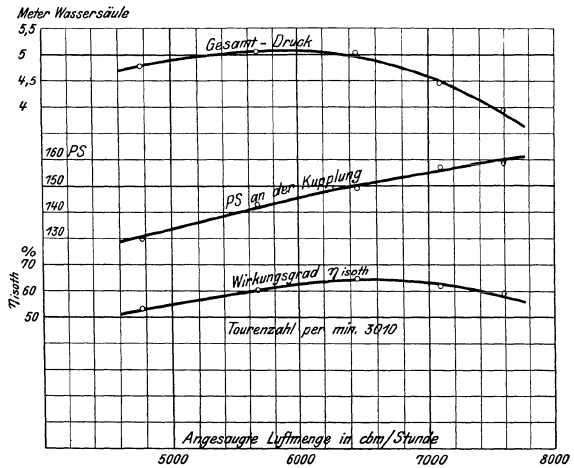


Fig. 273.

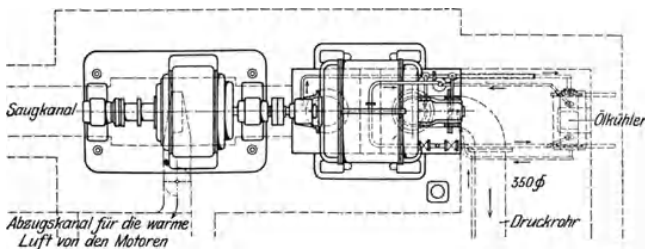
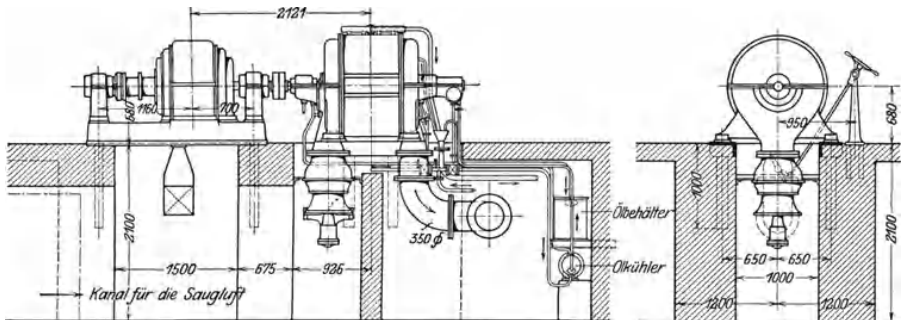


Fig. 274—276.

Das Gehäuse besteht aus einzelnen verschraubten Elementen und ist in der wagrechten Mittelebene geteilt. Die Wasserkühlung ist derart eingerichtet, daß jedes hohle Gehäuseelement für sich kaltes Wasser empfängt, das von unten zufließt und oben abgeleitet wird. Dadurch kann in jeder Stufe der Temperatur-

unterschied zwischen Ein- und Austritt angenähert auf demselben Betrag erhalten bleiben.

In Fig. 270 ist die Abdichtung der starren Welle auf der Druckseite abgebildet; sie besteht im wesentlichen aus einer glatten Hülse *A*, die auf der Welle aufgeschraubt ist, und einer mit Weißmetall ausgegossenen Buchse *B*, die am Gehäuse festsetzt. Im Weißmetallfutter sind Rillen von 3 mm Tiefe und 2,5 mm Teilung eingedreht. Das Futter umfaßt die umlaufende Welle mit 0,15 mm Spiel und empfängt in der Aussparung *C* etwas Fett. Eine ähnliche Dichtung mit Weißmetallfutter besitzen auch die Zwischenwände.

Das Traglager ist in den Fig. 271 und 272 dargestellt. Es wird mit Druckölschmierung versorgt, ebenso das Kammlager. Den Aufstellungsplan zeigen die Fig. 274 bis 276 für zwei Aggregate. Über die Versuche gibt Kurvenblatt 273 Auskunft, im übrigen sei auf die Auswertung der Versuche Abschnitt 74 verwiesen.

90. Über Kühlvorrichtungen an Turbokompressoren.

Es sollen in diesem Abschnitt einige Mittel zur Kühlung vielstufiger Kompressoren besprochen werden, soweit dies nicht schon bei der Behandlung ausgeführter Turbokompressoren gesehen ist.

Wie die Berechnung der vielstufigen Kompressoren gezeigt hat, ist eine wirksame Kühlung des Gases im Verlaufe des Verdichtungs Vorganges von größtem Nutzen; der Prozeß kann nur dadurch der isothermischen Verdichtung genähert werden. Für Hochdruckgebläse mit mehr als vier Stufen wird sich eine Kühlung stets lohnen.

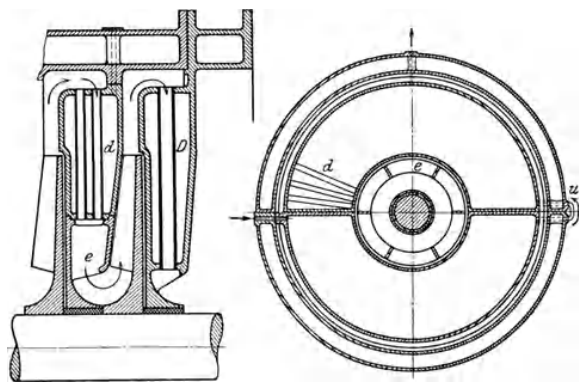


Fig. 277.

Für die Herstellung einer guten Kühlwirkung sind wie bei den Zwischenkühlern zwei Umstände maßgebend, nämlich die Größe der Kühlflächen und zweitens die Art des Wasserumlaufs. Das Wasser soll mit möglichst großer Geschwindigkeit durchfließen, und es ist streng darauf zu achten, daß sich keine toten Räume bilden können, die vom Umlauf abgeschnitten werden und für die Kühlwirkung beinahe verloren gehen.

Um die Kühlfläche in den einzelnen Stufen möglichst zu vergrößern, wählt man als einfaches Mittel den Durchmesser des Gehäuses reichlich groß; man führt also das Gas nach dem Austritt aus den Laufrädern durch den Diffusor und von da noch weiter radial auswärts, als dies durch den Umkehrbogen notwendig bedingt ist.

Ein anderes Mittel zur Vergrößerung der Kühlfläche ohne merkliche Zunahme des Platzbedarfs besteht im Einsetzen besonderer Kühlrohre zwischen die einzelnen Stufen (Fig. 277). Dazu können am besten die Rücklaufkanäle benutzt werden, wie

Die Einrichtung hierzu ist verhältnismäßig einfach, da das Gehäuse des Kompressors benutzt werden kann. Die Wände zwischen den einzelnen Stufen werden hohl ausgeführt, häufig auch die Rippen oder Rücklaufschaufeln in den Kanälen vom Diffusor einer Stufe zum Eintritt in das folgende Rad, wie dies in den vorangegangenen Abschnitten gezeigt worden ist.

dies die Ausführung von Köster zeigt. Die verdichtete Luft fließt durch die radial auf dem ganzen Umfang eingesetzten Rohre d gegen die Achse zu und tritt durch das Ringstück e in das folgende Rad. Das zum leichten Auswechseln der Kühlrohre angeordnete Stück e kann auch weggelassen werden, so daß die Rohre D länger ausfallen. Das Wasser fließt zunächst durch die untere Hälfte des Gehäuse-

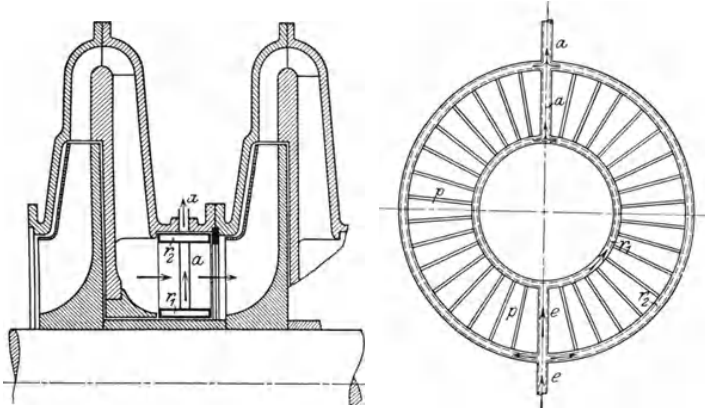


Fig. 278.

elements, wird dann durch die Umlaufleitung u in die obere Hälfte geleitet, von wo es oben abfließt.

Auswechselbare Kühlrohre werden von C. H. Jäger & Cie. in Leipzig vorgeschlagen (Fig. 263). Diese Rohre sind in konzentrischen Kreisen gebogen und in zwei Kammern eingebördelt. Damit nun die kürzeren innen liegenden Rohre annähernd dieselbe Kühlwirkung aufweisen wie die äußeren Rohre, wird dafür gesorgt, daß der Durchflußwiderstand in den verschiedenen Rohrgruppen ungefähr gleich groß ist. Man erreicht dies durch Abteilen der Wasserkammern, so daß Rohre einzeln oder gruppenweise parallel geschaltet werden. Das Wasser läuft zuerst durch ein Rohr mit kleinstem Radius und schließlich in Parallelstrom durch die drei Rohre mit größtem Radius.

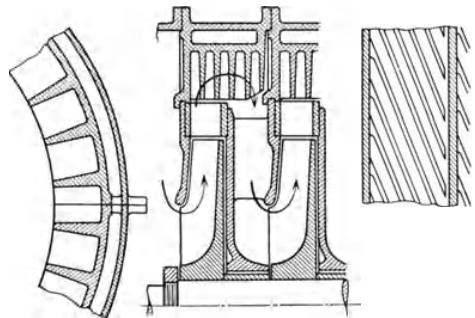


Fig. 279.

Einen Kühler mit zwei konzentrischen hohlen Ringen r_1 und r_2 zeigt der Vorschlag von Junkers (Fig. 278). Zwischen den beiden Ringen sind zahlreiche dünne Metallplatten p eingesetzt, die den Durchgangsquerschnitt der Luft nicht wesentlich verengen und die wenig Widerstände hervorrufen. Das Zuführrohr e und das Ableitungsrohr a müssen sehr genau symmetrisch liegen, wenn beide Ringhälften links und rechts gleichmäßig durchflossen werden sollen. Das Einsetzen dieses nach Art der Rippenheizkörper gebauten Kühlers erfolgt an Orten, wo die Gasgeschwindigkeit groß ist, womit eine gute Ausnützung der Kühlfläche angestrebt wird. In Fig. 278 ist das beschriebene Kühlelement vor den Eintritt in ein Laufrad eingebaut. Es kann aber auch hinter dem Rad angeordnet werden; dann wirken die Kühlplatten zugleich als Leitschaufeln und die Ringe r_1 und r_2 bilden die Seitenwände.

