

# Thermodynamische Grundlagen der Kolben- und Turbo- kompressoren

Graphische Darstellungen  
für die Berechnung und Untersuchung

von

**Adolf Hinz**

Oberingenieur der Frankfurter Maschinenbau-Aktiengesellschaft  
vormals Pokorny & Wittekind

Zweite, verbesserte Auflage

Mit 73 Abbildungen und 20 graphischen Berechnungstafeln  
sowie 19 Zahlentafeln



**Berlin**  
Verlag von Julius Springer  
1927

ISBN-13: 978-3-642-98568-3

e-ISBN-13: 978-3-642-99383-1

DOI: 10.1007/978-3-642-99383-1

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

**Copyright by Julius Springer, Berlin.**

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1927

## Vorwort zur ersten Auflage.

Die vorliegenden graphischen Berechnungstafeln sind in der Praxis aus dem Bedürfnis heraus entstanden, rasch und zuverlässig die Resultate der oft komplizierten Rechnungen im Kompressorenbau zu finden. Sie bieten sowohl dem projektierenden als auch dem Versuchsingenieur alle Rechnungsgrundlagen für die in Frage kommenden Größen und Beziehungen in übersichtlicher und handlicher Form.

Die gewählte graphische Darstellung gibt ein anschauliches Bild vom Einfluß der einzelnen Faktoren auf das Endresultat. Aus diesem Grunde sind auch Beziehungen in Form von Tafeln mit aufgenommen worden, deren Werte sich wohl auch mit dem Rechenschieber ermitteln lassen. Bei Benutzung der Tafeln sind jedoch Irrtümer unwahrscheinlicher, und die Genauigkeit beim Ablesen ist durch die vergrößerte Wiedergabe der wichtigsten Anwendungsbereiche auf Sondertafeln der Rechnung mit dem Rechenstab normaler Größe überlegen.

Den Tafeln ist als gleich wichtiger Bestandteil der Text beigegeben, in dem die hauptsächlichen Beziehungen, die dem modernen Kompressorenbau zugrunde liegen, je nach ihrer Bedeutung für die Praxis mehr oder minder ausführlich behandelt sind. Die Wiedergabe der an sich bekannten Formelableitungen soll eine schnelle Orientierung darüber ermöglichen, wie die Schlußformeln und Endwerte aus den Grundgesetzen der Thermodynamik entstanden sind. Die enge Anlehnung an die Grundgesetze soll der Praxis immer wieder die Ziele vor Augen führen und verhindern, daß die Benutzung der Berechnungstafeln zu einem rein mechanischen, handwerksmäßigen Abgreifen der gesuchten Werte ausartet.

Die bei Messungen mittels Düsen anzuwendenden Beziehungen sind entsprechend der zunehmenden Benutzung dieser Methode in der Praxis ausführlich behandelt. Die Angabe von Näherungsformeln mit 1—2 vT Abweichung vom theoretischen Wert macht die Rechnungen handlicher.

Dem Nichtspezialisten werden die angeführten Rechnungsbeispiele willkommen sein; dem Studierenden soll außerdem durch die graphische Darstellung neben der Ableitung der Schlußformel der Überblick entwickelt und eine schnelle Kontrolle der ausgeführten Rechnung leicht gemacht werden.

Frankfurt a. M., Januar 1914.

**Hinz.**

## Vorwort zur zweiten Auflage.

Das im Vorwort zur ersten Auflage Gesagte gilt auch für die zweite uneingeschränkt. Änderungen ergaben sich zunächst aus den inzwischen vorliegenden Ergebnissen der Bestrebungen für einheitliche Formelbezeichnungen. Weiter sind für einzelne einfache Beziehungen, die sich im rechtwinkligen Koordinatensystem geradlinig darstellen lassen, in der Neuauflage Zahlentafeln gewählt worden, um die Herstellungskosten möglichst herabzumindern. Andererseits sind für andere Zusammenhänge zwischen wichtigen Größen bessere zeichnerische Darstellungen gewählt worden, die eine erstrebenswerte erhöhte Genauigkeit beim Ablesen ermöglichen.

Essen, im Juli 1927.

**Hinz.**

# Inhaltsverzeichnis.

	Seite
<b>Messung von Drucken als Quecksilbersäule und Umrechnung in metrische Atmosphären</b> . . . . .	1
Depression des Quecksilberspiegels . . . . .	Zahlentafel 1 . . . . . 1
Länge der Quecksilbersäule bei 1 at Druck und verschiedener Temperatur des Quecksilbers Abb. 1. . . . .	2
Umrechnung von Q.-S. in at mit Berücksichtigung der Quecksilbertemperatur . . . . .	Abb. 2. . . . . 2
Umrechnung des Vakuums und des absoluten Druckes in at . . . . .	2
<b>Einfluß der Höhenlage auf den mittleren Druck der Atmosphäre</b> . . . . .	3
Abhängigkeit des mittleren Atmosphärendruckes von der Höhenlage . . . . .	Abb. 5 u. 6 . . . . . 4
<b>Zustandsgleichung des Gase und Gasgemische.</b> . . . . .	4
Mariotte-Boyle-Gay-Lussacsches Gesetz (Zustandsgleichung der Gase) . . . . .	4
Daltonsches Gesetz . . . . .	5
Umrechnung von Gewichtsteilen in Raumeile und umgekehrt . . . . .	5
Molekulargewichte, Gaskonstanten usw. der wichtigsten Gase. . . . .	Zahlentafel 2 . . . . . 6
Spezifischer Rauminhalt der Luft . . . . .	Zahlentafel 3 . . . . . 6
Spezifisches Raumgewicht der Luft . . . . .	Zahlentafel 4 . . . . . 7
<b>Zustandsänderungen im Kompressor.</b> . . . . .	7
Grundgleichungen der Zustandsänderungen . . . . .	7
<b>A. Adiabatische Zustandsänderung</b> . . . . .	8
Gesetz der Adiabate . . . . .	8
Spezifische Wärme der wichtigsten Gase . . . . .	Zahlentafel 5 . . . . . 9
Konstruktion der Adiabate im PV-Diagramm . . . . .	9
Hilfswinkel und ihre Tangenten für die Konstruktion der Adiabate. . . . .	Zahlentafel 6 . . . . . 9
Druckluftvolumen nach adiabatischer Verdichtung. . . . .	Zahlentafel 7 . . . . . 10
Endvolumen nach adiabatischer Entspannung. . . . .	Zahlentafel 8 . . . . . 10
Darstellung der adiabatischen Zustandsänderung . . . . .	9
Adiabatische Verdichtungsarbeit allein $\int PdV$ . . . . .	11
Arbeitsbedarf des Kompressors bei adiabatischer Verdichtung $\int VdP$ . . . . .	11
Einfluß des schädlichen Raumes auf den Arbeitsbedarf . . . . .	12
<i>Tafel 1. Arbeitsbedarf bei einst. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 0—25000 mkg/m<sup>3</sup>, 1—6,5 ata</i>	
<i>Tafel 2. Arbeitsbedarf bei einst. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 0—5000 mkg/m<sup>3</sup>, 1—1,6 ata</i>	
<i>Tafel 3. Arbeitsbedarf bei einst. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 5—10000 mkg/m<sup>3</sup>, 1,6—2,4 ata</i>	
<i>Tafel 4. Arbeitsbedarf bei einst. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 10—15000 mkg/m<sup>3</sup>, 2,4—3,4 ata</i>	
<i>Tafel 5. Arbeitsbedarf bei einst. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 15—20000 mkg/m<sup>3</sup>, 3,4—4,8 ata</i>	
<i>Tafel 6. Arbeitsbedarf bei einst. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 20—25000 mkg/m<sup>3</sup>, 4,8—6,5 ata</i>	
<i>Tafel 7. Arbeitsbedarf bei einst. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 25—30000 mkg/m<sup>3</sup>, 6,5—8,5 ata</i>	
Adiabatischer Leistungsbedarf des Kompressors . . . . .	13
Adiabatische Wirkungsgrade . . . . .	
$\alpha$ ) bei einstufigen Kolbenkompressoren . . . . .	13
$\beta$ ) bei ungekühlten Turbogebläsen . . . . .	14
Vergleichsrechnungen bei adiabatischer Verdichtung . . . . .	15
<b>Volumetrischer Wirkungsgrad</b> . . . . .	16
Volumetrischer Wirkungsgrad bei adiabatischer Rückentspannung. . . . .	Abb. 17 . . . . . 16
Mittlerer indizierter Druck bei Kolbenkompressoren . . . . .	16
<b>Liefergrad eines Kompressors</b> . . . . .	17
Einfluß der Kühlung . . . . .	17
<b>Adiabatische Temperaturänderung</b> . . . . .	17
<b>Das Entropiediagramm für Luft</b> . . . . .	18
Bestimmung der Entropie der Luft . . . . .	18
Veränderlichkeit der spezifischen Wärme. . . . .	18
<i>Tafel 8. Entropietafel für Luft — 273 bis +760 °C, 0,01 bis 200 ata</i>	
<i>Tafel 9. Entropietafel für Luft — 20 bis +240 °C, 0,5 bis 20 ata</i>	
Wärmewert der adiab. Verdichtungsarbeit $\int PdV$ im Entropiediagramm . . . . .	19
Wärmewert des Arbeitsbedarfs des Kompressors $\int VdP$ im Entropiediagramm . . . . .	19
Darstellung des adiabatischen Wirkungsgrades ungekühlter Turbogebläse . . . . .	19
Zustandsänderung in ungekühlten Turbogebläsen im PV- und JS-Diagrammen . . . . .	20
Adiabatische Wirkungsgrade ungekühlter Turbogebläse im PV- und JS-Diagramm . . . . .	21
<i>Tafel 10. Entropietafel für Luft — 4 bis +100 °C, 0,8 bis 2,5 ata</i>	
<b>B. Isothermische Zustandsänderung</b> . . . . .	22
Isothermische Verdichtungsarbeit allein $\int PdV$ . . . . .	23
Arbeitsbedarf des Kompressors bei isothermischer Verdichtung $\int VdP$ . . . . .	23
<i>Tafel 11. Arbeitsbedarf bei isoth. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 0—25000 mkg/m<sup>3</sup>, 1—12 ata</i>	
<i>Tafel 12. Arbeitsbedarf bei isoth. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 0—5000 mkg/m<sup>3</sup>, 1—1,6 ata</i>	
<i>Tafel 13. Arbeitsbedarf bei isoth. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 5—10000 mkg/m<sup>3</sup>, 1,6—2,7 ata</i>	
<i>Tafel 14. Arbeitsbedarf bei isoth. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 10—15000 mkg/m<sup>3</sup>, 2,7—4,5 ata</i>	
<i>Tafel 15. Arbeitsbedarf bei isoth. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 15—20000 mkg/m<sup>3</sup>, 4,5—7 ata</i>	
<i>Tafel 16. Arbeitsbedarf bei isoth. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 20—25000 mkg/m<sup>3</sup>, 7—12 ata</i>	
Isothermischer Leistungsbedarf des Kompressors . . . . .	24
Isothermische Wirkungsgrade . . . . .	24
Wirkungsgrade der Adiabate, bezogen auf die Isotherme. . . . .	Abb. 27 . . . . . 24
Vergleichsrechnungen . . . . .	25

	Seite
<b>C. Polytropische Zustandsänderungen</b> . . . . .	25
Hilfswinkel und ihre Tangenten für die Konstruktion der Polytropen . . . . .	Zahlentafel 9 . . . . . 25
Bestimmung des Exponenten der Polytropen . . . . .	25
Endvolumen nach polytropischer Verdichtung . . . . .	Zahlentafel 10 . . . . . 26
Endvolumen nach polytropischer Entspannung . . . . .	Zahlentafel 11 . . . . . 27
Polytropische Verdichtungsarbeit . . . . .	28
Polytropischer Arbeitsbedarf . . . . .	28
Polytropische Temperaturänderung . . . . .	28
Polytropische Temperaturzu- und -abnahme . . . . .	28
Darstellung polytropischer Arbeitsweise im <i>PV</i> - und <i>JS</i> -Diagramm . . . . .	27
Arbeitsbedarf und Temperaturzunahme bei polytropischer Verdichtung . . . . .	Abb. 34 . . . . . 30
Arbeitsbedarf des Kompressors bei Wärmez- und -abfuhr während der Verdichtung . . . . .	31
 <b>D. Stufenweise adiabatische Verdichtung mit Zwischenkühlung</b> . . . . .	 31
Einfluß der Mantelkühlung . . . . .	31
Arbeitsbedarf bei vielstufiger adiabatischer Verdichtung . . . . .	31
Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung . . . . .	31
Darstellung zweistuf. adiab. Verdichtung und Entspannung im <i>PV</i> - und <i>JS</i> -Diagramm . . . . .	32
<i>Tafel 17. Arbeitsbedarf bei zweist. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 0—25000 mkg/m<sup>3</sup>, 1—8 ata</i>	
<i>Tafel 18. Arbeitsbedarf bei zweist. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 15—20000 mkg/m<sup>3</sup>, 3,9—8,5 ata</i>	
<i>Tafel 19. Arbeitsbedarf bei zweist. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 20—25000 mkg/m<sup>3</sup>, 5,8—8,4 ata</i>	
<i>Tafel 20. Arbeitsbedarf bei zweist. adiab. Verdichtung in mkg/m<sup>3</sup> anges. Luft, 25—30000 mkg/m<sup>3</sup>, 8,4—15 ata</i>	
Leistungsbedarf des Kompressors bei zweistuf. adiab. Verdichtung . . . . .	32
Wirkungsgrade, bezogen auf die zweistufige Adiabate . . . . .	32
Vergleichsrechnung bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung . . . . .	33
Reduzierter mittlerer indizierter Druck bei Kolbenkompressoren . . . . .	33
<b>Zwei- oder mehrstufige Verdichtung?</b> . . . . .	34
Darstellung zwei- und dreistufiger adiab. Verdichtung im <i>PV</i> - und <i>JS</i> -Diagramm . . . . .	34
Vergleich der 2-, 3- und 4-stufigen Adiabate und der Isotherme mit der einstufigen Adiabate . . . . .	34
Arbeitsbedarf und Temperaturzunahme bei ein- und mehrstufiger Verdichtung . . . . .	Abb. 42 . . . . . 35
Beispiele für die Wahl der Stufenzahl . . . . .	36
<b>Teilung des Druckverhältnisses</b> . . . . .	36
Abhängigkeit des Arbeitsbedarfes von der Teilung des Druckverhältnisses . . . . .	37
<b>Unvollkommene Rückkühlung</b> . . . . .	37
Darstellung der unvollkommenen Rückkühlung im <i>PV</i> - und <i>JS</i> -Diagramm . . . . .	37
<b>Einfluß des Temperaturunterschiedes zwischen angesaugter Luft und Kühlwasser auf den Arbeitsbedarf und den isothermischen Wirkungsgrad</b> . . . . .	38
$\alpha$ ) bei zweistufigen Kolbenkompressoren . . . . .	38
$\beta$ ) bei vielstufigen Turbokompressoren . . . . .	38
<b>Vergleichsmaßstab für den isothermischen Wirkungsgrad</b> . . . . .	40
<b>Darstellung des Arbeitsbedarfes gekühlter Turbokompressoren im <i>PV</i>- und <i>JS</i>-Diagramm</b> . . . . .	41
 <b>Teildruck des Wasserdampfes in der Luft und Feuchtigkeitsgehalt der Luft</b> . . . . .	 42
Wasserdampfdruck und Wassergehalt gesättigter Luft . . . . .	Abb. 54, 55 u. 56 . . . . . 43
Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft . . . . .	44
Graphische Berechnung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft . . . . .	Abb. 57 . . . . . 44
Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft in vH. . . . .	Abb. 58 . . . . . 45
Bestimmung der in der Druckluft sich niederschlagenden Wassermengen . . . . .	45
$\alpha$ ) in Zwischenkühlern . . . . .	45
$\beta$ ) in Druckluftbehältern und Druckluftleitungen . . . . .	45
Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft auf die Gaskonstante <i>R</i> . . . . .	46
Gaskonstante für feuchte Luft . . . . .	Abb. 59 . . . . . 47
 <b>Arbeitsbedarf bei geringen Anfangsdrücken (bei Vakuumpumpen)</b> . . . . .	 46
Arbeitsbedarf für die Verdichtung bei geringen Anfangsdrücken . . . . .	46
Isothermische Verdichtung in nassen Luftpumpen und Wasserstrahl-Luftpumpen . . . . .	46
Adiabatische Verdichtung im Kolben-Vakuumpumpen . . . . .	47
 <b>Ausströmen von Gas durch Düsen</b> . . . . .	 49
<b>A. Ausströmgeschwindigkeit</b> . . . . .	49
Näherungsformel . . . . .	49
Fehler der Näherungsformel . . . . .	50
<b>B. Ausströmende Gasmenge vom Zustand hinter der Düse</b> . . . . .	50
Näherungsformel . . . . .	50
<b>C. Temperaturabnahme in der Düse</b> . . . . .	50
Näherungsformel . . . . .	50
<b>D. Kritisches Druckverhältnis</b> . . . . .	51
Kritische Geschwindigkeit . . . . .	51
Ausströmmenge bei kritischem Druckverhältnis . . . . .	51
Kritische Temperaturabnahme . . . . .	52
<b>E. Ausströmende Gasmenge vom Zustand vor der Düse</b> . . . . .	52
Näherungsformel . . . . .	52
Fehler der Näherungsformel . . . . .	52
Einfluß des kritischen Druckverhältnisses . . . . .	53

	Seite
<b>F. Ausströmendes Gasgewicht</b> . . . . .	52
Näherungsformel . . . . .	53
Einfluß des kritischen Druckverhältnisses. . . . .	53
<b>G. Ausströmende Gasmenge vom Druck hinter der Düse, auf die Temperatur vor der Düse umgerechnet</b> 54	
Näherungsformel . . . . .	54
Einfluß des kritischen Druckverhältnisses. . . . .	54
Durch 1 cm <sup>2</sup> Düsenquerschnitt theor. ausströmende Luftmenge $V_{p_0, t}$ 0—200 mm W.-S. Abb. 64 . . . . .	55
Durch 1 cm <sup>2</sup> Düsenquerschnitt theor. ausströmende Luftmenge $V_{p_0, t}$ 200—1000 mm W.-S. Abb. 65 . . . . .	56
Durch 1 cm <sup>2</sup> Düsenquerschnitt theor. ausströmende Luftmenge $V_{p_0, t}$ 1000—900 mm W.-S. Abb. 66 . . . . .	57
Durch Düsen und Stauränder theoretisch strömende Luftmengen 500—100000 m <sup>3</sup> /h. Abb. 67 . . . . .	59
Durch Düsen und Stauränder theoretisch strömende Druckluftmengen 50—10000 m <sup>3</sup> /h. Abb. 96 . . . . .	61
Festwerte für die Berechnung von Luftmengen beim Strömen durch Düsen und Stauränder Zahlentafel 14 . . . . .	62
Berücksichtigung der Zuströmgeschwindigkeit . . . . . Zahlentafel 15 . . . . .	60
<b>H. Theoretische Düsenquerschnitte für stetige Druckabnahme</b> . . . . .	63
Graphische Zusammenstellung der Ergebnisse aller abgeleiteten Formeln über das Ausströmen von Luft durch sich nicht erweiternde und sich erweiternde Düsen . . . . . Abb. 70 u. 71 . . . . .	63
Zusammenstellung der genauen Formeln über das Ausströmen von Luft durch Düsen . . . . .	64
Zusammenstellung der Näherungsformeln über das Ausströmen von Luft durch Düsen . . . . .	65
<b>Bestimmung der Saugleistungen von Vakuumpumpen</b> . . . . .	63
<b>Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft bei Düsenmessungen</b> . . . . .	66
A. Messungen in der Saugleitung	
Maximaler Einfluß der Luftfeuchtigkeit . . . . . Zahlentafel 18 . . . . .	66
B. Messungen in der Druckleitung . . . . .	66
a) ohne Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehaltes . . . . .	66
b) mit Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehaltes, jedoch ohne Berücksichtigung der Wasserabscheidung im Zwischenkühler . . . . .	67
c) mit Berücksichtigung der Wasserabscheidung im Zwischenkühler . . . . .	67
Maximaler Einfluß der Wasserabscheidung im Zwischenkühler . . . . .	68

## Messung von Drucken als Quecksilbersäule (Q.-S.) und Umrechnung in metrische Atmosphären (at = kg/cm<sup>2</sup>).

Die Länge der Quecksilbersäule ist der senkrechte Abstand der höchsten Punkte beider Quecksilberspiegel in dem zur Druckmessung verwendeten Manometer oder Barometer. Im Gegensatz zum Wasserspiegel, der infolge der Kapillarität in engen Röhren emporsteigt, wird der Quecksilberspiegel durch die Kohäsionskräfte des Quecksilbers, welche die Adhäsion zwischen Quecksilber und Rohrwand überwiegen, im Rohr herabgedrückt. Diese Depression, die abhängig vom Rohrdurchmesser

in der Höhe des Quecksilberspiegels ist, muß bei der Bestimmung des zu messenden Druckes berücksichtigt werden.

Sind die Rohrdurchmesser beider Quecksilberoberflächen gleich, so erübrigt sich eine Berichtigung. Häufig ist jedoch der untere Quecksilberspiegel so groß, daß eine Depression nicht mehr vorhanden oder nicht mehr meßbar ist; dann ist die Depression des oberen Spiegels zur gemessenen Länge zu addieren.

Zahlentafel 1.

Lichter Glasrohrdurchm. in mm. . . . .	4	5	6	7	8	9	10	12	14	16	18	20 und mehr
Depression in mm Q.-S. . . . .	2,2	1,6	1,2	0,9	0,7	0,6	0,5	0,3	0,2	0,1	0,1	0,05
Depression, umgerechnet in mm W.-S.	30	22	16	12	10	8	8	4	2	1	1	0,5

Beispiel: Gemessene Länge der Q.-S. 751,4 mm.  
Lichte Weite des Glasrohres 7 mm.

Dem Druck entspricht eine Länge der Q.-S. von 751,4 + 0,9 = 752,3 mm.

Bei der Umrechnung des als Quecksilbersäule gemessenen Druckes in Atmosphären ist die Quecksilbertemperatur zu berücksichtigen. Das spezifische Gewicht des Quecksilbers ist bei 0° C  $\gamma = 13,5956$ . Demnach entspricht einer metrischen Atmosphäre (1 at = 1 kg/cm<sup>2</sup> = 10000 mm Wassersäule von 4° C) eine Quecksilbersäule von  $\frac{10000}{13,5956} = 735,53$  mm bei 0° C Quecksilbertemperatur.

Mit je 1° C Erwärmung nimmt die Länge einer Quecksilbersäule um 0,182 vT zu, während der Längenausdehnungskoeffizient der meist üblichen Holzskalen im Mittel nur 0,007 vT beträgt. Dem Unterschied von 0,175 vT für jeden ° C entsprechend, der bei jeder Ablesung und Umrechnung zu berücksichtigen ist, ergibt sich demnach für eine Temperatur des Meßinstrumentes von  $t^{\circ}$  C die Beziehung

$$1 \text{ at} = 735,5 (1 + 0,000175 t) \text{ mm Q.-S.}$$

Beispiel:  $t = 15^{\circ}$  C.

$$1 \text{ at} = 735,5 (1 + 0,000175 \cdot 15) = 735,5 \cdot 1,002625 = 737,4 \text{ mm Q.-S.}$$

Bei normalem Barometerstand von etwa 740 bis 760 mm Q.-S. nimmt also die Länge der Quecksilbersäule mit je 7,5° C Erwärmung um  $\sim 1$  mm zu.

Ist die gemessene Länge der Q.-S. bei  $t^{\circ}$  C  $L$ , so ist die auf 0° umgerechnete Länge

$$L_0 = \frac{L}{1 + 0,000175 t} \text{ mm Q.-S.}$$

Beispiel:  $L = 758$  mm Q.-S.,  $t = 18^{\circ}$  C.

$$L_0 = \frac{758}{1 + 0,000175 \cdot 18} = \frac{758}{1,00315} = 755,8 \text{ mm Q.-S. von } 0^{\circ} \text{ C.}$$

Abb. 1 veranschaulicht die Längenänderung der Quecksilbersäule bei 1 at Druck unter dem Einfluß der Temperatur des Quecksilbers.

Hinz, Thermodynamische Grundlagen. 2. Aufl.

Beispiele:

$$t = 0^{\circ} \text{ C}; L = 735,5 \text{ mm Q.-S.},$$

$$t = 30^{\circ} \text{ C}; L = 739,2 \text{ mm Q.-S.},$$

$$t = -10^{\circ} \text{ C}; L = 734,2 \text{ mm Q.-S.}$$

Auf der Abb. 2 kann die Umrechnung durch einfaches Ablesen geschehen. Als Abszissen sind die Temperaturen, als Ordinaten die Drucke gleich langer Quecksilbersäulen aufgetragen.

Beispiel: 752,3 mm Q.-S. von 25° C entsprechen 1,0184 at.

Einer alten Atmosphäre (1 Atm) entsprechen 760 mm Q.-S. von 0° C.

Auf der Abb. 2 kann abgelesen werden:

$$1 \text{ Atm} = 760 \text{ mm Q.-S. von } 0^{\circ} \text{ C} = 1,0333 \text{ at},$$

$$1 \text{ Atm} = 762 \text{ mm Q.-S. von } 15^{\circ} \text{ C} = 1,0333 \text{ at}.$$

Die Umrechnung der Quecksilbersäulenlänge auf eine andere Temperatur, wie im letzten Beispiel auf 15°, geschieht auf Abb. 2 mittels einer Linie unveränderten Druckes, einer Abszisse, und durch Ablesen der Quecksilbersäulenlänge bei der entsprechenden Temperatur.

Beispiel: 740 mm Q.-S. von 40° = 735 mm Q.-S. von 0° C.

Beide Längen entsprechen 0,9993 at.

Die Depression des Quecksilberspiegels läßt sich auch nach der Umrechnung noch berücksichtigen.

Beispiel:

Gemessene Länge der Q.-S. 751,4 mm von 25° C . . . . . = 1,0172 at  
Lichter Rohrdurchm. 7 mm:  
Depression = 12 mm W.-S. . . . . = 0,0012 at  
Tatsächlicher Druck . . . . . = 1,0184 at

Sollen zwei verschiedene Drucke, beide als mm Q.-S. gemessen, in Beziehung gebracht werden, so sind vorher entweder beide Längen auf 0° C umzurechnen, oder es sind die verschiedenen Quecksilbertemperaturen einzeln zu berücksichtigen.

Temperatur des Quecksilb. in °C	Länge der Q.-S. in mm
50	742
	741
40	740
	739
30	738
	737
20	736
	735
±0	734
	733
-10	732
	731
-20	730
	729
-30	728

Abb. 1. Länge der Quecksilbersäule bei 1 at Druck und verschiedener Temperatur des Quecksilbers.

at	Temperatur der Quecksilbersäule in °C							at
	50	40	30	20	10	0	-10	
1,05								1,05
1,04								1,04
1,0333								1,0333
1,03								1,03
1,02								1,02
1,01								1,01
1,00								1,00
0,99								0,99

Abb. 2. Umrechnung von Q.-S. in at (kg/cm<sup>2</sup>) mit Berücksichtigung der Quecksilbertemperatur.

Beispiel: Abb. 3 diene zur Erläuterung der Begriffe: Atmosphärendruck, Vakuum und absoluter Druck.

Gemessene Länge der Q.-S. am Barometer . . . 743,5 mm  
 Depression bei 5 mm Glasrohrdurchm. . . . 1,6 mm  
 Barometerstand = Atmosphärendruck . . B = 745,1 mm Q.-S. von 12 °C  
 Vakuum in einem Kondensator  
 Vak. = 672,4 mm Q.-S. von 36 °C

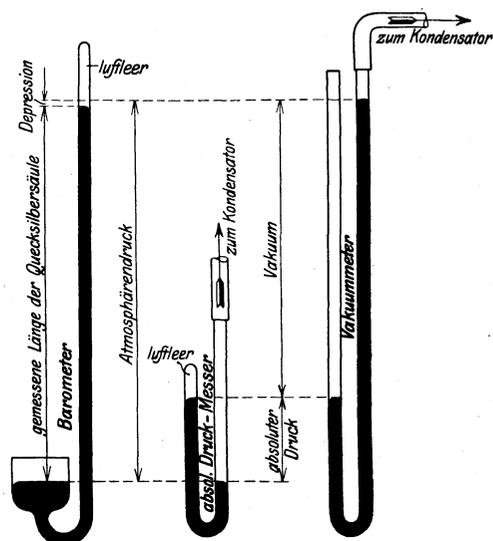


Abb. 3. Erläuterung der Begriffe: Atmosphärendruck, Vakuum und absoluter Druck.

a) Umrechnung beider Q.-S. auf 0 °C nach Abb. 1:

Barometerstand  
 $B_0 = 743,6 \text{ mm Q.-S. von } 0^\circ \text{C}$   
 Vakuum  
 $\text{Vak.}_0 = 668,3 \text{ mm Q.-S. von } 0^\circ \text{C}$   
 Absoluter  
 Druck . . . =  $75,3 \text{ mm Q.-S. von } 0^\circ \text{C}$   
 = 0,1024 ata.

In vH des Barometerstandes ausgedrückt ist das Vakuum =  $\frac{668,3}{743,6} \cdot 100 = 89,9 \text{ vH}$ .

b) Einzelne Umrechnung beider Drucke in at nach Abb. 1:

Atmosphärendruck  $p = 1,0110 \text{ ata}$   
 Vakuum  $\text{Vak.} = 0,9086 \text{ at}$   
 Absoluter Druck = 0,1024 ata.

In vH des Atmosphärendruckes ausgedrückt ist das Vakuum =  $\frac{0,9086}{1,0110} \cdot 100 = 89,9 \text{ vH}$ .

Die Bestimmung des Vakuums in vH des Barometerstandes ohne Berücksichtigung der fast immer verschiedenen Temperaturen der Quecksilbersäulen im Barometer und im Vakuummeter, beispielsweise mit den vorerwähnten Zahlenwerten

$$\text{Vakuum} = \frac{672,4}{745,1} \cdot 100 = 90,2 \text{ vH}$$

ist fehlerhaft.

Da der Atmosphärendruck je nach der Höhenlage verschieden und auch an ein und demselben Orte Schwankungen unterworfen ist, so wird durch das Vakuum in vH des Barometerstandes nicht genau der absolute Druck festgelegt. Abb. 4 erläutert anschaulich die verschiedene Höhe des Vakuums bei gleichem absolutem Druck. Auf diesen kommt es jedoch an, nicht auf das Vakuum, auf den Unterdruck unter dem schwankenden Atmosphärendruck. Durch die Temperatur des verwendeten Kühlwassers ist der erreichbare absolute Druck festgelegt und nur der absolute Druck ist ein Maß für die Ausnutzungsmöglichkeit des Dampfes, der im Kondensator niedergeschlagen wird. Aus beiden Gründen ist es erstrebenswert, als Maßstab für den im Kondensator noch vorhandenen Druck nicht das Vakuum in vH des Barometerstandes, sondern stets den absoluten Druck, am besten

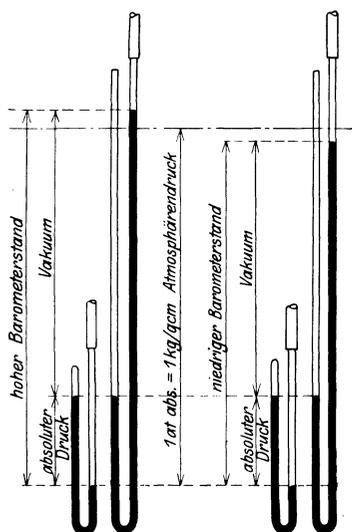


Abb. 4. Abhängigkeit des Vakuums vom veränderlichen Atmosphärendruck bei unverändertem absoluten Druck.

in at, d. s. kg/cm<sup>2</sup>, zu benutzen. Die Festlegung eines bestimmten Atmosphärendruckes, beispielsweise 760 mm Q.-S., ist nur ein nicht erforderlicher Umweg zum gleichen Ziel. Wird der Vergleichsatmosphärendruck als Q.-S. ausgedrückt, so muß außerdem noch die Quecksilbertemperatur festgelegt werden.

Im Beispiel, bei 75,3 mm Q.-S. von 0° C = 0,1024 at absolutem Druck und bei 89,9 vH Vakuum des gerade herrschenden Atmosphärendruckes, ist das Vakuum

### Einfluß der Höhenlage auf den mittleren Druck der Atmosphäre.

Nur am Meeresspiegel herrscht ein mittlerer Luftdruck von  $p_0 = 760$  mm Q.-S. von 0° C = 1,0333 ata = 1 alten Atmosphäre (1 Atm). Mit zunehmender Höhe nimmt der Luftdruck entsprechend der geringeren Höhe der atmosphärischen Luftsäule ab, an Orten unter dem Meeresspiegel ist der Druck der Atmosphäre im Jahresmittel größer. Die Kenntnis des mittleren Luftdruckes in beliebigen Höhenlagen ist zur Berechnung des Leistungsbedarfs von Kompressoren erforderlich, der bei gleichem Kompressionsverhältnis  $\frac{\text{absoluter Enddruck}}{\text{absoluten Anfangsdruck}}$  proportional dem Anfangsdruck ist; bei Turbokompressoren ist außerdem die Höhe des erreichbaren Enddruckes vom Anfangsdruck abhängig.

Die Beziehung zwischen Luftdruck  $p$  und Höhenlage  $H$  im Vergleich zum Meeresspiegel drückt die Höhenformel aus

$$H = (18400 + 70 t_m) \lg \frac{p_0}{p}$$

a) bezogen auf 760 mm Q.-S. von 0° C = 1,0333 ata

$$\text{Vak.} = \frac{760 - 75,3}{760} \cdot 100 = \frac{684,7}{760} \cdot 100 = 90,1 \text{ vH}$$

oder

$$\text{Vak.} = \frac{1,0333 - 0,1024}{1,0333} \cdot 100 = \frac{0,9309}{1,0333} \cdot 100 = 90,1 \text{ vH};$$

b) bezogen auf 760 mm Q.-S. von 30° = 756,2 mm Q.-S. von 0° = 1,0280 ata

$$\text{Vak.} = \left(1 - \frac{75,3}{756,2}\right) \cdot 100 = (1 - 0,0996) \cdot 100 = 90,04 \text{ vH}$$

oder

$$\text{Vak.} = \left(1 - \frac{0,1024}{1,0280}\right) \cdot 100 = (1 - 0,0996) \cdot 100 = 90,04 \text{ vH}.$$

Der Fehler, der durch Vernachlässigung der Quecksilbertemperatur entsteht, ist aus dem Beispiel zu ersehen.

Die rohe Umrechnung des Vakuums, im Beispiel 672,4 mm Q.-S. bei 745,1 mm Q.-S. Barometerstand auf den Atmosphärendruck von 760 mm Q.-S. ohne Berücksichtigung der Quecksilbertemperaturen

$$\begin{aligned} \text{Vak.} &= \frac{672,4 + (760 - 745,1)}{760} \cdot 100 \\ &= \frac{672,4 + 14,9}{760} \cdot 100 = \frac{687,3}{760} \cdot 100 = 90,4 \text{ vH} \end{aligned}$$

ist nur ein Näherungsverfahren.

Einfacher und klarer als die Angabe des Vakuums, des Unterdrucks unter dem schwankenden Atmosphärendruck, selbst bei genauer Festlegung des Barometerstandes zu Vergleichszwecken, ist stets die Bestimmung des absoluten Druckes, im Beispiel 0,1024 ata. Eine Umrechnung auf einen anderen Atmosphärendruck ist dann nicht mehr erforderlich, da auch bei verändertem Barometerstand dieser absolute Druck im Kondensator der gleiche bleiben würde.

Wird dieser Druck direkt als mm Q.-S. gemessen, so ist die Umrechnung in at unter Berücksichtigung der Quecksilbertemperatur auf der Abb. 2 zwar nicht ohne weiteres möglich, aber doch sehr einfach.

Beispiel: Gemessen 68 mm Q.-S. von 22° C.

Da nach Abb. 1 bei 22° C Quecksilbertemperatur 1 at = 738,2 mm Q.-S. ist, so entsprechen 68 mm Q.-S. von 22° C  $\frac{68}{738,2} = 0,0921$  ata.

Für die Temperatur der Luftsäule  $t_m = 0°$  C sind in Abb. 5 die Luftdrucke  $p$  sowohl in ata als auch in mm Q.-S. neben verschiedenen Höhen  $H$  über und unter dem Meeresspiegel aufgetragen worden; Abb. 6 ist ein vergrößerter Ausschnitt aus Abb. 5 für 1200 m Teufe bis 2000 m Höhe.

Die Formel

$$p = 0,987567^{100 \frac{H}{p_0}} \cdot p_0$$

ergibt die gleichen Werte.

Beispiele:

- $H = 10000$  m über dem Meeresspiegel;  
 $p = 0,295$  ata = 218 mm Q.-S. von 0° C;
- $H = 1500$  m über dem Meeresspiegel;  
 $p = 630$  mm Q.-S. von 0° C = 0,856 ata
- $H = 800$  m unter dem Meeresspiegel;  
 $p = 840$  mm Q.-S. von 0° C = 1,142 ata.