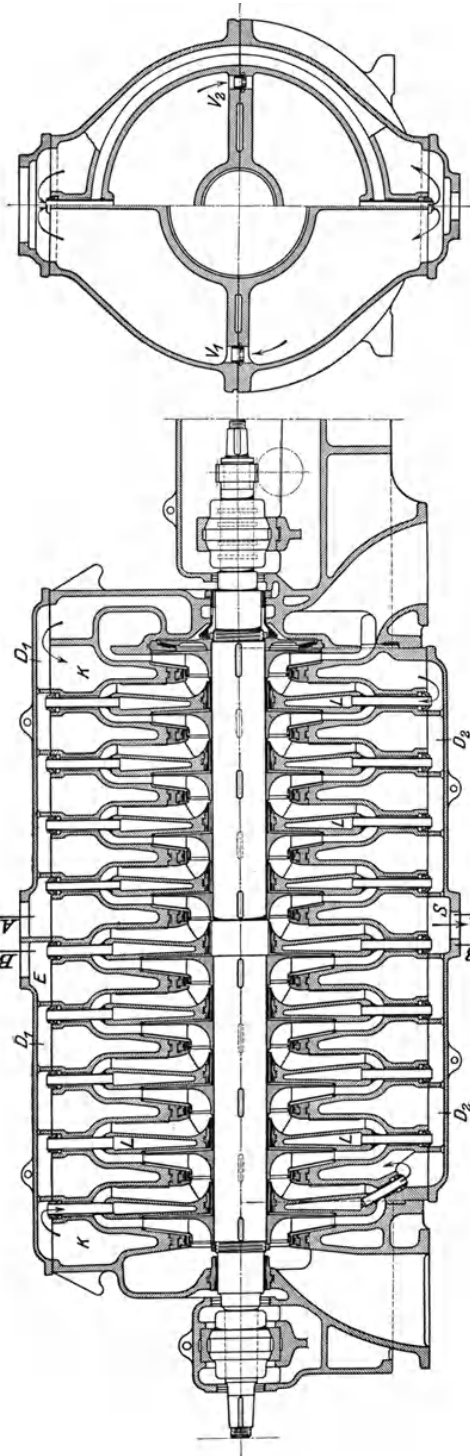


Fig. 281.

Fig. 280.

Eine andere Vergrößerung der Kühlfläche durch wärmeaufnehmende Wände zeigt die Fig. 279. Beim Umkehren in den Rückleitungs kanal durchfließt die warme Luft eine Anzahl gekühlter Wände oder Rippen, die schraubenförmig gewunden sind (siehe Abwicklung) und die Luft ohne nennenswerten Stoß in die Kanäle weiter leiten.

Ein wichtiges Mittel zur Erreichung einer wirksamen Kühlung besteht in der guten Führung des Wassers innerhalb der einzelnen Kammern. Häufig ist die Bewegungsrichtung des Wassers im Gegenstrom zum Fördermittel, doch kommt auch Parallelstrom zur Anwendung. Will man die Temperatursteigerung in jeder Stufe ungefähr gleich groß erhalten, so muß die Kühlkammer jeder Stufe für sich abgeschlossen sein; das Wasser wird nun von einer Verteilerleitung aus einer jeden Kammer von unten zugeführt und fließt an der obersten Stelle desselben Raumes in eine Sammelleitung ab (Fig. 265 Seite 270).

Die von Brown, Boveri & Cie. in Baden für große Turbokompressoren angewendete Anordnung ist in Fig. 280 wiedergegeben. Die inneren Wasserkammern in den hohlen Zwischenwänden L sind durch Rohre mit gut dichtenden Verschraubungen an die äußere Wasserkammer angeschlossen. Verschraubungen v_1 und v_3 vermitteln den Durchgang zwischen der oberen und unteren Zylinderhälfte. Das Wasser wird an zwei Stellen eingeleitet, die sich an den beiden Stirnseiten K des Gehäuses befinden, beide Ströme treffen sich in der Gehäusemitte und fließen durch den Stutzen S nach unten ab. Die beim Saugrohr eintretende Wassermenge folgt demnach der Luft im Gleichstrom und durchströmt die

inneren Hohlräume von oben nach unten. Die andere Hälfte der Kühlmenge tritt am entgegengesetzten Ende des Kompressors ein, folgt also der Luft im Gegenstrom und durchfließt die inneren Kammern L von unten nach oben. In der Querschnittsfigur 281 ist der Bewegungssinn ebenfalls ersichtlich, dort bedeutet die linke Hälfte den Schnitt nach Linie AA (Fig. 280), die Hälfte rechts den Schnitt nach Linie BB . Das Gehäuse zeigt oben und unten weite Öffnungen, die sich auf die ganze Länge erstrecken und durch die Deckel D_1, D_2 abgeschlossen sind. Dadurch ist die äußere Kühlfläche zugänglich und kann von Schlamm und Kesselstein leicht befreit werden. Von da aus lassen sich die inneren Räume L durchspülen. Da der untere Deckel D_2 den Wasserabfluß an der tiefsten Stelle enthält, gegen die alles Wasser abfallen kann, sind Ablaßhähne entbehrlich. Im oberen Deckel D_1 dient die Öffnung E zur Entlüftung.

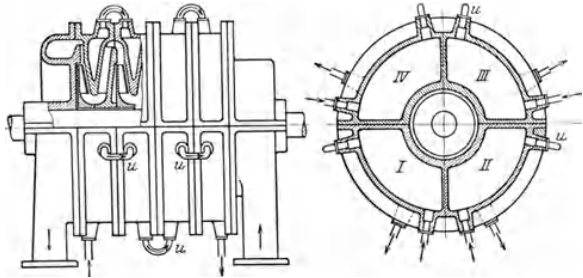


Fig. 282.

Eine vollständig im Gegenstrom durchgeführte Kühlung zeigt die Anordnung der Fig. 282. Das ganze Gehäuse ist seiner Länge nach in vier voneinander getrennte Kammern eingeteilt. Das Wasser tritt auf der Seite des Druckstutzens an vier Stellen in die Kammern ein und auf der Seite des Saugstutzens aus. Umlaufleitungen u bewirken den Übertritt von einem Gehäuseelement zu einem nebenan liegenden. Diese Umlaufleitungen sind versetzt, so daß das Wasser gezwungen ist, die Kammern in der Längsrichtung nach Art der Schlangenlinie zu durchfließen.

Ein zweiteiliges Gehäuseelement mit umlaufender Wasserkühlung für beide Hälften zeigt die Anordnung von W. Grun in Frankfurt a. M. (Fig. 283). Das hohle Gehäusestück b ist durch radiallylaufende Rippen in Kammern abgeteilt; durch diese Rippen werden die hohlen Rücklaufschaufeln in zwei Kanäle getrennt, die zufolge der Schrägstellung der hohlen Schaufeln eine Verbindung der einen Kammer mit der nächstliegenden ermöglicht. Die andere Wand d der Rücklaufkanäle zeigt ebenfalls einen Hohlraum, der durch radiale Rippen abgeteilt ist. Das Kühlwasser tritt am Umfang der einen Gehäusehälfte bei e ein und auf der gegenüberliegenden Seite desselben Gußstückes bei a aus, nachdem es die ein-

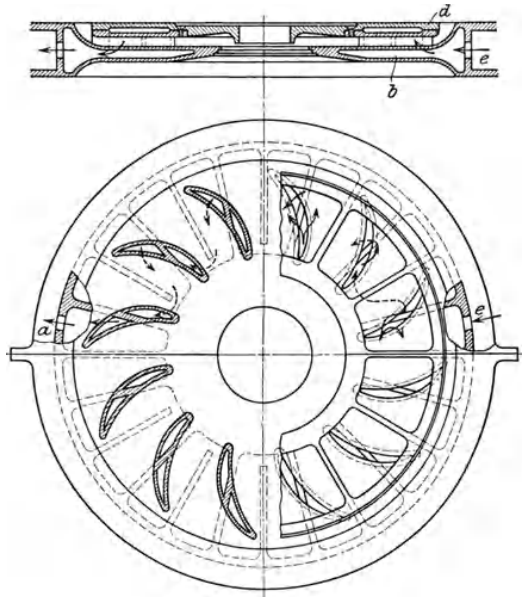


Fig. 283.

Die andere Wand d der Rücklaufkanäle zeigt ebenfalls einen Hohlraum, der durch radiale Rippen abgeteilt ist. Das Kühlwasser tritt am Umfang der einen Gehäusehälfte bei e ein und auf der gegenüberliegenden Seite desselben Gußstückes bei a aus, nachdem es die ein-

zelen Kammern der Reihe nach in schlangenförmigem Weg durchlaufen hat. Dadurch wird bezweckt, daß das Wasser beim Durchfließen der hohlen Schaufeln mehrmals senkrecht auf die ebenen Kühlflächen des Rücklaufkanals auftritt, anstatt an diesen Flächen entlang zu streichen. Die damit verbundene erhöhte Kühlwirkung wird außerdem durch den kräftigen Umlauf unterstützt.

Weitere Lösungen im Bau von Kühleinrichtungen finden sich bei der Besprechung ausgeführter Turbokompressoren.

91. Berechnung der Radscheiben.

Durch die Fliehkraft der eigenen Massenteile entstehen in der Scheibe zwei Spannungen, die eine in radialer, die andere in tangentialer Richtung. Sind die Schaufeln einseitig an der Scheibe befestigt, so treten außerdem biegende Kräfte auf.

Es sollen im folgenden nur die beiden Hauptspannungen in angenäherter Weise berechnet werden, wobei die Abmessungen der Scheibe als gegeben vorausgesetzt sind.

Diese Aufgabe wird erschwert durch den Umstand, daß bei den meisten Lauf- rädern für Turbokompressoren die Nabenmasse einseitig angeordnet ist. Zur Vereinfachung soll nun die Annahme getroffen werden, es sei von der Nabe nur so viel Material als tragfähig in Rechnung zu ziehen, als symmetrisch auf beiden Seiten der Mittelebene senkrecht zur Drehachse gelegen ist. Diese ungünstige Annahme gleicht sich mit dem Weglassen der biegenden Kräfte zum Teil aus.

Berechnung der mittleren Tangentialspannung. Einen ersten Anhalt über die Größe der Tangentialspannung erhält man, wenn vorerst ihr Mittelwert berechnet wird.

Schneidet man aus der Scheibe einen halben Ring vom Radius r und dem Querschnitt $f = b \cdot dr$ heraus, so sind an den beiden Endflächen die Zugkräfte $f \cdot \tau$ anzubringen, die den entgegengesetzt gerichteten Fliehkraftkomponenten das Gleichgewicht halten (Fig. 284).

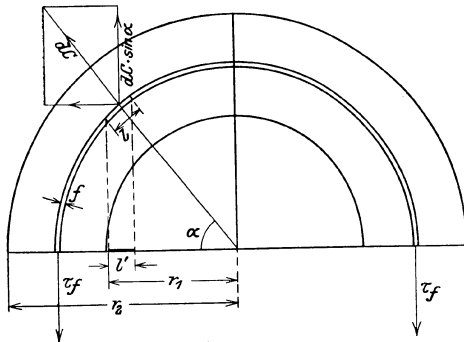


Fig. 284.

Für ein Massenelement von der kleinen Bogenlänge l ist

$$dm = \frac{\gamma}{g} f \cdot l,$$

wo $g = 981 \text{ cm/sek}^2$ und γ das spezifische Gewicht des Materials bedeuten. Die von dm entwickelte Fliehkraft beträgt

$$dC = \omega^2 \cdot r \cdot dm = \frac{\gamma \omega^2}{g} \cdot f \cdot l \cdot r.$$

Für Gleichgewicht ist die Summe der senkrechten Kraftkomponenten Null, daher ist nach Fig. 284

$$2 \tau f = \int dC \sin \alpha = \frac{\gamma \omega^2}{g} f r \int_0^\pi l \sin \alpha.$$

Da $l \sin \alpha = l'$ die Projektion des Bogenelementes auf den Durchmesser (Fig. 284) bedeutet, ist die Summe

$$\int_0^\pi l \sin \alpha = 2r$$

eingesetzt, gibt

$$\tau = \frac{\gamma \omega^2}{g} \cdot r^2 \dots \dots \dots (1)$$

Wendet man die Formel der Zugfestigkeit auf den ganzen Meridianschnitt (von der Bohrung bis zum äußersten Umfang) an, so ergibt sich die mittlere Tangentialspannung in ihm

$$\tau_m = \frac{\sum f \cdot \tau}{\sum f} \dots \dots \dots (2)$$

Hierin ist der Nenner als „Nettoquerschnitt“ aufzufassen, es ist dies derjenige, der die Spannungen aufzunehmen vermag.

Für die Größe der Fliehkraft kommen dagegen häufig außer dem tragfähigen Scheibenquerschnitt noch Querschnittsteile in Betracht, die keine Spannungen übertragen können. Das Material der Schaufeln kann nach Keller¹⁾ seitlich an der Scheibe aufgetragen gedacht werden, die an diesen Stellen eine größere Breite b_b besitzt, während nur die „Nettobreite“ b_n tragfähig ist.

Die Gl. 2 erhält damit die Form

$$\tau_m = \frac{\gamma \omega^2}{g} \frac{\sum b_b \cdot r^2 \Delta r}{\sum b_n \cdot \Delta r} \dots \dots \dots (3)$$

Durch Einteilen des Scheibenquerschnitts in Stücke von den radialen Abmessungen Δr lassen sich die beiden Summen leicht bestimmen und in eine Zahlentafel eintragen.

Mittels Integration kann τ_m nur berechnet werden, wenn die Scheibe unveränderliche Breite von der Bohrung bis nach außen besitzt

$$b_b = b_n = \text{Konst.} = b.$$

Dann ist

$$\tau_m = \frac{\gamma \omega^2}{3g} (r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2) \dots \dots \dots (4)$$

wenn r_1 den inneren, r_2 den äußeren Radius bedeuten.

Berechnung der Spannungen in den Massenelementen. Bilden die Seitenbegrenzungen des Massenelementes den kleinen Zentriwinkel φ miteinander (Fig. 285), so ist die Länge des Elementes

$$l = \varphi \cdot r.$$

Der Querschnitt

$$f = b \cdot dr,$$

daher

$$dm = \frac{\gamma}{g} f l = \frac{\gamma}{g} \cdot b \cdot \varphi \cdot r \cdot dr$$

und

$$dC = \frac{\gamma \omega^2}{g} \cdot b \varphi r^2 dr.$$

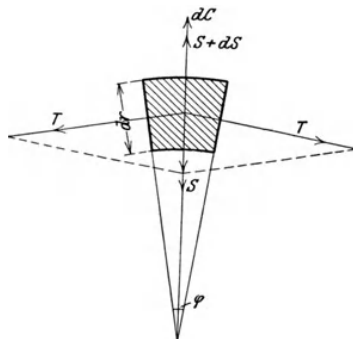


Fig. 285.

Denkt man sich das Massenelement herausgeschnitten, so müssen an allen Schnitten Normalkräfte angebracht werden, um das Gleichgewicht herzustellen.

¹⁾ Schweiz. Bauzeitung 1909, S. 307. Dr. Huldr. Keller, Berechnung der Scheibenräder.

An der inneren Begrenzungsfläche (Fig. 285) wirkt die Kraft

$$S = r\varphi \cdot b\sigma$$

und auf die äußere $S + dS$. Die Resultierende beider Kräfte ist der Unterschied dS und wird durch Differenzieren von S erhalten

$$dS = \varphi(rbd\sigma + b\sigma dr + r\sigma db).$$

Die beiden Seitenkräfte

$$T = bdr \cdot \tau$$

lassen sich zu einer radial einwärts gerichteten Resultierenden vereinigen, die mit den beiden andern Kräften dS und dC im Gleichgewicht stehen muß. Daher ist

$$dS + dC - 2T \sin \frac{\varphi}{2} = 0$$

oder mit $\sin \frac{\varphi}{2} = \sim \frac{\varphi}{2}$

$$dS + dC - T \cdot \varphi = 0.$$

Durch Einsetzen der Werte erhält man unter Berücksichtigung der Bruttobreite für die Fliehkraft, der Nettobreite für die Spannungen

$$rb_n d\sigma + b_n \sigma dr + r\sigma db_n - b_n dr \tau + \frac{\gamma \omega^2}{g} b_b r^2 \cdot dr = 0$$

mit der Abkürzung $\frac{\gamma \omega^2}{g} = c$ wird die Zunahme der Radialspannung

$$\frac{d\sigma}{dr} = \frac{\tau}{r} - \frac{\sigma}{r} - \frac{1}{b_n} \frac{db_n}{dr} \cdot \sigma - cr \frac{b_b}{b_n} \dots \dots \dots (5)$$

Um die Zunahme der Tangentialspannung zu finden, ist das Grundgesetz der Elastizität zu Hilfe zu ziehen, wonach jede Verlängerung des Materials in der einen Richtung eine Zusammenziehung in der dazu senkrechten Richtung hervorruft.

Der Kreisumfang von der Länge $2\pi r$ dehnt sich unter dem Einfluß der Tangentialspannung τ um den Betrag $2\pi r \frac{\tau}{E}$ aus (E = Elastizitätsmodul), diese Ausdehnung erfährt aber durch die Radialspannung σ eine Verminderung um $2\pi r \cdot \frac{\nu \cdot \sigma}{E}$ (für Flußeisen $\nu = 0,3$).

Die Gesamtverlängerung des Umfanges ist daher

$$\Delta(2\pi r) = \frac{2\pi r}{E}(\tau - \nu\sigma).$$

Wird dieser Betrag durch 2π dividiert, so erhält man die zugehörige Dehnung des Radius

$$\Delta r = \frac{r}{E}(\tau - \nu\sigma)$$

und die Dehnung für das Element durch Differenzieren

$$\Delta dr = \frac{1}{E} [dr(\tau - \nu\sigma) + r(d\tau - \nu d\sigma)].$$

Dieselbe Dehnung wird aber auch durch die Radialspannung hervorgerufen, für die das Grundgesetz der Elastizität heißt

$$\Delta dr = \frac{dr}{E}(\sigma - \nu\tau).$$

Durch Gleichsetzen folgt

$$\frac{d\tau}{dr} = \frac{1+\nu}{r}(\sigma - \tau) + \nu \frac{d\sigma}{dr} \dots \dots \dots (6)$$

Eine Integration der beiden Hauptgleichungen 5 und 6 ist möglich unter der Voraussetzung einer Scheibe mit gleichbleibender Dicke. Die Konstanten der Integration ergeben sich durch den Umstand, daß an der Bohrung $\sigma=0$ ist, wenn keine „Montage“-Spannung auftritt. Ferner ist am äußeren Umfang ebenfalls $\sigma=0$.

Für diesen Sonderfall ist nach Grübler¹⁾

$$\tau = \frac{\gamma \omega^2}{8g} \left[3 \left(r_1^2 + r_2^2 + \frac{r_2^2 r_2^3}{r^2} \right) - r^2 \right] \dots \dots \dots (7)$$

$$\sigma = \frac{3 \gamma \omega^2}{8g} \left[r_1^2 + r_2^2 - \frac{r_1^2 r_2^2}{r^2} - r^2 \right] \dots \dots \dots (8)$$

Die Tangentialspannung erreicht an der Bohrung ihren Höchstwert, für $r=r_1$ ist

$$\tau_i = \frac{3 \gamma \omega^2 r_2^2}{4g} \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] \dots \dots \dots (9)$$

Meistens kann aber Gl. 9 nicht verwendet werden, da die Dicke der Scheibe nach außen zu abnimmt und die Bruttobreite eine nicht zu vernachlässigende Rolle spielt.

Für diesen allgemeinen Fall lassen sich die Hauptgleichungen 5 und 6 unmittelbar benutzen, um die Zunahme der Spannungen $d\tau$ und $d\sigma$ von Element zu Element zu berechnen, wenn statt der Differentiale endliche Größen genommen werden.

Man teilt zu diesem Zweck den Querschnitt in Stücke ein, indem für dr nahe der Bohrung 0,5 bis 1 cm, gegen außen 2 bis 3 cm gewählt wird. An der Bohrung ist $\sigma=0$ und τ ein Höchstwert, den man etwa zu

$$\tau_i \geq 1,8 \tau_m$$

annimmt.

Man kann die einzelnen Größen der Gl. 5 und 6 in einer Zahlentafel so zusammenstellen, daß die Rechnung übersichtlich wird, wie dies H. Keller in sehr praktischer Weise gezeigt hat²⁾.

Die Werte auf den rechten Seiten der Gl. 5 und 6 gelten für den Anfang des Elementes, am Ende desselben sind die Spannungen um die Beträge $d\sigma$ bzw. $d\tau$ größer geworden; diese neuen Spannungen gelten dann für den Anfang des nächstfolgenden Elementes usf.

Da häufig die Dicke nach außen abnimmt, so ist in Gl. 5 der Wert db_n negativ einzusetzen.

Die letzte Radialspannung am äußeren Scheibenrand muß das Ergebnis Null liefern, wenn die Anfangsspannung τ_i richtig gewählt worden ist.

Eine andere Kontrolle ergibt Gl. 3,

$$\Sigma b_n dr \cdot \tau = \tau_m \Sigma b dr,$$

deren rechte Seite bereits ermittelt ist. Diese Gleichung muß ihre Gültigkeit behalten, wenn für τ die aus Gl. 6 ermittelten Einzelwerte eingesetzt werden.

Stimmt die linke Seite mit der rechten nicht überein, so ist die Rechnung zu wiederholen.

¹⁾ Z. 1897, S. 860.

²⁾ Siehe: Die Turbine 1909, Heft V, S. 88.

Die Zerlegung des Querschnittes kann endlich dazu benutzt werden, das Scheibengewicht zu bestimmen. Es ist

$$\Delta G = 2 \pi r \Delta r b_b \cdot \gamma$$

$$G = 2 \pi \gamma \Sigma b_b \cdot r \cdot \Delta r \dots \dots \dots (10)$$

Ferner ist das Trägheitsmoment

$$\Delta J = \Delta m \cdot r^2 = \frac{2 \pi r \gamma}{g} \cdot b_b \cdot \Delta r r^2$$

$$J = \frac{2 \pi \gamma}{g} \Sigma b_b \cdot r^3 \Delta r \dots \dots \dots (11)$$

oder

$$GD^2 = \Sigma \Delta G (2r)^2 = 8 \pi \gamma \Sigma b_b \cdot r^3 \Delta r \dots \dots \dots (12)$$

Beispiel: Eine Scheibe von gleichbleibender Breite $b_n = 1$ cm und den Radien $r_1 = 8$ cm, $r_2 = 36,5$ cm laufe mit $n = 3000$ Umdr./min (Fig. 286).