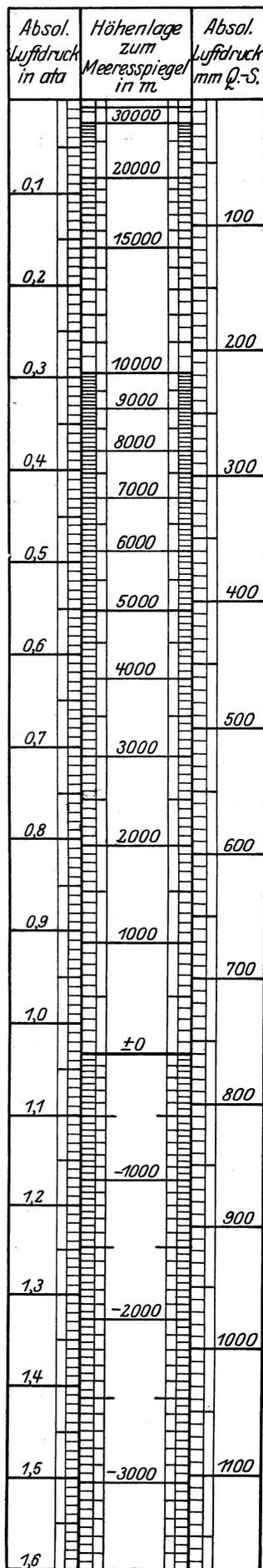


Abb. 5.

Abhängigkeit des mittleren Atmosphärendruckes von der Höhenlage.

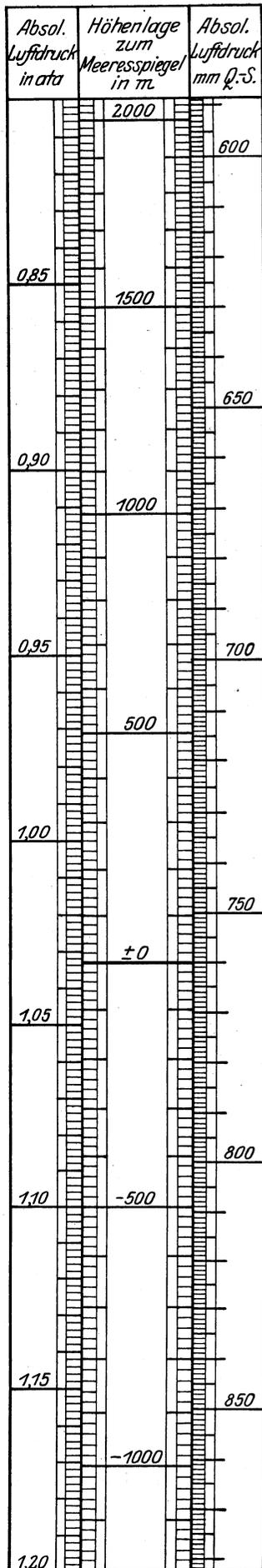


Abb. 6.

In der Nähe des Meeresspiegels machen 80 m Höhenunterschied  $\sim 0,01$  at Druckunterschied aus, oder 10 m Höhenunterschied bedingen  $\sim 1$  mm Q.-S. Barometerstandänderung.

Wird Druckluft von der Erzeugungsstelle über Tage in einen Schacht geleitet, so würde ihr Überdruck gegenüber dem mit der Tiefe zunehmenden Atmosphärendruck abnehmen, wenn nicht durch das Gewicht der Luft in der fallenden Leitung eine stärkere Druckerhöhung und damit im Zustand der Ruhe sogar eine Zunahme des Überdruckes eintreten würde.

Beispiel: Atmosphärendruck über Tage

$$p = 1,02 \text{ ata,}$$

Teufe 1000 m.

a) Preßluftdruck über Tage

$$p_1 = 6 \text{ atü} = 7,02 \text{ ata.}$$

Atmosphärendruck unter Tage nach Abb. 6

$$p' = 1,02 \cdot \frac{1,171}{1,033} = 1,156 \text{ ata.}$$

Preßluftdruck unter Tage

$$p'_1 = 7,02 \cdot \frac{1,171}{1,033} = 7,96 \text{ ata.}$$

Preßluftüberdruck unter Tage

$$p'_1 - p' = 7,96 - 1,16 = 6,80 \text{ atü}$$

gegen 6 atü an der Erzeugungsstelle.

b) Preßluftdruck für Lokomotivbetrieb über Tage

$$p_1 = 150 \text{ atü} = 151,02 \text{ ata.}$$

Preßluftdruck unter Tage

$$p'_1 = 150 \cdot \frac{1,171}{1,033} = 170 \text{ atü,}$$

d. s. 20 at mehr als am Kompressor über Tage.

## Zustandsgleichung der Gase und Gasgemische.

Bezeichnet  $p$  den Gasdruck,  $v$  den Rauminhalt des Gases und  $T$  die absolute Gastemperatur ( $T = 273 + t^\circ \text{C}$ ), so ist für alle vollkommenen Gase nach dem Mariotte-Boyle- und Gay-Lussacschen Gesetz für jeden Gaszustand, der durch  $p$ ,  $v$  und  $T$  festgelegt ist,

$$\frac{p \cdot v}{T} = \text{unveränderlich.}$$

Wird der Gasdruck  $P$  in  $\text{kg/m}^2$  und der Rauminhalt  $v$  in  $\text{m}^3/\text{kg}$  gemessen, so ist der unveränderliche Wert die Gaskonstante  $R$ , und man erhält die allgemeine Zustandsgleichung der vollkommenen Gase

$$Pv = RT.$$

Bezeichnet man mit  $V$  den Rauminhalt des Gases in  $\text{m}^3$  und mit  $G$  das Gasgewicht in  $\text{kg}$ , so ist  $v = \frac{V}{G}$ ,

und die Zustandsgleichung hat dann die Form

$$PV = GRT.$$

Nach dem Gesetz von Avogadro, nach dem für alle Gase bei gleichen Drucken und gleicher Temperatur gleiche Räume die gleiche Anzahl Moleküle enthalten, ist die Gaskonstante

$$R = \frac{848}{\mu},$$

wenn  $\mu$  das Molekulargewicht des Gases bezeichnet (Sauerstoff  $\mu = 32$ ).

Eine andere Erläuterung der Gaskonstanten  $R$  gibt folgende kurze Überlegung. Wird Gas bei unverändertem Druck  $P$  erwärmt, so findet dabei eine Raumzunahme  $dV$  statt, infolgedessen eine äußere Arbeit

$$dL = PdV$$

geleistet werden muß. Nach der Zustandsgleichung ist, wenn  $dP = 0$ ,

$$PdV = GRdT$$

und demnach

$$dL = GRdT.$$

Ist das Gasgewicht  $G = 1$  kg und die Temperaturänderung  $\Delta T = 1^\circ\text{C}$ , so wird

$$\Delta L = R.$$

Die Gaskonstante ist also gleich der äußeren Arbeit, die bei der Erwärmung von 1 kg Gas um  $1^\circ\text{C}$  bei unverändertem Druck infolge seines Raumzuwachses geleistet werden muß.

Die Gaskonstante von Gasmischungen wird mittels des Daltonschen Gesetzes berechnet, nach dem der gemessene Gesamtdruck eines Gasgemisches gleich der Summe der Teildrucke der einzelnen Bestandteile ist, d. h. gleich der Summe der Drucke, die jedes einzelne Gas haben würde, wenn es den Raum des Gasgemisches bei gleicher Temperatur allein ausfüllen würde.

Gilt  $PVG R$  für das Gasgemisch,  $P_1 V_1 G_1 R_1$ ,  $P_2 V_2 G_2 R_2$  usw. für die einzelnen Bestandteile, so ist

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

und nach dem Daltonschen Gesetz

$$P_1 + P_2 + \dots = P.$$

Da für die einzelnen Bestandteile auch in der Mischung die Zustandsgleichung unverändert gilt, so ist

$$P_1 \cdot V = G_1 \cdot R_1 \cdot T$$

$$P_2 \cdot V = G_2 \cdot R_2 \cdot T$$

usw.

Vor der Mischung war

$$P \cdot V_1 = G_1 \cdot R_1 \cdot T$$

$$P \cdot V_2 = G_2 \cdot R_2 \cdot T$$

usw.

Demnach ist

$$P_1 \cdot V = P \cdot V_1$$

$$P_2 \cdot V = P \cdot V_2$$

usw.

Es bestehen also die Beziehungen

$$P_1 : P_2 : \dots : P = V_1 : V_2 : \dots : V$$

$$P_1 = P \frac{V_1}{V}, \quad P_2 = P \frac{V_2}{V} \text{ usw.},$$

d. h. die Teildrucke der einzelnen Gase im Gemisch verhalten sich zueinander und zum Gesamtdruck wie die einzelnen Raumteile vor der Mischung zueinander und zum Gesamtrauminhalt.

Ferner folgt aus den Zustandsgleichungen der einzelnen Bestandteile und der des Gemisches

$$V_1 : V_2 : \dots : V = G_1 \cdot R_1 : G_2 \cdot R_2 : \dots : G \cdot R$$

$$G_1 : G_2 : \dots : G = \frac{V_1}{R_1} : \frac{V_2}{R_2} : \dots : \frac{V}{R}.$$

Hieraus ergibt sich:

zur Umrechnung von Gewichtsteilen in Raumteile:

$$V_1 = V \frac{G_1 \cdot R_1}{G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots} = V \frac{G_1 R_1}{G R},$$

$$V_2 = V \frac{G_2 \cdot R_2}{G_1 R_1 + G_2 R_2 + \dots} = V \frac{G_2 R_2}{G R}$$

usw.;

zur Umrechnung von Raumteilen in Gewichtsteile:

$$G_1 = G \frac{V_1}{V} \frac{R}{R_1} = G \frac{V_1 R}{V R_1},$$

$$G_2 = G \frac{V_2}{V} \frac{R}{R_2} = G \frac{V_2 R}{V R_2}$$

usw.;

die Gaskonstante der Mischung:

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

oder

$$\frac{1}{R} = \frac{V_1}{V} \frac{1}{R_1} + \frac{V_2}{V} \frac{1}{R_2} + \dots$$

Beispiel: Trockene atmosphärische Luft besteht zur Hauptsache aus folgenden Gasen, deren Gaskonstanten  $R$  aus den angegebenen Molekulargewichten  $\mu$  ermittelt sind.

(~ 21)	20,9	Raumteile Sauerstoff	$\mu = 32,00$	$R = \frac{848}{32} = 26,50$
(~ 79)	78,13	„ Stickstoff	$\mu = 28,02$	$R = \frac{848}{28,02} = 30,26$
	0,94	„ Argon	$\mu = 38,9$	$R = \frac{848}{38,9} = 21,25$
	0,03	Kohlensäure	$\mu = 44,00$	$R = \frac{848}{44} = 19,27$

100,00 Raumteile

Bei 1 ata Luftdruck sind demnach die Teildrucke:

Sauerstoffdruck	. . . . .	0,2090 ata
Stickstoffdruck	. . . . .	0,7813 „
Argondruck	. . . . .	0,0094 „
Kohlensäuredruck	. . . . .	0,0003 „
		1,0000 ata

Die Gaskonstante der Luft ist

$$\frac{1}{R} = \frac{0,209}{26,50} + \frac{0,7813}{30,26} + \frac{0,0094}{21,25} + \frac{0,0003}{19,27} = 0,03416,$$

$$R = \frac{1}{0,03416} = 29,27.$$

Die Gewichtsteile der einzelnen Gase betragen

Sauerstoffgewicht	. . . . .	= 20,90 $\frac{29,27}{26,50} = 23,09$ vH
Stickstoffgewicht	. . . . .	= 78,13 $\frac{29,27}{30,26} = 75,57$ „
Argongewicht	. . . . .	= 0,94 $\frac{29,27}{21,25} = 1,29$ „
Kohlensäuregewicht	. . . . .	= 0,03 $\frac{29,27}{19,27} = 0,05$ „
		100,00 vH.

Es kann auch zunächst das scheinbare Molekulargewicht der Mischung

$$\mu = \frac{V_1}{V} \mu_1 + \frac{V_2}{V} \mu_2 + \dots$$

oder

$$\frac{1}{\mu} = \frac{G_1}{G} \frac{1}{\mu_1} + \frac{G_2}{G} \frac{1}{\mu_2} + \dots$$

ermittelt und dann erst die Gaskonstante der Mischung

$$R = \frac{848}{\mu} \text{ bestimmt werden.}$$

Beispiel für Luft:

Gasart	Raumteil·μ
Sauerstoff . . . . .	0,2090 · 32,00 = 6,688
Stickstoff . . . . .	0,7813 · 28,02 = 21,892
Argon . . . . .	0,0094 · 39,90 = 0,375
Kohlensäure . . . . .	0,0003 · 44,00 = 0,013
Luft . . . . .	μ = 28,968
	$R = \frac{848}{28,968} = 29,27.$

In der folgenden Zahlentafel 2 sind die Molekulargewichte der für den Kompressorenbau wichtigsten Gase zusammengestellt. Aus den Molekulargewichten sind die Gaskonstanten ermittelt und sodann nach der Zustandsgleichung die spezifischen Rauminhalte und Raumgewichte der einzelnen Gase.

Zahlentafel 2.

Gasart		Molekulargewicht μ	Gas konstante R	Spezifischer Rauminhalt v in m³/kg bei		Spezifisches Raumgewicht γ in kg/m³ bei		Spezifisches Gewicht, bezogen auf Luft
Name	Zeichen			1 ata u. 15° C	760 mm Q.-S. = 1,0333 ata u. 0° C	1 ata u. 15° C	760 mm Q.-S. = 1,0333 ata u. 0° C	
Sauerstoff . . . . .	O <sub>2</sub>	32,000	26,50	0,763	0,700	1,310	1,428	1,104
Stickstoff . . . . .	N <sub>2</sub>	28,020	30,26	0,871	0,799	1,147	1,251	0,967
Wasserstoff . . . . .	H <sub>2</sub>	2,016	420,6	12,11	11,11	0,0826	0,0900	0,0696
Kohlenoxyd . . . . .	CO	28,000	30,29	0,872	0,800	1,146	1,250	0,966
Kohlensäure . . . . .	CO <sub>2</sub>	44,000	19,27	0,555	0,509	1,802	1,964	1,518
Schwefl. Säure . . . . .	SO <sub>2</sub>	64,070	13,24	0,381	0,350	2,622	2,857	2,221
Ammoniak . . . . .	NH <sub>3</sub>	17,034	49,78	1,433	1,315	0,698	0,760	0,588
Azetylen . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	26,016	32,60	0,939	0,862	1,065	1,161	0,898
Methan (Sumpfgas) . . . . .	CH <sub>4</sub>	16,032	52,89	1,523	1,398	0,657	0,715	0,553
Athylen . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	28,032	30,25	0,871	0,799	1,148	1,251	0,968
Wasserdampf . . . . .	H <sub>2</sub> O	18,016	47,07	—	—	—	—	—
Luft . . . . .	—	28,968	29,27	0,843	0,773	1,186	1,293	1,0

Der spezifische Rauminhalt (Rauminhalt von 1 kg) ist

$$v = \frac{V}{G} = \frac{RT}{P} \text{ m}^3/\text{kg}$$

und das spezifische Raumgewicht (Gewicht von 1 m³) ist

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{G}{V} = \frac{P}{RT} \text{ kg/m}^3.$$

Da der spezifische Rauminhalt v bei gleichem Druck proportional der absoluten Temperatur ist, so sind auf Abb. 7 die Temperaturen als Abszissen und die spezifischen Rauminhalte v als Ordinaten aufgetragen; dann liegen die Werte v für gleiche Drucke auf Geraden.

Der Zahlentafel 3 können die genauen Werte des spezifischen Rauminhalts der Luft bei verschiedenen Drücken und Temperaturen entnommen werden.

Bei ca. 1 ata bedeuten ± 0,01 at, d. s. ± 100 mm W.-S., ca. ± 1 vH Raumveränderung, bei ca. 300° C abs. haben ± 3° C den gleich großen, aber entgegengesetzten Einfluß.

Die genaue Ermittlung des spezifischen Rauminhalts für beliebigen Luftzustand ist mit Hilfe der Zahlentafel 3 einfacher als nach der Zustandsgleichung; es ist nur zu

beachten, daß höhere Drucke den Rauminhalt verringern, höhere Temperaturen ihn vergrößern.

Beispiele:

- $p = 1,024 \text{ ata},$   
 $t = 30^\circ \text{ C};$   
 $v = 0,887 \frac{1,000}{1,024} = 0,866 \text{ m}^3/\text{kg}.$
- $p = 1,0333 \text{ ata},$   
 $t = 18^\circ \text{ C};$   
 $v = 0,816 \frac{273 + 18}{273 + 15} = 0,823 \text{ m}^3/\text{kg}.$
- $p = 0,81 \text{ ata},$   
 $t = 38^\circ \text{ C};$   
 $v = 0,887 \frac{1,00 \cdot 273 + 38}{0,82 \cdot 273 + 30} = 1,124 \text{ m}^3/\text{kg}.$

Das spezifische Raumgewicht γ ist bei gleicher Temperatur proportional dem absoluten Druck. Trägt man die Drucke wie auf der Abb. 8 als Abszissen und die spezifischen Raumgewichte γ als Ordinaten auf, so liegen die spezifischen Rauminhalte für gleiche Temperaturen auf Geraden.

Zahlentafel 3. Spezifischer Rauminhalt der Luft  $v = \frac{RT}{P}$  in m³/kg.

Lufttemperatur in °C	— 30	— 20	— 10	± 0	10	15	20	30	50	100	150	200	300	
Absoluter Luftdruck	0,1	7,113	7,405	7,698	7,991	8,283	8,430	8,576	8,869	9,454	10,92	12,38	13,84	16,77
	0,2	3,556	3,703	3,849	3,995	4,142	4,215	4,288	4,434	4,727	5,458	6,191	6,922	8,386
	0,5	1,423	1,481	1,540	1,600	1,657	1,686	1,715	1,774	1,891	2,184	2,476	2,769	3,354
	1,0	0,711	0,741	0,770	0,799	0,828	0,843	0,858	0,887	0,945	1,092	1,238	1,384	1,677
	1,0333	0,688	0,717	0,745	0,773	0,802	0,816	0,830	0,858	0,915	1,057	1,198	1,340	1,623
	2	0,356	0,370	0,385	0,400	0,414	0,421	0,429	0,443	0,473	0,546	0,619	0,692	0,839
	4	0,178	0,185	0,192	0,200	0,207	0,211	0,214	0,222	0,236	0,273	0,310	0,346	0,419
	6	0,119	0,123	0,128	0,133	0,138	0,140	0,143	0,148	0,157	0,182	0,206	0,231	0,280
	8	0,089	0,093	0,096	0,100	0,104	0,105	0,107	0,111	0,118	0,136	0,155	0,173	0,210
	10	0,071	0,074	0,077	0,080	0,083	0,084	0,086	0,089	0,094	0,109	0,124	0,138	0,168

In der Zahlentafel 4 sind die genauen Werte des Luftgewichts  $\gamma$  für verschiedene Drücke und Temperaturen zusammengestellt.

Die genaue Feststellung des spezifischen Rauminhalts für beliebigen Luftzustand ist durch einfache Umrechnung zu ermöglichen. Es ist aber nur zu beachten, daß Druck und Temperaturänderungen zwar den gleich großen, aber entgegengesetzten Einfluß wie

auf den Rauminhalt haben; höherer Druck erhöht das Gewicht, höhere Temperatur vermindert es.

Beispiel:

$$p = 1,024 \text{ ata,}$$

$$t = 23^\circ \text{ C;}$$

$$\gamma = 1,166 \frac{1,024 \cdot 273 + 20}{1,000 \cdot 273 + 20} = 1,182 \text{ kg/m}^3.$$

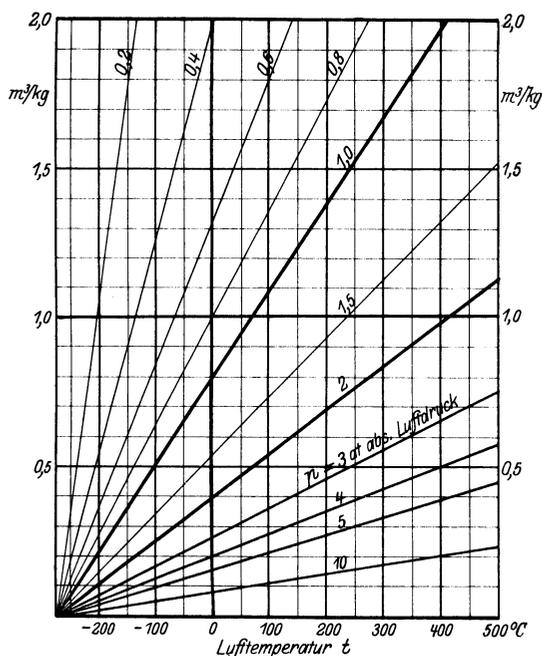


Abb. 7. Spezifischer Rauminhalt der Luft,

$$v = \frac{V}{G} = \frac{RT}{P} = \frac{29,27 (273 + t)}{10000 p} \text{ m}^3/\text{kg.}$$

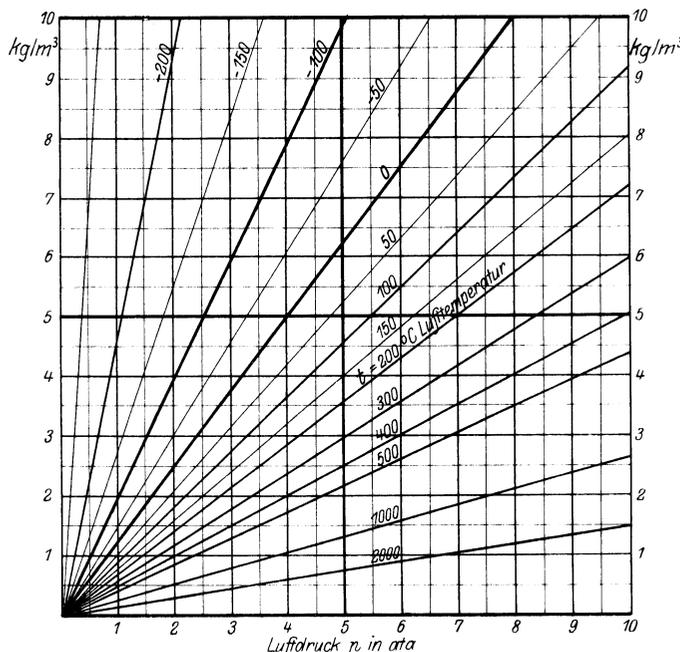


Abb. 8. Spezifisches Raugewicht der Luft.

$$\gamma = \frac{1}{v} = \frac{G}{V} = \frac{P}{RT} = \frac{10000 p}{29,27 (273 + t)} \text{ kg m}^3.$$

Zahlentafel 4. Spezifisches Raugewicht der Luft  $\gamma = \frac{P}{RT}$  in  $\text{kg/m}^3$ .

Lufttemperatur in °C		- 30	- 20	- 10	± 0	10	15	20	30	50	100	150	200	300
Absoluter Luftdruck in ata	0,1	0,141	0,135	0,130	0,125	0,121	0,119	0,117	0,113	0,106	0,092	0,081	0,072	0,060
	0,2	0,281	0,270	0,260	0,250	0,241	0,237	0,233	0,226	0,212	0,183	0,162	0,144	0,119
	0,5	0,703	0,675	0,650	0,625	0,604	0,593	0,583	0,564	0,529	0,458	0,404	0,361	0,298
	1,0	1,406	1,350	1,299	1,251	1,207	1,186	1,166	1,128	1,058	0,916	0,808	0,722	0,596
	1,0333	1,453	1,395	1,342	1,293	1,247	1,226	1,204	1,166	1,093	0,946	0,835	0,746	0,616
	2	2,812	2,701	2,589	2,503	2,414	2,373	2,332	2,255	2,115	1,832	1,615	1,445	1,192
	4	5,624	5,402	5,196	5,006	4,829	4,745	4,664	4,510	4,232	3,664	3,231	2,889	2,385
	6	8,436	8,102	7,794	7,509	7,244	7,118	6,996	6,765	6,346	5,496	4,846	4,334	3,577
	8	11,25	10,80	10,39	10,01	9,658	9,490	9,328	9,020	8,464	7,328	6,461	5,778	4,570
	10	14,06	13,50	12,99	12,51	12,07	11,86	11,66	11,28	10,58	9,159	8,077	7,223	5,962

### Zustandsänderungen im Kompressor.

In einem Kompressor ändert man durch Zuführung von Arbeit den Zustand eines Gases, der durch  $P$ ,  $V$  und  $T$  festgelegt ist, derartig, daß es infolge seines Überdruckes gegenüber seiner Umgebung dann imstande ist, bei der Entspannung wieder Arbeit zu leisten. Beide Vorgänge sind Energieumwandlungen, d. h. bei der Verdichtung wird sich die aufgewandte Arbeit im Gas oder in seiner Umgebung in Form von Wärme wiederfinden, bei der Entspannung wird die der Entspannungsarbeit gleichwertige Wärme dem Gas oder seiner Umgebung entzogen.

Bei einer Zustandsänderung kann von außen die Wärmemenge  $dQ$  sowohl direkt als Wärme  $dQ_w$  als auch

in Form von innerer Reibung zugeführt werden. Bezeichnet man den Wärmewert der inneren Reibungsarbeit mit  $dQ_r$ , so ist

$$dQ = dQ_w + dQ_r.$$

Bei jeder Zustandsänderung erhöht die von außen zugeführte Wärme  $dQ$  einmal die innere Energie des Gases um  $dU$  und leistet ferner die äußere Arbeit  $PdV$ . Da Arbeit und Wärme nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik gleichwertig sind

$$\left( 1 \text{ mkg} = \frac{1}{427} \text{ kcal} = A \text{ kcal} \right),$$

so läßt sich die Beziehung zwischen diesen Größen in

Form der Grundgleichung

$$dQ = dU + A P dV$$

ausdrücken. Es ist also

$$Q = U - U_0 + A \int P dV.$$

Bleibt der Rauminhalt des Gases unverändert ( $dV = 0$ ), so wird

$$dQ = dU.$$

Die innere Energie  $dU$  des Gases ist also gleich der Wärmemenge  $dQ$ , welche dem Gas bei unverändertem Rauminhalt zugeführt werden muß, um seine Temperatur um  $dT$  zu erhöhen. Ist  $c_v$  die spezifische Wärme bei unverändertem Volumen, so ist

$$\begin{aligned} dU &= G c_v dT \\ U - U_0 &= G c_v (T - T_0). \end{aligned}$$

Da  $P dV = d(PV) - V dP$  ist, so kann man die Grundgleichung auch in der Form

$$dQ = d(U + A P V) - A V dP$$

schreiben. Setzt man  $U + A P V = J$ , so ist

$$dQ = dJ - A V dP.$$

Bei unverändertem Druck ( $dP = 0$ ) ist

$$dQ = dJ.$$

Der Wärmehalt  $dJ$  des Gases ist also gleich der Wärmemenge  $dQ$ , welche dem Gas bei unverändertem Druck zugeführt werden muß, um seine Temperatur um  $dT$  zu erhöhen. Ist  $c_p$  die spezifische Wärme bei unverändertem Druck, so ist

$$\begin{aligned} dJ &= G c_p dT \\ J - J_0 &= G c_p (T - T_0). \end{aligned}$$

Alle umkehrbaren Zustandsänderungen sind frei von wesentlicher innerer Reibung, so daß für diese  $dQ = 0$  zu setzen ist. Für umkehrbare Vorgänge gilt also

$$dQ_w = dU + A P dV = G c_v dT + A P dV$$

$$Q_w = G c_v (T - T_0) + A \int P dV$$

und  $dQ_w = dJ - A V dP = G c_p dT - A V dP$

$$Q_w = G c_p (T - T_0) - T \int V dP.$$

## A. Adiabatische Zustandsänderung.

Wird bei einer umkehrbaren Zustandsänderung von außen Wärme weder zu- noch abgeführt, so müssen die Wandungen des Kompressors vollkommen wärmedicht sein. Man spricht dann von adiabatischer Zustandsänderung, bei der also  $dQ = 0$  ist. Bei adiabatischer Verdichtung muß sich die gesamte aufgewandte Arbeit, aber auch nicht mehr als der theoretische Wert, in Form von Wärme im Gas allein wiederfinden; bei adiabatischer Entspannung wird genau der Wärmewert der geleisteten Arbeit dem Gas allein entzogen. Das kennzeichnendste Merkmal der adiabatischen Zustandsänderung besteht darin, daß das Wärmegewicht des Gases, der Quotient aus Wärmehalt und absoluter Temperatur, die Entropie  $S = \int \frac{dQ}{T}$ , während des ganzen Verlaufes der Zustandsänderung denselben Wert behält, daß also  $dS = 0$  ist. Bei allen anderen Zustandsänderungen erfährt die Entropie des Gases eine Änderung, eine Vermehrung oder eine Verminderung, wobei im letzteren Falle allerdings noch ein anderer oder mehrere Körper am Vorgang beteiligt sein müssen, deren Entropie dann entsprechend zunimmt.

Da bei adiabatischer Zustandsänderung die Wärmezu- oder Abfuhr  $dQ = 0$  ist, so wird

$$G c_v dT = - A P dV.$$

Nach der Zustandsgleichung für vollkommene Gase ist

$$P V = G R T,$$

also

$$G T = \frac{P V}{R}.$$

Durch Division erhält man

$$c_v \frac{dT}{T} = - A R \frac{dV}{V},$$

$$c_v \ln \frac{T}{T_0} = - A R \ln \frac{V}{V_0}.$$

Da nach der Zustandsgleichung

$$T = \frac{P V}{G R},$$

so ist

$$\ln \frac{P V}{P_0 V_0} = - \frac{A R}{c_v} \ln \frac{V}{V_0}.$$

Der Wert  $\frac{A R}{c_v}$  ist aus den beiden Formen der Grundgleichungen zu bestimmen, die für die Adiabate mit

$dQ = 0$  lauten:

$$dJ = A V dP = G c_p dT$$

$$dU = - A P dV = G c_v dT$$

Durch Subtraktion ergibt sich

$$A V dP + A P dV = A d(PV) = G(c_p - c_v) dT$$

und mit Hilfe der Zustandsgleichung

$$d(PV) = G R dT,$$

so daß die einfache Beziehung entsteht

$$A R = c_p - c_v.$$

Hieraus ergibt sich der gesuchte Wert

$$\frac{A R}{c_v} = \frac{c_p}{c_v} - 1.$$

Setzt man

$$\frac{c_p}{c_v} = \kappa,$$

so ist

$$\frac{A R}{c_v} = \kappa - 1,$$

und es wird

$$\ln \frac{P V}{P_0 V_0} = - (\kappa - 1) \ln \frac{V}{V_0} = \ln \left( \frac{V}{V_0} \right)^{1-\kappa}$$

$$\ln \frac{P}{P_0} = \ln \left( \frac{V}{V_0} \right)^{-\kappa}$$

$$\frac{P}{P_0} = \left( \frac{V_0}{V} \right)^\kappa$$

$$P_0 V_0^\kappa = P V^\kappa.$$

Bei adiabatischer Zustandsänderung ist also das Produkt  $P \cdot V^\kappa$  unveränderlich, und  $\kappa$ , der „Exponent der Zustandsänderung“, ist der Quotient aus der spezifischen Wärme  $c_p$  bei unverändertem Druck und der spezifischen Wärme  $c_v$  bei unverändertem Rauminhalt.

Zwischen  $c_p$  und  $c_v$  besteht die Beziehung

$$c_p - c_v = A R.$$

Nun ist das mechanische Wärmeäquivalent  $A = \frac{1}{427}$

und die Gaskonstante  $R = \frac{848}{\mu}$ , wenn  $\mu$  das Molekulargewicht des Gases ist. Setzt man diese Werte ein, so ist

$$c_p - c_v = \frac{1}{427} \frac{848}{\mu} = \frac{1,985}{\mu} \approx \frac{2}{\mu}.$$

Mit der Bezeichnung  $\frac{c_p}{c_v} = \kappa$  wird

$$c_v = \frac{AR}{\kappa - 1} = \frac{1,985}{\mu(\kappa - 1)} \approx \frac{2}{\mu(\kappa - 1)}$$

$$c_p = \kappa c_v = \frac{\kappa AR}{\kappa - 1} = \frac{1,985 \kappa}{\mu(\kappa - 1)} \approx \frac{2 \kappa}{\mu(\kappa - 1)}$$

Zahlentafel 5.

Gasart		Molekulargewicht $\mu$	Gaskonstante $R$	Spezifische Wärme		$\kappa = \frac{c_p}{c_v}$
Name	Zeichen			bei unverändertem Druck $c_p$	bei unverändertem Rauminhalt $c_v$	
Sauerstoff . . . . .	O <sub>2</sub>	32,000	26,50	0,217	0,155	1,40
Stickstoff . . . . .	N <sub>2</sub>	28,020	30,26	0,247	0,176	1,40
Wasserstoff . . . . .	H <sub>2</sub>	2,016	420,6	3,41	2,42	1,41
Kohlenoxyd . . . . .	CO	28,000	30,29	0,242	0,172	1,40
Kohlensäure . . . . .	CO <sub>2</sub>	44,000	19,27	0,21	0,16	1,31
Schweflige Säure . . . . .	SO <sub>2</sub>	64,070	13,24	0,15	0,12	1,25
Ammoniak . . . . .	NH <sub>3</sub>	17,034	49,78	0,53	0,41	1,29
Azetylen . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>2</sub>	26,016	32,60	0,35	0,27	1,29
Methan (Sumpfgas) . . . . .	CH <sub>4</sub>	16,032	52,89	0,59	0,46	1,28
Athylen . . . . .	C <sub>2</sub> H <sub>4</sub>	28,032	30,25	0,40	0,33	1,21
Wasserdampf . . . . .	H <sub>2</sub> O	18,016	47,07	0,48	0,37	1,30
Luft . . . . .	—	28,968	29,27	0,238	0,170	1,40

In der vorstehenden Zahlentafel 5 sind die Werte  $\mu$ ,  $R$ ,  $c_p$ ,  $c_v$  und  $\kappa$  der für den Kompressorenbau wichtigsten Gase zusammengestellt.

Für alle zweiatomigen Gase ist angenähert

$$\kappa = 1,4$$

und damit

$$c_v = \frac{1,985}{0,4 \mu} = \frac{4,965}{\mu} \approx \frac{5}{\mu}$$

$$c_p = \frac{1,985 \cdot 1,4}{0,4 \mu} = \frac{6,95}{\mu} \approx \frac{7}{\mu}$$

Die spezifische Wärme von Gasmischungen ist

$$c_v = \frac{G_1}{G} c_{v1} + \frac{G_2}{G} c_{v2} + \dots = \frac{V_1}{V} \frac{R}{R_1} c_{v1} + \frac{V_2}{V} \frac{R}{R_2} c_{v2} + \dots$$

$$c_p = \frac{G_1}{G} c_{p1} + \frac{G_2}{G} c_{p2} + \dots = \frac{V_1}{V} \frac{R}{R_1} c_{p1} + \frac{V_2}{V} \frac{R}{R_2} c_{p2} + \dots$$

Die Veränderlichkeit der spezifischen Wärme mit steigenden Drucken und Temperaturen kann in der Praxis des Kompressorenbaues meistens vernachlässigt werden.

### Darstellung der adiabatischen Zustandsänderung.

Die Zustandsänderung  $PV^\kappa = \text{unveränderlich}$  läßt sich in einem Koordinatensystem als Linie darstellen, wenn die Drucke  $P$  als Ordinaten und die Volumina  $V$  als Abszissen aufgetragen werden. Die Konstruktion der Verdichtungs- bzw. Entspannungslinie in diesem Druck-Volumendiagramm ( $PV$ -Diagramm, Arbeitsdiagramm) erfolgt nach dem bekannten Verfahren von Brauer. Es ist in Abb. 9

$$\text{tg } \alpha = \frac{V_x - V_y}{V_y} = \frac{V_x}{V_y} - 1$$

und

$$\text{tg } \beta = \frac{P_y - P_x}{P_x} = \frac{P_y}{P_x} - 1,$$

also

$$1 + \text{tg } \alpha = \frac{V_x}{V_y} \quad \text{und} \quad 1 + \text{tg } \beta = \frac{P_y}{P_x}$$

Da bei adiabatischer Zustandsänderung

$$P_x V_x^\kappa = P_y V_y^\kappa,$$

also

$$\frac{P_y}{P_x} = \left( \frac{V_x}{V_y} \right)^\kappa$$

sein soll, so muß

$$(1 + \text{tg } \alpha)^\kappa = 1 + \text{tg } \beta$$

sein.

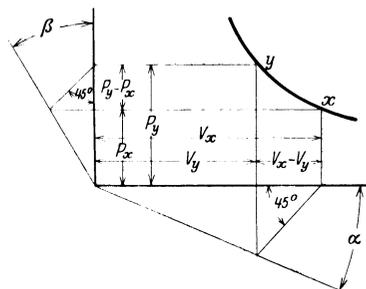


Abb. 9. Konstruktion der Adiabate im  $PV$ -Diagramm.

In der folgenden Zahlentafel 6 sind zum Aufzeichnen der Adiabate für die zweckmäßig zu benutzenden Winkel  $\alpha$  und Tangenten der Winkel  $\alpha$  die Winkel  $\beta$  und die Tangenten der Winkel  $\beta$  angegeben ( $\kappa = 1,4$ ).

Rechnerisch ist das Endvolumen  $V$  bei adiabatischer Verdichtung nach der Gleichung

$$V = V_0 \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}}$$

zu ermitteln. Mit Hilfe der folgenden Zahlentafel 7, in der die Werte  $V$  für  $V_0 = 100$  zusammengestellt sind, kann das Aufzeichnen der Adiabate ohne konstruktive Hilfsmittel geschehen.

Zahlentafel 6.

Winkel $\alpha$ . . . . .	30°	25°	20° 30'	20°	15°	10°
Winkel $\beta$ . . . . .	41° 46'	35° 21'	31° 59'	28° 34'	21° 31'	14° 19'
tg $\alpha$ . . . . .	0,333	0,3	0,25	0,2	0,15	0,1
tg $\beta$ . . . . .	0,496	0,444	0,367	0,291	0,216	0,143

Zahlentafel 7. Druckluftvolumen  $V$  nach adiabatischer Verdichtung des Anfangsvolumens  $V_0 = 100$ .

$$V = 100 \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{1,4}}$$

$\frac{p}{p_0}$	+ 0,00	+ 0,01	+ 0,02	+ 0,03	+ 0,04	+ 0,05	+ 0,06	+ 0,07	+ 0,08	+ 0,09	+ 1,0
1,00	100	99,3	98,6	97,9	97,2	96,6	95,9	95,3	94,6	94,0	93,5
1,10	93,5	92,8	92,2	91,6	91,1	90,5	89,9	89,4	88,8	88,3	87,7
1,20	87,7	87,3	86,8	86,2	85,7	85,3	84,8	84,3	83,8	83,4	82,9
1,30	82,9	82,5	82,0	81,6	81,2	80,7	80,3	79,9	79,5	79,0	78,7
1,40	78,7	78,2	77,8	77,5	77,1	76,7	76,3	70,0	75,6	75,2	74,8
1,50	74,8	74,5	74,1	73,8	73,5	73,1	72,8	72,4	72,1	71,8	71,4
1,60	71,4	71,2	70,9	70,6	70,2	69,9	69,6	69,3	69,0	68,7	68,5
1,70	68,5	68,2	67,9	67,6	67,3	67,1	66,8	66,5	66,2	66,0	65,7
1,80	65,7	65,5	65,2	65,0	64,7	64,5	64,2	64,0	63,7	63,5	63,3
1,90	63,3	63,0	62,8	62,6	62,3	62,1	61,9	61,6	61,4	61,2	60,9

$\frac{p_2}{p_1}$	+ 0,0	+ 0,1	+ 0,2	+ 0,3	+ 0,4	+ 0,5	+ 0,6	+ 0,7	+ 0,8	+ 0,9	+ 1,0
2,0	60,9	58,9	56,9	55,1	53,5	52,0	50,5	49,2	47,9	46,7	45,6
3,0	45,6	44,6	43,6	42,7	41,7	40,9	40,0	39,3	38,5	37,8	37,3
4,0	37,3	36,5	35,9	35,3	34,7	34,2	33,6	33,1	32,6	32,1	31,7
5,0	31,7	31,2	30,8	30,4	30,0	29,6	29,2	28,8	28,5	28,2	27,8
6,0	27,8	27,5	27,2	26,9	26,6	26,3	26,0	25,7	25,5	25,2	24,9
7,0	24,9	24,7	24,4	24,2	23,9	23,7	23,5	23,2	23,0	22,8	22,6
8,0	22,6	22,5	22,3	22,1	21,9	21,7	21,5	21,3	21,1	21,0	20,8
9,0	20,8	20,6	20,5	20,3	20,2	20,0	19,9	19,7	19,6	19,4	19,3

Beispiel:  $p_0 = 1,03 \text{ ata}$ ,  $p = 3 \text{ atü}$ ,

$$\frac{p}{p_0} = \frac{4,03}{1,03} = 3,91.$$

des Anfangsvolumens  $V$  ist

$$V_0 = V \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}}$$

Druckluftvolumen nach adiabatischer Verdichtung  $V = 37,75 \text{ vH}$  des Anfangsvolumens  $V_0$ .

Das Endvolumen  $V_0$  nach adiabatischer Entspannung

Für das Anfangsvolumen  $V = 100$  sind die Zahlenwerte des Endvolumens  $V_0$  nach adiabatischer Entspannung in der nächsten Zahlentafel 8 zusammengestellt.

Zahlentafel 8. Endvolumen  $V_0$  nach adiabatischer Entspannung des Druckluftvolumens  $V = 100$ .

$$V_0 = 100 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{1,4}}$$

$\frac{p}{p_0}$	+ 0,00	+ 0,01	+ 0,02	+ 0,03	+ 0,04	+ 0,05	+ 0,06	+ 0,07	+ 0,08	+ 0,09	+ 0,1
1,00	100	100,7	101,4	102,1	102,8	103,5	104,2	104,9	105,6	106,3	107,0
1,10	107,0	107,7	108,4	109,1	109,8	110,5	111,2	111,9	112,6	113,3	113,9
1,20	113,9	114,6	115,2	115,9	116,6	117,3	117,9	118,6	119,6	120,0	120,6
1,30	120,6	121,3	122,0	122,6	123,3	123,9	124,6	125,2	125,9	126,5	127,1
1,40	127,1	127,8	128,4	129,1	129,7	130,4	131,0	131,7	132,3	132,9	133,6
1,50	133,6	134,2	134,8	135,5	136,1	136,7	137,4	138,0	138,6	139,3	139,9
1,60	139,9	140,5	141,2	141,8	142,4	143,0	143,6	144,2	144,9	145,5	146,1
1,70	146,1	146,7	147,3	147,9	148,5	149,1	149,7	150,3	151,0	151,6	152,2
1,80	152,2	152,8	153,4	154,0	154,6	155,2	155,8	156,4	157,0	157,6	158,2
1,90	158,2	158,8	159,3	159,9	160,5	161,1	161,7	162,2	162,9	163,5	164,1

$\frac{p}{p_0}$	+ 0,0	+ 0,1	+ 0,2	+ 0,3	+ 0,4	+ 0,5	+ 0,6	+ 0,7	+ 0,8	+ 0,9	+ 1,0
2,0	164,1	169,9	175,6	181,3	186,9	192,4	197,8	203,1	209	214	219
3,0	219	224	230	235	240	245	250	255	260	264	269
4,0	269	274	279	283	288	293	307	302	307	311	316
5,0	316	320	325	329	333	338	342	347	351	356	360
6,0	360	364	368	372	376	381	385	389	393	397	401
7,0	401	406	410	414	418	422	426	430	434	438	442
8,0	442	446	450	453	457	461	465	469	473	477	480
9,0	480	484	488	492	495	499	503	507	511	515	519

Beispiel: Entspannungsverhältnis  $\frac{p}{p_0} = 3,62$ .

Das Volumen nach der Entspannung ist 2,51 mal so groß als das Druckluftvolumen.

Die Benutzung der beiden Zahlentafeln beim Aufzeichnen der adiabatischen Verdichtungs- bzw. Entspannungsline hat im Vergleich zum rein zeichnerischen Verfahren den Vorteil, daß bei diesem sich Fehler mit der Länge der konstruierten Linie vergrößern, bei jenem sich dagegen immer wieder ausgleichen.

### Adiabatische Verdichtungsarbeit.

Im  $PV$ -Diagramm erscheint die adiabatische Verdichtungs- bzw. Entspannungsarbeit als Fläche, die sich berechnen läßt, da das Gesetz der Adiabate bekannt ist. Um eine Gasmenge  $V_0$  ( $m^3$ ) vom absoluten Druck  $P_0$  ( $kg/m^2$ ) auf den absoluten Druck  $P$  adiabatisch zu verdichten,

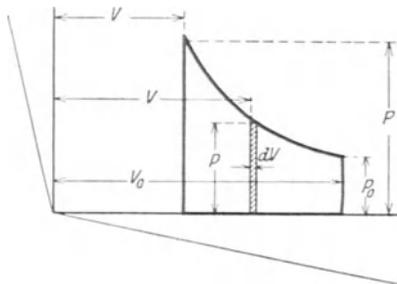


Abb. 10. Adiabatische Verdichtungsarbeit allein  $\int P dV$ .

ist eine Arbeit erforderlich, dargestellt durch die stark umrandete Fläche  $F$  der Abb. 10.

Es ist

$$F = \int_{V_0}^V P dV.$$

Da

$$PV^\kappa = P_0 V_0^\kappa,$$

also

$$P = P_0 V_0^\kappa V^{-\kappa},$$

so ist

$$F = P_0 V_0^\kappa \int_{V_0}^V V^{-\kappa} dV$$

$$F = \frac{P_0 V_0^\kappa}{\kappa - 1} [V^{1-\kappa} - V_0^{1-\kappa}].$$

Setzt man

$$V^\kappa = \frac{V_0}{V_0^{1-\kappa}},$$

so erhält man, da  $F$  die Verdichtungsarbeit  $L$  bedeutet,

$$L_{\text{Verdichtung}} = \frac{P_0 V_0}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{V_0}{V} \right)^{\kappa-1} - 1 \right] \text{ mkg.}$$

$V$  ist zunächst unbekannt; da jedoch

$$\frac{V_0}{V} = \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}},$$

so ist demnach ebenfalls

$$L_{\text{Verdichtung}} = \frac{P_0 V_0}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \text{ mkg.}$$

Die Arbeit bei der Entspannung berechnet sich nach dem genau gleichen Ausdruck, wobei nur zu beachten ist, daß  $P_0$  und  $V_0$  Druck und Volumen nach der Entspannung bezeichnen. Geht man von  $P$  und  $V$  aus, bei der Entspannung Anfangsdruck und Anfangsvolumen, so er-

gibt sich der genau gleichwertige Ausdruck

$$L_{\text{Entspannung}} = \frac{P V}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{V}{V_0} \right)^{\kappa-1} \right] \text{ mkg}$$

und ebenfalls

$$L_{\text{Entspannung}} = \frac{P V}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \text{ mkg.}$$

### Arbeitsbedarf des Kompressors bei adiabatischer Verdichtung.

Ist in einem Kompressor die zuvor bestimmte Arbeit  $L_{\text{Verdichtung}}$  geleistet, so ist damit die Zustandänderung des Gases beendet. Der Arbeitsbedarf  $L_c$  des vollendeten Kreisprozesses in einem Kompressor ist aber ein anderer, der sich nach Abb. 11 aus der schräg schraffierten, reinen Verdichtungsarbeit  $L_{\text{Verdichtung}}$ , der wagrecht schraffierten Fortdrückarbeit

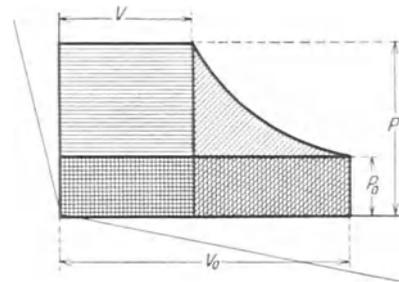


Abb. 11. Adiabatische Verdichtungsarbeit allein  $\int P dV$  und Arbeitsbedarf des Kompressors  $\int V dP$  bei adiabatischer Verdichtung.

$$PV = P V_0 \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{\kappa}} = P_0 V_0 \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$$

und der negativen, senkrecht schraffierten Ansaugarbeit  $P_0 V_0$  zusammensetzt.

$$L_a = \frac{P_0 V_0}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] + P_0 V_0 \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - P_0 V_0$$

$$L_a = P_0 V_0 \left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \left[ \frac{1}{\kappa - 1} + 1 \right]$$

$$L_a = P_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \text{ mkg.}$$

Nach Abb. 12 kann diese vom Kompressor aufzuwendende größere Arbeit  $L_c$  ohne Benutzung des Ausdrucks für die Verdichtungsarbeit allein direkt abgeleitet werden.

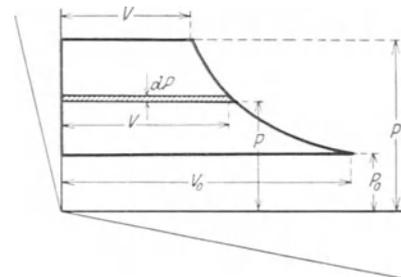


Abb. 12. Arbeitsbedarf des Kompressors  $\int V dP$  bei adiabatischer Verdichtung.

$$L_c = \int_{P_0}^P V dP.$$

Da

$$V = V_0 \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{1}{\kappa}},$$

so ist

$$L_a = P_0^\kappa V_0 \int_{P_0}^P P^{-\frac{1}{\kappa}} dP$$

$$L_a = P_0^\kappa V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ P^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - P_0^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]$$

$$L_a = P_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] \text{mkg.}$$

Der Arbeitsbedarf eines Kompressors ist also bei adiabatischer Verdichtung  $\kappa$  mal so groß als die Verdichtungsarbeit allein.

Die in einer Entspannungsmaschine bei adiabatischer Zustandsänderung geleistete gesamte Entspannungsarbeit ist durch dieselbe Gleichung bestimmt, wenn  $P_0$  und  $V_0$  Druck und Volumen nach der Entspannung bezeichnen. Von  $P$  und  $V$  ausgehend, bei der Entspannung Anfangsdruck und -volumen, wird

$$L_a = PV \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{P_0}{P} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right] \text{mkg.}$$

Beide Ausdrücke sind gleichwertig, d. h. bei adiabatischer Entspannung eines Gases vom Drucke  $P$  auf den Druck  $P_0$  ist die geleistete Arbeit genau so groß wie der Arbeitsbedarf zur adiabatischen Verdichtung der gleichen Gasmenge, des gleichen Gasgewichts, vom Druck  $P_0$  auf den Druck  $P$ ; das Endvolumen bei der Entspannung ist gleich dem Anfangsvolumen bei der Verdichtung.

Bei jedem Kolbenkompressor wird nicht das gesamte Druckluftvolumen nach beendeter Verdichtung durch den Kolben hinausgedrückt, sondern der schädliche Raum  $V'$  bleibt mit Druckluft gefüllt. Findet ein Wärmeübergang vom Zylinderdeckel und Kolben an die Druckluft und umgekehrt nicht statt, so muß die arbeitende Rückentspannung adiabatisch verlaufen, und die zunächst zuviel geleistete Arbeit, die in Abb. 13 durch

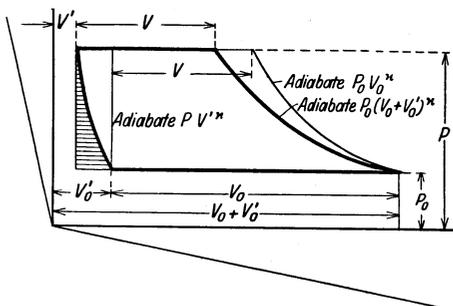


Abb. 13. Theoretisches Kompressordiagramm unter dem Einfluß des schädlichen Raumes.

Schraffur hervorgehoben ist, wird bei adiabatischer Rückentspannung voll zurückgewonnen.

Bei guten Kompressorkonstruktionen wird der Deckel stets gekühlt werden, so daß zu Beginn der Rückentspannung Wärme an den Deckel übergeht und die Rückentspannungslinie zunächst noch steiler als die Adiabate verläuft. Gegen Schluß der Rückentspannung würde sogar eine Unterkühlung eintreten, wenn nicht alsdann Wärme von dem ungekühlten, wärmeren Kolben an die bereits teilweise entspannte und abgekühlte Restluft übergehen würde. Die Einflüsse beider Wärmeübergänge heben sich meistens auf, zumal die Zeit der Rückentspannung selbst bei größten Maschinen  $\frac{1}{50}$  Sekunde nicht überschreitet und ruhende, an der Berührungs-

fläche nicht wirbelnde Luft den Wärmeübergang erschwert. Es muß also unbedingt mit adiabatischem Verlauf der Rückentspannung gerechnet werden, wenn nicht die Deckel wie bei fehlerhaften Konstruktionen ungekühlt ausgeführt oder sogar durch die ausströmende heiße Druckluft, die dann in den Ventilen in viele dünne Ströme unterteilt wird, gewissermaßen geheizt werden.

Bei gekühlten Deckeln ist es aber hinsichtlich des Arbeitsbedarfes ganz gleichgültig, ob ein Kompressor ohne schädlichen Raum, mit großem oder mit kleinem schädlichen Raum ausgeführt wird. Das stark ausgezogene Kompressordiagramm bei dem schädlichen Raum  $V'$  ist inhaltsgleich mit dem idealen Diagramm ohne schädlichen Raum, das dünn eingezeichnet ist. Oft ist es sogar mit Rücksicht auf die Druckwechsel im Triebwerk des Kompressors empfehlenswert, die Rückentspannungsarbeit recht lange Zeit auf den Kolben wirken zu lassen, also mit großem schädlichen Raum zu arbeiten.

Die Verhältnisse lagen anders, als man noch Kompressorsteuerungen mit Druckausgleich ausführte, bei denen die im schädlichen Raum verbliebene Druckluft ohne Arbeitsleistung auf die andere Kolbenseite überströmte. Damit nahm wohl die Ansaugmenge des Kompressors zu, die infolge des schädlichen Raumes zuviel geleistete Verdichtungsarbeit ging aber nutzlos verloren und man mußte darauf bedacht sein, diesen unvermeidlichen Mehrarbeitsbedarf infolge der prinzipiell falschen Steuerung durch Verkleinerung des schädlichen Raumes auf einen Mindestwert zu bringen. Heute ist die Erkenntnis aber allgemein geworden, daß der Druckausgleich nur scheinbar einen Vorteil bringt. Er wird nur noch bei Vakuumpumpen angewandt, wenn es darauf ankommt, ein möglichst hohes Vakuum zu erzeugen, sei es auch auf Kosten des Arbeitsaufwandes. Bei Kompressoren ist man jetzt stets darauf bedacht, die zunächst mal zuviel geleistete Arbeit bei der Rückentspannung voll zurückzugewinnen, so daß die Größe des schädlichen Raumes nur noch von geringer Bedeutung ist und auf den Arbeitsbedarf für die Verdichtung einer bestimmten Luftmenge keinen Einfluß mehr hat.

Aus dem Ausdruck für  $L_a$  geht hervor, daß die Temperatur bei der Verdichtungs- und Entspannungsarbeit gar keine Rolle spielt. Bei festgelegtem Anfangs- und Enddruck ist für die Verdichtung eines bestimmten Gasvolumens eine bestimmte Arbeit erforderlich, ganz gleichgültig, welche Temperatur das Gas hat. Das Festlegen einer bestimmten Anfangstemperatur ist demnach bedeutungslos und überflüssig, da die Temperatur keinen Einfluß auf den Arbeitsbedarf hat und nur in Ausnahmefällen zur Zeit späterer Versuche zufällig vorhanden sein würde.

Der Arbeitsbedarf zur Verdichtung eines Gasgewichtes kann dagegen ganz verschieden groß sein, je nachdem, welche Temperatur das Gas besitzt, oder genauer gesagt, welches Volumen das Gasgewicht einnimmt. Der Arbeitsbedarf läßt sich erst bestimmen, wenn außer den Drucken die Anfangstemperatur festgelegt wird. Daraus ließe sich zunächst das Gasvolumen und hierauf erst der Arbeitsbedarf für die Verdichtung bestimmen. Das Ansaugen eines bestimmten Gasgewichtes kann aber nicht gewährleistet werden, da in den weitaus meisten Fällen die Ansaugtemperatur je nach der Jahreszeit und den Tagesstunden in weiten Grenzen verschieden ist und wohl nie beliebig eingestellt werden kann.

Demzufolge rechnet die Praxis auch nur mit Volumeneinheiten, weil damit auch ohne Temperaturangabe der

Arbeitsbedarf für bestimmten Anfangs- und Enddruck theoretisch festgelegt ist.

Auch jede Umrechnung des Arbeitsbedarfs auf eine andere Temperatur zum Zwecke des Vergleiches ist falsch, da 1 m<sup>3</sup> Saugmenge bei 0° die gleiche Arbeit erfordert wie bei 15 oder 30°. Zu Vergleichszwecken darf nur die Kompressionsarbeit für die Volumeneinheit herangezogen werden. Das gilt sowohl für Kolben- als für Turbokompressoren. Bei letzteren ist jedoch die mit jedem Rad zu übertragende Arbeit abhängig von der Schleuderwirkung des Gases, die dem spezifischen Raumgewicht direkt proportional ist. Hier hat die Temperatur des Gases also einen Einfluß auf die Höhe des zu erreichenden Enddruckes, auf den Arbeitsbedarf für 1 m<sup>3</sup> Saugleistung jedoch ebenfalls nicht.

(Fortsetzung und teilweise Einschränkung dieser Betrachtungen bei mehrstufiger Verdichtung mit Zwischenkühlung.)

Ersetzt man  $P_0$  und  $P$  (kg/m<sup>2</sup>) in der Gleichung für  $L_a$  durch die in der Praxis üblichen Werte  $p_1$  und  $p_2$  (kg/cm<sup>2</sup>) unter Berücksichtigung der Größeneinheiten, so erhält man als Arbeitsbedarf für die Verdichtung

$$L_a = 10000 p_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right] \text{ mkg}$$

und als Arbeitsleistung bei der Entspannung

$$L_a = 10000 p V \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] \text{ mkg.}$$

Für die Luft mit  $\kappa = 1,4$  ist

$$\frac{\kappa}{\kappa - 1} = 3,5$$

und

$$\frac{\kappa - 1}{\kappa} = \frac{1}{3,5} = 0,286$$

und somit der Arbeitsbedarf zur adiabatischen Verdichtung von 1 m<sup>3</sup> angesaugte Luft

$$L_a = 35000 p_0 \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,286} - 1 \right] \text{ mkg/m}^3$$

und die Arbeitsleistung bei adiabatischer Entspannung von 1 m<sup>3</sup> Druckluft

$$L_a = 35000 p \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0,286} \right] \text{ mkg/m}^3.$$

Für Tafel 1 ist der Arbeitsbedarf bei adiabatischer Verdichtung von 1 m<sup>3</sup> Luft für verschiedene Anfangsdrucke und verschiedene Enddrucke berechnet. Die Anfangsdrucke sind als Abszissen, die Verdichtungsarbeiten gleicher Enddrucke als Ordinaten aufgetragen.

Beispiel: Verdichtung von 0,9 ata Anfangsdruck auf 5 ata Enddruck.

Tafel 1:  $L_a = 19900 \text{ mkg/m}^3$ .

Es geht klar aus der Tafel hervor, daß ein Drosseln in der Saugleitung zum Zwecke der Arbeitersparnis bei vermindertem Luftbedarf nur Zweck hat, wenn bei etwa 1 ata Anfangsdruck der Enddruck höher als ca. 3,5 ata ist; bei ca. 3 ata Enddruck bleibt der Arbeitsbedarf bei geringem Drosseln trotz verminderter Druckluftlieferung unverändert, während bei Enddrücken unter 3 ata durch das Drosseln der Arbeitsbedarf bei dem abgedrosselten, geringeren Anfangsdruck trotz Abnahme der Druckluftmenge, des gelieferten Luftgewichtes, sogar zunimmt. Es ist bei niedrigen Enddrücken also wirtschaftlicher, die zuviel geförderte Druckluft aus der Druckleitung entweichen zu lassen, als durch Drosseln in der Saugleitung die Liefermenge zu vermindern.

In den folgenden Tafeln 2—7 sind für die meist vorkommenden Anfangsdrucke von 0,8—1,2 ata die Tafeln in größerem Maßstab gezeichnet.

Beispiele:

$p_0 = 0,982 \text{ ata}, p = 1,345 \text{ ata};$

Tafel 2:  $L_a = 3240 \text{ mkg/m}^3$

$p_0 = 1,046 \text{ ata}, p = 1,982 \text{ ata};$

Tafel 3:  $L_a = 7330 \text{ mkg/m}^3$

$p_0 = 1,002 \text{ ata}, p = 3,25 \text{ ata};$

Tafel 4:  $L_a = 14030 \text{ mkg/m}^3$

$p_0 = 0,844 \text{ ata}, p = 4,03 \text{ ata};$

Tafel 5:  $L_a = 16620 \text{ mkg/m}^3$

$p_0 = 0,998 \text{ ata}, p = 5,97 \text{ ata};$

Tafel 6:  $L_a = 23330 \text{ mkg/m}^3$

$p_0 = 1,105 \text{ ata}, p = 7,95 \text{ ata};$

Tafel 7:  $L_a = 29280 \text{ mkg/m}^3$

### Adiabatischer Leistungsbedarf des Kompressors.

Die Tafeln 1—7 geben den theoretischen Arbeitsbedarf in mkg zur adiabatischen Verdichtung von 1 m<sup>3</sup> angesaugte Luft. Der theoretische Leistungsbedarf eines Kompressors  $N_a$  in PS<sub>a</sub> ergibt sich nach Division durch 75 und die Sekundenzahl, in der die Arbeit geleistet werden soll.

Beispiele: Verdichtung von 15 m<sup>3</sup> in der Minute von  $p_0 = 1,02 \text{ ata}$  Anfangsdruck auf  $p = 4,5 \text{ ata}$  Enddruck.

Tafel 5:  $L_a = 18860 \text{ mkg/m}^3$ ,

$$N_a = \frac{15 \cdot 18860}{60 \cdot 75} = 62,9 \text{ PS}_a.$$

8000 m<sup>3</sup> in der Stunde von  $p_0 = 0,95 \text{ ata}$  auf  $p = 2,2 \text{ ata}$ .

Tafel 3:  $L_a = 9020 \text{ mkg/m}^3$ ,

$$N_a = \frac{8000 \cdot 9020}{3600 \cdot 75} = 267 \text{ PS}_a.$$

### Adiabatische Wirkungsgrade.

#### α) Einstufige Kolbenkompressoren.

Der schraffierte Mehrarbeitsbedarf der Abb. 14 im Vergleich zum theoretischen entsteht durch Widerstände in den Luftkanälen und in den Steuerorganen beim Ansaugen und Fortdrücken; infolgedessen weist das Indi-

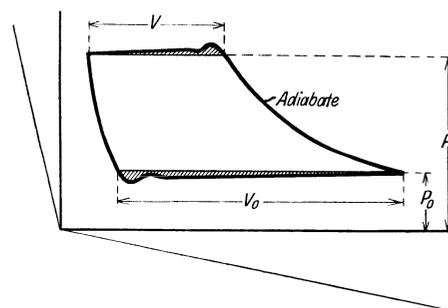


Abb. 14. Das wirkliche Kompressor diagramm (Indikatordiagramm).

katordiagramm eine größere Fläche auf, als der theoretischen im  $PV$ -Diagramm entspricht. Das Verhältnis der letzteren Fläche zum Indikatordiagramm ist der Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges  $\eta_{a \text{ Verd.}}$ , bezogen auf die Adiabate.

Die Verdichtung selbst bis zur gerade beendeten Zustandsänderung geht adiabatisch, also reibungslos und verlustfrei vor sich. Es ist aber auch kein flacherer Verlauf der Verdichtungsline als bei der Adiabate infolge

der Kühlung festzustellen. Bei der heute üblichen Kolbengeschwindigkeit ist die Zeit der eigentlichen Verdichtung so kurz, daß infolge Wärmeableitung an das Kühlwasser durch die Mantel- und Deckelkühlung der Verlauf der Verdichtungslinie auch bei den kleinsten Ausführungen nennenswert nicht beeinflußt wird. Wenn eine Mindererwärmung als bei adiabatischer Verdichtung festgestellt wird, so hat der Wärmeübergang erst nach Beendigung der Verdichtung, beim Hinausschieben der schon gepreßten Luft stattgefunden. Beim Strömen an den gekühlten Flächen entlang wird der Wärmeübergang infolge der Wirbelbildung an der Berührungsfläche sofort im Vergleich zu dem bei ruhender Luft beträchtlich verbessert. Auf den Arbeitsbedarf hat diese Kühlung aber keinen Einfluß mehr. Die Deckelkühlung dient hauptsächlich dazu, die Erwärmung der Luft beim Ansaugen zu verhindern und dadurch den Liefergrad des Kompressors zu heben; durch die Mantelkühlung werden die Reibungsflächen der Kolben möglichst kühl gehalten, um die Verharzung des Öles zu verhindern, die trotzdem unter dem Einfluß der Druckluft nur bei Verwendung besten Spezial-Kompressoröles zu vermeiden ist.

Außer den erwähnten Widerständen im Diagramm ist mechanische Reibung im Triebwerk des Kompressors und in den Stopfbüchsen sowie die Kolbenreibung zu überwinden. Die Summe dieser Reibungsverluste umschließt der mechanische Wirkungsgrad  $\eta_{\text{mech.}}$  des Kompressors, der also das Verhältnis der indizierten Arbeit zur effektiven Arbeit ist.

Beispiel: Werden bei einem Kompressor, der minutlich  $20,1 \text{ m}^3$  Luft von  $1,03$  auf  $4,1 \text{ ata}$  preßt, der also nach Tafel 5 einen theoretischen Leistungsbedarf von

$$N_a = \frac{20,1 \cdot 17440}{60 \cdot 75} = 77,9 \text{ PS}_a$$

hat,  $84,2 \text{ PS}$  indiziert, so ist der Wirkungsgrad des Kompressionsvorganges

$$\eta_{a \text{ Verd.}} = \frac{77,9}{84,2} = 0,925.$$

Sind zum Antrieb des Kompressors an der Kupplung oder an der Welle  $97,5 \text{ PS}_e$  erforderlich, so ist der mechanische Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{mech.}} = \frac{84,2}{97,5} = 0,864$$

und der Gesamtwirkungsgrad des Kompressors, bezogen auf den Leistungsbedarf bei adiabatischer Verdichtung, kurz ausgedrückt, bezogen auf die Adiabate,

$$\eta_{a \text{ ges.}} = \frac{77,9}{97,5} = 0,799.$$

Der Gesamtwirkungsgrad des Kompressors besteht also aus zwei Faktoren:

$$\eta_{a \text{ ges.}} = \eta_{a \text{ Verd.}} \cdot \eta_{\text{mech.}} = 0,925 \cdot 0,864 = 0,799.$$

Um 100 Teile adiabatische Verdichtungsarbeit zu leisten, sind demnach  $\frac{100}{0,799} = 125,2$  Teile effektive Arbeit erforderlich. Von den  $25,2 \text{ vH}$  Mehrarbeit werden  $\frac{100}{0,925} - 100 = 8,1 \text{ vH}$  infolge Vergrößerung des Indikatorgrammes gegenüber dem adiabatischen verbraucht (aber nicht während der Kompression selbst). Der Rest von  $25,2 - 8,1 = 17,1 \text{ vH}$  geht durch mechanische Reibung der Kolben und im Triebwerk verloren.

$$\eta_{a \text{ Verd.}} = \frac{100}{108,1} = 0,925,$$

$$\eta_{\text{mech.}} = \frac{108,1}{125,2} = 0,864.$$

Für sich allein ist keiner der beiden Faktoren des Gesamtwirkungsgrades ein Maßstab für die Güte des Kompressors; erst das Produkt beider legt den wirklichen Arbeitsbedarf fest. Aus diesem Grunde ist die Abgabe einer Gewährleistung für den mechanischen Wirkungsgrad allein vollkommen überflüssig, wenn der Leistungsbedarf für eine bestimmte Saugleistung bei festgelegtem Anfangs- und Enddruck in  $\text{PS}$  gewährleistet wird. (Anfangs- und Endtemperatur haben keinen Einfluß.) Der Leistungsbedarf schließt sowohl die Widerstände im Diagramm als auch die Verluste durch mechanische Reibung ein, während die häufig gewünschte Gewährleistung des mechanischen Wirkungsgrades die Güte der Arbeitsweise eines Kompressors durchaus nicht kennzeichnet.

Es hätte schon mehr Berechtigung, den Gesamtwirkungsgrad des Kompressors zu gewährleisten, wenn genau gesagt würde, worauf er bezogen werden soll. Er ist aber ohne weiteres gegeben durch die einfachere und eindeutige Angabe des Leistungsbedarfs, so daß seine Festlegung als Garantie nur eine Wiederholung von bereits Gesagtem ist. Seine Bestimmung und Zerlegung in die beiden Faktoren hat wohl einen wissenschaftlichen Wert, dem Käufer des Kompressors und dem Betriebsinhaber können die beiden Faktoren aber gleichgültig sein, wenn der gewährleistete Leistungsbedarf in  $\text{PS}$  eingehalten wird.

### β) Ungekühlte Turbogebläse.

Bei Turbogebläsen ist die Steigerung der Luftgeschwindigkeit unumgänglich. Damit ist aber auch erhöhte innere Reibung in Kauf zu nehmen, deren Wärmewert  $Q_r$  an das Gas übergeht, wenn von außen Wärme weder zu- noch abgeführt wird, wenn also  $Q_w = 0$  ist. Der Prozeß ist infolgedessen nicht mehr umkehrbar. Die aufzuwendende Arbeit ist

$$L = \int V dP + \frac{1}{A} Q_r.$$

Die Mehrarbeit  $\frac{1}{A} Q_r$  entsteht hauptsächlich durch Reibung der Luft an den Wandungen der Luftwege in den Laufrädern und den Leitapparaten und durch Luftwirbelbildungen; sodann durch die zu wiederholende Verdichtung der schon gepreßten und erwärmten Luftmengen, die ohne Arbeitsleistung durch die Abdichtung zwischen je zwei Stufen aus dem Raum höheren Druckes in den niederen Druckes rückströmen. Infolge dieser inneren Reibungsarbeit geht an das Gas die Mehrwärme  $Q_r$  über und verursacht eine mehr als adiabatische Erwärmung, die vom Beginn bis zum Schluß der Verdichtung eine relative Vergrößerung des jeweiligen Volumens  $V$  zur Folge hat. Aus diesem Grunde muß sogar schon die Verdichtungsarbeit  $\int V dP$ , die nicht mit der Gesamtarbeit  $L = \int V dP + \frac{1}{A} Q_r$  zu verwechseln ist, um einen entsprechenden Betrag größer sein als die bei adiabatischer Zustandsänderung.

Die Gesamtarbeit setzt sich demnach zusammen aus der adiabatischen Verdichtungsarbeit, einer Mehrkompressionsarbeit und der Reibungsarbeit, deren Ursache größtenteils in der erforderlichen hohen Luftgeschwindigkeit liegt.

Man kann durch Messungen von Druck und Temperatur während der Verdichtung das jeweilige Volumen rechnerisch bestimmen und damit das  $PV$ -Diagramm zeichnerisch festlegen. Die wirkliche Verdichtungslinie liegt über der Adiabate (Abb. 15); das zeigt schon, daß

außer der Arbeit zur adiabatischen Verdichtung die schraffierte Mehrverdichtungsarbeit jenseits der Adiabate infolge relativer Volumenvergrößerung während der Verdichtung geleistet werden mußte. Die Mehrkompressionsarbeit macht aber nur einen verhältnismäßig geringen Betrag aus. Die bedeutend größere Reibungsarbeit, deren gleichwertige Wärme  $Q_r$  die relative Volumenzunahme bis auf  $V'_1$  am Ende der Verdichtung

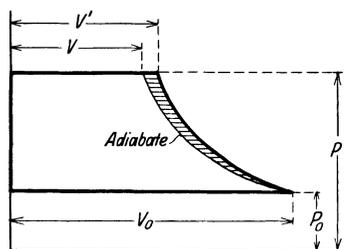


Abb. 15. Zustandsänderung im ungekühlten Turbogebläse.

verursacht hat, erscheint im  $PV$ -Diagramm aber nicht, sondern nur ihr Einfluß auf das Volumen. (Die zeichnerische Darstellung dieser Mehrarbeit folgt im Abschnitt: „Wärmewert der Verdichtungsarbeit“.)

Außerdem geht noch ein allerdings ganz geringer Betrag an Arbeit als Lagerreibung verloren.

Beispiel: Werden an die Kupplung eines Turbogebläses, das stündlich  $15200 \text{ m}^3$  von 1,01 auf 2,15 ata preßt, das also theoretisch nach Tafel 3 einen Leistungsbedarf von

$$N_a = \frac{15200 \cdot 8520}{3600 \cdot 75} = 479,5 \text{ PS}_a$$

hat,  $652 \text{ PS}_e$  abgegeben, so ist der Gesamtwirkungsgrad des Gebläses

$$\eta_{a \text{ ges.}} = \frac{479,5}{652} = 0,736,$$

bezogen auf den Leistungsbedarf bei adiabatischer Verdichtung, bezogen auf die Adiabate.