Von $r = 22$ cm an sei eine zusätzliche Breite von 0,3 cm (Einfluß der Schaufeln) anzunehmen; die Bruttobreite beträgt demnach $b_b = 1,3$ cm. Es ist

$$\omega = \frac{\pi n}{30} = 314, \quad \gamma = 7,8 \text{ kg/cbdm},$$

$$c = \frac{\gamma \omega^2}{g} = \frac{7,8 \cdot 314^2}{981 \cdot 1000} = 0,784 \text{ (bezogen auf cm)}.$$

Zur Berechnung der mittleren Tangentialspannung τ_m kann zunächst $b_n = b_b = \text{Konst.}$ angenommen werden, dann ist nach Gl. 4

$$\tau_m = \frac{\gamma \omega^2}{3g} (r_1^2 + r_1 r_2 + r_2^2)$$

$$\tau_m = \frac{0,784}{3} (8^2 + 8 \cdot 36,5 + 36,5^2) = 440 \text{ kg/qcm}.$$

Durch Einteilen des Querschnittes ergeben sich die in Gl. 3 auftretenden Summen zu

$$\Sigma b_b \cdot r^2 \Delta r = 20994$$

$$\Sigma b_n \cdot \Delta r = 28,5,$$

worin die Bruttobreite in richtiger Weise berücksichtigt ist. Daher nach Gl. 3

$$\tau_m = 0,784 \cdot \frac{20994}{28,5} = 577 \text{ kg/qcm}.$$

Der Einfluß der nicht tragfähigen Breite b_b ist nicht unbedeutend. Für die größte Spannung ist unter Annahme $b_n = b_b$ nach Gl. 9

$$\tau_i = \frac{3}{4} \cdot c r_2^2 \left[1 + \frac{1}{3} \left(\frac{r_1}{r_2} \right)^2 \right] = \frac{3}{4} \cdot 0,784 \cdot 36,5^2 \cdot 1,016 = \sim 800 \text{ kg/qcm}.$$

Der tatsächliche Wert muß etwas höher liegen und kann mit der Gl. 5 und 6 ermittelt werden.

In Zahlentafel 32 ist diese Rechnung durchgeführt unter Benutzung der Differenzgleichungen 5 und 6. Für das erste Element an der Nabe gilt die Annahme $\sigma_i = 0$ und $\tau_i = 1150$ kg/qcm. Da $b_n = 1$ cm = Konst. ist, wird in diesem Fall $db_n = 0$ für alle Elemente. Wie die Zusammenstellung zeigt, ist der Wert σ_a für das äußerste Element so wenig von Null verschieden, daß die gemachte Annahme für τ_i als richtig angesehen werden kann. Man erhält das Ergebnis meistens schon nach zweimaligem Durchrechnen, so daß diese Methode nicht besonders umständ-

lich ist, namentlich wenn die stets wiederkehrenden Zwischenwerte in einer Tafel übersichtlich zusammengeschrieben werden. Fig. 286 zeigt die Spannungsverteilung

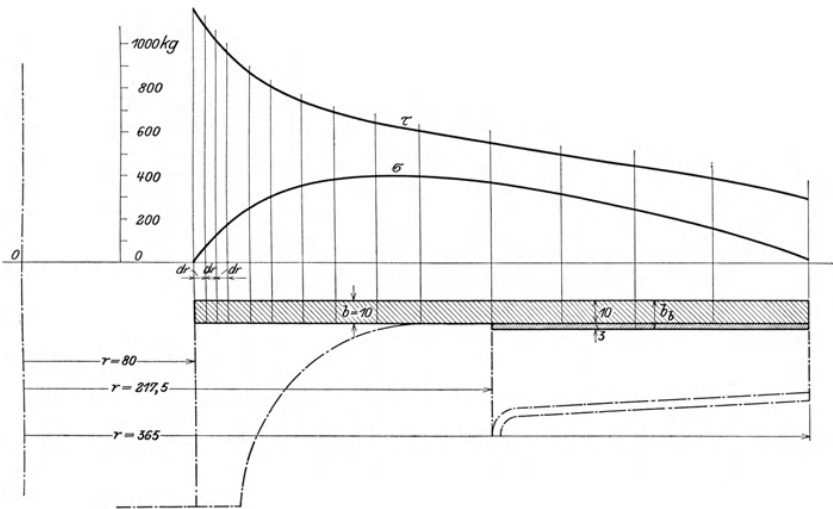


Fig. 286.

für dieses Beispiel. Umfährt man die Kurve der Tangentialspannung τ mit dem Planimeter, so ergibt sich ein Mittelwert von $\tau_m = 562 \text{ kg/qcm}$, was mit dem oben gefundenen Wert gut übereinstimmt.

Zahlentafel 32.

r	dr	$\frac{b_b}{b_n}$	$c \cdot r \frac{b_b}{br}$	$\frac{\tau_1}{r_1}$	$\frac{\sigma_1}{r_1}$	$\frac{d\sigma}{dr}$	$0,3 \frac{d\sigma}{dr}$	$\sigma_1 - \tau_1$	$\frac{1,3}{r_1} (\sigma_1 - \tau_1)$	$\frac{d\tau}{dr}$	σ_2	τ_2
8	0	1	6,26	0	0	0	0	0	0	0	0	1150
8,5	0,5	1	6,66	143,75	0	137,1	41,1	-1150	-186,9	-145,8	68,5	1077,1
9	0,5	1	7,05	126,8	8,06	111,7	33,5	-1008,6	-154,2	-120,7	124,3	1016,8
9,5	0,5	1	7,43	113,0	13,8	91,8	27,54	-892,5	-129,0	-101,5	170,2	966,1
10,5	1	1	8,22	103,5	17,9	77,4	23,22	-795,9	-103,3	-80,1	247,6	862,8
11,5	1	1	9,0	82,2	23,6	49,6	14,9	-615,2	-76,1	-61,2	297,2	801,6
13	1,5	1	10,2	69,7	25,8	33,6	10,1	-504,4	-57,0	-46,9	347,6	731,1
14,5	1,5	1	11,4	56,3	26,7	18,2	5,5	-383,5	-38,3	-32,8	374,9	681,8
16,5	2	1	12,9	47,0	25,8	8,3	2,5	-306,9	-27,5	-25,0	391,5	631,8
18,5	2	1	14,5	37,3	23,7	-0,9	-0,27	-240,3	-18,9	-19,2	389,7	593,4
21,75	3,25	1	17,1	32,0	21,1	-6,2	-1,9	-203,7	-14,3	-16,2	369,5	540,7
25	3,25	1,3	25,5	24,9	17,0	-17,6	-5,3	-171,2	-10,2	-15,5	312,3	490,13
28,5	3,5	1,3	29,2	19,6	12,5	-22,1	-6,6	-178,0	-9,26	-15,86	234,8	434,8
32	3,5	1,3	32,6	15,3	8,26	-25,56	-7,67	-200,0	-9,13	-16,8	145,3	375,9
36,5	4,5	1,3	37,2	11,73	4,53	-30,0	-9,0	230,6	-9,4	-18,4	10,3	293,2

92. Kritische Drehzahl.

Denkt man sich in der Mitte einer beidseitig gelagerten Welle eine möglichst vollkommen ausgewuchtete Scheibe im Ruhezustand, und erteilt dem Rad einen Stoß senkrecht zur Welle, so vollführt das Ganze eine gewisse Zahl (n_k) von Eigenschwingungen in der Minute.

Die periodisch wechselnde Erregerkraft ist bedingt durch die etwas exzentrische Lage des Schwerpunktes. Stimmt die Schwingungsdauer der erregenden Ursache mit derjenigen der erzwungenen Eigenschwingung überein, so entsteht der kritische Zustand (Resonanz), wobei sich die Ausschläge fortwährend verstärken.

Läßt man diese Welle aus der Ruhe anlaufen, so sind ebenfalls Schwingungen zu beobachten, die sich von anfänglich unmerklichen Beträgen bei wachsender

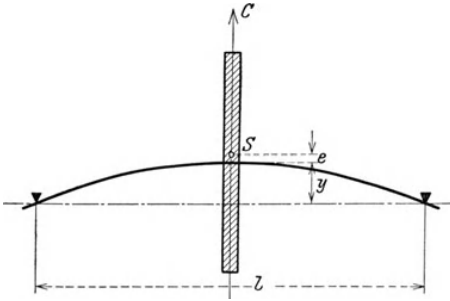


Fig. 287.

Drehzahl stetig vergrößern. Nimmt die Drehzahl einen Wert an, der mit der natürlichen Eigenschwingungszahl n_k übereinstimmt, so vergrößert sich die Exzentrizität derart ins Ungemessene, daß die Welle zum Bruch geführt wird, falls nicht irgendwelche Gegenmaßregeln ergriffen werden. Durch die Übereinstimmung der Drehzahl mit der Eigenschwingungszahl entsteht somit eine Resonanzwirkung. Nach Überschreiten dieser kritischen Drehzahl tritt Beruhigung ein; je höher die angewendete Drehzahl gegenüber der kritischen liegt, desto ruhiger läuft die Welle.

Für den in Fig. 287 dargestellten einfachen Fall läßt sich die kritische Drehzahl leicht berechnen, indem man vorerst annimmt, die umlaufende Masse sei nicht völlig ausgewuchtet, sondern ihr Schwerpunkt S liege um den Betrag e außerhalb des Durchstoßpunktes der Wellenmitte.