Wenn man durch Messung feststellt, daß aus den Gebläselagern mit stündlich  $820 \text{ l}$  Kühlwasser, das sich um  $7,6^\circ \text{C}$  erwärmt,  $820 \cdot 7,6 = \sim 6230 \text{ kcal}$  in der Stunde abgeführt werden, so ist der Leistungswert der Lagerreibung  $\frac{6230}{\frac{1}{427} \cdot 3600 \cdot 75} = \frac{6230}{632} = 9,9 \text{ PS}$  und der Wirkungsgrad des Gebläses läßt sich zerlegen in den Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges

$$\eta_{a \text{ Verd.}} = \frac{479,5}{652 - 9,9} = \frac{479,5}{642,1} = 0,747$$

und in den mechanischen Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{mech.}} = \frac{642,1}{652} = 0,985.$$

Der Gesamtwirkungsgrad des Gebläses läßt sich also wieder unterteilen in

$$\eta_{a \text{ ges.}} = \eta_{a \text{ Verd.}} \cdot \eta_{\text{mech.}} = 0,747 \cdot 0,985 = 0,736.$$

Um 100 Teile adiabatische Verdichtungsarbeit zu leisten, sind demnach  $\frac{100}{0,736} = 135,8$  Teile effektive Arbeit aufzuwenden. Von den  $35,8 \text{ vH}$  Mehrarbeit werden im vorliegenden Beispiel  $\sim 4 \text{ vH}$  als Mehrverdichtungsarbeit infolge Volumenvergrößerung im Vergleich zur adiabatischen Zustandsänderung während der Verdichtung verbraucht (der genaue Wert läßt sich nur durch Planimetrieren der Fläche außerhalb der Adiabate in

dem durch Druck- und Temperaturmessung festgelegten  $PV$ -Diagramm bestimmen),

$$\sim \left( \frac{100}{0,747} - 100 \right) - 4 = \sim 33,8 - 4 = \sim 29,8 \text{ vH}$$

entsprechen dem Werte  $\frac{1}{A} Q_r$  und gehen infolge Reibung der Luft in sich selbst, an den Schaufeln und in den Kanälen und infolge Rückströmens durch die Dichtung zwischen je 2 Stufen verloren und verursachen die erwähnte Volumenzunahme während der Verdichtung; der Rest,  $\sim 35,8 - 4 - 29,8 = \sim 2 \text{ vH}$ , ist zur Überwindung der Lagerreibung erforderlich.

$$\eta_{a \text{ Verd.}} = \frac{100}{133,8} = 0,747$$

$$\eta_{\text{mech.}} = \frac{133,8}{135,8} = 0,985.$$

Auch beim Turbogebläse ist keiner der beiden Faktoren allein ein Maßstab für die Güte der Arbeitsweise; erst das Produkt beider legt den Leistungsbedarf fest. Die Praxis läßt sich bei dieser neueren Maschinenart für eine bestimmte Saugleistung bei gegebenem Anfangs- und Enddruck auch nur den Leistungsbedarf in PS garantieren. Die Abgabe der nicht alles umfassenden Garantie des mechanischen Wirkungsgrades, wie sie bei Kolbenkompressoren zuweilen verlangt wird, ist klarer als überflüssig erkannt worden und wird nie gefordert. Es kann wohl ein gewisses wissenschaftliches Interesse haben, das Verhältnis: Arbeitsbedarf nach dem gezeichneten  $PV$ -Diagramm der tatsächlichen Zustandsänderung dividiert durch die aufgewandte Verdichtungsarbeit, im vorliegenden Fall  $\frac{104}{133,8} = 0,777$ , als Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges, bezogen auf das  $PV$ -Diagramm der Zustandsänderung, zu ermitteln. Als Vergleichsmaßstab ist dieser Wert aber durchaus ungeeignet, da er keinen theoretischen Wert als Grundlage hat. Für den Kolbenkompressor wäre der sinngemäße Wirkungsgrad 1. (Eine andere Art, den Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges zu bestimmen, ist im späteren Abschnitt „Wärmewert der Verdichtungsarbeit“ angegeben.)

### Vergleichsrechnung.

Eine Umrechnung auf nicht wesentlich andere Verhältnisse zum Zwecke des Vergleichs darf nur unter Zugrundelegung gleicher Wirkungsgrade geschehen.

Beispiele: Der vorstehend angeführte Kolbenkompressor würde zur Verdichtung von minutlich  $20 \text{ m}^3$  von 1 auf 4 ata

$$N_e = 97,5 \cdot \frac{20}{20,1} \cdot \frac{17370}{17440} = 96,6 \text{ PS}_e$$

erfordern. Dann wäre wieder

$$\eta_{a \text{ ges.}} = \frac{20 \cdot 17370}{20 \cdot 75 \cdot 96,6} = 0,799,$$

bezogen auf die Adiabate, wie durch Messung ermittelt wurde.

Das erwähnte Turbogebläse würde zum Verdichten von stündlich  $15500 \text{ m}^3$  von 1,033 auf 1,1 atü = 2,133 ata

$$N_e = 652 \cdot \frac{15500}{15200} \cdot \frac{8320}{8520} = 648 \text{ PS}_e$$

verbrauchen.

Dann wäre  $\eta_{a \text{ ges.}} = \frac{15500 \cdot 8320}{3600 \cdot 75 \cdot 648} = 0,736$ , bezogen auf die Adiabate, wie bei der Messung festgestellt wurde.

### Volumetrischer Wirkungsgrad.

Es war im vorigen Abschnitt klargestellt, daß mit dem schädlichen Raum eines Kolbenkompressors infolge der arbeitleistenden Rückspannung der zuviel verdichteten Luft ein Arbeitsverlust nicht verbunden ist. Wenn der schädliche Raum also auf den Arbeitsbedarf eines Kompressors keinen Einfluß hat, so hat er doch Interesse für den Konstrukteur, der ihn beim Entwurf eines Kompressors voraus berechnen und in Rechnung stellen muß.

Infolge des schädlichen Raumes beginnt das Ansaugen beim Saughub erst, nachdem die im schädlichen Raum verbliebene Druckluftmenge auf den Ansaugedruck entspannt ist. Man nennt das Verhältnis des nutzbaren Saughubes zum ganzen Hub den volumetrischen Wirkungsgrad  $\eta_{vol}$  des Kompressors; in diesem Verhältnis muß der Kompressor reichlicher bemessen werden, als wenn er ohne schädlichen Raum ausgeführt werden könnte.

Wird mit Saugleistung eines Kompressors die tatsächlich angesaugte Luftmenge bezeichnet, so ist die Gewährleistung eines bestimmten volumetrischen Wirkungsgrades jedoch vollkommen überflüssig. Der volumetrische Wirkungsgrad wäre von Bedeutung, wenn als Größenbezeichnung das vom ansaugenden Kolben durchlaufene Volumen, das durch die Abmessungen des Kompressors festgelegt ist, genannt würde, wie es zur Zeit der Anfänge im Kompressorenbau wohl üblich war. Heute wird dagegen, wenigstens von europäischen Fabriken, als Maßstab für einen Kompressor stets seine Saugleistung genannt, bei welcher der volumetrische Wirkungsgrad also schon berücksichtigt ist, so daß seine Angabe oder gar eine diesbezügliche Garantie durchaus zwecklos ist.

Nach Abb. 16 ist

$$\eta_{vol} = \frac{s_1}{s},$$

vorausgesetzt, daß am Schluß des Saughubes, also zu Beginn der Kompression, genau der Ansaugedruck  $p_0$  im

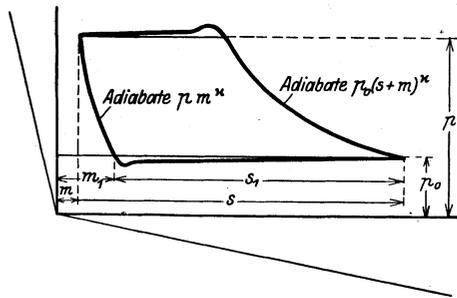


Abb. 16. Volumetrischer Wirkungsgrad bei adiabatischer Rückentspannung.

$$\eta_{vol} = 100 - m \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right] \text{ vH.}$$

Zylinder herrscht. Hat sich infolge von Drosselungen in der Saugsteuerung ein geringerer oder infolge von Schwingungen in der Saugleitung ein geringerer oder höherer Druck als  $p_0$  eingestellt, so muß der Unter- oder Überdruck noch als Verlust oder Gewinn in Rechnung gestellt werden.

Nach Abb. 16 ist

$$\eta_{vol} = \frac{s_1}{s} = \frac{s + m - m_1}{s}.$$

Bei der Rückentspannung, die bei guten Kompressorkonstruktionen mit ausgiebig gekühlten Deckeln adiabatisch

verläuft (siehe Text zur Abb. 13, S. 12), ist

$$p m^\kappa = p_0 \cdot m_1^\kappa,$$

also

$$m_1 = m \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}}$$

$$\eta_{vol} = \frac{s + m - m \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}}}{s}$$

$$\eta_{vol} = 1 + \frac{m}{s} \left[ 1 - \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} \right] = 1 - \frac{m}{s} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right].$$

Wird  $m$  in vH des Kolbenweges  $s = 100$  ausgedrückt, so ist

$$\eta_{vol} = 100 - m \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{\kappa}} - 1 \right] \text{ vH.}$$

In Abb. 17 ist der volumetrische Wirkungsgrad für die in der Praxis vorkommenden Druckverhältnisse und schädlichen Räume graphisch berechnet; die schädlichen Räume sind als Abszissen, die volumetrischen Wirkungsgrade bei gleichen Druckverhältnissen als Ordinaten aufgetragen.

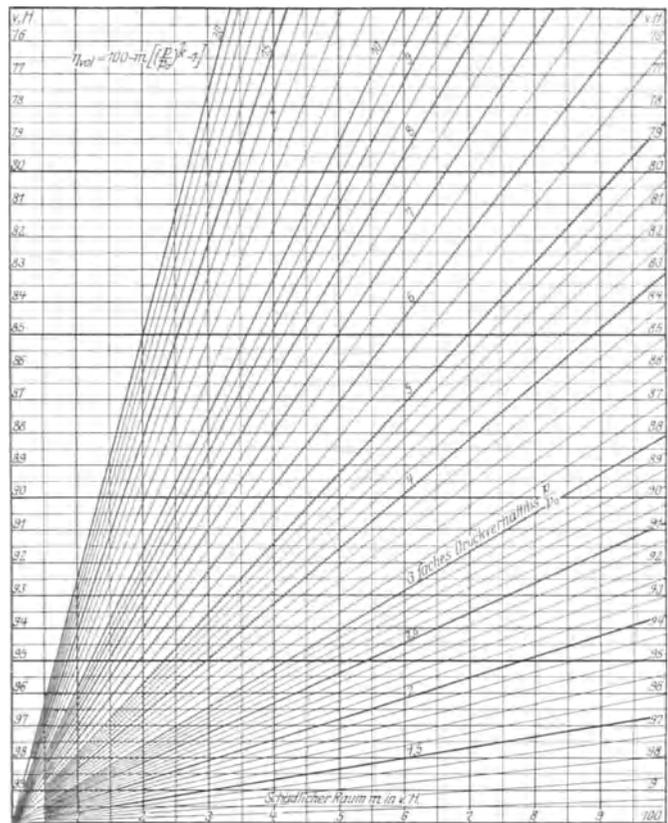


Abb. 17. Volumetrischer Wirkungsgrad bei adiabatischer Rückentspannung.

Beispiel: Druckverhältnis  $\frac{p}{p_0} = 3,1$ ,

schädlicher Raum  $m = 4,3$  vH.

Abb. 17:  $\eta_{vol} = 94,7$  vH.

### Mittlerer indizierter Druck bei Kolbenkompressoren.

Der auf den Tafeln 1—7 ablesbare Arbeitsbedarf in  $\text{mkg/m}^3$  ist das 10000fache des theoretischen mittleren

Kolbendruckes  $p_i$  in  $\text{kg/cm}^2$ , eine Maschine ohne schädlichen Raum vorausgesetzt. Infolge des schädlichen Raumes saugt der Kompressor nicht das Hubvolumen, sondern nur die kleinere Menge: Hubvolumen  $\times$  volumetrischen Wirkungsgrad an. Da ein Arbeitsverlust damit aber nicht verknüpft ist, so ist dementsprechend der auf den ganzen Hub bezogene mittlere Kolbendruck  $p_{i \text{ theor.}}$  kleiner.

$$p_{i \text{ theor.}} = \frac{L_a}{10000} \cdot \eta_{\text{vol.}}$$

Beispiel: Verdichtung von 1,03 auf 3,8 ata,  $\eta_{\text{vol.}} = 0,91$ .

Tafel 5:  $L_a = 16290 \text{ mkg/m}^3$ .

$$p_{i \text{ theor.}} = \frac{16290}{10000} \cdot 0,91 = 1,48 \text{ kg/cm}^2.$$

Ist der Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges

$$\eta_{a \text{ Verd.}} = 0,94,$$

so ist der tatsächliche mittlere indizierte Druck

$$p_i = \frac{1,48}{0,94} = 1,575 \text{ kg/cm}^2.$$

### Liefergrad eines Kompressors.

Vom volumetrischen Wirkungsgrad scharf zu unterscheiden ist der Liefergrad eines Kompressors. Während der volumetrische Wirkungsgrad das Verhältnis der angesaugten Luft zum Hubvolumen ausdrückt und keinen Energieverlust bedeutet, wird durch den Liefergrad das Verhältnis der fortgedrückten, gelieferten Luftmenge, auf Ansaugedruck und -temperatur umgerechnet, zum angesaugten Volumen bezeichnet; er ist also das Verhältnis des gelieferten Luftgewichts zum angesaugten Luftgewicht, das aus der Volumenmessung beim Ansaugen berechnet ist.

Der Liefergrad von Kolben- und Turbokompressoren ist zunächst abhängig von der Dichtigkeit aller Kompressorteile, die ein Rückströmen der schon verdichteten Luft ins Freie oder in die Saugräume vor der Meßstelle verhindern sollen. Sonstige Undichtheitsverluste erhöhen nur den Arbeitsbedarf, verschlechtern den Liefergrad aber nicht. Ein weiterer Verlust, der den Liefergrad beeinträchtigt, entsteht bei Kolbenkompressoren durch die trotz sorgfältiger Kühlung der Ansaugkanäle und der Zylinder nicht ganz zu vermeidende Erwärmung der Luft beim Ansaugen. In der Nähe von  $300^\circ \text{C}$  absolut, also bei den normalen Ansaugtemperaturen, bedeuten je  $3^\circ$  Erwärmung während des Ansaugens bis zum Beginn der Verdichtung etwa 1 vH weniger angesaugtes, also auch weniger gefördertes Luftgewicht und daher bei gleichem Arbeitsbedarf auch etwa 1 vH Verlust an Druckluft.

Dieser Verlust wird um so geringer, je kleiner und je weniger heiß die ungekühlten Flächen sind und je besser die Ansaugewege und die Deckel gekühlt werden, an denen die Luft mit der maximal auftretenden Geschwindigkeit vorbei gesaugt wird. Die Luftgeschwindigkeit beeinflusst den Wärmeübergang, da mit ihr die Wirbelbildung an der Berührungsfläche zunimmt, die vor allem den Wärmeaustausch zur Folge hat. Ferner sind schädliche tote Ecken, in denen die heiße Druck-

luft stagniert und aus denen die Wärme mangels einer Strömung nur in geringem Maße abgeleitet werden kann, nach Möglichkeit zu vermeiden. Die Mantelkühlung, an der die Luft nur mit der Kolbengeschwindigkeit vorbeistreicht, hat infolge dieser relativ sehr geringen Geschwindigkeit einen viel geringeren Einfluß auf diese schädliche, die Druckluftmenge verringernde Erwärmung bis zum Schluß des Ansaugens. Schließlich ist die Erwärmung noch abhängig von der Luftführung beim Ansaugen; ein dicker Luftstrom wird sich weniger erwärmen als eine ganze Anzahl in den Steuerorganen in viele dünne Schichten unterteilte und durcheinander gewirbelte Luftströme.

Würde man mit Liefergrad eines Kompressors das Verhältnis der Druckluftlieferung, auf den Ansaugzustand umgerechnet, zum Hubvolumen bezeichnen, so würde man dadurch zwei ganz verschiedenartige Dinge zusammen, den eigentlichen Liefergrad, der einen Verlust ausdrückt, und für den man deshalb ein Maximum erstreben sollte, und den volumetrischen Wirkungsgrad, der keinen Verlust bedeutet, und der dem Kompressorenbesitzer daher ganz gleichgültig ist. Würde man fälschlicherweise den vorerwähnten Quotienten Liefergrad nennen, ohne ihn in seine beiden Faktoren zu zerlegen, so gewänne man durchaus kein Bild von der Güte des Kompressors. Ein Kompressor mit 90 vH volumetrischem Wirkungsgrad und 98 vH Liefergrad ist bei gleichem Leistungsbedarf bei weitem besser als ein anderer mit 98 vH volumetrischem Wirkungsgrad und 90 vH Liefergrad, obgleich das Produkt beider Werte an beiden Maschinen gleich ist. Bei letzterem wäre der Arbeitsbedarf für die gleiche Luftlieferung  $\sim 8$  vH höher als bei ersterem. Kennzeichnend für die Güte eines Kompressors ist nur der Liefergrad, der das Verhältnis der gelieferten, auf Ansaugzustand umgerechneten Luftmenge zur angesaugten Luftmenge (Hubvolumen  $\times$  volumetrischen Wirkungsgrad) bedeutet.

### Adiabatische Temperaturänderung.

Da bei adiabatischer Verdichtung eines Gases die geleistete Arbeit in Form von Wärme an das Gas übergeht, so muß die Gastemperatur steigen. Umgekehrt wird sie bei arbeitleistender Entspannung, bei der dem Gas der Wärmewert der geleisteten Arbeit entzogen wird, abnehmen. Wenn wieder der Index 0 den Zustand bei dem geringeren Druck, das Fehlen des Index den beim höheren Druck bezeichnet, so ist nach der Zustandsgleichung

$$\frac{P_0 V_0}{T_0} = \frac{P V}{T}$$

$$\frac{T_0}{T} = \frac{P_0 V_0}{P V}$$

Da bei adiabatischer Zustandsänderung

$$P_0 V_0^\kappa = P V^\kappa,$$

so ist

$$\frac{P_0}{P} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{\kappa-1}$$

und

$$\frac{T_0}{T} = \left(\frac{V_0}{V}\right)^{1-\kappa} = \left(\frac{V}{V_0}\right)^{\kappa-1}$$

$$T_0 V_0^{\kappa-1} = T V^{\kappa-1}$$

$$T V^{\kappa-1} = \text{unveränderlich.}$$

Diese Beziehungen zwischen  $T$  und  $V$  lassen sich praktisch wenig verwerten, da die genaue Bestimmung des

Volumens meist schwierig ist. Wertvoller sind dagegen die Gleichungen, welche die Abhängigkeit der Temperaturen von den Drucken bei adiabatischer Zustandsänderung festlegen, da diese sich leichter genauest ermitteln lassen. Es ist

$$\frac{V_0}{V} = \left(\frac{P_0}{P}\right)^{-\frac{1}{\kappa}}$$

und demnach

$$\begin{aligned} \frac{T_0}{T} &= \left(\frac{P_0}{P}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \\ \frac{T_0}{P_0^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} &= \frac{T}{P^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} \\ \frac{T}{P^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}} &= \text{unveränderlich.} \end{aligned}$$

Die Endtemperatur  $T$  bei adiabatischer Verdichtung ist

$$T = T_0 \left(\frac{P}{P_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}},$$

die Endtemperatur  $T_0$  bei adiabatischer Entspannung

$$T_0 = T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}.$$

Verdichtungs- wie Entspannungstemperatur sind also außer von der Temperatur zu Beginn der adiabatischen Zustandsänderung nur noch vom Druckverhältnis abhängig, die absolute Höhe der Drucke hat keinen Einfluß.

Für Luft mit  $\kappa = 1,40$  ist

$$T = T_0 \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286}$$

$$T_0 = T \left(\frac{p_0}{p}\right)^{0,286}$$

### Das Entropiediagramm für Luft.

Eine bequeme Darstellung der adiabatischen Temperaturänderung ermöglicht das Wärmediagramm, in dem die absoluten Temperaturen  $T$  als Ordinaten und die Quotienten aus der Änderung des Wärmeinhaltes  $\int dQ$  und der absoluten Temperatur, die Entropien  $\int \frac{dQ}{T}$ , als Abszissen aufgetragen sind (Entropiediagramm,  $TS$ -Diagramm). Der absolute Wert der Entropie ist belanglos, von Bedeutung für eine Zustandsänderung ist nur die Zu- oder Abnahme der Entropie.

Für 1 kg Luft ist

$$ds = \frac{di - AvdP}{T} = c_p \frac{dT}{T} - A \frac{v}{T} dP.$$

Nach der Zustandsgleichung ist

$$\frac{v}{T} = \frac{R}{P}$$

$$ds = c_p \frac{dT}{T} - AR \frac{dP}{P}$$

$$S = c_p \ln T - AR \ln P + C.$$

Ferner ist

$$ds = \frac{du + APdv}{T} = c_v \frac{dT}{T} + A \frac{P}{T} dv$$

$$\frac{P}{T} = \frac{R}{v}$$

$$S = c_v \ln T + AR \ln v + C.$$

Setzt man  $AR = c_p - c_v$ , so wird schließlich

$$S = c_v \ln T + c_p \ln v - c_v \ln v + C$$

$$S = c_p \ln v + c_v \ln P + C.$$

Die spezifischen Wärmen  $c_v$  und  $c_p$  nehmen mit steigender Temperatur zu, höhere Drucke scheinen weniger Einfluß auf beide Werte zu haben. Nach vorgenommenen Untersuchungen kann man als Mittelwerte setzen

$$c_v = 0,158 + 0,00004 T$$

$$c_p = 0,226 + 0,00004 T$$

(für 27° C, d. i. 300° C absolut ist damit  $c_v = 0,170$  und  $c_p = 0,238$ ).

Unter Berücksichtigung dieser Veränderlichkeit der spezifischen Wärme nimmt der erste Ausdruck für die Entropie, die zum Aufzeichnen des  $TS$ -Diagrammes bestgeeignete Gleichung, die Form an

$$S = 0,226 \ln T + 0,00004 T \ln T - AR \ln P + C.$$

Hiernach sind die beiden Entropietafeln 8 und 9 gezeichnet; Tafel 8 von 0,01 bis 200 ata und von -273 bis 720° C; Tafel 9 ist ein vergrößerter Ausschnitt von 0,5 bis 20 ata und von -20 bis +230° C.

Da bei adiabatischer Zustandsänderung  $dQ = 0$ , also auch  $dS = 0$  ist, die Entropie demnach unverändert bleibt, so sind Adiabaten im  $TS$ -Diagramm Parallele zur Ordinatenachse. Damit ergibt sich ein bequemes direktes Ablesen der Endtemperatur jeder adiabatischen Zustandsänderung. Der Fehler, den man bei Annahme unveränderter spezifischer Wärme begehen würde, ist auf Tafel 8 aus der punktierten Linie unveränderten Druckes für 1 ata ersichtlich.

Beispiel: 1. Adiabatische Verdichtung von 1 auf 20 ata, Anfangstemperatur  $t_0 = 0^\circ \text{C}$ .

Tafel 8. Adiabatische Verdichtungstemperatur

$$t = 360^\circ \text{C}.$$

2. Adiabatische Entspannung von 8 auf 1 ata, Anfangstemperatur  $t = 100^\circ \text{C}$ .

Tafel 8. Adiabatische Entspannungstemperatur

$$t_0 = -68^\circ \text{C}.$$

3. Verdichtung bei  $t_0 = 30^\circ$  Anfangstemperatur von

a) 1 auf 2 ata,

b) 5 auf 10 ata.

Tafel 9. Adiabatische Verdichtungstemperatur

a)  $t = 96,5^\circ \text{C}$ ,

b)  $t = 96,5^\circ \text{C}$ .

Die Endtemperaturen sind in a) und b) die gleichen, da die Anfangstemperaturen und die Druckverhältnisse gleich sind.

### Wärmewert der adiabatischen Verdichtungsarbeit.

Nach der Grundgleichung der Zustandsänderungen gilt für jeden Vorgang

$$dQ = dU + APdV = Gc_v dT + \dot{A} PdV.$$

Bei adiabatischer Zustandsänderung ist  $dQ = 0$ , also

$$-APdV = Gc_v dT$$

$$-\int_{V_1}^{V_2} PdV = A \frac{P_1 V_1}{\kappa - 1} \left[ \left(\frac{p}{p_1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = Gc_v (T_2 - T_1).$$

Der Wärmewert  $AL_{\text{Verdichtung}}$  der adiabatischen Verdichtungsarbeit allein bis zur gerade beendeten Zustandsänderung (im  $PV$ -Diagramm von der absoluten Nulllinie, der Verdichtungslinie und den Ordinaten bei  $V_0$  und  $V$  eingeschlossen, Abb. 10, S. 11) ist also gleich der Wärmemenge, die dem Gas bei unverändertem Volumen zugeführt werden muß, um seine Temperatur von  $t_0$  auf  $t$  zu erhöhen.

$$AL_{\text{Verdichtung}} = Gc_v(t - t_0) \text{ kcal.}$$

Im Wärmediagramm Tafel 8 erscheint der Wärmewert  $AL_{\text{Verdichtung}}$  der adiabatischen Verdichtungsarbeit allein als ein Flächenstreifen  $F$ , der begrenzt wird, von der Abszissenachse, d. i.  $-273^\circ\text{C}$ , und einer Linie unveränderten Rauminhalts vom Schnittpunkt des Enddruckes  $P$  mit der Endtemperatur  $T$  bis zum Schnittpunkt mit der Anfangstemperatur  $T_0$  (Abb. 18). Es ist

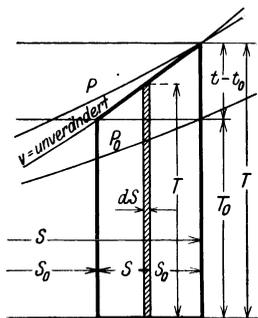


Abb. 18. Wärmewert  $A \int P dV$  der adiabatischen Verdichtungsarbeit allein.

$$F = \int T dS$$

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dU + APdV}{T}$$

Da  $dV = 0$ , so ist

$$dS = \frac{dU}{T} = \frac{Gc_v dT}{T}$$

$$F = \int_{T_0}^T Gc_v dT = Gc_v(T - T_0)$$

$$F = Gc_v(t - t_0) = AL_{\text{Verdichtung}}$$

Den Wert  $F$ , den Wärmewert der Verdichtungsarbeit allein für 1 kg Luft, erhält man also außer durch Planimetrieren der Fläche durch Multiplikation der ablesbaren Temperaturzunahme  $t - t_0$  in  $^\circ\text{C}$  mit der spezifischen Wärme bei unverändertem Rauminhalt  $c_v = \sim 0,170$ .

Die adiabatische Verdichtungsarbeit allein ist daher

$$L_{\text{Verd.}} = \frac{1}{A} c_v(t - t_0) = 427 \cdot 0,170 (t - t_0)$$

$$= 72,59 (t - t_0) \text{ mkg/kg Luft.}$$

### Wärmewert des Arbeitsbedarfs des Kompressors bei adiabatischer Verdichtung.

Der Wärmewert der größern, vom Kompressor zu leistenden Arbeit des vollendeten Kreisprozesses ergibt sich aus der zweiten Form der Grundgleichung aller Zustandsänderungen

$$dQ = dJ - AVdP = Gc_p dT - AVdP.$$

Für  $dQ = 0$  bei adiabatischer Zustandsänderung ist

$$A \int_{P_0}^P V dP = AP_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{P}{P_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right] = Gc_p (T - T_0)$$

$$AL_a = Gc_p (t - t_0) \text{ kcal.}$$

Der Wärmewert der vom Kompressor aufzuwendenden adiabatischen Arbeit ist demnach gleich der Wärmemenge, die einem Gas, das isothermisch, also bei unveränderter Temperatur, vom Druck  $p_0$  auf den Druck  $p$  verdichtet worden ist, bei diesem dann unveränderten Druck zugeführt werden muß, um seine Temperatur von  $t_0$  auf  $t$  zu erhöhen.

In der Entropietafel 8 erscheint der Wärmewert  $AL_a$  dieser Arbeit als Flächenstreifen  $F_a$ , der begrenzt wird von der Abszissenachse ( $-273^\circ\text{C}$ ) und der Enddrucklinie zwischen Anfangs- und Endtemperatur  $T_0$  und  $T$  (Abb. 19). Es ist

$$F_a = \int T dS$$

$$dS = \frac{dQ}{T} = \frac{dJ - AVdP}{T}$$

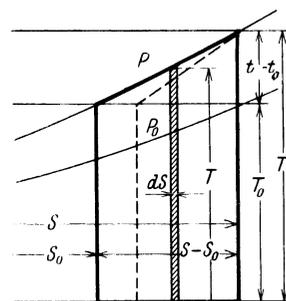


Abb. 19. Wärmewert  $A \int V dP$  des Arbeitsbedarfs des Kompressors bei adiabatischer Verdichtung.

Da  $dP = 0$ , so ist

$$dS = \frac{dJ}{T} = \frac{Gc_p dT}{T}$$

$$F_a = \int Gc_p dT = Gc_p (T - T_0)$$

$$F_a = Gc_p (t - t_0) = AL_a.$$

Da  $t - t_0$  als Strecke in  $^\circ\text{C}$  ablesbar ist, kann man  $F_a$  bequemer als durch Planimetrieren der Fläche durch Rechnung, durch Multiplikation von  $t - t_0$  mit  $c_p = 0,238$  ermitteln. Der Arbeitsbedarf bei adiabatischer Verdichtung ist nach diesem Verfahren

$$L_a = \frac{1}{A} c_p (t - t_0) = 427 \cdot 0,238 (t - t_0)$$

$$= 101,63 (t - t_0) \text{ mkg/kg Luft.}$$

Vergleichshalber ist der Wärmewert der Verdichtungsarbeit allein,  $F = Gc_v (t - t_0)$ , in der Abb. 19 durch die gestrichelte Linie hervorgehoben.  $F_a$  ist  $\frac{c_p}{c_v} = \kappa$  mal so groß als  $F$ ; der Wärmewert der Mehrarbeit ist

$$F_a - F = G(c_p - c_v)(t - t_0).$$

Man könnte versucht sein, diese Mehrarbeit  $\frac{1}{A} G(c_p - c_v)(t - t_0)$  als die Fortdrückarbeit, die Gleichdruckarbeit des  $PV$ -Diagrammes anzusehen. Das ist jedoch nicht der Fall; die Fortdrückarbeit  $(P - P_0)V$  ist um den Wert  $P_0(V_0 - V)$  größer als dieser Unterschied zwischen Verdichtungsarbeit allein und im Kompressor aufzuwendender Arbeit.

### Darstellung des adiabatischen Wirkungsgrades ungekühlter Turbogebälse.

Bei einem Kompressor, dem weder durch Strahlung noch durch Leitung Wärme entzogen wird, kann man stets eine Temperatur  $t_r$  feststellen, die über der adia-

batischen Kompressionstemperatur  $t$  liegt. Demnach muß eine größere als die adiabatische Arbeit aufgewandt worden sein, da an das Gas eine größere Wärmemenge entsprechend dem größeren Temperaturunterschied  $t_e - t_0$  übergegangen ist. Man kann sich den Vorgang wieder so denken, daß das Gas zunächst isothermisch auf den Enddruck  $p$  verdichtet wird, und daß dann bei unverändertem Druck die größere Wärmemenge zugeführt wird, die dann  $Gc_p(t_e - t_0)$  ist.

Der Quotient aus dem theoretischen adiabatischen Arbeitsbedarf und der tatsächlich innerhalb des Verdichtungs Vorganges aufgewandten Arbeit ist der Wirkungsgrad  $\eta_{a\text{Verd.}}$ , bezogen auf die Adiabate. Setzt man an Stelle der Arbeitswerte die Wärmewerte ein, so hat man

$$\eta_{a\text{Verd.}} = \frac{Gc_p(t - t_0)}{Gc_p(t_e - t_0)} = \frac{t - t_0}{t_e - t_0}$$

Während man bei Kolbenkompressoren durch Indizieren die Mehrarbeit im Vergleich zur Adiabate ohne weiteres ermitteln kann, ist man bei Turbokompressoren zur Feststellung der aufgewandten Arbeit auf die Messung der gleichwertigen Wärmemenge angewiesen.

Bei Turbogebbläsen für niedrige Drucke bis zu einem Druckverhältnis von etwa 2, bei denen mangels eines ausreichenden Temperaturunterschiedes zwischen Luft und Kühlmittel der Einfluß einer Kühlung gering wäre und die deshalb mit ungekühltem Gehäuse ausgeführt werden, ist es zweckmäßig und auch üblich geworden, den Wirkungsgrad auf die Adiabate zu beziehen. Der adiabatische Wirkungsgrad ist vom Druckverhältnis nahezu unabhängig, während der auf die isothermische Verdichtungsarbeit bezogene Wirkungsgrad mit wachsendem Druckverhältnis infolge der zunehmenden Abweichung der Adiabate von der Isotherme notgedrungen abnehmen muß und daher die Güte des Verdichtungs Vorganges nicht so klar erkennen läßt.

Man bestimmt den adiabatischen Wirkungsgrad nach den zuvor erwähnten Erwägungen aus der Temperaturzunahme.

In dem nach Messungen von Druck und Temperatur im Verlauf der Zustandsänderung während der Verdichtung gezeichneten  $PV$ -Diagramm der Abb. 20 ist die

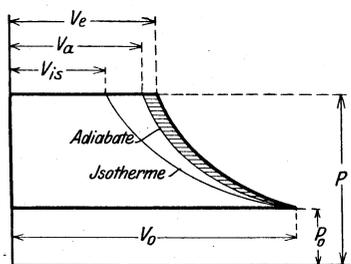


Abb. 20. Adiabatischer Wirkungsgrad des ungekühlten Turbogebbläses in der Fortdrücklinie des  $PV$ -Diagramms.

Strecke  $V_a - V_{is}$  zwischen Adiabate und Isotherme kennzeichnend für den Raumzuwachs nach isothermischer Verdichtung, also ein Maßstab für die zugeführte Wärme oder den Arbeitsbedarf bei adiabatischer Kompression. Dasselbe gilt von der Strecke  $V_e - V_{is}$ , welche den tatsächlichen Raumzuwachs, also die wirklich aufgewandte Wärme oder Arbeit erkennen läßt.

Da

$$\frac{V_a - V_{is}}{V_e - V_{is}} = \frac{V_{is} \frac{T}{T_0} - V_{is}}{V_{is} \frac{T_e}{T_0} - V_{is}} = \frac{T - T_0}{T_e - T_0} = \frac{t - t_0}{t_e - t_0}$$

ist, so ist das Verhältnis beider Strecken ein Maßstab für den Wirkungsgrad, bezogen auf die Adiabate.

$$\eta_{a\text{Verd.}} = \frac{V_a - V_{is}}{V_e - V_{is}}$$

In diesem gezeichneten  $PV$ -Diagramm erscheint als Fläche aber nur die Mehrverdichtungsarbeit infolge Volumenvergrößerung bei der mehr als adiabatischen Erwärmung (in Abb. 20 wagerecht schraffiert). Die sonstige Mehrarbeit, die innere Reibungsarbeit  $\frac{1}{A} Q_r$ , welche diese Mehrerwärmung und relativ geringere Raumabnahme als bei adiabatischer Verdichtung zur Folge hatte, ist nicht erkennbar.

Im Wärmiediagramm dagegen ist auch der Wärmewert dieser Mehrarbeit ohne weiteres darstellbar. Die Zustandsänderung verläuft nach der stark ausgezogenen Linie der Abb. 21 von Punkt  $o$  nach Punkt  $e$ , die Tem-

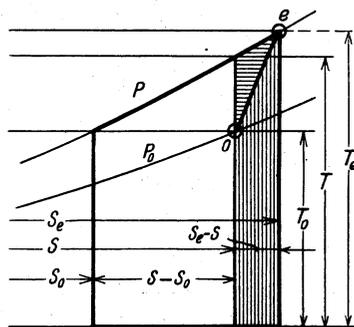


Abb. 21. Wärmewert des Arbeitsbedarfs  $A \int V dP + Q_r$  eines ungekühlten Turbogebbläses und der adiabatische Wirkungsgrad.

peratur nimmt um  $T_e - T$  mehr als diabatisch zu, die Entropie wächst um  $S_e - S$ . Die unschraffierte Fläche  $F_a$  stellt den Wärmewert des Arbeitsbedarfes bei adiabatischer Verdichtung dar.

$$F_a = Gc_p(T - T_0) = J - J_0 = A \int V dP_{(\text{adiab.})}$$

Die gesamte dargestellte Fläche  $F_e$  bedeutet den Wärmewert

$$F_e = Gc_p(T_e - T_0) = J_e - J_0 = A \int V dP + Q_r$$

$$F_e = \frac{Gc_p(T - T_0)}{\eta_{a\text{Verd.}}} = \frac{J - J_0}{\eta_{a\text{Verd.}}} = \frac{A \int V dP_{(\text{adiab.})}}{\eta_{a\text{Verd.}}}$$

Die gesamte schraffierte Mehrarbeit ist zu zerlegen in die wagerecht schraffierte Mehrverdichtungsarbeit und in die senkrecht schraffierte innere Reibungsarbeit. Es ist zweckmäßig, sich diese Unterteilung der Gesamtmehrarbeit klar vorzustellen; das Mehr an Verdichtungsarbeit kann nämlich durch Kühlung beseitigt werden, die Reibungsarbeit bleibt aber auch dann noch bestehen.

Da  $t - t_0$  und  $t_e - t_0$  als Linien in  $^{\circ}\text{C}$  auf der Entropietafel abgelesen werden können (auf Tafel 9 genauer als auf Tafel 8), so stellt sich der Wirkungsgrad, bezogen auf die Adiabate, auch als Verhältnis dieser beiden Linien dar. Ein anschaulicheres Bild des Vorganges gibt dagegen die Darstellung der Wärmemengen als Flächen, wie es die Entropietafel 8 ermöglicht, die bis  $-273^{\circ}\text{C}$  hinabreicht.

Die gesamte aufgewandte Arbeit läßt sich im  $PV$ -Diagramm dadurch darstellen<sup>1)</sup>, daß man vom Endpunkt des durch Messung ermittelten Verlaufs der Zustandsänderung rückwärts eine Adiabate konstruiert bis zum

<sup>1)</sup> Wohl zuerst von Schüle angegeben anlässlich einer Verwechslung der Verdichtungsarbeit allein mit dem Arbeitsbedarf des Kompressors, von  $\int PdV$  mit  $\int VdP$ , von  $c_v$  mit  $c_p$ .

Schnittpunkt mit einer gleichseitigen Hyperbel, einer Isotherme, durch den Anfangspunkt der Zustandsänderung und durch diesen Schnittpunkt eine Horizontale legt (Abb. 22). Durch den Schnittpunkt ist ein

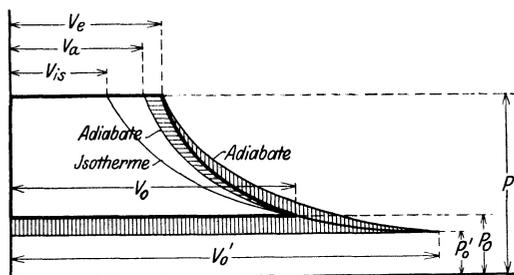


Abb. 22. Arbeitsbedarf  $\int V dP + \frac{1}{A} Q_r$  eines ungekühlten Turbogebläses und der adiabatische Wirkungsgrad.

neues Volumen  $V_0'$  bei dem Druck  $P_0'$  bestimmt. Das neue, größere Diagramm bedeutet einen Arbeitsbedarf

$$L'_a = P_0' V_0' \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p}{p_0'} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right].$$

Nun ist

$$P_0' V_0' = P_0 V_0 \text{ (Isotherme),}$$

$$P_0' V_0'^{\kappa} = P V_e^{\kappa} \text{ (Adiabate).}$$

Aus beiden Gleichungen folgt:

$$\frac{P}{P_0'} = \frac{V_0'^{\kappa}}{V_e^{\kappa}}$$

$$V_0' = \frac{P_0 V_0}{P_0'}$$

$$\frac{P^{1-\kappa}}{P_0'^{1-\kappa}} = \frac{P^{-\kappa} P_0^{\kappa} V_0^{\kappa}}{V_e^{\kappa}}$$

$$\left( \frac{p}{p_0'} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = \left( \frac{p}{p_0} \right) \frac{V_e}{V_0}.$$

Ferner ist nach der Zustandsgleichung

$$\frac{V_e}{V_0} = \frac{p_0 T_e}{p T_0},$$

also

$$\left( \frac{p}{p_0'} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = \frac{T_e}{T_0}.$$

Sodann ist

$$T = T_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}$$

$$T_e = T_0 \frac{T - T_0}{\eta_a \text{ Verd.}} = T_0 \left[ 1 + \frac{\left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1}{\eta_a \text{ Verd.}} \right]$$

und demnach

$$\left( \frac{p}{p_0'} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = 1 + \frac{\left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1}{\eta_a \text{ Verd.}}$$

Setzt man diesen Wert in die Gleichung für  $L'_a$  ein und berücksichtigt, daß  $P_0' V_0' = P_0 V_0$  ist, so erhält man

$$L'_a = P_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1}{\eta_a \text{ Verd.}}$$

Das  $L'_a$  darstellende äußere Diagramm ist also  $\frac{1}{\eta_a \text{ Verd.}}$  mal so groß als das theoretische  $L_a$  bei adiabatischer Verdichtung, kennzeichnet also die gesamte auf-

gewandte Arbeit. Außer der wagerecht schraffierten Mehrverdichtungsarbeit zwischen der Linie der Zustandsänderung und der Adiabate ist noch die senkrecht schraffierte Arbeit aufgewandt worden, welche der inneren Reibungsarbeit  $\frac{1}{A} Q_r$  entspricht. Die Reibungswärme  $Q_r$  hat die Mehrerwärmung und die relative Raumvergrößerung während der Verdichtung zur Folge gehabt.

Der adiabatische Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges ist

$$\eta_a \text{ Verd.} = \frac{L_a}{L'_a} = \frac{\text{unschraffiert. Diagramm}}{\text{größte Diagramm}} = \frac{V_a - V_{is}}{V_e - V_{is}} = \frac{t - t_0}{t_c - t_0}.$$

Ein anderes Verfahren zur Darstellung des gesamten Arbeitsaufwandes im  $PV$ -Diagramm gibt Dr. Zerkowitz<sup>1)</sup> an. Man zeichnet in das durch Messung ermittelte Diagramm des Verlaufs der Zustandsänderung im ungekühlten Turbogebläse die adiabatische Verdichtungsline ein und verlängert sie über den Enddruck hinaus bis zum Schnittpunkt mit einer Isotherme durch den Endpunkt der tatsächlichen Zustandsänderung (Abb. 23).

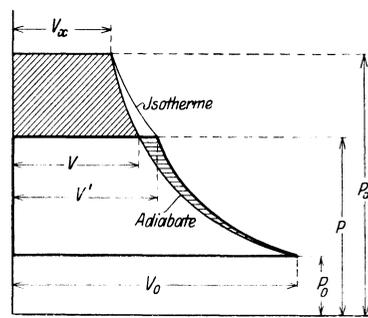


Abb. 23. Arbeitsbedarf  $\int V dP + \frac{1}{A} Q_r$  eines ungekühlten Turbogebläses und der adiabatische Wirkungsgrad.

Die von dieser Adiabate und der Ordinatenachse zwischen den Drucklinien  $P_0$  und  $P_x$  eingeschlossene Fläche  $F_{ax}$  stellt eine Arbeit dar

$$F_{ax} = P_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right].$$

Nun ist

$$P_x V_x = P V' \text{ (Isotherme)}$$

$$P_x V_x^{\kappa} = P V'^{\kappa} \text{ (Adiabate).}$$

Aus beiden Gleichungen folgt

$$P_x^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = P^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \frac{V'}{V}$$

$$\left( \frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \frac{V'}{V}.$$

Nach der Zustandsgleichung ist

$$\frac{V'}{V} = \frac{T_e}{T}$$

$$\left( \frac{p_x}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \frac{T_e}{T}.$$

Ferner ist

$$\frac{T_e}{T} = \frac{T_0 + \frac{T - T_0}{\eta_a \text{ Verd.}}}{T} = \frac{1 + \frac{\left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1}{\eta_a \text{ Verd.}}}{\left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}}$$

<sup>1)</sup> Z. ges. Turbinenwesen 1911, Nr. 34.

Setzt man diesen Wert ein, so wird

$$F_{ax} = P_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \frac{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1}{\eta_{a \text{ Verd.}}}$$

Die Fläche  $F_{ax}$  ist also  $\frac{1}{\eta_{a \text{ Verd.}}}$  mal so groß als die adiabatische, stellt demnach die gesamte aufzuwendende Arbeit dar. Die schräg schraffierte Fläche zwischen  $P_x$  und  $P$  ist die Mehrarbeit im Vergleich zur theoretischen, umfaßt aber sowohl das Mehr an Verdichtungsarbeit (in Fig. 23 wagrecht schraffiert) als auch die innere Reibungsarbeit  $\frac{1}{A} Q_r$ , die allein im Gegensatz zum Schüleschen Verfahren nicht besonders hervortritt. Die Zerkowitzsche Darstellung läßt aber auf das deutlichste erkennen, daß bei ungekühlten Kompressoren nur die Adiabate eine Berechtigung hat, als Grundlage für die Bestimmung des Wirkungsgrades zu dienen.

Es läßt sich nicht bestreiten, daß die Darstellung der Arbeitsweise eines Turbogebälases, zu deren Feststellung man auf Temperaturmessungen angewiesen ist, im  $PV$ -Diagramm etwas Erzwungenes hat, während das  $TS$ -Diagramm die Vorgänge klar erkennen läßt. Umgekehrt ist das  $PV$ -Diagramm die gegebene Darstellung des Arbeitsvorganges im Kolbenkompressor, zu deren Ermittlung ja auch das Indikator diagramm, ein  $PV$ -

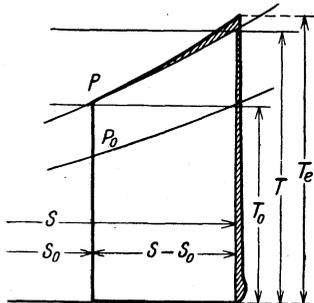


Abb. 24. Versuch der Darstellung eines Indikator diagramms im  $TS$ -Diagramm.

Diagramm, dient. Die Wiedergabe der Mehrarbeit des Indikator diagramms im Vergleich zum theoretischen Wert im  $TS$ -Diagramm begegnet Schwierigkeiten, da Temperaturmessungen an den einzelnen Punkten des Arbeitsvorganges kaum möglich sind. In Abb. 24 ist der Versuch gemacht, das Indikator diagramm Abb. 14 S. 13 im Entropiediagramm darzustellen. Die schraffierte Fläche müßte den Widerständen entsprechen. Berechtig

## B. Isothermische Zustandsänderung.

Bei reibungsfreier adiabatischer Verdichtung geht genau der gesamte Wärmewert der Verdichtungsarbeit an das Gas über. Durch Ableitung dieser Wärme wird proportional der jeweiligen absoluten Gastemperatur eine Volumenverringerung im Vergleich zur Adiabate und damit eine Verringerung des Arbeitsbedarfes erzielt. Umgekehrt wird bei der Entspannung durch Zuführung von Wärme eine weitere Volumenvergrößerung und eine Mehrarbeitsleistung die Folge sein. Könnte man die Wärmeab- bzw. -zufuhr so vollkommen ausführen, daß vom Beginn bis zum Schluß der Zustandsänderung die Gastemperatur die gleiche bliebe, so hätte man eine isothermische Zustandsänderung, die für die Verdichtung ein Minimum an Arbeitsbedarf, für die Entspannung ein Maximum an Arbeitsleistung darstellt.

ist nur die Darstellung der Widerstände in der Fortdrücklinie, da zunächst auf einen höheren Druck verdichtet werden muß. Der Unterdruck in der Ansauglinie dagegen verringert den Anfangsdruck  $p_0$  und die wahre Verdichtungsline würde die Fläche des Diagramms verkleinern. Die Darstellung im  $TS$ -Diagramm ist also verfehlt.

Dagegen bietet das  $TS$ -Diagramm immer dann Vorteile, wenn man die Temperaturänderungen theoretischer Vorgänge deutlich zur Schau bringen will, wie die späteren Beispiele zeigen werden.

Um für Gebläse möglichst genau die adiabatische Temperaturzunahme

$$t - t_0 = T_0 \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1 \right] = T \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right],$$

für Luft

$$t - t_0 = T_0 \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,286} - 1 \right] = T \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0,286} \right]$$

ablesen zu können, ist die Entropietafel 10 für 0,8—2,5 ata und —4 bis 96 °C gezeichnet.

Beispiel: Verdichtung bei 1,028 ata Luftdruck von 120 mm W.-S. Unterdruck auf 350 mm Q.-S. von 22 °C Überdruck; Anfangstemperatur  $t_0 = 18$  °C.

Absoluter Anfangsdruck  $p_0 = 1,028 - 0,012 = 1,016$  ata.

Absoluter Enddruck  $p = 1,028 + \frac{350}{738,2} = 1,502$  ata.

Tafel 10. Adiabatische Verdichtungs- temperatur  $t = 52,7$  °C.

Adiabatische Temperatursteigerung

$$t - t_0 = 52,7 - 18 = 34,7$$
 °C.

Wird durch Messung  $t_e = 67,2$  °C Endtemperatur ermittelt, so ist der Wirkungsgrad des Verdichtungs- vorganges

$$\eta_{a \text{ Verd.}} = \frac{34,7}{67,2 - 18} = \frac{34,7}{49,2} = 0,706,$$

bezogen auf die Adiabate.

Der Arbeitsbedarf bei adiabatischer Verdichtung ist

$$La = 427 \cdot 0,238 (52,7 - 18) = 101,63 \cdot 34,7 = 3427 \text{ mkg/kg Luft.}$$

Zur Bestimmung des Leistungsbedarfes ist aber das Volumen, die Saugmenge in  $m^3$  in der Zeiteinheit maßgebend, und deshalb sind hierfür zweckmäßiger die Tafeln 1—7 zu benutzen, die den Arbeitsbedarf in  $mkg/m^3$  zeigen.

In der Grundgleichung für alle Zustandsänderungen

$$dQ = dQ_w + dQ_r = dU + A P dV$$

ist also bei isothermischer Verdichtung  $dU = 0$  zu setzen.

$$dQ_w + dQ_r = A P dV.$$

Bei reibungsloser, umkehrbarer Zustandsänderung ( $dQ_r = 0$ ) ist

$$dQ_w = A P dV,$$

d. h. die aufgewandte Arbeit muß sich in Form von Wärme in dem benutzten Kühlmittel wiederfinden; bei der Entspannung wird der Wärmewert der geleisteten Arbeit der Umgebung des Gases entzogen, da in beiden Fällen der Wärmeinhalt des Gases selbst unverändert bleibt.

Da die Anfangstemperatur  $T_0$  gleich der Endtemperatur  $T$  ist, so folgt aus der Zustandsgleichung

$$\frac{P_0 V_0}{T_0} = \frac{P V}{T},$$

daß  $P_0 V_0 = P V$  ist.

Die Verdichtungs- und Entspannungslinie im  $PV$ -Diagramm, die flacher verläuft als die Adiabate, ist also eine gleichseitige Hyperbel; das Volumen nimmt im gleichen Maße ab, wie der Druck zunimmt, und umgekehrt.

Im Wärmediagramm ist die Isotherme eine Horizontale, eine Linie unveränderter Temperatur, zwischen Anfangs- und Enddruck; die Entropie des Gases nimmt um  $S - S_0 = \frac{Q - Q_0}{T}$  zu oder ab.

### Isothermische Verdichtungsarbeit.

Die Fläche  $F_{is}$  im  $PV$ -Diagramm der Abb. 25, welche die Verdichtungsarbeit  $L_{is}$  darstellt, ist bei dem An-

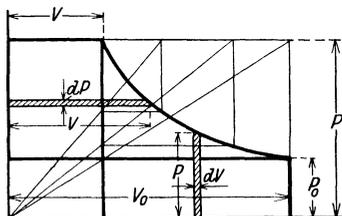


Abb. 25. Isothermische Verdichtungsarbeit allein  $\int P dV$  und Arbeitsbedarf des Kompressors  $\int V dP$  bei isothermischer Verdichtung.

fangsdruck  $P_0$  und dem Enddruck  $P$  für das Anfangsvolumen  $V_0$

$$F_{is} = \int_{V_0}^V P dV.$$

Da

$$P = P_0 \frac{V_0}{V},$$

so ist

$$F_{is} = P_0 V_0 \int_{V_0}^V \frac{dV}{V}.$$

Die der Fläche  $F_{is}$  entsprechende Verdichtungsarbeit ist also

$$L_{is \text{ Verd.}} = P_0 V_0 \ln \frac{V_0}{V} = P_0 V_0 \ln \frac{P}{P_0} \text{ mkg.}$$

### Arbeitsbedarf des Kompressors bei isothermischer Verdichtung.

Der Arbeitsbedarf  $L_{is}$  des vollendeten Kreisprozesses im Kompressor setzt sich zusammen aus dieser reinen Verdichtungsarbeit  $P_0 V_0 \ln \frac{P}{P_0}$ , der Fortdrückarbeit  $P V = P_0 V_0$  und der negativen Ansaugarbeit  $P_0 V_0$ , ist also ebenfalls

$$L_{is} = P_0 V_0 \ln \frac{P}{P_0} \text{ mkg.}$$

Schneller noch ist unmittelbar abzuleiten

$$L_{is} = \int_{P_0}^P V dP = P_0 V_0 \int_{P_0}^P \frac{dP}{P} = P_0 V_0 \ln \frac{P}{P_0} \text{ mkg.}$$

Bei der Adiabate sind  $L_{\text{Verd.}}$  und  $L_a$  nicht einander gleich; der Arbeitsbedarf des Kompressors ist dort  $\kappa = \frac{c_p}{c_v}$ , bei Luft 1,4 mal größer als die Verdichtungsarbeit allein.

Im  $TS$ -Diagramm erscheint der Wärmewert  $AL_{is}$  der isothermischen Verdichtungsarbeit und des Kompressor-Arbeitsbedarfes bei isothermischer Verdichtung als Flächenstreifen  $F_{is}$  unter der Linie gleicher Temperatur zwischen Anfangs- und Enddruck bis zur Ordinatenachse (Abb. 26).

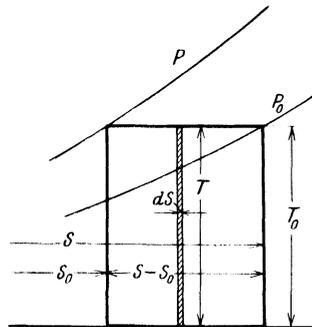


Abb. 26. Wärmewert  $A \int P dV = A \int V dP$  bei isothermischer Verdichtung.

Es ist

$$F_{is} = \int T dS = T \int \frac{dQ}{T} = \int dQ$$

$$dQ = G c_v dT + A P dV.$$

Da  $dT = 0$ , so ist

$$F_{is} = A \int_{V_0}^V P dV$$

$$F_{is} = A P_0 V_0 \ln \frac{V_0}{V} = A P_0 V_0 \ln \frac{P}{P_0} = A L_{is}.$$

Der Arbeitsbedarf  $L_{is}$  bei isothermischer Verdichtung ist ein theoretischer Mindestwert, der praktisch nicht zu erreichen ist, wenn nicht mit künstlichen Kühlmitteln, mit sehr hohen Temperaturunterschieden zwischen dem angesaugten Gas und dem Kühlwasser gearbeitet wird. Aus diesem Grunde ist immer dann, wenn Kühlmittel angewandt werden, die Einfluß auf den Verlauf der Kompressionslinie haben, der Vergleich der wirklich aufgewandten Arbeit  $L_e$  mit  $L_{is}$ , der isothermische Wirkungsgrad  $\eta_{is} = \frac{L_{is}}{L_e}$ , ein geeigneter Maßstab für die Güte des Verdichtungs Vorganges, vor allem zu Vergleichszwecken bei Maschinen verschiedenen Prinzips. Über die Güte des Kompressors läßt sich aber erst urteilen, wenn außer dem Druckverhältnis  $\frac{P}{P_0}$  zugleich die Temperaturen des angesaugten Gases und des Kühlwassers, also der Temperaturunterschied zwischen beiden genannt wird. (Der Einfluß dieses Temperaturunterschiedes wird genauer bei der mehrstufigen Verdichtung untersucht werden.)

Ersetzt man  $P_0$  und  $P$  ( $\text{kg/m}^2$ ) durch die in der Praxis üblichen Werte  $p_0$  und  $p$  ( $\text{kg/cm}^2$ ), so erhält man unter Berücksichtigung der Größeneinheiten

$$L_{is} = 10000 p_0 V_0 \ln \frac{p}{p_0} \text{ mkg}$$

und für  $1 \text{ m}^3$  angesaugte Luft

$$L_{is} = 10000 p_0 \ln \frac{p}{p_0} \text{ mkg/m}^3.$$

Auf der Tafel 11 sind die Anfangsdrücke als Abszissen, die Werte des Arbeitsbedarfes bei isothermischer Verdichtung für gleiche Enddrücke als Ordinaten aufge-

tragen. Die Tafeln 12—16 sind in größerem Maßstabe für die meist vorkommenden Anfangsdrücke von 0,8—1,2 ata gezeichnet.

Beispiele:

$p_0 = 1,25$ ata, $p = 8,1$ ata;	Tafel 11: $L_{is} = 23400$ mkg/m <sup>3</sup>
$p_0 = 1,024$ ata, $p = 1,49$ ata;	Tafel 12: $L_{is} = 3840$ mkg/m <sup>3</sup>
$p_0 = 0,995$ ata, $p = 2,33$ ata;	Tafel 13: $L_{is} = 8460$ mkg/m <sup>3</sup>
$p_0 = 0,982$ ata, $p = 3,78$ ata;	Tafel 14: $L_{is} = 13240$ mkg/m <sup>3</sup>
$p_0 = 1,046$ ata, $p = 5,63$ ata;	Tafel 15: $L_{is} = 17610$ mkg/m <sup>3</sup>
$p_0 = 1,031$ ata, $p = 8,18$ ata;	Tafel 16: $L_{is} = 21360$ mkg/m <sup>3</sup>

### Isothermischer Leistungsbedarf des Kompressors.

Werden im letzten Beispiel 12180 m<sup>3</sup> in der Stunde abgesaugt, so ist die erforderliche isothermische Leistung

$$N_{is} = \frac{12180 \cdot 21360}{3600 \cdot 75} = 964 \text{ PS}_{is}.$$

### Isothermische Wirkungsgrade.

Sowohl bei Kolben als bei Turbokompressoren entsteht dadurch eine Mehrarbeit im Vergleich zur isothermischen Verdichtung, daß durch keine Hilfsmittel die auftretende Verdichtungswärme im Augenblick des Entstehens abgeleitet werden kann. Außer der hierdurch bedingten größeren eigentlichen Verdichtungsarbeit sind Widerstände der Luft im Kompressor sowie mechanische Reibung zu überwinden, die einen weiteren Arbeitsaufwand erfordern, der späterhin eingehender erläutert wird.

Werden bei einem Turbokompressor der zuvor als Beispiel gewählten Leistung 1520 PS von den Schaufeln der Laufräder an die Luft übertragen, die sich in Form von Wärme teils im Kühlwasser, teils in der Luft feststellen lassen, so ist der isothermische Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges

$$\eta_{is \text{ Verd.}} = \frac{964}{1520} = 0,634.$$

Werden an die Kupplung der Kompressorwelle 1545 PS abgegeben, so ist der mechanische Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{mech.}} = \frac{1520}{1545} = 0,984$$

und der Gesamtwirkungsgrad des Kompressors, bezogen auf den Leistungsbedarf bei isothermischer Verdichtung, bezogen auf die Isotherme

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{964}{1545} = 0,624.$$

Der Gesamtwirkungsgrad ist zu zerlegen in

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \eta_{is \text{ Verd.}} \cdot \eta_{\text{mech.}} = 0,634 \cdot 0,984 = 0,624.$$

Ist bei einem zwei- oder mehrstufigen Kolbenkompressor mit Zwischenkühlung der gleichen Leistung der in den Luftzylindern indizierte Leistungsbedarf 1220 PS<sub>i</sub>, so ist der isothermische Wirkungsgrad des Verdichtungs Vorganges

$$\eta_{is \text{ Verd.}} = \frac{964}{1220} = 0,79.$$

Bei einem an die Kompressorwelle abgegebenen Leistungsaufwand von 1360 PS<sub>e</sub> ist der mechanische Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{mech.}} = \frac{1220}{1360} = 0,897$$

und der Gesamtwirkungsgrad des Kompressors, bezogen auf die Isotherme

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{964}{1320} = 0,709$$

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \eta_{is \text{ Verd.}} \cdot \eta_{\text{mech.}} = 0,79 \cdot 0,897 = 0,709.$$

Fehlt am Kompressor eine Kühlung, die den Verlauf der Verdichtungslinie beeinflussen kann, so ist der Vergleich mit der Adiabate dem mit der Isotherme vorzuziehen, wie die folgende Rechnung zeigen wird.

Ein ungekühltes Gebläse, das von 1 auf 1,5 ata preßt, habe einen adiabatischen Gesamtwirkungsgrad von 74 vH erfordert, also einen Arbeitsaufwand von  $\frac{4300}{0,74} = 5810$  mkg/m<sup>3</sup> Saugleistung. Wird mit der gleichen Konstruktion von 1 auf 1,8 ata gepreßt, so ist der auf die Adiabate bezogene Wirkungsgrad ungefähr der gleiche; es sind also  $\frac{6410}{0,74} = 8660$  mkg/m<sup>3</sup> erforderlich. Die isothermischen Arbeiten für die beiden Drücke sind 4050 und 5880 mkg/m<sup>3</sup> Saugleistung und demnach die isothermischen Wirkungsgrade  $\frac{4050}{5810} = 0,697$

bzw.  $\frac{5880}{8660}$  bzw. = 0,679. Infolge der mit dem Druckverhältnis zunehmenden Abweichung der Adiabate von der Isotherme ist also der auf letztere bezogene Wirkungsgrad bei dem höheren Druck um 2,6 vH geringer, obgleich die Güte der Arbeitsweise unverändert ist. Aus diesem Grunde sollte bei einstufigen Kolbenkompressoren und bei ungekühlten Turbogebälzen der Wirkungsgrad stets auf die Adiabate bezogen werden; auch die 3 zuvor angeführten Verfahren zur Darstellung des Gesamtarbeitsaufwandes (Abb. 21—23) ließen schon erkennen, daß unbedingt die Adiabate als Grundlage für den Wirkungsgrad zu bevorzugen ist.

Die Isotherme ist dagegen der geeignetste Maßstab bei während der Verdichtung wirksamer Kühlung und zum Vergleich der Arbeitsweise von Kompressoren verschiedenen Prinzips, wie Kolbenkompressor, Turbokompressor, Kapselkompressor, hydraulischer Kompressor

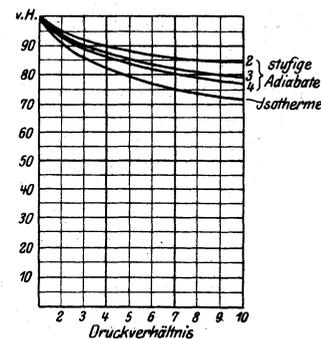


Abb. 27. Wirkungsgrade der 1-, 2-, 3- und 4stufigen Adiabate, bezogen auf die Isotherme.

usw. Der Wirkungsgrad muß dann aber alle Verluste im Kompressor umfassen, es muß der zuvor erläuterte Gesamtwirkungsgrad bestimmt werden. Seine einzelnen Faktoren haben nur untergeordnete Bedeutung, als Gewährleistung sind sie jedenfalls zwecklos. Als Garantie ist die Angabe der PS<sub>e</sub> für eine bestimmte Saugleistung bei festgelegtem Anfangs- und Enddruck bestgeeignet.

Die Angabe des Gesamtwirkungsgrades ist dann nur eine Wiederholung dieser Gewährleistung und hat hauptsächlich wissenschaftliche Bedeutung; sie erfordert zudem noch die genaue Festlegung des theoretischen Wertes, auf den der Wirkungsgrad bezogen werden soll.

In der Abb. 27 ist das Verhältnis des Arbeitsbedarfs bei adiabatischer Verdichtung zu dem bei isothermischer Verdichtung, der Wirkungsgrad der Adiabate, bezogen auf die Isotherme, dargestellt. Die Druckverhältnisse sind als Abszissen, die Wirkungsgrade als Ordinaten aufgetragen. Außer den Wirkungsgraden der einstufigen Adiabate sind die entsprechenden Werte bei zwei- und mehrstufiger adiabatischer Verdichtung, die späterhin eingehender erörtert werden, in die Abb. 27 eingetragen.

Beispiele: Druckverhältnis  $\frac{p}{p_0} = 3$ .

Der Wirkungsgrad der Adiabate, bezogen auf die Isotherme, ist  $\sim 85$  vH, d. h. man erhält den auf die Isotherme bezogenen Wirkungsgrad eines Verdichtungs-

vorganges, wenn man den auf die Adiabate bezogenen Wirkungsgrad mit 0,85 multipliziert.

Bei einem Druckverhältnis von 1 zu 7 ist der entsprechende Wert nur noch  $\sim 74,5$  vH.

### Vergleichsrechnung.

Eine Umrechnung zum Zwecke des Vergleichs mit der Arbeitsweise unter nicht wesentlich abweichenden Verhältnissen muß unter Zugrundelegung gleicher Wirkungsgrade geschehen. Der als 1. Beispiel gewählte Turbo-kompressor würde zur Verdichtung von stündlich 12000 m<sup>3</sup> von 1 auf 8 ata eine effektive Leistung von

$$N_e = 1545 \frac{12000}{12180} \cdot \frac{20790}{21360} = 1481 \text{ PS}_e$$

erfordern. Dann wäre wieder

$$\eta_{\text{is ges.}} = \frac{12000 \cdot 20790}{3600 \cdot 75 \cdot 1481} = 0,624,$$

wie zuvor durch Messung ermittelt wurde.

## C. Polytropische Zustandsänderungen.

Adiabate und Isotherme sind theoretische Grenzfälle der Zustandsänderung. Umkehrbare Vorgänge ohne innere Reibung vorausgesetzt, geht bei der Adiabate genau der Wärmewert der aufgewandten Verdichtungsarbeit an das Gas über, die Wandungen des Kompressors sind wärmedicht; bei der Isotherme wird die gleichwertige Wärme der gesamten, allerdings geringeren Verdichtungsarbeit im Augenblick des Entstehens abgeleitet.

Wird nur ein Teil der Verdichtungswärme abgeführt, so tritt durch den Rest eine Erwärmung des Gases ein, die geringer ist, als bei adiabatischer Verdichtung. Wird bei der Entspannung nur ein Teil des Wärmewertes der geleisteten Arbeit dem Gas entzogen, der Rest der Umgebung des Gases, so tritt eine geringere Abkühlung als bei adiabatischer Entspannung ein. Bei diesen „polytropischen“ Zustandsänderungen verläuft die Verdichtungs- und Entspannungslinie im  $PV$ -Diagramm infolge der relativ größeren Raumabnahme bei der geringeren Erwärmung bzw. infolge der relativ größeren Raumzunahme bei der geringeren Abkühlung im Vergleich zur Adiabate flacher als diese, aber steiler als die Isotherme. Man nennt den Exponenten  $n$ , der dem Werte  $\kappa$  bei der Adiabate entspricht, den Exponenten der Polytrope.

Für polytropische Zustandsänderungen gilt also

$$P_0 V_0^n = P V^n = \text{unveränderlich.}$$

Zahlentafel 9. Zahlenwerte der Winkel  $\beta$  und der Tangenten der Winkel  $\beta$   
( $1 + \text{tg } \alpha$ )<sup>n</sup> =  $1 + \text{tg } \beta$ .

Winkel $\alpha$	Exponent $n$ der Zustandsänderung													
	0,90	0,95	1,00	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40	1,45	1,50	
30°	26° 53'	28° 27'	30°	31° 32'	33° 3'	34° 34'	36° 3'	37° 32'	38° 58'	40° 23'	41° 46'	43° 8'	44° 28'	
22° 30'	20° 6'	21° 18'	22° 30'	23° 42'	24° 54'	26° 6'	27° 18'	28° 29'	29° 39'	30° 49'	31° 59'	33° 8'	34° 17'	
20°	17° 52'	18° 56'	20°	21° 5'	22° 10'	23° 15'	24° 19'	25° 23'	26° 27'	27° 31'	28° 34'	29° 38'	30° 42'	
15°	13° 24'	14° 12'	15°	15° 49'	16° 37'	17° 26'	18° 15'	19° 4'	19° 53'	20° 42'	21° 31'	22° 20'	23° 10'	
10°	8° 56'	9° 28'	10°	10° 32'	11° 4'	11° 36'	12° 9'	12° 41'	13° 14'	13° 47'	14° 19'	14° 52'	15° 25'	
tg $\alpha$														
0,333	0,295	0,314	0,333	0,352	0,372	0,392	0,412	0,433	0,453	0,474	0,496	0,517	0,539	
0,30	0,266	0,283	0,300	0,317	0,334	0,352	0,370	0,388	0,407	0,425	0,444	0,463	0,483	
0,25	0,222	0,236	0,250	0,264	0,278	0,292	0,307	0,322	0,336	0,351	0,367	0,382	0,397	
0,20	0,178	0,189	0,200	0,211	0,222	0,233	0,245	0,256	0,267	0,279	0,291	0,302	0,314	
0,15	0,134	0,142	0,150	0,158	0,166	0,174	0,183	0,191	0,199	0,208	0,216	0,225	0,233	

Hinz, Thermodynamische Grundlagen. 2. Aufl.

Die Konstruktion der polytropischen Kurven im  $PV$ -Diagramm ergibt sich nach dem gleichen Verfahren wie bei der Adiabate (Abb. 9 S. 9) durch Einführung des Exponenten  $n$  anstatt  $\kappa$ . Es muß

$$(1 + \text{tg } \alpha)^n = 1 + \text{tg } \beta$$

sein.

In der Zahlentafel 9 sind für die zweckmäßig zu benutzenden Winkel  $\alpha$  und Tangenten der Winkel  $\alpha$  die Winkel  $\beta$  und die Tangenten der Winkel  $\beta$  für die Exponenten  $n = 0,9$  bis  $n = 1,5$  zusammengestellt.

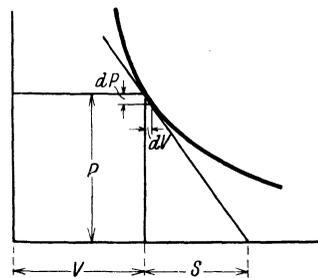


Abb. 28. Zeichnerische Bestimmung des Exponenten einer Polytrope im  $PV$ -Diagramm.

Ist die Kurve der Zustandsänderung im  $PV$ -Diagramm gegeben, so ergibt sich der Exponent  $n$  nach dem zeichnerischen Verfahren der Abb. 28.

Man zieht durch einen beliebigen Punkt der Polytrope die Tangente bis zum Schnittpunkt mit der Abszissenachse und bestimmt durch die Ordinate  $P$  die Projektion der Tangente auf die Abszissenachse, die Subtangente  $S$ . Da

$$PV^n = C,$$

so ist

$$nPV^{n-1}dV + V^n dP = 0$$

$$V^n \left( n \frac{P}{V} dV + dP \right) = 0$$

$$\frac{dP}{dV} = -n \frac{P}{V}.$$

Da ferner

$$\frac{dP}{dV} = \frac{P}{S}$$

ist so ergibt sich

$$n = \frac{V}{S}.$$

Das Verfahren wird leicht ungenau durch die Schwierigkeit, genau die Tangente an die Kurve zu legen. Daher ist die rechnerische Bestimmung von  $n$ , wenn auch unter

Benutzung der Logarithmen, vorzuziehen. Es ist

$$P_0 P_0^n = P V^n,$$

$$n = \frac{\lg P - \lg P_0}{\lg V_0 - \lg V}.$$

Mit Hilfe der beiden folgenden Zahlentafeln 10 und 11 kann der Exponent  $n$  einer vorliegenden Zustandsänderung im  $PV$ -Diagramm genügend genau bestimmt werden; umgekehrt läßt sich auch bei gegebenem Exponenten die Linie der Zustandsänderung im  $PV$ -Diagramm festlegen. Für die Zahlentafeln ist das Endvolumen der Verdichtung und Entspannung bei gesetzmäßigem Verlauf der Zustandsänderung für verschiedene Exponenten rechnerisch ermittelt.

Beispiele: Beim Druck  $p = 4,3$  ata ist das Volumen 36,5 vH des Volumens beim Druck  $p_0 = 1,1$  ata,

$$\text{Druckverhältnis } \frac{p}{p_0} = \frac{4,3}{1,1} = 3,91.$$

Der Exponent der Polytrope liegt zwischen 1,3 und 1,35. Durch Interpolation ergibt sich:  $n = 1,32$ .

Nach Entspannung auf  $\frac{1}{3}$  des Anfangsdruckes ist das Endvolumen 2,52mal so groß als das Anfangsvolumen.

Der Exponent der Polytrope liegt zwischen 1,15 und 1,2.  $n = 1,19$ .