Bedeutet

C die Fliehkraft der Scheibe in kg,

ω die Winkelgeschwindigkeit,

y die Ausbiegung der Welle an der Angriffsstelle,

$P = \alpha y$ die rückwirkende Kraft der Welle, die zum Ausbiegen von y cm nötig ist,

α die Kraft zum Ausbiegen der Welle um 1 cm,

$G = mg$ das Gewicht der umlaufenden Masse,

dann ist

$$C = m \omega^2 (e + y).$$

Im Gleichgewichtszustand ist die Fliehkraft von der rückwirkenden Kraft P aufgehoben, daher

$$C = P$$

oder

$$m \omega^2 (e + y) = \alpha y,$$

woraus

$$y = \frac{m \omega^2 e}{\alpha - m \omega^2} \dots \dots \dots (13)$$

Steigert sich die Geschwindigkeit bis die Beziehung gilt

$$\alpha = m \omega^2,$$

so wächst y ins Ungemessene, d. h. die Welle muß brechen. Mit dieser Bedingung ergibt sich die kritische Geschwindigkeit

$$\omega_k = \sqrt{\frac{g \alpha}{G}} \dots \dots \dots (14)$$

Mit $g = 981 \text{ cm/sek}^2$ wird die kritische Drehzahl

$$n_k = \sim 300 \sqrt{\frac{\alpha}{G}} \dots \dots \dots (15)$$

Für den in Fig. 287 vorausgesetzten Biegungsfall ist

$$y = \frac{Pl^3}{48JE},$$

wo E der Elastizitätsmodul (für Stahl $E = 2125000 \text{ kg/qcm}$) und J das Trägheitsmoment der Welle bedeutet. Für $y = 1 \text{ cm}$ ist

$$P = \alpha \quad \text{oder} \quad \alpha = \frac{48JE}{l^3}.$$

Beispiel: Auf einer Welle von 90 mm Dmtr. sei eine Radscheibe von 300 kg in der Mitte zwischen zwei Lagern aufgesetzt, deren Entfernung 1100 mm beträgt. Es ist

$$G = 300 \text{ kg}, \quad l = 110 \text{ cm}, \quad J = \frac{\pi d^4}{64} = 323 \text{ (cm}^4\text{)}.$$

Damit ergibt sich als kritische Drehzahl

$$n_k = 300 \sqrt{\frac{48 \cdot 323 \cdot 2125000}{300 \cdot 110^3}} = \sim 2900.$$

Vom Bewegungszustand vor Erreichung und nach Überschreitung der kritischen Drehzahl kann man eine klare Vorstellung erhalten, wenn nach dem Vorschlag von Blaess¹⁾ die Fliehkraft

$$C = m\omega^2(e + y) = m\omega^2 r$$

in Funktion von $r = e + y$ aufträgt. Bei einer bestimmten Geschwindigkeit ω ergibt sich eine aus dem Ursprung ansteigende Gerade (C). Sie erhebt sich um so steiler, je größer ω ist und fällt $\omega = \infty$ mit der Ordinatenachse zusammen.

Trägt man in dieselbe Figur auch die rückwirkende Kraft

$$P = \alpha y = \alpha(r - e)$$

in Funktion von r ein, so entsteht die Gerade (P), die in der Abszissenachse um e von O absteht. Im Schnittpunkt beider Geraden (P) und (C) herrscht Gleichgewicht ($P = C$), wobei sich ein bestimmter Ausschlag r des Schwerpunktes der Schwungmasse einstellt (Fig. 288).

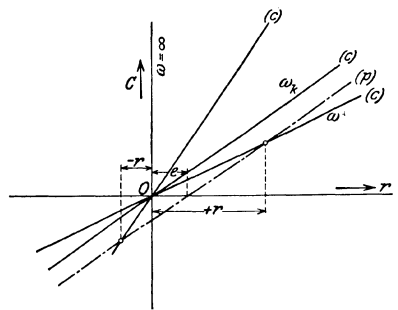


Fig. 288.

Betrachtet man den Vorgang beim Anlassen in der angenommenen Darstellungsweise, so entspricht dem stetigen Wachsen der Geschwindigkeit ein Drehen der Geraden (C) um den Anfangspunkt O ; der Ausschlag r wächst also fortwährend. Ist im Verlauf dieser Drehung die Gerade (C) parallel mit der Geraden (P) geworden, so zeigt die Figur den unendlich großen Ausschlag. In diesem Fall ist

$$\frac{dC}{dr} = \frac{dP}{dr}$$

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. V. deutsch. Ing. 1914, S. 183.

oder

$$m \omega^2 = \alpha,$$

woraus wieder der kritische Wert wie Gl. 14

$$\omega_k = \sqrt{\frac{\alpha g}{G}}$$

gefunden wird.

Nimmt aber ω weiter zu, so zeigt die Figur, daß der absolute Wert von r wieder kleiner wird, denn alsdann schneidet die Gerade (C) die andere (P) links von der Ordinatenachse im Endlichen. Man erkennt, daß nunmehr tatsächlich der Ausschlag r um so kleiner ausfällt und der Gang um so ruhiger ist, je näher die Gerade (C) an die Ordinatenachse heranrückt, je höher also die Geschwindigkeit steigt.

Diese neue Lage des Schnittpunktes beider Geraden entspricht einer neuen Gleichgewichtslage der Schwungmasse, der Wellendurchstoßpunkt ist mit dem Schwerpunkt vertauscht gegenüber der früheren Lage vor der kritischen Drehzahl. Die Welle erscheint durchgeknickt, und der Schwerpunkt hat sich zur geometrischen Achse verschoben. Alsdann ist die rückwirkende Kraft

$$P = \alpha(r + e) = \alpha y.$$

Diese einfache Darstellung des ganzen Verhaltens zeigt die wichtige Tatsache, daß eine kritische Drehzahl auch dann auftritt, wenn die Exzentrizität $e = 0$ ist, wenn es also möglich wäre, die umlaufenden Massen völlig auszuwuchten. In diesem Fall geht die Gerade (P) ebenfalls durch den Ursprung O und schneidet sich dort mit der Geraden (C). Hieraus folgt, daß bei beliebig großen Auslenkungen Gleichgewicht besteht, das als indifferent bezeichnet werden kann. In diesem Fall fällt die Gerade (C) mit (P) zusammen, sobald die kritische Geschwindigkeit erreicht ist.

Auf dieser Tatsache beruht das bekannte Verfahren, beliebig abgesetzte und beliebig belastete Wellen auf ihre kritische Drehzahl zu untersuchen.

Denkt man sich zunächst eine gewichtslose Welle nur mit einer Masse $m = \frac{G}{g}$ belastet und an dieser Belastungsstelle um die Pfeilhöhe y durchgebogen, so ist unter Annahme einer beliebigen Winkelgeschwindigkeit ω die Fliehkraft $C = m \omega^2 y$ bestimmt. Wird nun die Welle mit dieser Kraft an der Belastungsstelle beansprucht und würde sie sich gerade um die angenommene Pfeilhöhe y durchbiegen, so wäre ω bereits schon die kritische Geschwindigkeit, weil alsdann die Fliehkraft bei jeder Auslenkung mit der rückwirkenden Kraft der Welle übereinstimmen würde (indifferentes Gleichgewicht). Dies wäre aber ein seltener Zufall; die Belastung C wird im Gegenteil eine andere Durchbiegung y' hervorbringen. Damit kann aber leicht die kritische Geschwindigkeit berechnet werden unter Benutzung der Darstellungsart der Fig. 288. Man muß diejenige Gerade (C) finden, die mit der Geraden (P) zusammenfällt, daher ist

$$m \omega_k^2 y' = m \omega^2 y$$

$$\omega_k = \omega \sqrt{\frac{y}{y'}} \dots \dots \dots (16)$$

Aus dieser Erklärung ergibt sich folgendes Verfahren zur Bestimmung der kritischen Geschwindigkeit für beliebig viele Gewichte, wenn die Welle in ihren Abmessungen entworfen ist:

Man zeichnet zu der bekannten Welle eine beliebige elastische Linie, berechnet

mit den angenommenen Durchbiegungen y die Fliehkräfte unter Annahme einer beliebigen Geschwindigkeit (z. B. $\omega = 100$ m/sek). Die weitere Verfolgung der Aufgabe geschieht unter Benutzung des Mohrschen Satzes, wonach die elastische Linie eines auf Biegung beanspruchten Trägers gefunden wird, indem man den Träger mit seiner Momentenfläche belastet denkt und zu dieser neuen Belastungsart den Seilzug mit der Polentfernung JE zeichnet.

In unserer Aufgabe wird also die Momentenfläche als neue Belastungsfläche angesehen; der Seilzug derselben gibt die elastische Linie, die den Fliehkräften entspricht. Die zuerst angenommene und die nun gefundene elastische Linie sind affin zueinander. Aus der letzteren sind die Durchbiegungen y' abzustecken, die zufolge des Elastizitätsgesetzes proportional den Fliehkräften, also den Quadraten der Geschwindigkeiten sind. Da bei Erreichung der kritischen Geschwindigkeit indifferentes Gleichgewicht besteht zwischen Fliehkraft und elastischer Gegenkraft der Welle, kann die Einfederung jeden Wert annehmen, also auch den zuerst gewählten. Die gewählte Durchbiegung y entspricht daher der kritischen Geschwindigkeit ω_k , die gefundene y' der gewählten ω , und es ist

$$\frac{\omega_k^2}{\omega^2} = \frac{y}{y'}$$

An der gewählten Stelle, etwa in der Mitte der Lagerentfernung, kommt demnach y' zur Übereinstimmung mit y , falls statt ω der kritische Wert angenommen wird. Werden andere Ordinaten an neuen Stellen mit diesem Verhältnis verändert, so müssen sie ebenfalls mit den entsprechenden Ordinaten übereinstimmen, falls die ursprüngliche elastische Linie richtig angenommen worden ist. Tatsächlich werden beide Linien etwas voneinander abweichen und das Verfahren muß wiederholt werden, indem die eben gefundene elastische Linie als neue Annahme gilt.

Die Berücksichtigung der verschiedenen Wellendicken geschieht dadurch, daß die Welle zunächst mit einem Durchmesser angenommen wird, z. B. dem größten, dessen Trägheitsmoment J_{max} sei. Für ein Wellenstück mit dem kleineren Trägheitsmoment J sind dafür die Ordinaten der Momentenfläche mit dem Verhältnis $\frac{J_{max}}{J}$ zu vermehren, damit an der Durchbiegung keine Änderung eintritt.

Der beschriebenen Methode haftet der Mangel an, daß die Aufgabe unter Umständen wiederholt werden muß, falls die Übereinstimmung der beiden elastischen Linien eine ungenügende ist. Daher besteht das Bestreben, die Aufgabe in anderer Weise zu lösen, wobei dieses Probieren wegfällt.

Eine derartige Bestimmung der kritischen Drehzahl mehrfach belasteter Wellen stützt sich auf die Formel von Dunkerley:

$$\frac{1}{\omega_k^2} = \frac{1}{\omega_{k_1}^2} + \frac{1}{\omega_{k_2}^2} + \frac{1}{\omega_{k_3}^2} + \dots \quad (17)$$

worin ω_{k_1} , ω_{k_2} , ω_{k_3} usw. die kritischen Geschwindigkeiten der gewichtslosen Welle bedeuten, die jedesmal dann auftreten, wenn nur die einzige Belastung G_1 oder G_2 oder G_3 vorhanden ist. Nun ist aber allgemein für eine Belastung G

$$\omega_k = \sqrt{\frac{\alpha g}{G}}$$

und mit der Durchbiegung an der Belastungsstelle $y = \frac{G}{\alpha}$ ist

$$\omega_k = \sqrt{\frac{g}{y}}$$

Wendet man diese Formel für die kritischen Geschwindigkeiten der Einzelbelastungen an

$$\omega_{k_1} = \sqrt{\frac{g}{y_1}}, \quad \omega_{k_2} = \sqrt{\frac{g}{y_2}}, \quad \omega_{k_3} = \sqrt{\frac{g}{y_3}} \quad \text{usw.},$$

so nimmt die Formel von Dunkerley die Gestalt an

$$\omega_k = \sqrt{\frac{g}{\sum y}} \dots \dots \dots (18)$$

Man hat demnach nur die Durchbiegungen $y_1, y_2, y_3, y_4 \dots$ der Welle zu berechnen, die unter den Einzellasten $G_1, G_2, G_3, G_4 \dots$ auftreten würden, dann erhält man die gesuchte kritische Geschwindigkeit.

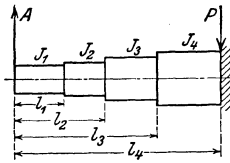


Fig. 289.

Die Berechnung der Durchbiegung einer zweifach gelagerten Welle geschieht dadurch, daß die Welle an der Belastungsstelle festgehalten wird, während am freien Ende die Auflagerkraft A wirkt (Fig. 289). Für die abgesetzte Welle ist bekanntlich

$$y' = \frac{A l_1^3}{3 J_1 E}, \quad y'' = \frac{A (l_2^3 - l_1^3)}{3 J_2 E}, \quad y''' = \frac{A (l_3^3 - l_2^3)}{3 J_3 E}.$$

Die gesamte Ausbiegung des Stützpunktes A wird

$$y_A = \frac{A}{3 E} \left(\frac{l_1^3}{J_1} + \frac{l_2^3 - l_1^3}{J_2} + \frac{l_3^3 - l_2^3}{J_3} + \dots \right) \dots \dots \dots (19)$$

Auf gleiche Weise bestimmt man die Durchbiegung des andern Stützpunktes zufolge der Auflagerkraft B .

Trägt man nach dem Vorschlag von Krause¹⁾ die Durchbiegungen von A und B als Ordinaten auf und verbindet die Endpunkte miteinander, so schneidet die Verbindungslinie senkrecht unter der Belastung G die gesuchte Durchbiegung y ab. Wiederholt man diese Bestimmung für jede Belastung, so ergibt sich nach Gl. 17 die kritische Drehzahl ohne probeweises Verfahren.

Für ruhigen sicheren Gang der Welle muß die wirklich anzuwendende Drehzahl unter der kritischen bleiben. Solche Wellen werden als „starr“ bezeichnet, im Gegensatz zu den „elastischen“ Wellen, die über der kritischen Drehzahl laufen.

Die Überführung einer elastischen Welle über das kritische Gebiet beim Anlaufen der Maschine geschieht ohne Gefahr dadurch, daß die Steigerung der Geschwindigkeit etwas rasch durchgeführt wird. Die Welle findet keine Zeit zu einer störenden Ausbiegung in der Nähe der kritischen Drehzahl, d. h. die Massenträgheit widersteht, so daß der kritische Punkt übersprungen wird. Im fernerem geben die verhältnismäßig langen Lager der Welle eine gewisse Führung, die der Ausbiegung entgegenwirkt. Immerhin ist beim Anlaufen das kritische Gebiet als plötzlich auftretende Erschütterung kurze Zeit recht fühlbar. Trotzdem hat man bei vielen Turbokompressoren elastische Wellen angeordnet, ohne daß sich Schwierigkeiten im Betrieb gezeigt haben. Meistens werden aber starre Wellen vorgezogen.

Beispiel: In Fig. 290 ist die Welle eines einstufigen Gebläses dargestellt, deren Gewicht 70 kg beträgt. Das Gewicht des Rades ist zu 299 kg angegeben. Vom Wellengewicht sollen 33 kg zum Radgewicht geschlagen werden, die auf die Stützpunkte entfallenden Anteile sind zu vernachlässigen. Das Gesamtgewicht beträgt somit $G = 332$ kg.

¹⁾ Siehe Zeitschr. d. V. deutsch. Ing. 1914, S. 878.

Wählt man eine beliebige elastische Linie, deren Ordinate an der Belastungsstelle $y = 18,4 \text{ mm}$

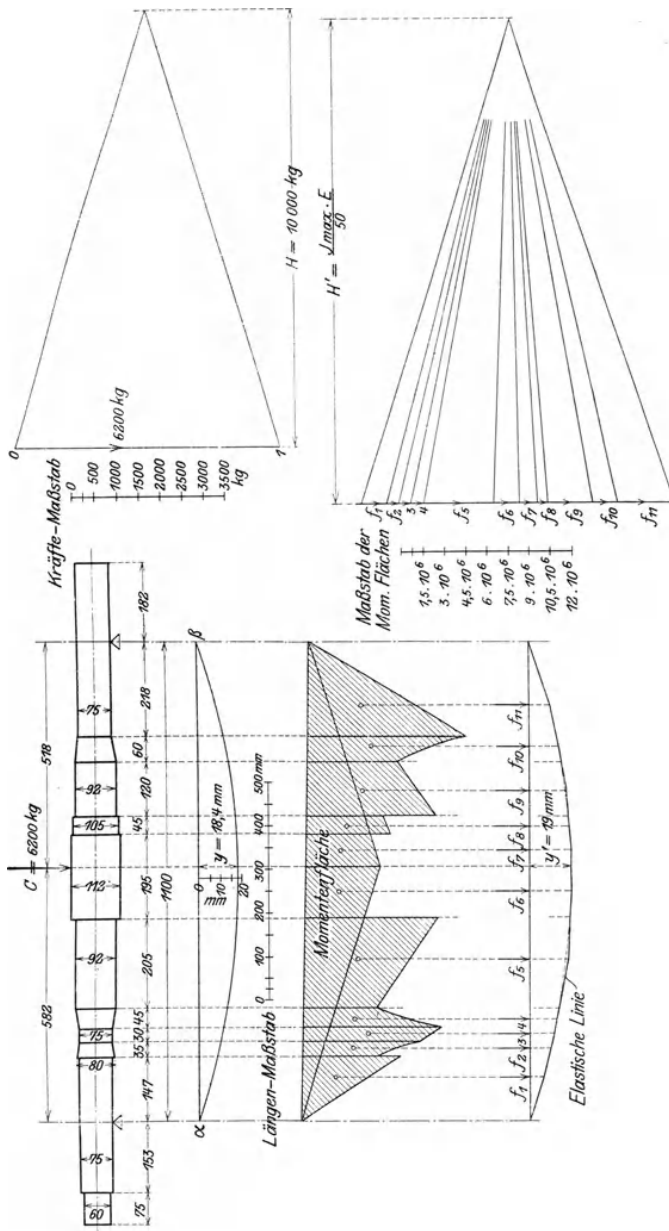


Fig. 292 u. 294.

Fig. 290, 291, 293 u. 295.

sei, ferner eine beliebige Winkelgeschwindigkeit, z. B. $\omega = 100 \text{ m/sec}$, so entsteht dadurch die Fliehkraft

$$C = \frac{G}{g} \omega^2 \cdot y = \frac{332}{9,81} \cdot 100^2 \cdot 0,0184 = 6200 \text{ kg.}$$

Damit läßt sich in Fig. 292 das Kräftepolygon mit dem Kräftemaßstab 1 cm = 500 kg und der Polentfernung $H = 200 \text{ mm} = 20 \cdot 500 = 10000 \text{ kg}$ zeichnen. Daraus ergibt sich als Momentenfläche ein Dreieck. Zur Berücksichtigung der verschiedenen Wellenstärken an der Momentenfläche betragen die Trägheitsmomente

Wellendurchmesser . . . mm	75	80	92	105	112
Trägheitsmomente . . . (cm ⁴)	156	200	353	593	780
Verhältnis $\frac{J_{max}}{J}$	5	3,9	2,2	1,31	1

Die auf das größte Trägheitsmoment bezogene Momentenfläche wird nun in eine Anzahl Flächenstreifen geteilt, deren Größen als Belastungen aufzufassen sind, die in den Schwerpunkten der Streifen angreifen.

Wählt man als Längenmaßstab 1:5, so ist der Flächenmaßstab 1:25. Wird daher 1 qcm der gezeichneten Flächenstreifen mit diesem Maßstab 25 und der Polentfernung 10000 kg multipliziert, so erhält man die Werte der Momentenflächenstreifen wie folgt:

Nr. der Fläche	f_1	f_2	f_3	f_4	f_5	f_6	f_7	f_8	f_9	f_{10}	f_{11}
Inhalt nach Zeichnung . qcm	6,60	3,15	3,45	4,14	19,40	7,37	4,80	3,28	12,00	6,60	15,80
Momentenfläche $\frac{\text{kg} \cdot \text{qcm}}{10^6}$.	1,65	0,788	0,86	1,035	4,85	1,850	1,20	0,82	3,00	1,65	3,95

Mit diesen Werten ist ein neues Kräftepolygon, Fig. 294, zu zeichnen, dessen Polentfernung

$$H' = E \cdot J_{max} = 2125000 \cdot 780 = 1,6575 \cdot 10^9.$$

Wählt man hierzu als Kräftemaßstab 1 cm = 1500000 = $1,5 \cdot 10^6 \text{ kg/qcm}$, so ist die Polentfernung aufzuzeichnen als Länge von

$$H' = \frac{1,6575 \cdot 10^9}{1,5 \cdot 10^6} = 1105 \text{ cm}.$$

Da diese Entfernung immer noch unbequem groß ist, tragen wir sie in 50facher Verkleinerung auf ($\frac{1105}{50} = 22,1 \text{ cm}$), dadurch erscheinen aber die Ordinaten der neuen Momentenfläche, Fig. 295, in 50facher Vergrößerung der Zeichnung.

Diese neue Momentenfläche ist nach Mohr die richtige elastische Linie unter den obigen Voraussetzungen. Die Einfederung an der Belastungsstelle beträgt auf der Zeichnung 19 mm; dieser Wert ist 50 mal zu groß, ist aber mit dem Längenmaßstab zu vermehren, so daß die Federung in wirklicher Größe

$$y' = \frac{19 \cdot 5}{50} = 1,9 \text{ mm}$$

beträgt. Daher ist die kritische Geschwindigkeit

$$\omega_k = \omega \sqrt{\frac{y}{y'}} = 100 \sqrt{\frac{18,4}{1,9}} = 311 \text{ m/sek}$$

oder

$$n_k = \frac{30}{\pi} \cdot 311 = 2980 \text{ Uml./min.}$$

Wendet man für dieses Beispiel die Formel von Dunkerley an und rechnet die beiden konischen Wellenstücke je zur Hälfte zum dickeren und zum

dünnenen Stück, so finden sich bei einem Gesamtgewicht von 332 kg die beiden Auflagerdrücke:

$$A = 176 \text{ kg}, \quad B = 156 \text{ kg}.$$

Durchbiegung in *A*:

$$l_1 = 23,4 \text{ cm} \quad J_1 = 156 \quad \frac{l_1^3}{J_1} = 82$$

$$l_2 = 46,2 \text{ " } \quad J_2 = 356 \quad \frac{l_2^3 - l_1^3}{J_2} = 241$$

$$l_3 = 58,2 \text{ " } \quad J_3 = 780 \quad \frac{l_3^3 - l_2^3}{J_3} = 127$$

450

$$y_1 = \frac{176 \cdot 450}{3 \cdot 2125000} = 0,0124 \text{ cm}.$$

Durchbiegung in *B*:

$$l_1 = 24,8 \text{ cm} \quad J_1 = 156 \quad \frac{l_1^3}{J_1} = 98$$

$$l_2 = 39,8 \text{ " } \quad J_2 = 356 \quad \frac{l_2^3 - l_1^3}{J_2} = 134,5$$

$$l_3 = 44,3 \text{ " } \quad J_3 = 593 \quad \frac{l_3^3 - l_2^3}{J_3} = 40,5$$

$$l_4 = 57,8 \text{ " } \quad J_4 = 780 \quad \frac{l_4^3 - l_3^3}{J_4} = 66,7$$

339,7

$$y_3 = \frac{156 \cdot 339,7}{3 \cdot 2125000} = 0,0083 \text{ cm}.$$

Durchbiegung an der Belastungsstelle

$$y = 0,0083 + (0,0124 - 0,0083) \frac{518}{1100} = 0,0102 \text{ cm}.$$

Damit folgt für die kritische Geschwindigkeit

$$\omega_k = \sqrt{\frac{981}{0,0102}} = 310,$$

was mit der gefundenen beinahe völlig übereinstimmt.