Zahlentafel 10. Endvolumen  $V$  nach polytropischer Verdichtung des Anfangsvolumens  $V_0 = 100$ .

$$V = 100 \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{n}}.$$

Druckverhältnis $\frac{p}{p_0}$	Exponent $n$ der Verdichtungslinie												
	0,90	0,95	1,00	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40	1,45	1,50
1,1	90,0	90,5	90,9	91,3	91,7	92,1	92,3	92,6	93,0	93,2	93,5	93,7	93,9
1,2	81,6	82,5	83,3	84,0	84,7	85,3	85,9	86,4	86,9	87,3	87,7	88,2	88,5
1,3	74,7	75,8	76,9	77,8	77,8	79,6	80,3	81,0	81,8	82,3	82,9	83,4	84,0
1,4	68,8	70,1	71,4	72,5	73,6	74,6	75,5	76,3	77,2	77,9	78,7	79,3	79,9
1,5	63,7	65,5	66,7	68,0	69,2	70,3	71,4	72,3	73,2	74,1	74,8	75,6	76,3
1,6	59,3	60,9	62,5	63,9	65,2	66,4	67,5	68,8	69,6	70,6	71,4	72,3	73,1
1,7	55,4	57,1	58,8	60,3	61,7	63,0	64,2	65,4	66,5	67,5	68,5	69,4	70,2
1,8	52,0	53,8	55,5	57,1	58,6	59,9	61,2	62,5	63,7	64,7	65,7	66,7	67,5
1,9	49,0	50,8	52,6	54,2	55,8	57,2	58,6	59,8	61,0	62,1	63,3	64,2	65,1
2,0	46,3	48,2	50,0	51,7	53,2	54,7	56,1	57,4	58,6	59,8	60,9	61,9	63,0
2,2	41,4	43,6	45,4	47,2	48,8	50,4	51,8	53,2	54,5	55,7	56,9	58,0	59,1
2,4	37,8	39,9	41,7	43,4	45,1	46,7	48,2	49,6	51,0	52,3	53,5	54,6	55,8
2,6	34,6	36,6	38,5	40,2	41,9	43,6	45,1	46,5	47,9	49,3	50,5	51,7	52,9
2,8	31,8	33,8	35,7	37,5	39,2	40,8	42,4	43,9	45,3	46,6	47,9	49,2	50,3
3,0	29,5	31,4	33,3	35,1	36,8	38,5	40,0	41,5	42,9	44,3	45,6	46,9	48,1
3,2	27,5	29,4	31,3	33,0	34,7	36,3	37,9	39,4	40,8	42,2	43,6	44,8	46,0
3,4	25,7	27,6	29,4	31,1	32,8	34,5	36,0	37,5	39,0	40,4	41,7	43,0	44,2
3,6	24,1	26,0	27,8	29,5	31,2	32,8	34,4	35,9	37,3	38,6	40,0	41,3	42,5
3,8	22,7	24,5	26,3	28,0	29,8	31,3	32,9	34,4	35,8	37,2	38,5	39,8	41,0
4,0	21,4	23,2	25,0	26,7	28,5	30,1	31,4	33,0	34,4	35,8	37,3	38,5	39,7
4,5	18,8	20,5	22,2	23,9	25,5	27,0	28,6	30,0	31,5	32,8	34,2	35,5	36,7
5,0	16,7	18,4	20,0	21,6	23,1	24,7	26,2	27,6	29,0	30,4	31,7	33,0	34,2
5,5	15,1	16,5	18,2	19,7	21,2	22,6	24,1	25,5	26,9	28,2	29,6	30,9	31,9
6,0	13,6	15,2	16,7	18,1	19,6	21,1	22,5	23,8	25,2	26,5	27,8	29,0	30,3
6,5	12,5	13,9	15,4	16,8	18,2	19,3	21,0	22,4	23,7	25,0	26,3	27,5	28,7
7,0	11,5	12,9	14,3	15,7	17,1	18,4	19,8	21,1	22,4	23,6	24,9	26,1	27,4
7,5	10,6	12,0	13,3	14,7	16,0	17,3	18,7	20,0	21,2	22,5	23,7	24,9	26,1
8,0	9,9	11,2	12,5	13,8	15,1	16,4	17,7	18,9	20,2	21,4	22,6	23,8	25,0
8,5	9,3	10,5	11,8	13,0	14,3	15,6	16,8	18,1	19,3	20,5	21,7	22,9	24,0
9,0	8,7	9,9	11,1	12,4	13,6	14,8	16,0	17,3	18,4	19,6	20,8	22,0	23,1
9,5	8,2	9,4	10,5	11,7	12,9	14,1	15,3	16,5	17,7	18,9	20,0	21,2	22,3
10,0	7,7	8,9	10,0	11,2	12,3	13,5	14,7	15,9	17,0	18,2	19,3	20,4	21,5

Zahlentafel 11. Endvolumen  $V_0$  nach polytropischer Entspannung des Anfangsvolumens  $V = 100$ .

$$V_0 = 100 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}}$$

Druckverhältn. $\frac{p}{p_0}$	Exponent $n$ der Entspannungslinie												
	0,90	0,95	1,00	1,05	1,10	1,15	1,20	1,25	1,30	1,35	1,40	1,45	1,50
1,1	111,2	110,6	110	109,5	109,0	108,6	108,3	107,9	107,6	107,3	107,0	106,8	106,6
1,2	122,5	121,1	120	119,0	118,0	117,2	116,4	115,7	115,1	114,5	113,9	113,4	112,9
1,3	133,9	131,8	130	128,4	126,9	125,6	124,4	123,4	122,4	121,5	120,6	119,8	119,1
1,4	145,3	142,5	140	137,8	135,8	134,0	132,3	130,9	129,5	128,3	127,1	126,1	125,2
1,5	156,9	152,5	150	147,1	144,5	142,3	140,1	138,3	136,6	135,0	133,6	132,3	131,0
1,6	168,6	164,0	160	156,4	153,3	150,6	147,9	145,3	143,6	141,6	139,9	138,3	136,8
1,7	180,4	174,9	170	165,8	162,0	158,6	155,7	152,9	150,4	148,2	146,1	144,2	142,5
1,8	192,2	185,7	180	175,0	170,6	166,8	163,3	160,0	157,1	154,6	152,2	150,0	148,0
1,9	204	196,6	190	184,3	179,1	174,8	170,6	167,2	163,8	160,9	158,2	155,7	153,4
2,0	216	207	200	193,5	187,9	182,7	178,2	174,1	170,5	167,1	164,1	161,3	158,7
2,2	240	229	220	212	205	198,5	192,9	187,8	183,4	179,3	175,6	172,2	169,1
2,4	264	251	240	230	222	214	207	201	196,1	191,2	186,9	182,9	179,2
2,6	289	273	260	248	238	230	222	215	209	203	197,9	193,3	189,1
2,8	314	296	280	267	255	245	236	228	221	214	209	203	198,7
3,0	339	318	300	285	272	260	250	241	233	226	219	213	208
3,2	364	340	320	303	288	275	264	254	245	237	230	223	217
3,4	390	363	340	321	304	290	277	266	256	248	240	233	226
3,6	415	385	360	339	321	305	291	279	268	259	250	242	235
3,8	441	408	380	357	336	319	304	291	279	269	260	251	244
4,0	467	431	400	374	351	332	318	303	291	279	269	260	252
4,5	532	488	450	419	393	370	350	333	318	305	293	282	273
5,0	598	545	500	463	432	405	382	362	345	329	316	303	292
5,5	665	602	550	508	471	442	414	392	371	354	338	324	313
6,0	733	660	600	551	510	475	445	419	397	377	360	344	330
6,5	801	718	650	594	548	509	476	447	422	400	381	364	348
7,0	870	776	700	638	586	543	506	474	447	423	401	383	365
7,5	939	834	750	681	625	577	536	501	471	445	422	401	383
8,0	1007	893	800	724	662	610	565	528	495	466	442	420	400
8,5	1078	952	850	768	670	643	595	554	519	488	461	437	416
9,0	1146	1009	900	809	737	675	624	579	542	509	480	455	432
9,5	1219	1067	950	854	773	708	653	605	565	530	499	472	448
10,0	1291	1127	1000	896	812	741	682	631	589	550	519	489	464

Bei polytropischer Verdichtung von 1 auf 7 ata ist das Endvolumen

bei dem Exponenten  $n = 1,1 \dots 17,1$  vH

bei dem Exponenten  $n = 1,34 \dots 23,4$  vH

des Anfangsvolumens.

Beim gleichen Druckverhältnis wächst das Endvolumen bei der Entspannung mit dem Exponenten  $n = 1,23$  auf das 4,87fache des Anfangsvolumens.

ponenten  $n = 1,3, 1,2$  und  $1,1$  eingezeichnet, ferner des Vergleichs halber die Zustandsänderung mit den Exponenten  $1,1$  und  $0,9$ . Durch die Adiabate und die Isotherme sind jedoch die reibungslosen Energieumwandlungen begrenzt, bei denen das  $PV$ -Diagramm ein Maßstab für die aufgewandte oder geleistete Arbeit ist. Die Zustandsänderungen außerhalb Adiabate und Isotherme

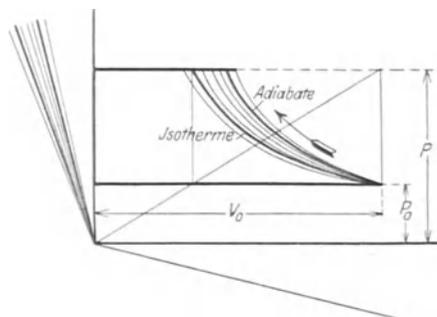


Abb. 29. Arbeitsbedarf bei polytropischer Verdichtung.

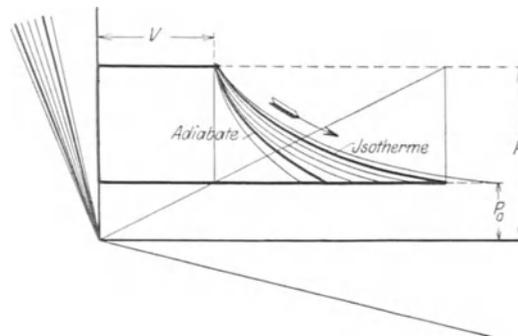


Abb. 30. Arbeitsleistung bei polytropischer Entspannung.

In den  $PV$ -Diagrammen der Abb. 29 und 30 sind für die Verdichtung und für die Entspannung zwischen Adiabate und Isotherme die Polytropen mit den Ex-

bedingen eine größere Wärmezu- oder -abfuhr in Form von Wärme oder Reibung, als der Zustandsänderung entspricht.

Ist der Exponent  $n$  einer Polytrope bekannt, so ergeben sich damit alle entsprechenden, für die Adiabate bereits abgeleiteten Beziehungen für die Zustandsänderungen ohne innere Reibung ( $Q_r = 0$ ), bei denen die Grundgleichungen in der Form

$$dQ_w = dU + A P dV$$

und

$$dQ_w = dJ - A V dP$$

gelten.

### Polytropische Verdichtungsarbeit.

Verdichtungsarbeit bis zur Beendigung der Zustandsänderung

$$\begin{aligned} L_{\text{pol. Verd.}} &= \frac{P_0 V_0}{n-1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \\ &= \frac{P V}{n-1} \left[ \left( 1 - \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \text{ mkg.} \end{aligned}$$

### Polytropischer Arbeitsbedarf.

Arbeitsbedarf des Kompressors bei polytropischer Verdichtung

$$\begin{aligned} L_{\text{pol.}} &= P_0 V_0 \frac{n}{n-1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \\ &= P V \frac{n}{n-1} \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \text{ mkg.} \end{aligned}$$

### Polytropische Temperaturänderung.

Für die Verdichtung

$$T = T_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} \text{ } ^\circ\text{C.}$$

Für die Entspannung

$$T_0 = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{n-1}{n}} \text{ } ^\circ\text{C.}$$

### Polytropische Temperaturzu- und -abnahme.

$$t - t_0 = T_0 \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] = T \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{n-1}{n}} \right] \text{ } ^\circ\text{C.}$$

### Darstellung polytropischer Arbeitsweise im Entropiediagramm.

Im Entropiediagramm, in dem die Temperaturänderung am anschaulichsten zum Ausdruck kommt, ergeben sich bei polytropischer Verdichtung für gleiche Druckverhältnisse mit der jeweiligen absoluten Anfangstemperatur  $T_0$  steigende Temperaturzunahmen  $t - t_0$ .

$$\begin{aligned} T_z - T_0 &= T_0 \left[ \left( \frac{p_z}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] \\ &< T - T_z = T_z \left[ \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right]. \end{aligned}$$

Da die Linien gleichen Druckes im  $TS$ -Diagramm bei gleichen Druckverhältnissen im gleichen Abstand voneinander verlaufen, so wird eine polytropische Zustandsänderung mit unverändertem Exponenten durch eine schwach gekrümmte Linie dargestellt, die um so mehr von der Geraden abweicht, je höher das Temperaturgebiet wird (Abb. 31).

Der Exponent der Verdichtungsline ergibt sich durch die Konstruktion einer Linie gleichen Rauminhalts vom Endpunkt der polytropischen Zustandsänderung bis zum Schnittpunkt mit der Anfangstemperatur  $T_0$ .

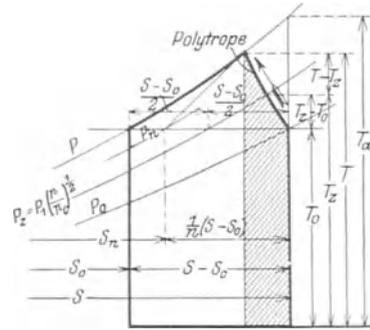


Abb. 31. Verlauf einer Polytrope im  $TS$ -Diagramm.

peratur  $T_0$ . Für diese  $v$ -Linie vom Schnittpunkt der Drucklinie  $p$  mit der polytropischen Temperatur

$$T = T_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}}$$

bis zur Drucklinie  $p_n$  und der Temperatur  $T_0$  gilt nach der Zustandsgleichung:

für den oberen Schnittpunkt

$$p v = R T_0 \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}},$$

für den unteren Schnittpunkt

$$p_n v = R T_0.$$

Durch Division erhält man

$$\frac{p_n}{p} = \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{n-1}{n}}.$$

Nun ist die Strecke

$$S - S_0 = A R \ln \frac{p}{p_0}$$

und die Strecke

$$S - S_n = A R \ln \frac{p_n}{p_0} = A R \ln \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{1}{n}}.$$

Setzt man den ersteren Entropiewert ein, so wird

$$S - S_n = \frac{1}{n} (S - S_0).$$

Für die Abb. 32 und 33 sind für die Verdichtung und die Entspannung außer Isotherme und Adiabate die Polytropen mit den Exponenten 1,3, 1,2 und 1,1 nach diesem Verfahren eingezeichnet, ferner die Zustandsänderungen mit den Exponenten 1,5 und 0,9. Die Wärmewerte der polytropischen Verdichtungsarbeit und des Kompressorarbeitsbedarfes bei polytropischer Verdichtung sind ohne weiteres aus dem Diagramm zu entnehmen. Im Wärmediagramm ist im Gegensatz zum  $PV$ -Diagramm aber auch ersichtlich, wieviel Wärme bei reibungsfreier Zustandsänderung zu- bzw. abgeführt werden muß, damit der Verlauf mit den Exponenten 1,5 bzw. 0,9 vor sich gehen kann.

Die bei polytropischer Verdichtung im Gas verbleibende Verdichtungswärme bzw. die bei der Entspannung dem Gas entzogene Wärme ist  $J - J_0 = G c_p \cdot (t - t_0)$ , die sich aus der Temperaturzu- bzw. -abnahme bestimmen läßt. Die während der Verdichtung abgeführte, während der Entspannung zugeführte Wärme-

menge ist, immer reibungsfreie Vorgänge vorausgesetzt,  $Q_w = A \int V dP - (J - J_0)$

$$= AP_0 V_0 \frac{n}{n-1} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{n-1}{n}} - 1 \right] - Gc_p (t - t_0).$$

Diesem Wert  $Q_w$  entspricht die schraffierte Fläche der Abb. 31, während die unschraffierte Fläche die Zu- oder Abnahme an Wärmehalt  $J - J_0$  bedeutet. Während diese sich, wie erwähnt, leicht zahlenmäßig aus den Lufttemperaturen bestimmen läßt, ist jene nur durch Planimetrieren der schraffierten Fläche oder nach obiger Gleichung rechnerisch zu ermitteln.

Sobald bei Zustandsänderungen aber innere Reibung wie bei allen Turbomaschinen auftritt, ist auch das Entropiediagramm nicht mehr ein Maßstab für die aufgewandte Arbeit, da aus keinem Merkmal zu entnehmen ist, in welchem Verhältnis der Wärmewert der zugeführten Reibungsarbeit  $Q_r$  zur abgeleiteten Wärme  $Q_w$  steht. Ist  $Q_w = 0$ , die Wandung des Kompressors wärmedicht wie bei ungekühlten Turbogebläsen, so ist durch einfache

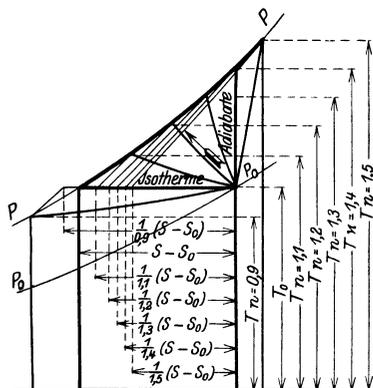


Abb. 32. Wärmewert des Arbeitsbedarfs bei polytropischer Verdichtung.

Temperaturmessung eine sehr gute Darstellung auch der Reibungsarbeit im Entropiediagramm möglich. Wird dagegen durch Kühlung Wärme  $Q_w$  abgeführt, so ist zur Ermittlung der gesamten Verdichtungsarbeit einschließlich Reibungsarbeit außer der Temperaturmessung die Messung der Wärmemengen unumgänglich, die mit dem Kühlwasser abgeleitet werden und in der Druckluft verbleiben. Der letzteren Wärmemenge  $J - J_0$  entspricht wohl die unschraffierte Fläche der Abb. 31; der schraffierte Teil stellt aber nicht mehr die Kühlwassererwärmung dar, da auch die ganze Fläche nicht mehr der Gesamtarbeit entspricht. Ins Kühlwasser geht nicht nur die durch die schraffierte Fläche dargestellte Wärmemenge, sondern auch noch die Reibungswärme  $Q_r$  über; die mit dem Kühlwasser abgeleitete Wärmemenge ist also um den Betrag  $Q_r$  größer als die der schraffierten Fläche entsprechende Wärmemenge  $A \int V dP - Gc_p (t - t_0)$ . Ein Maßstab für  $Q_r$  ist im Diagramm aber nicht enthalten, so daß dieses lediglich eine Darstellung der Zustandsänderung ist, die keinen Rückschluß auf den Gesamtarbeitsaufwand gestattet.

Es muß noch erwähnt werden, daß der Verlauf der Zustandsänderung bei einem gekühlten Turbokompressor niemals den gesetzmäßigen Verlauf mit unverändertem Exponenten wie in Abb. 31 S. 28 haben kann. Zu Beginn der Verdichtung wird mangels eines Temperaturunterschiedes zwischen Luft und Kühlwasser die Zustandslinie überdiabatisch, d. h. mit zunehmender Entropie verlaufen. Späterhin mit größerem Temperaturunterschied geht der Wärmeübergang um so schneller vor

sich. Der Exponent nimmt also praktisch von über 1,4 zu Beginn der Kompression bis auf annähernd 1 am Ende der Verdichtung allmählich ab.

Für die Abb. 34 sind die Werte des Arbeitsbedarfs bei reibungsfreier polytropischer Verdichtung mit den Exponenten  $n = 1,1, 1,2$  und  $1,3$  für  $1 \text{ m}^3$  angesaugte Luft beim Anfangsdruck  $p_0 = 1 \text{ ata}$  und die Druckverhältnisse  $1-6$  berechnet und als Ordinaten auf den Druckverhältnissen  $\frac{p}{p_0}$  als Abszissen aufgetragen. Vergleichshalber ist auch der Arbeitsbedarf bei isothermischer und adiabatischer Verdichtung eingezeichnet. Die erforderliche polytropische Arbeit bei einem anderen Anfangsdruck als  $p_0 = 1 \text{ ata}$ , jedoch bei gleichem Druckverhältnis (nicht Enddruck), ergibt sich durch Multiplikation des ablesbaren Wertes mit dem jeweiligen Anfangsdruck.

Ferner ist die Temperaturzunahme bei  $20^\circ \text{C}$  Anfangstemperatur für die gleichen Exponenten der Polytrope und für die Adiabate bestimmt und in gleicher Weise aufgetragen. Für eine andere Anfangstemperatur

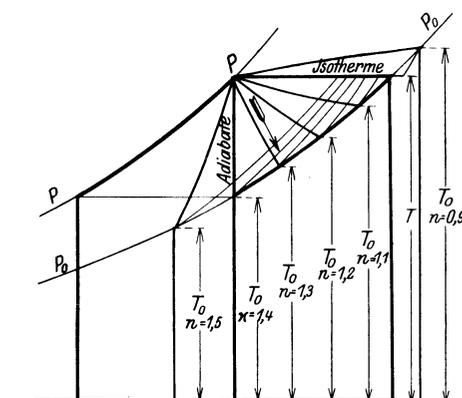


Abb. 33. Wärmewert der Arbeitsleistung bei polytropischer Entspannung.

$t_0$  als  $20^\circ \text{C}$  ergibt sich die Temperaturzunahme durch Multiplikation des ablesbaren Wertes mit  $\frac{273 + t_0}{273 + 20}$ .

Beispiel: Polytropische Verdichtung von 0,85 auf 3,3 ata.

Exponent der Verdichtungsline  $n = 1,32$ .

$$\text{Druckverhältnis } \frac{p}{p_0} = \frac{3,3}{0,85} = 3,9.$$

$$\text{Abb. 34: } L_{\text{pol.}} = 0,85 \cdot 16000 = 13600 \text{ mkg/m}^3.$$

Bei  $20^\circ \text{C}$  Anfangstemperatur ist die Temperaturzunahme nach Abb. 34  $108^\circ \text{C}$ ,

bei  $t_0 = 15^\circ \text{C}$  ist

$$t - t_0 = 108 \frac{273 + 15}{373 + 20} = 106^\circ \text{C};$$

Endtemperatur für  $t_0 = 15^\circ$

$$t = 15 + 106 = 121^\circ \text{C}.$$

Es geht aus der Abb. 34 ebenso wie aus den Abbildungen 29—33 hervor, daß die Abnahme des Exponenten der Kompressionslinie einen verhältnismäßig geringen Einfluß auf den Arbeitsbedarf hat, daß die Mindererwärmung dagegen beträchtlich ist.

Abb. 34 zeigt schließlich noch die entsprechenden Werte bei einem Verlauf der Kompressionslinie mit den Exponenten  $n = 1,5$  und  $n = 0,9$ . Der Verlauf der Verdichtung mit diesen Exponenten bedingt aber eine Zu- oder Abfuhr von Wärme  $Q_r$  oder Arbeit  $AQ_r$  während der Verdichtung, die im  $PV$ -Diagramm nicht erscheint. Bei  $n = 1,5$  ist wohl eine größere Verdichtungsarbeit erforderlich, die auf der Abb. 34 abgelesen werden

kann; außerdem ist aber noch die Zuführung einer weiteren Wärmemenge oder der Aufwand einer weiteren, dieser Wärme gleichwertigen Arbeit während der Verdichtung erforderlich, damit die mehr als adiabatische

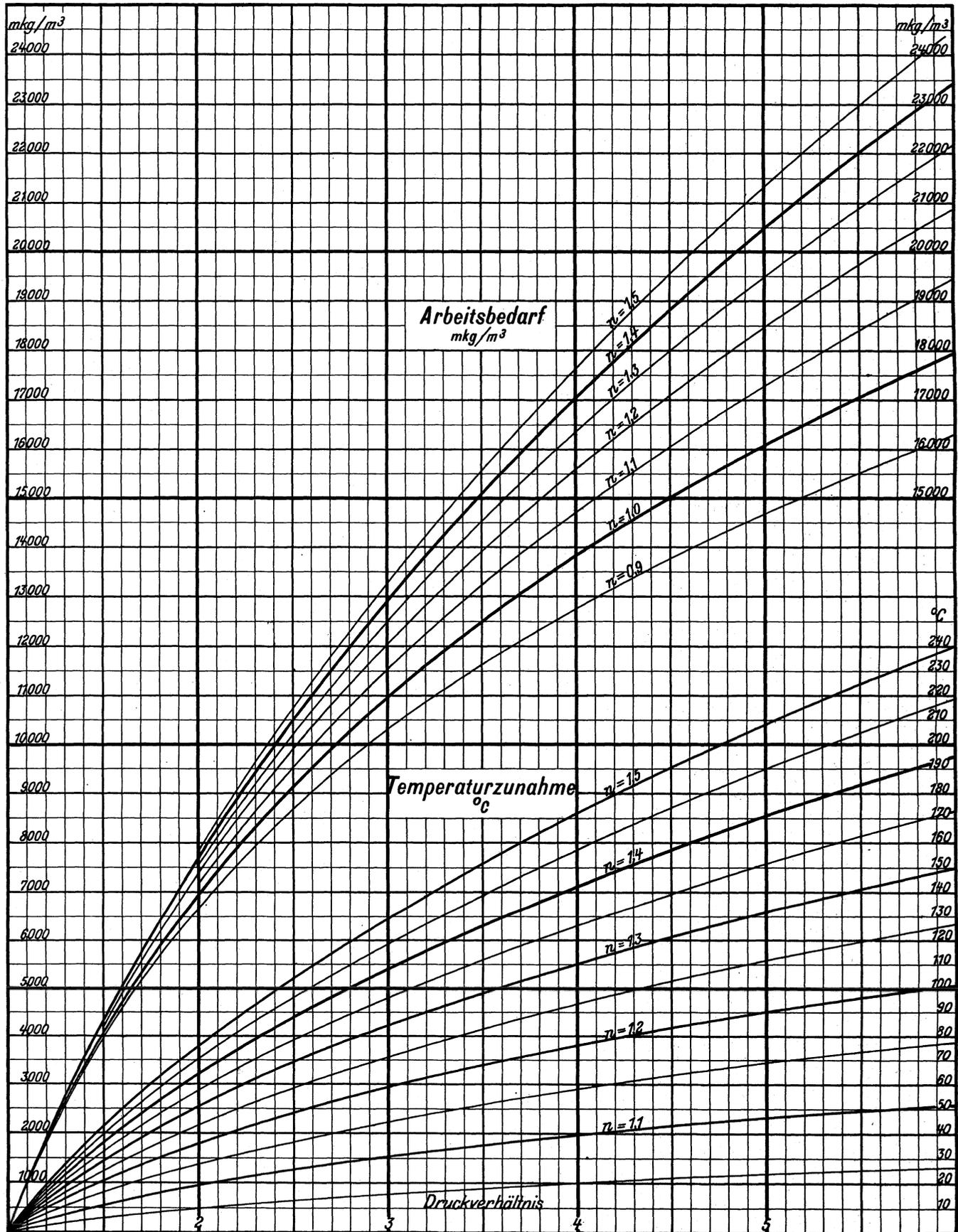


Abb. 34. Arbeitsbedarf und Temperaturzunahme ( $t_0 = 20^{\circ}\text{C}$ ) bei polytropischer Verdichtung.

Temperaturzunahme, die relativ geringere Raumabnahme als bei adiabatischer Verdichtung entstehen kann. Der Arbeitsbedarf in  $\text{mkg}/\text{m}^3$ , der nach dem

$PV$ -Diagramm ermittelt ist, drückt wie dieses nicht mehr den Arbeitswert der insgesamt zuzuführenden Wärme aus. Dafür wird bei wärmedichteten Kompressor-

wandungen die Temperaturzunahme des Gases ein Maßstab für die aufgewendete Arbeit.

Beispiel:  $\frac{p}{p_0} = 5, n = 1,5.$

$$L_a = 20\,500 \text{ mkg/m}^3,$$

$$L_{1,5} = 21\,300 \text{ mkg/m}^3,$$

d. s. 4 vH mehr als bei der Adiabate.

Adiabatische Temperaturzunahme  
bei 20° C Anfangstemperatur . . . . . 170° C  
Temperaturzunahme bei  $n = 1,5$  . . . . . 208° C.

Tatsächlich erforderliche Arbeit, d. i. Verdichtungsarbeit + Arbeitswert der zugeführten Wärme  $AQ_r$

$L_{1,5} = 20\,500 \frac{208}{170} = 25\,200 \text{ mkg/m}^3$ , d. s. 23 vH mehr als bei der Adiabate.

### D. Stufenweise adiabatische Verdichtung mit Zwischenkühlung.

In der Praxis hat man sich dem idealen, isothermischen Verdichtungsverfahren durch Einspritzen von Wasser während der Verdichtung zu nähern gesucht. Der schnelle Verschleiß der sich reibenden Teile führte jedoch dazu, sich mit einem Kühlmantel zu begnügen. Aber nur bei kleinen Kompressorabmessungen kann ein Einfluß der Kühlung auf die Verdichtungstemperatur und den Arbeitsbedarf festgestellt werden. Bei großen Maschinen verläuft die Verdichtung trotz intensivster Kühlung adiabatisch; die Zeit eines Hubes ist zu kurz, als daß der Einfluß der Kühlung bei einem Zylinder von mehr als etwa 500 mm Durchmesser und Hub so weit in das Innere der eingeschlossenen Luft vordringen könnte, daß während der Verdichtung eine bemerkbare Kühlwirkung auftritt, zumal die Luft während der Verdichtung fast stagniert und der Wärmeübergang infolgedessen gering ist. Die Kühlung nach vollendeter Verdichtung während des Hinausschiebens der Luft durch gekühlte Kanäle, wobei die Kühlwirkung infolge der Strömung und Wirbelbildung an der Kühlfläche wirksamer ist, hat keinen Einfluß mehr auf den Arbeitsbedarf. Die Mantelkühlung dient nur noch dazu, die sich reibenden Flächen kühl zu erhalten und die Verharzung des Schmiermittels zu verhindern, die Deckelkühlung verhindert nach Möglichkeit die Erwärmung der Luft beim Eintritt in den Zylinder, trägt also zur Verbesserung des Liefergrades bei und beeinflusst ferner im günstigsten Sinne den Verlauf der Rückentspannungslinie. (Näheres im Text zur Abb. 13, S. 12.)

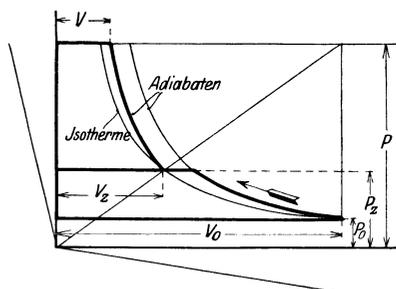


Abb. 35. Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung.

Zu großen Arbeitsbedarf und vor allem eine zu hohe Erwärmung des Gases vermeidet man durch stufenweise Verdichtung und jedesmalige Rückkühlung zwischen zwei Stufen in einem Zwischenkühler. Die Endtemperatur jeder Stufenverdichtung ist  $T_z = T_0 \left(\frac{p_z}{p_0}\right)^{\frac{1}{n}}$ , ist

Das Umgekehrte ist der Fall, wenn  $n$  kleiner als 1 ist. Der Arbeitsbedarf ist geringer als bei der Isotherme; es muß aber eine größere Wärmemenge als der Wärmewert dieser Arbeit, sogar noch eine größere als der Wärmewert der größeren isothermischen Kompressionsarbeit während der Verdichtung abgeleitet werden, damit eine stärkere Raumabnahme als bei der Isotherme möglich ist.

Das von der Verdichtung Gesagte gilt im umgekehrten Sinne von der Entspannung. Polytropische Energieumwandlungen, bei denen die Eigenwärme des Gases und die dem Gas zugeführte Wärme der Umgebung reibungslos in Arbeit umgewandelt werden kann, liegen zwischen Isotherme und Adiabate. Alle anderen Vorgänge außerhalb der Isotherme und Adiabate sind mit Wärmeübergang ohne Energieumsetzung im gewünschten Sinne verbunden.

also außer von jeder Anfangstemperatur  $T_{z0}$  nur noch vom Druckverhältnis  $\frac{p_z}{p_0}$  abhängig.

Vollständige Rückkühlung bis auf die Ansaugtemperatur vorausgesetzt, hat man also in allen Stufen gleiche Verdichtungstemperaturen, wenn das Druckverhältnis das gleiche ist. Ist das gesamte Druckverhältnis  $\frac{p}{p_0}$ , so sind die Druckverhältnisse bei  $n$  Stufen

einander gleich, wenn jedes  $\sqrt[n]{\frac{p}{p_0}}$  ist. Ist  $T_0$  die Ansaugtemperatur, so ist die Verdichtungstemperatur  $T_z$  jeder Stufe zugleich die Endtemperatur

$$T = T_z = T_0 \sqrt[n]{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}}}$$

Da sich infolge der Rückkühlung jedes Mal der Rauminhalt des Gases verringert, so fällt die Fläche im  $PV$ -Diagramm, welche den Arbeitsbedarf des Kompressors darstellt, kleiner aus als bei einstufiger Verdichtung. Der Arbeitsbedarf der ersten Stufe ist

$$L_{a1} = P_0 V_0 \frac{1}{n-1} \left[ \sqrt[n]{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{n-1}{n}}} - 1 \right] \text{ mkg.}$$

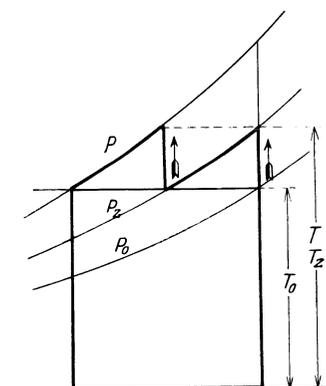


Abb. 36. Wärmewert des Arbeitsbedarfs bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung.

Da nun einmal in allen Stufen das Druckverhältnis das gleiche und sodann bei vollständiger Rückkühlung auf die Anfangstemperatur, also auf die Isotherme, zu Beginn jeder weiteren Verdichtung der Wert  $P_z V_z = P_0 V_0$  = unveränderlich ist (siehe Abb. 35), so ist der Arbeitsbedarf jeder weiteren Stufe gleich dem der ersten.

Der gesamte Arbeitsbedarf ist demnach bei  $n$ -stufiger adiabatischer Verdichtung

$$L_{na} = n P_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \sqrt[n]{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}} - 1 \right] \text{ mkg,}$$

bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung

$$L_{2a} = 2 P_0 V_0 \frac{\kappa - 1}{\kappa} \left[ \sqrt{\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}} - 1 \right] \text{ mkg.}$$

In Abb. 36 ist der Wärmewert des Arbeitsbedarfs bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung im Entropiediagramm dargestellt, in dem außer der Ersparnis an Arbeit besonders deutlich die geringere Erwärmung in die Erscheinung tritt. Bei vollständiger Rückkühlung ist der Wärmewert der vom Kompressor aufzuwendenden Arbeit

$$A L_{2a} = 2 G c_p (t_z - t_0) \text{ kcal.}$$

Die Arbeitsleistung bei zweistufiger adiabatischer Entspannung mit vollkommener Zwischenerwärmung ist genau so groß wie der Arbeitsbedarf bei der Verdichtung mit vollkommener Zwischenkühlung. Vom Anfangsdruck  $P$  und dem Anfangsvolumen  $V$  bei der Entspannung ausgehend, ist

$$L_{2a} = 2 P V \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \sqrt{\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}} \right] \text{ mkg.}$$

In Abb. 37 ist die zweistufige Entspannung im  $PV$ -Diagramm, in Abb. 38 im Entropiediagramm dargestellt.

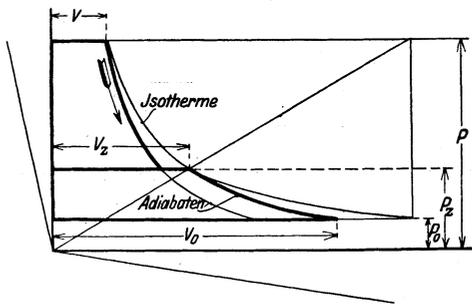


Abb. 37. Arbeitsleistung bei zweistufiger adiabatischer Entspannung.

Da für Luft

$$\kappa = 1,4, \quad \frac{\kappa}{\kappa - 1} = 3,5$$

und

$$\frac{\kappa - 1}{2\kappa} = \frac{0,4}{2,8} = \frac{1}{7} = 0,143$$

ist, so ergibt sich der Arbeitsbedarf für  $1 \text{ m}^3$  angesaugte Luft bei reibungsloser zweistufiger adiabatischer Verdichtung zu

$$L_{2a} = 70000 p_0 \left[ \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,143} - 1 \right] \text{ mkg/m}^3.$$

Auf Tafel 17 sind die Anfangsdrücke als Abszissen, der Arbeitsbedarf  $L_{2a}$  bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung für verschiedene Enddrücke als Ordinaten aufgetragen. Die Tafeln 18–20 sind für die meist vorkommenden Anfangsdrücke von 0,8–1,2 ata sowie für die Enddrücke von etwa 4–12 ata in größerem Maßstabe gezeichnet.