Beispiel: In Fig. 296 ist die Welle eines siebenstufigen Turbokompressors dargestellt mit Angabe der Gewichte der Räder, zu denen die Wellengewichte der betreffenden Stücke zugeschlagen sind.

Mit der gewählten elastischen Linie (Fig. 297) und einer Geschwindigkeit von $\omega = 100 \text{ m/sek}$ ergeben sich zu den Einfederungen folgende Fliehkräfte:

Belastungsstelle . . .		0	I	II	III	IV	V	VI
Einfederung <i>y</i>	cm	1,35	1,70	1,92	1,98	1,83	1,60	1,20
Fliehkräfte	kg	663	835	943	972	899	786	590

Das Kräftepolygon (Kräftemaßstab 1 cm = 300 kg) mit der Polentfernung $H = 6000 \text{ kg}(= 20 \text{ cm})$ dient zur Aufzeichnung der Momentenflächen, deren Ordinaten im Verhältnis der Trägheitsmomente zu verändern sind.

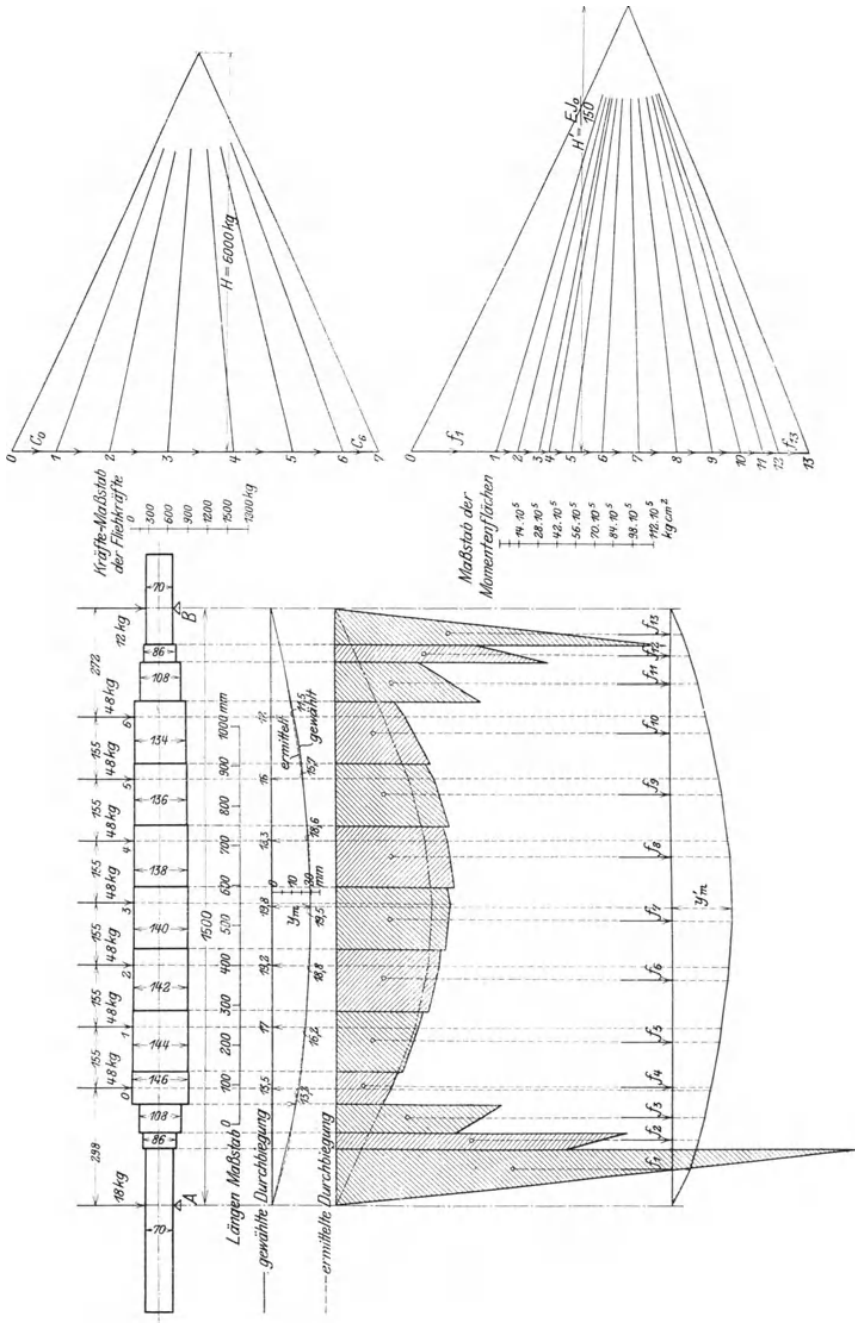


Fig. 296—299.

Diese Verhältnisse betragen:

Wellendmtr.	mm	70	86	108	146	144	142	140	138	136	134
Trägheitsmomente J .		118	268	668	2220	2110	1995	1880	1780	1680	1580
Verhältnis $\frac{J_{max}}{J}$		18,81	8,28	3,32	1	1,05	1,11	1,18	1,25	1,33	1,40

Teilt man diese Momentenfläche in 13 Flächenstreifen und sieht diese als die neuen Belastungen an, so ergeben sich durch Vermehrung mit dem Flächenmaßstab und der Polentfernung ($5^2 \cdot 6000$):

Flächenstreifen Nr. .	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13
Momentenfl. $\frac{\text{kg} \cdot \text{qcm}}{10^6}$	5,851	1,608	1,512	0,714	1,814	2,325	2,651	2,697	2,465	1,860	1,653	1,229	2,295

Diese Werte sind die Kräfte des neuen Polygons (Kräftemaßstab $1 \text{ cm} = 1,4 \cdot 10^6 \text{ kg/qcm}$, dessen Polentfernung den Betrag hat

$$H' = J_{max} \cdot E = 2220 \cdot 2125000 = 4,717 \cdot 10^9 \text{ kg} \cdot \text{qcm}$$

oder im Kräftemaßstab

$$H' = \frac{4,717 \cdot 10^9}{1,4 \cdot 10^6} = 3360 \text{ cm.}$$

Trägt man hiervon nur den $\frac{1}{150}$ -ten Teil ein, so erscheinen die Ordinaten des neuen Seilzuges 150fach vergrößert.

Für die Ordinate der wahren elastischen Linie in der Mitte der Lagerentfernung ergibt sich nach Fig. 299 29,5 mm im Maßstab der Zeichnung, also in wirklicher Größe

$$y' = \frac{29,5 \cdot 5}{150} = 0,983 \text{ mm,}$$

somit ist

$$\omega_k = \omega \sqrt{\frac{y}{y'}} = 100 \sqrt{\frac{19,8}{0,983}} = 448,8 \text{ m/sek}$$

oder

$$n_k = 4287 \text{ Uml./min.}$$

Zeichnet man die übrigen Ordinaten y' mit der Reduktion $\omega_k^2 : \omega^2$ in die gewählte elastische Linie ein, so zeigt sich eine genügende Übereinstimmung mit der angenommenen. Würde dies nicht der Fall sein, so müßte mit dieser eingezeichneten Linie das Verfahren wiederholt werden.

93. Besondere Anordnungen von Turbokompressoren.

Soll ein Turbokompressor für hohen Enddruck entworfen werden, so bietet das mit fortschreitender Verdichtung stark abnehmende Gasvolumen konstruktive Schwierigkeiten, die durch besondere Maßnahmen zu beheben sind.

Solange die Laufräder in einem einzigen Gehäuse untergebracht werden, zeigen sie häufig gleichen Durchmesser, alsdann können die Durchflußquerschnitte nur vermindert werden durch Verkleinerung der Radbreiten. Man gelangt dabei bald zu einer unteren Grenze für diese Breite, die in Rücksicht auf die Ausführungsmöglichkeit gezogen ist. Dann bleibt nur übrig die nachfolgenden Räder mit kleinerem Durchmesser zu versehen, was aber den Nachteil ergibt, daß bei

gleicher Drehzahl die Umfangsgeschwindigkeit und das in jeder Stufe erzielbare Druckverhältnis kleiner ausfällt.

Diese Anordnung ist für große Hochdruckkompressoren allgemein üblich; die Stufenzahl wird in zwei Gruppen abgeteilt, jede dieser Gruppen in einem besonderen Gehäuse untergebracht und in die Verbindungsleitung ein Zwischenkühler eingebaut. Im Niederdruckteil laufen die Räder mit großem Durchmesser, im Hochdruckteil mit kleinerem Durchmesser. Der Antrieb jeder Gruppe kann von der gemeinsamen Welle aus geschehen, oder es wird für jede Gruppe ein besonderer Motor vorgesehen.

Ein solcher Antrieb mit gemeinsamer Welle zeigt Fig. 300. Damit die Abstufung der Querschnitte für beide Gruppen weniger stark hervortritt, besteht der Niederdruckteil *N* aus zwei parallel geschalteten Gruppen mit Doppelintritt; das in beiden Gruppen gleichzeitig verdichtete Gas fließt nach der Vereinigung in den Hochdruckteil *H*. Diese Anordnung erlaubt die Verwendung einer höheren Umlaufzahl, als dies bei einer einzigen Niederdruckgruppe möglich wäre. Man kann die beiden Niederdruckgruppen in ein Gehäuse mit zwei Saugstutzen vereinigen, wie dies in Fig. 300 schematisch angedeutet ist, oder aber drei Gehäuseteile anordnen, mit dem Hochdruckteil in der Mitte. Eine dritte Mög-

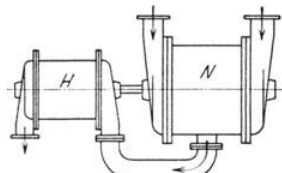


Fig. 300.

glichkeit besteht darin, daß für den Niederdruckteil ein gemeinsames Saugrohr in der Mitte angeordnet ist; die beiden Druckrohre an den Stimmseiten vereinigen sich und führen zur Hochdruckgruppe.