Beispiel:

$$p_0 = 1,1 \text{ ata}, \quad p = 7,5 \text{ ata};$$

$$\text{Tafel 17; } L_{2a} = 24400 \text{ mkg/m}^3$$

$$p_0 = 1,025 \text{ ata}, \quad p = 482 \text{ ata};$$

$$\text{Tafel 18; } L_{2a} = 17750 \text{ mkg/m}^3$$

$$p_0 = 0,984 \text{ ata}, \quad p = 7,25 \text{ ata};$$

$$\text{Tafel 19; } L_{2a} = 22760 \text{ mkg/m}^3$$

$$p_0 = 1,012 \text{ ata}, \quad p = 10,88 \text{ ata};$$

$$\text{Tafel 20; } L_{2a} = 28620 \text{ mkg/m}^3$$

### Leistungsbedarf des Kompressors bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung.

Der theoretische Leistungsbedarf eines zweistufigen Kolbenkompressors zur Verdichtung von  $8900 \text{ m}^3/\text{h}$  von 1,012 ata auf 10,88 ata ist

$$N_{2a} = \frac{8900 \cdot 28620}{3600 \cdot 75} = 943 \text{ PS}_{2a}.$$

### Wirkungsgrade, bezogen auf den Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung.

Infolge der Widerstände, welche beim Strömen der Luft durch die Kanäle und Steuerorgane (Widerstände in der Saug- und Druckleitung darf man nicht zu Lasten des Kompressors rechnen) sowohl beim Ansaugen als beim Fortdrücken auftreten, weist das Indikatorgramm auch bei zweistufigen Kolbenkompressoren eine größere Fläche auf, als der theoretischen entspricht. Das Verhältnis beider Flächen ist der Wirkungsgrad des Kompressionsvorganges  $\eta_{2a \text{ Verd.}}$ , kurz ausgedrückt, bezogen auf die zweistufige Adiabate.

Würde der in den Kompressorzylindern indizierte Leistungsbedarf des als Beispiel gewählten Kompressors 1016 PS betragen, so wäre der Wirkungsgrad des Ver-

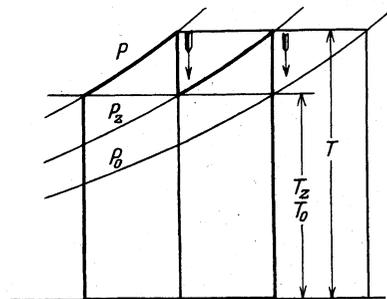


Abb. 38. Wärmewert der Arbeitsleistung bei zweistufiger adiabatischer Entspannung.

dichtungsvorganges  $\eta_{2a \text{ Verd.}} = \frac{943}{1016} = 0,928$ , bezogen auf die zweistufige Adiabate. Die Widerstände würden also etwa 8 vH ausmachen.

Bei 1120 PS effektiven Leistungsbedarf wäre der mechanische Wirkungsgrad

$$\eta_{\text{mech.}} = \frac{1016}{1120} = 0,907$$

und der Gesamtwirkungsgrad des Kompressors

$$\eta_{2a \text{ ges.}} = \frac{943}{1120} = 0,842,$$

bezogen auf die zweistufige Adiabate.

Würde der gleiche Kompressor am freien Ende seiner Kurbelwelle durch eine Dampfmaschine mit 90 vH mechanischem Wirkungsgrad angetrieben, so wäre die indizierte Dampfmaschinenleistung  $N_i = \frac{1120}{0,9} = 1244 \text{ PS}_i$ .

Wird der Kompressor aber durch eine mit ihm in Tandembauart angeordnete Dampfmaschine betrieben, so geht der größte Teil der Kolbenkräfte reibungsfrei von den Dampfkolben auf die Kompressorkolben über und der mechanische Wirkungsgrad des ganzen Aggre-

gats ist nicht schlechter als bei Antrieb des Kompressors von der Kurbelwelle her, beispielsweise durch Elektromotor. Die indizierte Dampfmaschinenleistung ist dann also wieder 1120 PS. Der indizierte Leistungsbedarf des Kompressors ist dann die effektive Leistung der Dampfmaschine, die indizierte Dampfmaschinenleistung der effektive Leistungsbedarf des Kompressors.

Der Gesamtwirkungsgrad des Kompressors besteht also wieder aus 2 Faktoren:

$$\eta_{2a \text{ ges.}} = \eta_{2a \text{ Verd.}} \cdot \eta_{\text{mech.}} = 0,928 \cdot 0,907 = 0,842.$$

Genau wie beim einstufigen Kompressor kennzeichnet keiner der beiden Faktoren des Gesamtwirkungsgrades allein die Güte der Maschine; der mechanische Wirkungsgrad allein ist also als Garantie belanglos. Eine Gewährleistung muß alle Verluste umschließen, die Widerstände im Diagramm, eventuelle Minderrückkühlung, deren Einfluß in einem besonderen Abschnitt noch behandelt wird, und die Verluste durch mechanische Reibung. Die alles umfassende Gewährleistung für eine bestimmte Saugleistung bei festgelegtem Anfangs- und Enddruck ist der Leistungsverbrauch in PS, bei Antrieb durch Riemen oder Elektromotor in  $PS_e$ , bei Antrieb durch Dampfmaschine in  $PS_i$ , in den Dampfzylindern indiziert, ganz gleichgültig, ob Kompressor und Dampfmaschine in Tandem- oder Zwillingsbauart angeordnet sind. In diese Garantie sind alle Verluste eingeschlossen, der Gesamtwirkungsgrad ist damit genau festgelegt. Umgekehrt ließe sich der Leistungsbedarf bei garantiertem Gesamtwirkungsgrad nur berechnen, wenn genau gesagt würde, worauf er bezogen werden soll.

Es hätte ja etwas für sich, wenn der Gesamtwirkungsgrad ein für allemal auf die Isotherme bezogen würde, da dann auch Kompressoren verschiedenen Prinzips bei gleichen oder annähernd gleichen Druckverhältnissen ohne weiteres verglichen werden können. Beim letzten Beispiel für einen zweistufigen Kolbenkompressor ist die isothermische Leistung

$$N_{is} = \frac{8900 \cdot 24030}{3600 \cdot 75} = 792 \text{ PS}_{is}$$

und der isothermische Gesamtwirkungsgrad

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{792}{1120} = 0,70.$$

Der auf die Isotherme bezogene Wirkungsgrad muß aber infolge der Abweichung der Adiabate von der Isotherme mit steigendem Druckverhältnis abnehmen, während der Wirkungsgrad, auf diejenige theoretische Leistung bezogen, welche dem wirklichen Verlauf der Kompression am nächsten liegt, im vorliegenden Falle die zweistufige Adiabate, bei weitem nicht so stark vom Druckverhältnis abhängig ist. Bei zweistufigen Kolbenkompressoren mit Rückkühlung wird man daher immer die zweistufige Adiabate zur Kennzeichnung der Arbeitsweise heranziehen, da dieser Wirkungsgrad am wenigsten von I abweicht, es sei denn, daß man einen Vergleich mit einem vielstufigen Turbokompressor mit fast ununterbrochener Rückkühlung beabsichtigt, für den die Isotherme geeigneter ist. Aus der Abb. 27 S. 24, ist der Faktor zu entnehmen, im vorliegenden Fall der Wirkungsgrad der zweistufigen Adiabate, bezogen auf die Isotherme, mit dem der Wirkungsgrad des Kompressors, bezogen auf die zweistufige Adiabate, noch zu multiplizieren ist, um den isothermischen Wirkungsgrad zu erhalten.

Soll der Wirkungsgrad der antreibenden Dampfmaschine oder des Elektromotors in die Garantie ein-

geschlossen werden, so ist die alles umfassende und die Wirtschaftlichkeit des ganzen Aggregats am besten kennzeichnende Gewährleistung das stündlich verbrauchte Dampfgewicht bzw. der Wattverbrauch oder der Dampf- bzw. Wattverbrauch für  $1 \text{ m}^3$  angesaugte Luft, die von einem bestimmten Anfangsdruck auf einen bestimmten Enddruck zu pressen ist. Dabei sind der Dampfzustand beim Eintritt in die Maschine und der Dampfdruck beim Austritt aus der Maschine festzulegen und beim elektrischen Antrieb die eventuellen Verluste durch Riemen oder Zahnradübertragung zu berücksichtigen.

Der Gesamtwirkungsgrad des Aggregates wird, je nachdem, ob er auf die einstufige Adiabate, auf die Isotherme, auf die zweistufige Adiabate oder auf einen anderen theoretischen Wert bezogen wird, verschieden groß sein, zumal wenn noch der thermische Wirkungsgrad der Antriebsdampfmaschine eingeschlossen wird, der bei Dampfturbinen wohl weniger, bei Kolbenmaschinen aber stark mit dem Dampfanfangszustand und dem Enddruck sich ändert.

Bei der Beurteilung des Gesamtwirkungsgrades ist daher nicht nur zu prüfen, welche theoretischen Werte ihm zugrunde gelegt sind, es müssen auch die ganzen Betriebsverhältnisse in Erwägung gezogen werden. Dagegen ist die einfache Garantie des Verbrauches für  $1 \text{ m}^3$  angesaugte Luft oder des stündlichen Gesamtverbrauches bei festgelegter Saugmenge und Drucken dem Betriebsinhaber ohne weiteres ein Maßstab für die Wirtschaftlichkeit der Anlage und ermöglicht einen Vergleich, der an Klarheit und Bestimmtheit nicht zu übertreffen ist. Alle Einzelwirkungsgrade, worauf sie immer zu beziehen sind, können dem Käufer und Besitzer ganz gleichgültig sein, wenn die Maschine diese alles umfassende Garantie erfüllt. Infolge dieser Erkenntnis ist in den „Regeln für Leistungsversuche an Ventilatoren und Kompressoren“ (VDI-Verlag, G. m. b. H., Berlin) gesagt: „Die Gewährleistungen für die Wirtschaftlichkeit des Lieferumfanges gelten unter Ausschluß von Zwischenarten als erfüllt, wenn die wirtschaftliche Gesamtgewährleistung für die Anlage erreicht wird.“

### Vergleichsrechnung bei zweistufiger Verdichtung.

Eine Umrechnung auf nicht wesentlich abweichende Verhältnisse zum Zwecke des Vergleichs muß unter Annahme gleicher Wirkungsgrade, bezogen auf die zweistufige Adiabate, geschehen.

Der als Beispiel gewählte zweistufige Kompressor würde zur Verdichtung von  $9000 \text{ m}^3/\text{h}$  von 1 auf 11,1 at

$$N_e = 1120 \frac{9000 \cdot 28770}{8900 \cdot 28620} = 1138 \text{ PS}_e$$

erfordern. Dann wäre wieder

$$\eta_{2a \text{ ges.}} = \frac{9000 \cdot 28770}{3600 \cdot 75 \cdot 1138} = 0,842,$$

bezogen auf die zweistufige Adiabate, wie durch Messung festgestellt wurde.

### Reduzierter mittlerer indizierter Druck.

Der theoretische Wert  $p_i \text{ red. theor.}$ , bezogen auf den Niederdruck-Kompressorzylinder, ist wie bei einstufiger Verdichtung der ablesbare Wert des Arbeitsbedarfes  $L_{2a}$  in  $\text{mkg}/\text{m}^3$ , dividiert durch 10000 und multipliziert mit dem volumetrischen Wirkungsgrad

$$p_i \text{ red. theor.} = \frac{L_{2a}}{10000} \cdot \eta \text{ vol.}$$

Beispiel: Zweistufige Verdichtung von 1,01 auf 7,2 ata,  $\eta_{vol.} = 92$  vH.

Tafel 19:  $p_i \text{ red. theor.} = \frac{22920}{10000} 0,92 = 2,082 \text{ kg/cm}^2$ .

Ist der Wirkungsgrad  $\eta_{2a \text{ Verd.}} = 95$  vH, so ist der tatsächliche, auf den Niederdruck-Kompressorzylinder reduzierte, mittlere indizierte Druck

$$p_i \text{ red.} = \frac{2,082}{0,95} = 2,19 \text{ kg/cm}^2$$

### Zwei- oder mehrstufige Verdichtung?

Durch die einmalige Zwischenkühlung bei Kolbenkompressoren wird der Arbeitsbedarf bei dem gebräuchlichsten Enddruck von 7 ata von 26040 mkg/m<sup>3</sup> bei einstufiger Verdichtung (Tafel 7) auf 22450 mkg/m<sup>3</sup> (Tafel 19), d. i. um 13,8 vH vermindert. Bei isothermischer Verdichtung würde er nur noch 19450 mkg/m<sup>3</sup>

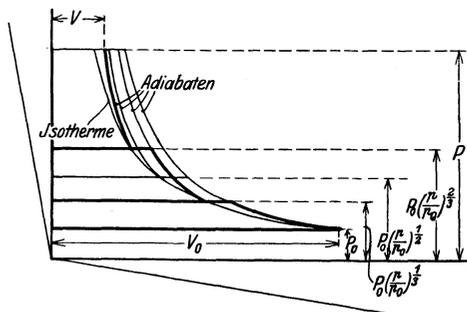


Abb. 39. Arbeitsbedarf bei dreistufiger adiabatischer Verdichtung.

(Tafel 15) betragen, d. s. 25,3 vH weniger als bei einstufiger adiabatischer Verdichtung.

Es ist naheliegend, durch mehrmalige Zwischenkühlung den Minderaufwand von 13,8 vH bei einmaliger Zwischenkühlung noch zu vergrößern, sich dem Idealfall der Isotherme noch mehr zu nähern.

Bei dreistufiger Verdichtung ist der theoretische Arbeitsbedarf zum Pressen von 1 m<sup>3</sup> angesaugte Luft von 1 auf 7 ata

$$L_{3a} = 3 \cdot 10000 \cdot 3,5 \left[ \sqrt[3]{7^{0,286}} - 1 \right] = 3 \cdot 7140 = 21420 \text{ mkg/m}^3$$

( $\sqrt[3]{7} = 1,913$ , Tafel 3:  $L_a = 7140 \text{ mkg/m}^3$ ). Der Minderarbeitsbedarf gegenüber der einstufigen Adiabate ist 17,7 vH. Während also durch die erste Zwischenkühlung der Arbeitsbedarf um 13,8 vH vermindert wird, sind durch die zweite Zwischenkühlung nur noch 17,7 - 13,9 = 3,9 vH zu ersparen. (Abb. 39 und 40 zeigen zwei- und dreistufige Verdichtung im P-V- und im T-S-Diagramm.) Ein Teil dieser Ersparnis wird praktisch durch die bei dreimaligem Ansaugen und Fortdrücken vermehrten Widerstände aufgezehrt, ein anderer Teil geht durch die vermehrte mechanische Reibung infolge der dritten Kolbenreibfläche verloren, so daß der übrig bleibende geringe Gewinn nicht die Anlagekosten eines zweiten Zwischenkühlers und eines dritten Zylinders rechtfertigen würde. Der erstrebte Gewinn könnte sich sogar in einen Verlust verwandeln, wenn die Betriebsverhältnisse nur eine mangelhafte Rückkühlung ermöglichen würden.

Die Abb. 27, S. 24, zeigte, wie groß der Wirkungsgrad 1-, 2-, 3- und 4stufiger adiabatischer Verdichtung bezogen auf die Isotherme, bei den Druckverhältnissen 1 bis 10 ist. In der Abb. 41 ist dagegen der Arbeitsbedarf bei 2-, 3- und 4stufiger adiabatischer sowie bei isothermischer Verdichtung auf den bei einstufiger

adiabatischer Verdichtung bezogen. Die Druckverhältnisse sind als Abszissen, die Arbeiten in vH derjenigen bei der einstufigen Adiabate als Ordinaten aufgetragen. Die Ersparnis durch die erste Unterteilung des gesamten Druckverhältnisses ist beträchtlich; mit jeder weiteren Stufe nimmt der theoretische Arbeitsbedarf wohl noch ab, die Ersparnis wird von Stufe zu Stufe aber immer geringer. Die Isotherme stellt den theoretischen Mindestwert an Arbeitsaufwand dar.

Beispiel: Druckverhältnis  $\frac{p}{p_0} = 7$

- 2stufige Adiabate  $L_{2a} = \sim 86$  vH  $L_a$  einstufig
- 3stufige Adiabate  $L_{3a} = \sim 82$  vH  $L_a$  einstufig
- 4stufige Adiabate  $L_{4a} = \sim 80$  vH  $L_a$  einstufig
- Isotherme  $L_{is} = \sim 75$  vH  $L_a$  einstufig

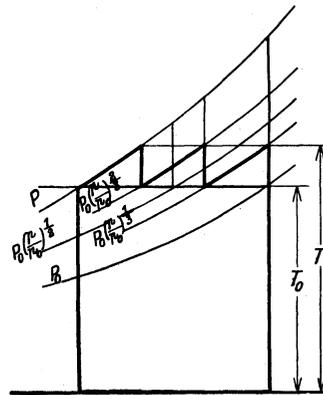


Abb. 40. Wärmewert des Arbeitsbedarfs bei dreistufiger adiabatischer Verdichtung.

Mitbestimmend für die Anzahl der Stufen ist ferner die auftretende Verdichtungstemperatur, die mit Rücksicht auf die Betriebssicherheit je nach Beschaffenheit des verwendeten Kompressoröls einen bestimmten Wert, nach Vorschrift des Oberbergamts zu Dortmund 140 °C nicht überschreiten soll. Bei zweistufiger Verdichtung von 1 auf 7 ata, also bei  $\sqrt{7}$ facher, d. i.  $\sim 2,65$ facher Kompression in jeder Stufe, ist die Endtemperatur bei 35 °C Rückkühltemperatur hinter dem Zwischenkühler nach der Entropie-Tafel 9 135 °C. Auch aus diesem Grunde ist daher dreistufige Kompression bei 7fachem Kompressionsverhältnis nicht gerechtfertigt, da es keine Vorteile bietet, wenn die mit großer Vorsicht festgelegte

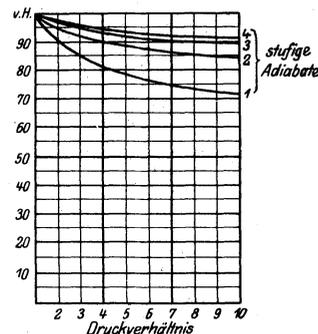


Abb. 41. Vergleich der 2-, 3- und 4stufigen Adiabate und der isothermen mit der einstufigen Adiabate.

zulässige Höchsttemperatur von 140 °C unterschritten wird. Der Endtemperatur darf überhaupt keine zu große Bedeutung beigemessen werden, da die Forderung niedriger Endtemperatur nur dazu führt, das Druckverhältnis in unrichtiger Weise zu teilen, mit welcher Maßnahme ein wirtschaftlicher Vorteil natürlich nicht verbunden ist.

Bei Verdichtung auf höhere Drucke nimmt der

Minderarbeitsbedarf bei drei- und mehrstufiger Kompression im Vergleich zu dem bei zweistufiger Kompression wieder zu. In Abb. 42 ist für die Druckverhältnisse 1 bis 200 der theoretische Arbeitsbedarf bei

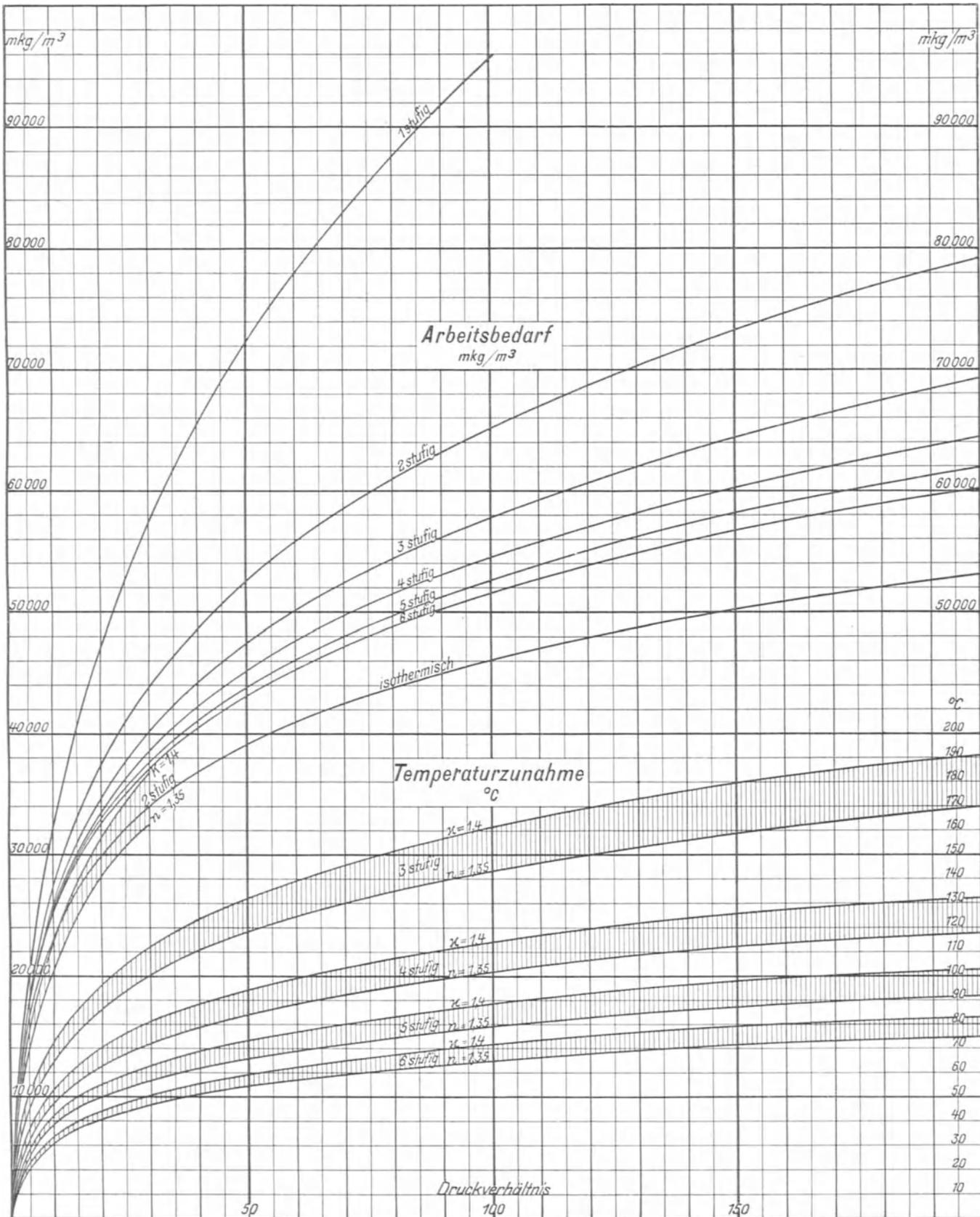


Abb. 42. Arbeitsbedarf und Temperaturzunahme ( $t_0 = 20^{\circ}\text{C}$ ) bei ein- und mehrstufiger Verdichtung.

1 ata Anfangsdruck in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft bei 1- bis 6stufiger adiabatischer und bei isothermischer Kompression aufgetragen. Ferner ist die Temperatur-

zunahme in jeder Stufe bei denselben Stufenzahlen für  $\kappa = 1,4$  und  $n = 1,35$  für  $20^{\circ}$  Ansaug- und Rückkühltemperatur bestimmt und als Ordinate auf den Druck-

verhältnissen als Abszissen aufgetragen. Bei größeren Maschinen mit hoher Kolbengeschwindigkeit, bei denen die Kühlwirkung in der kurzen Zeit eines Hubes nicht weit genug vordringt, als daß der Verlauf der Kompress-

Dann ist

$$p_0^{-1} \cdot p_z^{1-1} = p^1 \cdot p_z^{-1-1}.$$

$$p_z^2 = p_0 p$$

Beispiele für die Wahl der Verdichtungsstufenzahl.

Anfangsdruck $p_0 = 1$ ata, Enddruck $p$ in atü		30	100	150	200
Arbeitsbedarf $L_a$ in $\text{mkg/m}^3$ . . . . .	2stufig	44400	—	—	—
	3- „	40600	58100	64500	69100
	4- „	38900	54700	60400	64500
	5- „	37900	52800	58300	62000
	6- „	37400	51600	56700	60400
	Adiabatische Verdichtungstemperatur in $^\circ\text{C}$ bei $40^\circ$ Anfangstemperatur . . . . .	2stufig	238	—	—
3- „		162	213	232	245
4- „		127	163	175	184
5- „		108	134	144	151
6- „		96	117	124	130
Polytropische Verdichtungstemperatur in $^\circ\text{C}$ bei $n = 1,3$ und $40^\circ$ Anfangstemperatur . . . . .		2stufig	192	—	—
	3- „	135	173	187	198
	4- „	109	136	145	152
	5- „	94	115	122	127
	6- „	84	101	107	111
	Zweckmäßige Stufenzahl mit Rücksicht auf Arbeitsbedarf und Verdichtungstemperatur . . . . .		3stufig	4stufig	5stufig evtl. 6stufig

sionslinie beeinflusst werden könnte, muß mit der adiabatischen Temperaturzunahme gerechnet werden; bei kleineren werden geringere Temperaturen entsprechend  $n =$  etwa 1,3 auftreten. Der Einfluß der Kühlung auf den Arbeitsbedarf kann hierbei aber immer vernachlässigt werden.

**Teilung des Druckverhältnisses.**

Bei zweistufiger Verdichtung mit adiabatischer Zustandsänderung vom Anfangsdruck  $p_0$ , auf den Enddruck  $p$  ist der Arbeitsbedarf  $L$  beider Stufen bei dem Zwischenkühlerdruck  $p_z$

$$L = P_0 V_0 \frac{\kappa - 1}{\kappa} \left[ \left( \frac{p_z}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right] + P_z V_z \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right].$$

Unter Berücksichtigung, daß bei vollkommener Rückkühlung  $P_0 V_0 = P_z V_z$ , ist

$$L = P_0 V_0 \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ \left( \frac{p_z}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} + \left( \frac{p}{p_z} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 2 \right].$$

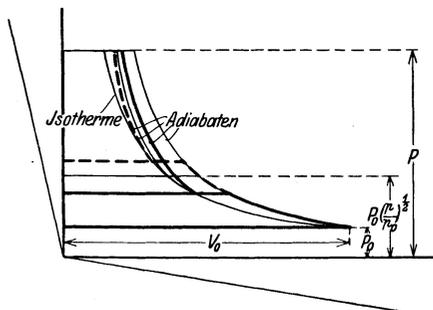


Abb. 43. Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung bei ungleichen Druckverhältnissen.

$L$  wird ein Mindestwert, wenn

$$\frac{\kappa - 1}{\kappa} p_0^{-\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \cdot p_z^{\frac{\kappa - 1}{\kappa} - 1} - \frac{\kappa - 1}{\kappa} p^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \cdot p_z^{-\frac{\kappa - 1}{\kappa} - 1} = 0.$$

$$p_z = \sqrt[p_0 p]{p_0} = p_0 \sqrt[p]{p_0}$$

$$\frac{p_z}{p_0} = \frac{p}{p_z} = \sqrt[p]{p}.$$

Bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung ist der Arbeitsbedarf also dann ein Minimum, wenn die Druckverhältnisse beider Stufen einander gleich, bei Verdichtung von 1 auf 7 ata also gleich  $\sqrt[7]{7} = \sim 2,65$  sind. Wird dieses Druckverhältnis nicht eingehalten, so nimmt der Arbeitsbedarf zu, wie die folgenden beiden Beispiele zeigen werden.

1. Das Druckverhältnis der ersten Stufe sei 20 vH geringer als theoretisch, also  $2,65 \cdot 0,8 = \sim 2,1$ ; das der zweiten Stufe würde dann  $\frac{7}{2,1} = 3,33$  sein.

Tafel 3 und 4:  $L = 8270 + 14360 = 22630 \text{ mkg/m}^3$ , d. s. 0,8 vH mehr als  $22450 \text{ mkg/m}^3$  bei theoretischer Teilung.

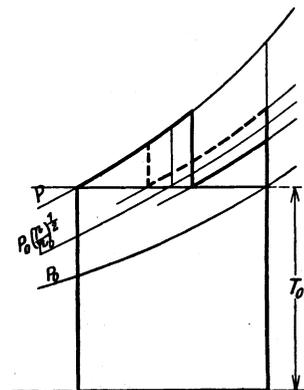


Abb. 44. Wärmewert des Arbeitsbedarfs zweistufiger adiabatischer Verdichtung bei ungleichen Druckverhältnissen.

2. Das Druckverhältnis der ersten Stufe sei 20 vH größer als theoretisch, also  $2,65 \cdot 1,2 = \sim 3,2$ ; das der zweiten Stufe würde dann  $\frac{7}{3,2} = 2,257$  sein.

Tafel 4 und 3:  $L = 13370 + 9170 = 22540 \text{ mkg/m}^3$ , d. s. 0,4 vH mehr als bei theoretischer Teilung. (Abb. 43 und 44 sind die Darstellungen der kurzen Rechnung im  $PV$ - und  $TS$ -Diagramm.)

Der Mehrarbeitsbedarf ist selbst bei der beträchtlichen Abweichung von 20 vH von dem theoretischen Zwischenkühlerdruck jedoch so gering, daß er für die Praxis belanglos ist, zumal, wenn durch die Abweichung vom theoretischen Wert andere Vorteile, beispielsweise günstigere Verteilung der gesamten Kolbenkräfte einschließlich der Dampfkolbendrucke, erzielt werden können.

In der Abb. 45 ist dargestellt, wie groß der Arbeitsbedarf bei Verdichtung von 1 auf 7 ata bei verschiedenen

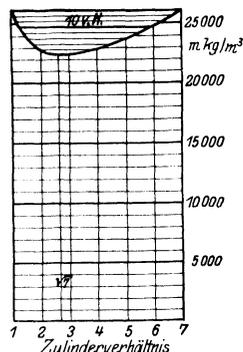


Abb. 45. Abhängigkeit des Arbeitsbedarfs bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung von 1 auf 7 ata vom Druckverhältnis der ersten Stufe.

großer Abweichung des Zylinderverhältnisses vom theoretischen Wert ist. Die Zylinderverhältnisse sind als Abszissen, der jeweilige theoretische Arbeitsbedarf in  $\text{mkg/m}^3$  angesaugte Luft ist als Ordinate aufgetragen. Der Arbeitsbedarf ist am geringsten bei dem Zylinderverhältnis  $\sqrt[7]{7}$ . Bei geringerem und größerem Druckverhältnis kann sowohl der Arbeitsbedarf in  $\text{mkg/m}^3$  als auch seine Zunahme in vH im Vergleich zu dem Mindestwert abgelesen werden.

Für höhere Drucke mit niefacher Unterteilung des gesamten Druckverhältnisses gilt für das über die Wahl des Zylinderverhältnisses Gesagte in sinngemäßer Weise.

### Unvollkommene Rückkühlung.

Findet vollständige Rückkühlung nicht statt, so ist das Anfangsvolumen der nächsten Stufe und damit ihr Arbeitsbedarf im Verhältnis der absoluten Rückkühltemperatur zur absoluten Anfangstemperatur größer als bei vollkommener Rückkühlung auf die Isotherme (Abb. 46). Ermöglicht umgekehrt der Temperaturunter-

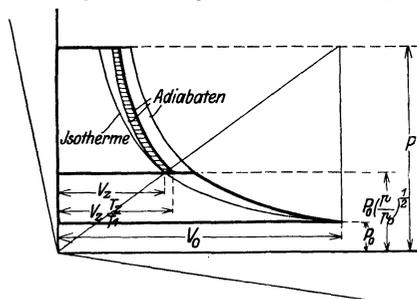


Abb. 46. Mehrarbeitsbedarf bei unvollkommener Rückkühlung.

schied zwischen angesaugter Luft und Kühlwasser eine tiefere Rückkühlung als auf die Ansaugtemperatur, so fällt das Anfangsvolumen und damit der Arbeitsbedarf der nächsten Stufe kleiner aus. Da Ansaug- und Rückkühltemperaturen fast immer in der Nähe von  $27^\circ\text{C} = 300^\circ\text{C abs.}$  liegen, so bedingen je  $3^\circ\text{C}$  Minderrück-

kühlung etwa 1 vH Mehrarbeitsbedarf, je  $3^\circ\text{C}$  tiefere Rückkühlung etwa 1 vH Arbeitersparnis in der folgenden Stufe. Bei zweistufiger Verdichtung ist der Arbeitsbedarf in beiden Stufen annähernd gleich, so daß je  $6^\circ$  Mehr- oder Minderrückkühlung den gesamten Arbeitsbedarf um etwa 1 vH vergrößern bzw. verringern.

Von diesem Gesichtspunkte aus muß man bei zwei- oder mehrstufigen Kompressoren von einem Einfluß der Ansaugtemperatur auf den Arbeitsbedarf sprechen, der bei einstufigen Maschinen trotz Kühlmantel nicht vorhanden ist. Richtiger gesagt ist es der Temperaturunterschied zwischen der angesaugten Luft und dem Kühlwasser, der den Arbeitsbedarf bei der Verdichtung beeinflusst. Saugt man z. B. Luft von  $-10^\circ\text{C}$  an, so ist mit Wasser niemals vollständige Rückkühlung zu erzielen und der Arbeitsbedarf muß größer sein als wenn warme Luft angesaugt wird, bei der vollständige Rückkühlung auf die höhere Temperatur leicht möglich ist.

In anschaulicher Weise zeigt dies das Wärmewertdiagramm. In der Abb. 47 ist der Wärmewert des minimal erreichbaren Kompressorarbeitsbedarfs bei  $+10^\circ$  Ansaugtemperatur und  $+5^\circ$  Kühlwassertemperatur dargestellt. Rückkühlung ist dauernd nur auf ca.  $20^\circ$  über Wassertemperatur, also auf  $+25^\circ\text{C}$  möglich. Die schraffierte Fläche stellt das unvermeidliche Mehr an

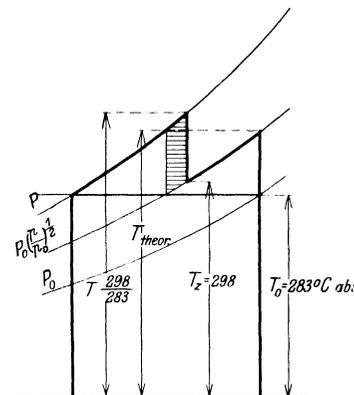


Abb. 47. Wärmewert des Mehrarbeitsbedarfs bei unvollkommener Rückkühlung.

Arbeitsaufwand gegenüber vollständiger Rückkühlung auf  $10^\circ$  Ansaugtemperatur dar. Der Mehrbetrag macht ca.  $\frac{15}{6} = \sim 2,5 \text{ vH}$  aus.

Ähnlich liegt der Fall bei gekühlten Turbokompressoren, welche vielstufig auf den verlangten Enddruck pressen, und bei denen zwischen je 2 Stufen die Verdichtungs- und Reibungswärme der Luft möglichst entzogen wird. Die erreichbare Rückkühlung der Luft liegt stets über der Kühlwassertemperatur, da immer ein gewisser Temperaturunterschied erforderlich ist, um die Luftwärme durch die Wandung der Kühlflächen an das Kühlwasser überzuleiten. Saugt man Luft an, kälter als das Kühlwasser, so ist vollständige Rückkühlung ausgeschlossen; sie ist dagegen erreichbar, wenn Luft angesaugt wird, die beträchtlich wärmer als das Kühlwasser ist.

### Einfluß des Temperaturunterschiedes zwischen angesaugter Luft und Kühlwasser auf den Arbeitsbedarf und den isothermischen Wirkungsgrad.

Zur Verdichtung von  $10000 \text{ m}^3$  stündlich angesaugte Luft von 1 auf 7 ata sind bei isothermischer Verdichtung nach Tafel 15

$$N_{is} = \frac{10000 \cdot 19460}{3600 \cdot 75} = 721 \text{ PS}_{is}$$

erforderlich. Es soll untersucht werden, wie groß der effektive Leistungsbedarf ist, wenn bei 15° Ansaugtemperatur der Luft Kühlwasser von

- 1) 5° C,
- 2) 15° C und
- 3) 25° C

verwendet wird.