Größere Turbokompressoren können in drei und mehr Gruppen mit ebenso vielen Gehäusen unterteilt werden. In diesem Fall empfiehlt es sich jede Gruppe mit besonderem Motor anzutreiben. Nach dem Vorschlag der A. E. G. Berlin ist mit Vorteil der Niederdruckteil mit der kleinsten, der Hochdruckteil mit der größten Umlaufzahl zu versehen, damit trotz den abnehmenden Durchmessern die Druckwirkung gegen den Auspuff zu ungefähr gleich groß bleibt. Besonders bequem läßt sich dieser Gedanke durchführen mit Antrieb durch Dampfturbine, deren Stufen ebenfalls unterteilt und in besonderen Gehäusen untergebracht werden. Die Hochdruckturbine treibt die Hochdruckgruppe mit z. B. 4000 Uml./min an, die Mitteldruckturbine treibt die Mitteldruckgruppe mit z. B. 3500 Uml./min und die Niederdruckturbine dient zum Antrieb der Niederdruckgruppe des Kompressors mit z. B. 3000 Uml./min.

Zu diesen Bestrebungen gehört auch der Vorschlag, den Turbokompressor überhaupt nur für die Niederdruckgruppe zu benutzen und das darin auf einen mäßigen Druck gebrachte Gas in Kolbenkompressoren weiter zu verdichten. Diese zweite Maschine kann ein- oder zweistufig gebaut werden, es lassen sich auch bei großen Mengen zwei Zylinder parallel schalten. Zwischen den beiden Kompressoren ist ein Kühler anzuordnen.

94. Die Lagerung der Kompressorwelle.

Die Traglager der Hauptwelle sind ähnlichen Betriebsbedingungen ausgesetzt wie die Dampfturbinenlager; bei ihrem Entwurf müssen daher dieselben Gesichtspunkte beachtet werden.

Infolge der hohen Geschwindigkeit am Umfang der Welle entsteht eine große Reibungsarbeit, die in Wärme umgesetzt wird. Zur Ableitung derselben verwendet man Drucköl, das die Lager umpflicht und nach dem Verlassen gekühlt wird. Be-

sonders einfach gestaltet sich diese Anordnung bei Antrieb durch Dampfturbinen, da dieselbe Druckölversorgung für alle Lager gemeinsam gebaut werden kann.

Ist P das auf ein Lager berechnete Gewicht der umlaufenden Teile, l die Länge und d der Durchmesser des Wellenzapfens in cm, so beträgt der Flächen-
druck

$$p = \frac{P}{ld} \dots \dots \dots (1)$$

Zur Berechnung der sekundlichen Reibungsarbeit R ist die Gleitgeschwindigkeit w an der Zapfenoberfläche und die Reibungsvorzahl μ einzuführen:

$$R = P \cdot \mu w = ld p \mu w \text{ mkg} \dots \dots \dots (2)$$

oder

$$N_r = \frac{R}{75} \dots \text{PS.}$$

Nach Versuchen von Lasche¹⁾ und Stribeck ist

$$p \cdot \mu = \text{Konst.}$$

Vergleicht man Gl. 3 mit Gl. 2, so ergibt sich, daß die Reibungsarbeit für ein gegebenes Lager bei vorgeschriebener Geschwindigkeit unabhängig ist von der Belastung.

Lasche hat in Gl. 3 die Öltemperatur t einbezogen und das einfache Gesetz gefunden

$$\mu p t = \text{Konst.} = 2.$$

Hierbei liegt der Flächendruck zwischen 1 und 15 kg/qcm und die Temperatur zwischen 30° C und 100° C. Die Geschwindigkeit hat auf die Konstante keinen merklichen Einfluß, wenn w zwischen 5 bis 20 m/sek liegt. Über die Fähigkeit ungekühlter Lager, Wärme auszustrahlen, hat Lasche ebenfalls Versuche angestellt und für den Arbeitswert der Wärmeabgabe gefunden

$$R' = \kappa (\pi d l) \cdot (t - t_0),$$

wenn $t - t_0$ den Temperaturunterschied zwischen Lagerschale und Außenluft bedeutet.

Werden l und d in cm eingesetzt, so darf für $\kappa = 2$ bis 2,5 genommen werden. Überschreitet die Arbeit R der Reibungswärme den Arbeitswert der Wärmeabgabe R' wesentlich, so muß eine Kühlung des Öles vorgenommen werden, was sich bei den meisten Lagern notwendig zeigt.

¹⁾ Z. 1901, S. 1881. Z. 1901, S. 1343.

Die Entropietafel für Luft und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- und Turbo-Kompressoren. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag** in Winterthur. Zweite, verbesserte Auflage. Mit 18 Textfiguren und 2 Diagrammtafeln. Preis M. 4,80

Die Entropie-Diagramme der Verbrennungsmotoren einschließlich der Gasturbine. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Winterthur. Mit 17 Textfiguren. Preis M. 1,60

Berechnung der Kältemaschinen auf Grund der Entropie-Diagramme. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag** in Winterthur. Mit 30 Textfiguren und 4 Tafeln. Preis M. 4,—

Kompressorenanlagen, insbesondere in Grubenbetrieben. Von Dipl.-Ing. **Karl Teiwes**. Mit 129 Textfiguren. Gebunden Preis M. 7,—

Die Gebläse. Bau und Berechnung der Maschinen zur Bewegung, Verdichtung und Verdünnung der Luft. Von **Albrecht von Ihering**, Geheimer Regierungsrat, Mitglied des Patentamtes, Dozent an der Universität zu Berlin. Dritte, umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 643 Textfiguren und 8 Tafeln. Gebunden Preis M. 20,—

Die Kolbenpumpen einschließlich der Flügel- und Rotationspumpen. Von **H. Berg**, Professor an der Technischen Hochschule Stuttgart. Mit 488 Textfiguren und 14 Tafeln. Gebunden Preis M. 14,—

Die Zentrifugalpumpen mit besonderer Berücksichtigung der Schaufelschnitte. Von Dipl.-Ing. **Fritz Neumann**. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Unveränderter Neudruck. Unter der Presse.

Wasserkraftmaschinen. Eine Einführung in Wesen, Bau und Berechnung moderner Wasserkraft-Maschinen und -Anlagen. Von Dipl.-Ing. **L. Quantz**, Oberlehrer an der höheren Maschinenbauschule zu Stettin. Zweite, erweiterte und verbesserte Auflage. Mit 159 Textfiguren. Gebunden Preis M. 4,—

Die Turbinen für Wasserkraftbetrieb. Ihre Theorie und Konstruktion. Von **A. Pfarr**, Geh. Baurat, Professor des Maschinen-Ingenieurwesens an der Technischen Hochschule zu Darmstadt. Zweite, teilweise umgearbeitete und vermehrte Auflage. Mit 548 Textfiguren und einem Atlas von 62 lithographierten Tafeln. In 2 Bände gebunden Preis M. 40,—

Die Wasserkräfte, ihr Ausbau und ihre wirtschaftliche Ausnutzung. Ein technisch-wirtschaftliches Lehr- und Handbuch. Von Dr.-Ing. **Adolf Ludin**, Bauinspektor. In zwei Bänden. Mit 1087 Abbildungen im Text und auf 11 Tafeln sowie ausführlicher Beschreibung von 31 großen Wasserkraftanlagen. Preisgekrönt von der Akademie des Bauwesens in Berlin. Gebunden Preis M. 60,—

Die Theorie der Wasserturbinen. Ein kurzes Lehrbuch von **Rudolf Escher**, Professor am Eidgenössischen Polytechnikum in Zürich. Mit 242 Textfiguren. Gebunden Preis M. 8,—

Technische Hydrodynamik. Von Dr. **Franz Prášil**, Professor an der Eidgenössischen Technischen Hochschule in Zürich. Mit 81 Textfiguren. Gebunden Preis M. 9,—

Technische Thermodynamik. Von Professor **W. Schüle**. Dritte, erweiterte Auflage der „Technischen Wärmemechanik“.

Erster Band: Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren nebst technischen Anwendungen. Mit 244 Textfiguren und 7 Tafeln. Gebunden Preis M. 16,—

Zweiter Band: Höhere Thermodynamik mit Einschluß der chemischen Zustandsänderungen nebst ausgewählten Abschnitten aus dem Gesamtgebiet der technischen Anwendungen. Mit 155 Textfiguren und 3 Tafeln. Gebunden Preis M. 10,—

Leitfaden der technischen Wärmemechanik. Kurzes Lehrbuch der Mechanik der Gase und Dämpfe und der mechanischen Wärmelehre. Von Prof. Dipl.-Ing. **W. Schüle**. Mit 91 Textfiguren und 3 Tafeln. Gebunden Preis M. 6,—

Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf. Von Dr. **R. Mollier**, Professor an der Technischen Hochschule zu Dresden. Mit 2 Diagrammtafeln. Unveränderter Neudruck. Unter der Presse.

Verdampfen, Kondensieren und Kühlen. Erklärungen, Formeln und Tabellen für den praktischen Gebrauch. Von **E. Hausbrand**. Sechste, vermehrte Auflage. Mit 59 Figuren und 113 Tabellen. Gebunden Preis M. 16.—

Kondensation. Ein Lehr- und Handbuch über Kondensation und alle damit zusammenhängenden Fragen, auch einschließlich der Wasserrückkühlung. Für Studierende des Maschinenbaues, Ingenieure, Leiter größerer Dampfbetriebe, Chemiker und Zuckertechniker. Von **F. J. Weiß**, Zivilingenieur in Basel. Zweite, ergänzte Auflage. Bearbeitet von **E. Wiki**, Ingenieur in Luzern. Mit 141 Textfiguren und 10 Tafeln. Gebunden Preis M. 12,—

Die Kondensation der Dampfmaschinen und Dampfturbinen. Lehrbuch für höhere technische Lehranstalten und zum Selbstunterricht. Von Dipl.-Ing. **Karl Schmidt**. Mit 116 Textfiguren. Gebunden Preis M. 5,—

Maschinentechnisches Versuchswesen. Von Professor Dr.-Ing. **A. Gramberg**.

Band I: **Technische Messungen bei Maschinenuntersuchungen und im Betriebe.** Zum Gebrauch in Maschinenlaboratorien und in der Praxis. Dritte, vielfach erweiterte und umgearbeitete Auflage. Mit 295 Textfiguren. Gebunden Preis M. 10,—

Band II: **Maschinenuntersuchungen und das Verhalten der Maschinen im Betriebe.** Ein Handbuch für Betriebsleiter, ein Leitfaden zum Gebrauch bei Abnahmeversuchen und für den Unterricht an Maschinenlaboratorien. Mit 300 Figuren im Text und auf 2 Tafeln. Gebunden Preis M. 25,—

Hilfsbuch für den Maschinenbau. Für Maschinentechniker sowie für den Unterricht an technischen Lehranstalten von Professor **Fr. Freytag**, Oberbaurat. Fünfte, erweiterte und verbesserte Auflage. Berichtigter Neudruck. Mit 1218 in den Text gedruckten Figuren, 1 farbigen Tafel, 9 Konstruktionstafeln und einer Beilage für Österreich. Gebunden Preis M. 20,—