**a) Zweistufiger Kolbenkompressor.**

Der Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung ist nach Tafel 19 22450 mkg/m³. Bei vollkommener Rückkühlung würde der Arbeitsbedarf jeder Stufe die Hälfte, also 11225 mkg/m³ sein. Praktisch ist die Rückkühlung trotz sehr reichlicher Kühlwasser-

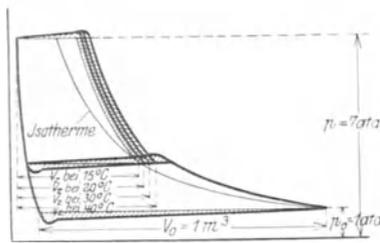


Abb. 48. Arbeitsbedarf eines zweistufigen Kolbenkompressors bei Verdichtung von 1 auf 7 ata bei verschiedener Kühlwassertemperatur.

menge nur auf etwa 15° C über Kühlwassereintrittstemperatur zu erreichen, also auf etwa

- 1) 20° C,
- 2) 30° C,
- 3) 40° C

(siehe Abb. 48 und 49). Damit steigt der Arbeitsbedarf der zweiten Stufe auf

- 1)  $11225 \frac{273 + 20}{273 + 15} = 11420 \text{ mkg/m}^3$ ,
- 2)  $11225 \frac{273 + 30}{273 + 15} = 11810 \text{ „}$
- 3)  $11225 \frac{273 + 40}{273 + 15} = 12200 \text{ „}$

Der gesamte Arbeitsbedarf ohne Widerstände wird infolgedessen betragen

- 1)  $11225 + 11420 = 22645 \text{ mkg/m}^3$ ,
- 2)  $23035 \text{ „}$ ,
- 3)  $23425 \text{ „}$

Die Verdichtung in den Zylindern selbst geht adiabatisch vor sich. Durch die Reibung der Luft und die Geschwindigkeitserzeugung in den Kanälen und Steuerungsorganen entsteht jedoch ein Mehrarbeitsbedarf, der bei guten Maschinen und dem vorliegenden Druckverhältnis etwa 8 vH ausmacht. (Der Einfluß des Druckverhältnisses ist bedingt durch die Länge der Fortdrucklinie im P V-Diagramm.) Der praktische Arbeitsbedarf, dargestellt durch das Indikatorgramm, ist demnach

- 1)  $22645 \cdot 1,08 = 24460 \text{ mkg/m}^3$ ,
- 2)  $24870 \text{ „}$ ,
- 3)  $25300 \text{ „}$

und der in den Luftzylindern indizierte Leistungsbedarf

- 1)  $\frac{10000 \cdot 24460}{3600 \cdot 75} = 906 \text{ PS}_1$ ,
- 2)  $921 \text{ „}$ ,
- 3)  $937 \text{ „}$

Der mechanische Wirkungsgrad erreicht bei guter Werkstattausführung 90 vH und mehr, so daß der effektive Leistungsbedarf bei  $\eta_{mech.} = 90 \text{ vH}$

- 1)  $\frac{906}{0,9} = 1007 \text{ PS}_e$ ,
- 2)  $1023 \text{ „}$ ,
- 3)  $1041 \text{ „}$

beträgt. Damit ergibt sich der Wirkungsgrad, bezogen auf die Isotherme, bei dem gleichen Kompressor, je nachdem, welche Temperatur das benutzte Kühlwasser hat, allgemein, je nachdem, wie groß der Temperatur-

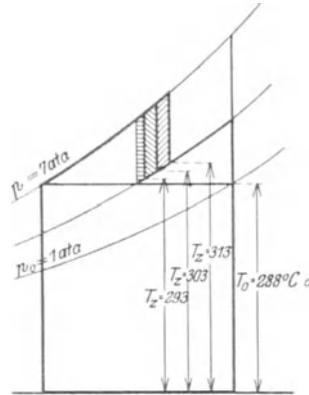


Abb. 49. Wärmewert des Arbeitsbedarfs eines zweistufigen Kolbenkompressors bei Verdichtung von 1 auf 7 ata bei verschiedener Kühlwassertemperatur.

unterschied zwischen Ansaugluft und Kühlwassereintritt ist, zu

- 1)  $\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{721}{1007} = 0,716$ ,
- 2)  $0,704$ ,
- 3)  $0,693$ .

Durch 10° Temperaturunterschied wird also der Wirkungsgrad zweistufiger Kolbenkompressoren mit Rückkühlung bei normalen Verhältnissen um 1,5—1,7 vH beeinflusst, durch je 6° demnach um etwa 1 vH.

Bei einstufigen Verdichtungen ist dieser Einfluß, wie bereits betont, nicht vorhanden, da die Mantel- und Deckelkühlung so gut wie gar nicht bei der üblichen kurzen Hubzeit auf den Arbeitsbedarf einwirken kann.

**β) Vielstufiger gekühlter Turbokompressor.**

Ein Mehrbedarf an reiner Verdichtungsarbeit im Vergleich zu der bei isothermischer Verdichtung entsteht dadurch, daß die Luft auf ihrem Wege durch den Kompressor trotz fast ununterbrochener Kühlung doch eine Temperaturzunahme erfährt. Es ist eben ein gewisser Temperaturunterschied erforderlich, um die auftretende Wärme von der Luft an das Kühlwasser abzuleiten. Wäre die Kühlung nicht vorhanden, so würde die Temperatursteigerung infolge des Rückströmens der schon vorgepreßten und schon erwärmten Luft durch die Abdichtung zwischen je 2 Stufen und vor allem infolge der erhöhten Reibung der Luft bei den erforderlichen hohen Geschwindigkeiten an den Schaufeln und an den Wandungen der Luftkanäle sogar schneller als bei adiabatischer Verdichtung vor sich gehen. Da in den ersten Stufen der Temperaturunterschied zwischen Luft und Wasser gering ist, so erfolgt die Temperatursteigerung zunächst auch mehr als adiabatisch, tritt dann aber mit steigendem Temperaturunterschied, mit zunehmender Wärmeableitung, immer langsamer auf. Im P V-Diagramm Abb. 50 verläuft die Zustandslinie

zunächst jenseits der Adiabate, um dann wieder relativ flacher zu werden; sie schneidet die Adiabate und verläuft schließlich zwischen Adiabate und Isotherme, sich der Isotherme nähernd. Findet bei einem beliebigen Zwischendruck Rückkühlung statt, so nähert die Zustandslinie sich beträchtlich der Isotherme, die sie

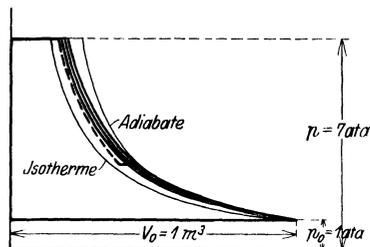


Abb. 50. Zustandsänderung in einem gekühlten Turbokompressor bei Verdichtung von 1 auf 7 ata bei verschiedener Kühlwassertemperatur.

eventuell sogar erreicht. Bei der weiteren Verdichtung zeigt sich dann aber zunächst wieder die mehr als adiabatische Erwärmung, die relativ geringere Raumabnahme als bei adiabatischer Verdichtung.

Die Diagrammfläche stellt aber wie auch das  $PV$ -Diagramm des ungekühlten Turbogebläses durchaus nicht den Arbeitsbedarf dar. Dort, wo die Kühlung mangelhaft zur Wirkung kommt, zeigt die mehr als adiabatische Erwärmung, daß außer der Verdichtungsarbeit noch Wärme, wenn auch in gleicher Energieform, in Form von Arbeit, zugeführt worden ist. Das  $PV$ -Diagramm stellt lediglich die Zustandsänderung nach Druck und Volumen dar, einen Schluß auf den Arbeitsaufwand gestattet es kaum.

Beim ungekühlten, wärmedichten Turbogebläse ließ sich aber im  $TS$ -Diagramm der Wärmewert der insgesamt aufgewandten Arbeit  $A \int V dP + Q_a$  ohne weiteres darstellen (siehe Abb. 21). Für den gekühlten Turbokompressor sinkt dagegen auch das Entropiediagramm Abb. 51 zu einem Hilfsmittel herab, lediglich den Verlauf der Zustandsänderung nach Druck und Temperatur darzustellen, von einem weiterhin angegebenen rechnerischen Verfahren abgesehen, durch das auch der Wärmewert des gesamten Arbeitsaufwandes dargestellt werden

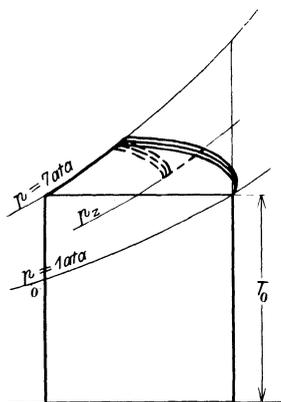


Abb. 51. Zustandsänderung in einem gekühlten Turbokompressor bei Verdichtung von 1 auf 7 ata bei verschiedener Kühlwassertemperatur.

kann, wenn dieser durch Messung zuvor ermittelt ist. Aber schon die Darstellung der Zustandsänderung allein bietet infolge des so deutlich hervortretenden Einflusses der Temperaturänderung Vorteile, die die Benutzung des Wärmediagrammes wie in der Abb. 51 rechtfertigen.

Die adiabatische Verdichtung, im  $PV$ - und im  $TS$ -Diagramm Abb. 49 und 50 dünnlinig dargestellt, be-

deutet nach Tafel 7 einen Arbeitsbedarf von  $26040 \text{ mkg/m}^3$  d. s.  $33,8 \text{ vH}$  mehr als  $19450 \text{ mkg/m}^3$  bei isothermischer Verdichtung. Das tatsächliche Mehr an reiner Verdichtungsarbeit infolge der Erwärmung der Luft wird im Vergleich zur Isotherme bei gleicher Luft- und Kühlwasser-Anfangstemperatur etwa die Hälfte dieses Betrages, also  $\sim 17 \text{ vH}$ . bei  $10^\circ$  kälterem Kühlwasser  $\sim 15 \text{ vH}$  und bei  $10^\circ$  wärmerem Kühlwasser  $\sim 19 \text{ vH}$  ausmachen. Diese Werte sind genau nur durch Planimetrieren der nach Versuchswerten gezeichneten  $PV$ - oder  $TS$ -Diagramme zu ermitteln und werden außerdem bei den verschiedenen Systemen von einander abweichende Beträge ergeben; es kommt hier aber nur auf relative Werte an. So ergibt sich der Bedarf an reiner Verdichtungsarbeit nach der tatsächlichen Zustandsänderung zu

- 1)  $19450 \cdot 1,15 = 22380 \text{ mkg/m}^3$ ,
- 2)  $19450 \cdot 1,17 = 22760 \text{ ,,}$
- 3)  $19450 \cdot 1,19 = 23150 \text{ ,,}$

Der Mehrbedarf  $\frac{1}{A} Q_r$  infolge der Luftreibung usw. macht beim mittleren Fall  $\sim 35 \text{ vH}$  dieser reinen Kompressionsarbeit aus, er wird im Fall 1 auf den kleineren Wert bezogen etwas mehr, absolut etwas geringer und im Fall 3 auf den größeren Wert bezogen etwas geringer, absolut etwas größer sein. Damit bestimmt sich die Luftreibungsarbeit zu

- 1)  $22380 \cdot 0,35 = \sim 7870 \text{ mkg/m}^3$ ,
- 2)  $\sim 7970 \text{ ,,}$
- 3)  $\sim 8070 \text{ ,,}$

Der gesamte Arbeitsbedarf ist demnach

- 1)  $22760 + 7870 = 30250 \text{ mkg/m}^3$ ,
- 2)  $30730 \text{ ,,}$
- 3)  $31220 \text{ ,,}$

und der Leistungsbedarf bei  $10000 \text{ m}^3$  stündlicher Saugleistung

- 1)  $\frac{30250 \cdot 10000}{3600 \cdot 75} = 1120 \text{ PS}$ ,
- 2)  $1138 \text{ ,,}$
- 3)  $1156 \text{ ,,}$

Die Lagerreibung erfordert etwa  $2 \text{ vH}$ , d. s.  $\sim 22 \text{ PS}$ , so daß der effektive Leistungsbedarf des Turbokompressors

- 1)  $1120 + 22 = 1142 \text{ PS}_e$ ,
- 2)  $1160 \text{ ,,}$
- 3)  $1178 \text{ ,,}$

beträgt.

Daraus berechnet sich der isothermische Wirkungsgrad bei dem gleichen Kompressor, je nachdem, wie groß der Temperaturunterschied zwischen Ansaugluft und Kühlwassereintritt ist, zu

- 1)  $\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{721}{1142} = 0,631$ ,
- 2)  $0,621$ ,
- 3)  $0,611$ .

Durch  $10^\circ$  Temperaturunterschied zwischen angesaugter Luft und Kühlwasser wird der Wirkungsgrad demnach um  $\sim 1,6 \text{ vH}$  verändert, so daß wiederum je  $6^\circ$  etwa  $1 \text{ vH}$  Einfluß auf den isothermischen Wirkungsgrad haben.

## Vergleichsmaßstab für den isothermischen Wirkungsgrad.

Man erhält für zweistufige Kolbenkompressoren und gekühlte Turbokompressoren einen brauchbaren Vergleichsmaßstab, wenn man die aufgewandte Leistung mit dem Leistungsbedarf vergleicht, der bei einer Temperatur der Luft erforderlich wäre, die das Mittel von Ansaug- und Kühlwassereintrittstemperatur ist. Diese Mitteltemperatur  $t_m$  ist in den 3 Beispielen des vorhergehenden Abschnittes

- 1)  $\frac{15 + 5}{2} = 10^\circ \text{C}$ ,
- 2)  $15^\circ \text{C}$ ,
- 3)  $20^\circ \text{C}$ ,

und der auf diese Temperatur bezogene isothermische Leistungsbedarf

- 1)  $N_{m \text{ is.}} = 721 \cdot \frac{273 + 10}{273 + 15} = 708 \text{ PS}_{m \text{ is.}}$ ,
- 2)  $= 721 \text{ ,,}$  ,
- 3)  $721 \cdot \frac{273 + 20}{273 + 15} = 734 \text{ ,,}$  .

Auf diesen theoretischen Leistungsbedarf  $N_{m \text{ is}}$  bei der mittleren Luft- und Wassereintrittstemperatur bezogen ergibt sich bei den verschiedenen Kühlwassertemperaturen der isothermische Vergleichswirkungsgrad des Kolbenkompressors zu

- 1)  $\eta_{m \text{ is ges.}} = \frac{708}{1007} = 0,704$ ,
- 2)  $\frac{721}{1023} = 0,705$ ,
- 3)  $\frac{734}{1041} = 0,705$ ,

und des Turbokompressors zu

- 1)  $\eta_{m \text{ is ges.}} = \frac{708}{1142} = 0,620$ ,
- 2)  $= \frac{721}{1160} = 0,621$ ,
- 3)  $= \frac{734}{1178} = 0,623$ .

Die gefundenen Werte sind für die gleiche Maschine bei verschiedenen Temperaturunterschieden praktisch gleich, so daß sich dieser isothermische Vergleichswirkungsgrad, auf die Mitteltemperatur zwischen Luft- und Wassereintritt bezogen, auch zu einem Vergleich von Kompressoren eignet, die unter verschiedenen Betriebsverhältnissen arbeiten.

Beispiel:

1. Ein durch Dampfturbine betriebener Turbokompressor preßt  $12460 \text{ m}^3/\text{h}$  von  $p_0 = 1,025$  auf  $p = 7,1 \text{ ata}$ . Der isothermische Leistungsbedarf ist demnach  $N_{is} = \frac{12460 \cdot 19840}{3600 \cdot 75} = 915 \text{ PS}_{is}$ . Die Ansaugtemperatur der Luft ist  $t_0 = 12,4^\circ \text{C}$ , die Endtemperatur  $t = 87^\circ \text{C}$ . Für die Kühlung des Kompressors werden stündlich  $12,54 \text{ m}^3$  Frischwasser, das sich von  $14,2$  auf  $25,8^\circ \text{C}$  erwärmt, und  $93,2 \text{ m}^3$  rückgekühltes Wasser verbraucht, dessen Temperatur von  $26,8$  auf  $33,2^\circ \text{C}$  steigt, sowie für die Kühlung der Kompressorlager stündlich  $4,56 \text{ m}^3$  Kühlwasser von  $26,8^\circ \text{C}$ , das mit  $32,1^\circ \text{C}$  abläuft.

Damit ist der Leistungswert

$$1) \text{ der Lagerkühlwassererwärmung} \quad \frac{4,56 \cdot 1000 (30,5 - 26,8)}{632} = 26,7 \text{ PS}$$

$$2) \text{ der Kompressorkühlwassererwärmung} \\ \text{a) im Frischwasser}$$

$$\frac{12,54 \cdot 1000 (25,8 - 14,2)}{632} = 230,3 \text{ PS}$$

$$\text{b) im rückgekühlten Wasser}$$

$$\frac{93,2 \cdot 1000 (32,1 - 26,8)}{632} = 782,0 \text{ PS}$$

$$3) \text{ der Lufterwärmung}$$

$$\frac{G \cdot c_p \cdot (t - t_0)}{632} = \frac{P_0 \cdot V_0 \cdot c_p \cdot (87 - 12,4)}{R T_0 \cdot 632} \\ = \frac{10250 \cdot 12460}{29,27 \cdot (273 + 12,4)} \cdot \frac{0,238 \cdot 74,6}{632} = 430,0 \text{ PS}$$

$$\text{und der Leistungsbedarf des Kompressores} \\ \text{die Summe dieser Werte} = 1469,0 \text{ PS.}$$

Der Wärmewert der zugeführten Leistung findet sich zu

$$1,8 \text{ vH im Lagerkühlwasser,} \\ 68,9 \text{ vH im Kompressorkühlwasser,} \\ 29,3 \text{ vH in der Druckluft.}$$

Der isothermische Wirkungsgrad ist

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{915}{1469} = 0,623 = 62,2 \text{ vH.}$$

2. Ein elektrisch betriebener Turbokompressor saugt  $12650 \text{ m}^3$  stündlich an und preßt von  $1,013$  auf  $7,08 \text{ ata}$ , hat mithin einen isothermischen Leistungsbedarf von  $N_{is} = \frac{12660 \cdot 19700}{3600 \cdot 75} = 923 \text{ PS}_{is}$ . Die Lufttemperatur im Saugstutzen des Kompressors ist  $28^\circ \text{C}$ , das Kühlwasser für den Kompressor hat eine Temperatur von  $12^\circ \text{C}$ ; es wird nur Frischwasser verwendet. Vom Elektromotor werden an die Kupplung des Kompressors  $1460 \text{ PS}_e$  abgegeben. Dann ist der isothermische Wirkungsgrad  $\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{923}{1460} = 0,632 = 63,2 \text{ vH}$ .

Der Wirkungsgrad dieses elektrisch betriebenen Kompressors wäre also  $1,5 \text{ vH}$  besser als der des dampfbetriebenen.

Bestimmt man aber in beiden Fällen den Vergleichswirkungsgrad, auf die Mitteltemperatur von Luftansaug- und Kühlwassereintrittstemperatur bezogen, so ist

im ersten Beispiel zunächst

die durchschnittliche Kühlwassereintrittstemperatur

$$\frac{12,54 \cdot 14,2 + 93,2 \cdot 26,8}{12,54 + 93,2} = 25,3^\circ \text{C},$$

die Mitteltemperatur

$$t_m = \frac{12,4 + 25,3}{2} = 18,85^\circ \text{C},$$

sodann der isothermische Leistungsbedarf, auf die Mitteltemperatur bezogen,

$$N_{m \text{ is}} = 915 \cdot \frac{273 + 18,85}{273 + 12,4} = 936 \text{ PS}_{m \text{ is}}$$

und der Vergleichswirkungsgrad

$$\eta_{m \text{ is ges.}} = \frac{936}{1469} = 0,636 = 63,6 \text{ vH.}$$

Im zweiten Beispiel ist die Mitteltemperatur

$$t_m = \frac{28 + 12}{2} = 20^\circ \text{C},$$

die Mitteltemperatur-Isotherme

$$N_{m\ is} = 923 \frac{273 + 20}{273 + 28} = 899 \text{ PS}_{m\ is}$$

und der Vergleichswirkungsgrad

$$\eta_{m\ is\ ges.} = \frac{899}{1460} = 0,615 = 61,5 \text{ vH.}$$

In Wirklichkeit ist also der erste Kompressor der bessere; er würde mit  $\sim 3,2$  vH geringerem Leistungsbedarf arbeiten, wenn beide Kompressoren unter genau gleichen Bedingungen in Betrieb wären.

### Darstellung des Arbeitsbedarfs gekühlter Turbokompressoren im Arbeits- und im Wärmediagramm.

Wenn durch Messung der Energiebedarf eines Turbokompressors ermittelt ist, so läßt sich außer dem Wirkungsgrad  $\eta_{is}$ , bezogen auf die Isotherme, auch der auf die Adiabate bezogene Wirkungsgrad  $\eta_a$  rechnerisch ermitteln. Der adiabatischen Verdichtung entspricht eine Temperaturzunahme  $T - T_0$ , die rechnerisch oder mit Hilfe der Entropietafeln 8—10 bestimmt werden kann. Würde die gesamte aufgewandte Arbeit in Form von Wärme der isothermisch verdichteten Druckluft wieder zugeführt, so ergäbe sich damit eine Temperatursteigerung  $T_e - T_0$ , größer als  $T - T_0$  bei adiabatischer Verdichtung, die aus der adiabatischen Temperatursteigerung  $T - T_0$  und dem Wirkungsgrad  $\eta_a$ , bezogen auf die Adiabate, errechnet werden kann.

$$T_e - T_0 = \frac{T - T_0}{\eta_a}.$$

Dem gesamten Arbeitsaufwand entspricht nun eine adiabatische Verdichtungsarbeit, die geleistet werden muß, um ein gleiches Luftgewicht von der gleichen Anfangstemperatur  $T_0$  und einem zunächst unbekanntem Anfangsdruck  $P'_0$  auf den Enddruck  $P$  zu verdichten, so daß dabei die rechnerisch ermittelte Temperatursteigerung  $T_e - T_0 = \frac{T - T_0}{\eta_a}$  eintritt.

Im  $PV$ -Diagramm Abb. 52 ist zeichnerisch  $V_{is}$  bei isothermischer und  $V_a$  bei adiabatischer Verdichtung

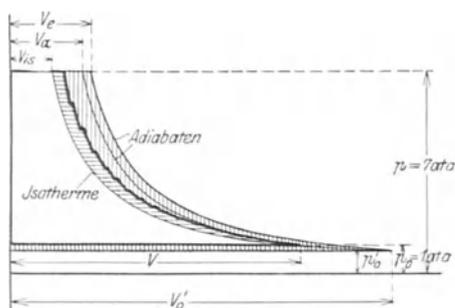


Abb. 52. Arbeitsbedarf  $\int V dP + \frac{1}{A} Q_r$  eines gekühlten Turbokompressors bei Verdichtung von 1 auf 7 ata und der isothermische Wirkungsgrad.

zu bestimmen. Wird nun beispielsweise von 1 auf 7 ata gepreßt, so sind

bei isothermischer Verdichtung 19460 mkg/m<sup>3</sup> (Tafel 15), bei adiabatischer 26040 mkg/m<sup>3</sup> (Tafel 7)

erforderlich. Wird dann durch Versuche der isothermische Wirkungsgrad  $\eta_{is}$  zu 62 vH bestimmt, so ergibt sich damit der auf die Adiabate bezogene Wirkungs-

grad zu  $\eta_a = 62 \frac{26040}{19460} = 83 \text{ vH}$ . Damit ist im  $PV$ -Diagramm

$$V_e - V_{is} = \frac{V_a - V_{is}}{\eta_a}$$

festgelegt.

Zeichnet man von diesem errechneten Druckvolumen  $V_e$  aus eine Adiabate bis zum Schnittpunkt mit der Isotherme durch  $P_0 V_0$ , so wird durch den Schnittpunkt ein Druck  $P'_0$  und ein Volumen  $V'_0$  festgelegt. Die Drucklinie  $P'_0$  und die neue Adiabate umschließen ein Diagramm, das  $\frac{1}{\eta_a}$  mal größer ist als die Fläche für adiabatische Verdichtung, bei  $P_0 V_0$  beginnend. (Beweis wie bei der Darstellung des Arbeitsbedarfes ungekühlter Gebläse durchgeführt.) Das äußere Diagramm ist  $\frac{1}{\eta_a} \cdot \eta_a = \frac{1}{\eta_{is}}$  mal so groß als das innere, das den Arbeitsbedarf bei isothermischer Verdichtung darstellt, ist also ein Maßstab für die gesamte aufgewandte Arbeit. Zeichnet man den Verlauf der Zustandsänderung ein, so ist die wagerecht schraffierte Fläche das Mehr an reiner Verdichtungsarbeit im Vergleich zur isothermischen Verdichtung, die senkrecht schraffierte Fläche bedeutet den Arbeitsaufwand  $\frac{1}{A} Q_r$  zur Überwindung der Luftreibung.

Durch den eingezeichneten Verlauf der Zustandsänderung wird die Strecke  $V_e - V_{is}$  in 2 Teile geteilt. Die ganze Strecke ist ein Maßstab für den Wärmewert der ganzen aufgewendeten Arbeit; die Teilstrecke zwischen Isotherme und Zustandslinie stellt die Wärme dar, die nach beendeter Verdichtung in der Druckluft verbleibt, der Rest die Wärmemenge, die mit dem Kühlwasser abgeführt wird.

Im  $TS$ -Diagramm Abb. 53 ist der Wärmewert der isothermischen und adiabatischen Arbeit ohne weiteres darstellbar.  $T_e$  wird in gleicher Weise rechnerisch festgelegt wie zuvor. Die Gesamtarbeit läßt sich jedoch in einfacherer Weise darstellen als im  $PV$ -Diagramm, da die Adiabate, eine Linie unveränderter Entropie, eine Gerade parallel zur Ordinatenachse ist. Die Fläche

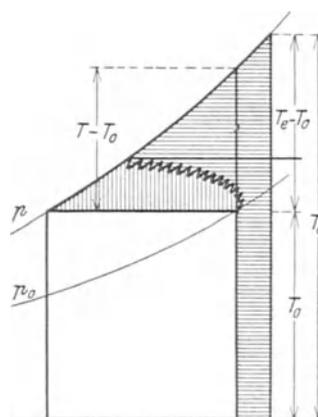


Abb. 53. Wärmewert des Arbeitsbedarfs  $A \int V dP + Q_r$  eines gekühlten Turbokompressors und der isothermische Wirkungsgrad.

des größten Diagramms bis zur Abszissenachse stellt den Wärmewert  $G_{c_p} (T_e - T_0)$  des gesamten Arbeitsaufwandes dar. Durch das Einzeichnen des Verlaufs der Zustandsänderung treten die Wärmewerte der eigentlichen Verdichtungsarbeit und der Reibungsarbeit hervor. Der Wärmewert der Mehrverdichtungsarbeit im Vergleich zur Isotherme ist senkrecht schraffiert, der der Reibungsarbeit wagerecht.

Die Druckluftaustrittstemperatur, eine Horizontale im  $TS$ -Diagramm, teilt die Strecke  $T_e - T_0$ , die auch ein Maßstab für den Wärmewert des gesamten Arbeitsaufwandes ist, in zwei Teile; der untere Teil ist die mit der Druckluft, der obere die mit dem Kühlwasser abgeführte Wärmemenge.

Es geht klar aus der Abb. 53 hervor, daß durch bessere Kühlung wohl der Mehrarbeitsaufwand im Vergleich zur Isotherme zu vermindern ist, daß die Reibungswiderstände aber einen weit größeren Betrag ausmachen.

Wenn durch Anordnung größerer Kühlfläche, die aber dem Luftstrom etwas mehr Widerstand bietet, eine bessere Kühlung und eine Verringerung der senkrecht schraffierten Verdichtungsarbeit erzielt wird, so kann dabei dieser Vorteil durch Vergrößerung der wagerecht schraffierten Reibungsarbeit nicht nur aufgezehrt werden, sondern sogar leicht eine Vergrößerung des Gesamtarbeitsaufwandes herbeiführen. Die Endtemperatur der Luft ist daher durchaus kein Maßstab für die Güte des Kompressionsvorganges.

## Teildruck des Wasserdampfes in der Luft und Feuchtigkeitsgehalt der Luft.

Luft kann vollständig trocken, mit Wasserdampf gesättigt oder teilweise gesättigt sein. Der erste Fall kommt sehr selten, nur bei heißen Wüstenwinden vor. Der zweite Grenzfall tritt ebenfalls nicht häufig ein, beispielsweise aber kurz bevor sich bei Temperaturabnahme Nebelbildung in der Luft zeigt. Dagegen ist teilweise Sättigung der Luft mit Wasserdampf fast immer vorhanden.

Nur bei vollständig trockener Luft entspricht der mit dem Barometer gemessene Gesamtdruck  $p_g$  genau dem wirklichen Luftdruck, während in allen anderen Fällen der gemessene Druck  $p_g$  sich nach dem Daltonsehen Gesetz aus dem Teildruck der Luft  $p_l$  und dem Teildruck des Wasserdampfes  $p_a$  zusammensetzt.

$$p_g = p_l + p_a.$$

Der Wassergehalt der Luft, d. h. das Gewicht des Dampfes in  $1 \text{ m}^3$  Luft und der Teildruck des Wasserdampfes sind bei vollständiger Sättigung einzig von der Wasserdampf Temperatur abhängig, die der Lufttemperatur entspricht. Der Abb. 54 können beide Werte entnommen werden. Neben den Lufttemperaturen sind links die zugehörigen Dampfdrücke in at und mm Q.-S., rechts der Wassergehalt in  $\text{g/m}^3$  aufgetragen. Abb. 55 und 56 geben den unteren Teil in vergrößertem Maßstabe wieder, um die Genauigkeit der Ablesung zu erhöhen.

Beispiele:

$$\begin{aligned} t = 98^\circ \text{C, Abb. 54: } & p = 0,962 \text{ at} = 707 \text{ mm Q.-S.,} \\ & W = 561 \text{ g/m}^3. \\ t = 42^\circ \text{C, Abb. 55: } & p = 0,083 \text{ at} = 61 \text{ mm Q.-S.,} \\ & W = 56,3 \text{ g/m}^3. \\ t = 17^\circ \text{C, Abb. 56: } & p = 0,0196 \text{ at} = 14,3 \text{ mm Q.-S.,} \\ & W = 14,4 \text{ g/m}^3. \end{aligned}$$

Beträgt der gemessene Gesamtdruck  $757 \text{ mm Q.-S.}$  von  $22^\circ \text{C}$ , so ist nach Abb. 2  $p_g = 1,0254 \text{ ata}$ .

Ist die Luft von  $22^\circ \text{C}$  vollkommen gesättigt, so beträgt der Dampfdruck  $0,0266 \text{ at}$  und der Teildruck der Luft nur

$$p_l = p_g - p_a = 1,0254 - 0,0266 = 0,9988 \text{ ata,}$$

ist also  $\sim 2,6 \text{ vH}$  geringer.

Ist in der Luft weniger Wasserdampf enthalten, als der Sättigung entspricht, so ist bei der Ermittlung des Teildruckes der Luft zunächst ihre relative Feuchtigkeit  $x$ , d. h. das Verhältnis des wirklichen Wassergehaltes zu jenem bei vollkommener Sättigung zu be-

stimmen. In dem gleichen Verhältnis steht dann auch der wirkliche Dampfdruck zu jenem, der dem Sättigungszustand entspricht.

Beispiel: In obigem Beispiel mit  $t = 22^\circ \text{C}$  ist der größte Wassergehalt  $w = 19,2 \text{ g/m}^3$ . Beträgt der Wassergehalt nur  $15 \text{ g/m}^3$ , so ist die relative Feuchtigkeit  $x = \frac{15}{19,3} \cdot 100 = 78 \text{ vH}$ .

$$\text{Dampfdruck } p_a = 0,78 \cdot 0,0266 = 0,0207 \text{ at.}$$

$$\text{Luftdruck } p_l = 1,0254 - 0,0207 = 1,0047 \text{ at.}$$

Der Teildruck der Luft nimmt also mit sinkender Luftfeuchtigkeit zu, wenn der Gesamtdruck des Luft- und Dampfgemisches derselbe bleibt.

Bei teilweiser Sättigung ist die Temperatur des Wasserdampfes höher, als seinem Drucke  $p_a$  entspricht; der Wasserdampf ist also überhitzt.

Beispiel: Dem Wassergehalt im vorstehenden Beispiel von  $15 \text{ g/m}^3$  entspräche bei vollkommener Sättigung nach Abb. 56 eine Dampftemperatur von  $17,7^\circ \text{C}$ . Da die Temperatur jedoch  $22^\circ \text{C}$  beträgt, so ist der Dampf um  $4,3^\circ \text{C}$  überhitzt.

### Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft.

Da fast immer der Wasserdampf in der Atmosphäre überhitzt, die Luft also nicht vollkommen mit Wasserdampf gesättigt ist, so ist es notwendig, die relative Feuchtigkeit zu bestimmen, wenn man den Teildruck der Luft ermitteln will. Dazu dient als einfaches Mittel der Vergleich eines normalen Thermometers mit einem zweiten, dessen Quecksilberkugel mit einem feuchten Lappchen umwickelt ist. Streicht ungesättigte Luft an dem befeuchteten Thermometer vorbei, so wird sie sich mit Wasserdampf anreichern, die Verdampfungswärme  $r$  des aufgenommenen, verdampften Wassers wird dem Wasser entzogen und das Thermometer wird eine niedrigere Temperatur anzeigen. Die Wassertemperatur am befeuchteten Thermometer würde mehr und mehr sinken, wenn nicht nach kurzer Zeit die Luft infolge des jetzt vorhandenen Temperaturunterschiedes gleichzeitig Wärme an das Wasser abgeben würde. Nach einiger Zeit wird sich ein Beharrungszustand einstellen.

Beispiel:  $1 \text{ kg}$  vollständig trockene Luft von  $1 \text{ ata}$  Druck und  $20^\circ \text{C}$  kann bis zur Sättigung, bei der nach Abb. 56 der Dampfdruck  $p_a = 0,0236 \text{ at}$  und der Wassergehalt  $17,2 \text{ g/m}^3$  ist,

Absol. Dampfdruck		Luft- temperatur °C	Wassergeh. gesättigter Luft g/m <sup>3</sup>
in mm Q.-S.	in ata		
		110	
	1,4		800
1000			
	1,3		
		105	700
900			
	1,2		
	1,1		
800			
		100	600
760			
	1,0		
700			
	0,9		
		95	500
600			
	0,8		
		90	400
500			
	0,7		
		85	
400			
	0,6		
		80	300
	0,5		
		75	
300			
	0,4		
		70	200
200			
	0,3		
		60	
	0,2		
		50	100
100			
	0,1		
		40	
		30	
		0	

Abb. 54.

Absol. Dampfdruck		Luft- temperatur °C	Wassergeh. gesättigter Luft g/m <sup>3</sup>
in mm Q.-S.	in ata		
130			
	0,17		110
120		55	
	0,16		
			100
110			
	0,15		
	0,14		90
100			
	0,13		
		50	
90			80
	0,12		
80			70
	0,11		
	0,10	45	
70			
	0,09		60
60			50
	0,08		
		40	
50			
	0,07		
	0,06	35	40
40			
	0,05		
		30	30
30			
	0,04		
		25	
	0,03		20
20			
	0,02	20	
	0,01	15	
10			10
		10	
		0	
		-10	
		-20	

Abb. 55.

Wasserdampf-Teildruck und Wassergehalt gesättigter Luft.

Absol. Dampfdruck		Luft- temperatur °C	Wassergeh. gesättigter Luft g/m <sup>3</sup>
in mm Q.-S.	in ata		
35			
	0,045		
		30	30
30			
	0,040		
	0,035		25
25			
		25	
	0,030		
20			20
	0,025		
		20	
15			15
	0,020		
		15	
10			10
	0,015		
		10	
	0,010		
		5	
5			5
	0,005		
		0	
		-5	
		-10	
		-20	
		-50	

Abb. 56.

$$\frac{RT}{P_i} \cdot 17,2 = \frac{29,27 \cdot (273 + 20)}{10000 + 235} \cdot 17,2 = 15,1 \text{ g}$$

Wasser aufnehmen.

Hierzu ist nach den Tafeln für Wasserdampf eine Verdampfungswärme  $r = 0,0151 \cdot 584,1 = 8,82$  kcal erforderlich, die dem befeuchteten Thermometer entzogen wird. Hat das Wasser und die Luft am befeuchteten Thermometer sich bis auf  $10^\circ \text{C}$  abgekühlt, so gibt 1 kg Luft von  $20^\circ$  aber gleichzeitig durch Berührung  $G \cdot c_p \cdot \Delta t = 1 \cdot 0,238 (20 - 10) = 2,38$  kcal an das Wasser ab. 1 kg der auf  $10^\circ \text{C}$  abgekühlten Luft kann aber bis zur Sättigung nicht mehr  $17,2 \text{ g/m}^3$ , sondern nur noch  $9,4 \text{ g/m}^3$  Wasserdampf von  $0,0125$  ata aufnehmen, kann dem befeuchteten Thermometer also nicht mehr  $8,82$  kcal, sondern nur noch

$$\frac{29,27 \cdot 233}{10000 - 125} \cdot 0,0094 \cdot 589,4 = 4,64 \text{ kcal}$$

entziehen. Dieser Betrag ist aber noch größer als die durch Berührung an das Wasser übergehende Wärmemenge von  $2,38$  kcal. Die Temperatur des befeuchteten Thermometers wird also noch weiter sinken.

Besser als die Rechnung führt ein graphisches Verfahren zum Ziel, das schon Weiß angegeben hat. Trägt man die Lufttemperaturen als Abszissen und die Wärmemengen  $r$ , die bis zur Sättigung von 1 kg trockener Luft bei 1 ata Gemischdruck zur Verdampfung der entsprechenden Wassermengen erforderlich sind, als Ordinaten auf, so erhält man die  $r$ -Kurve der Abb. 57. Schneidet man von den Ordinaten für jeden  $^\circ \text{C}$  Tem-

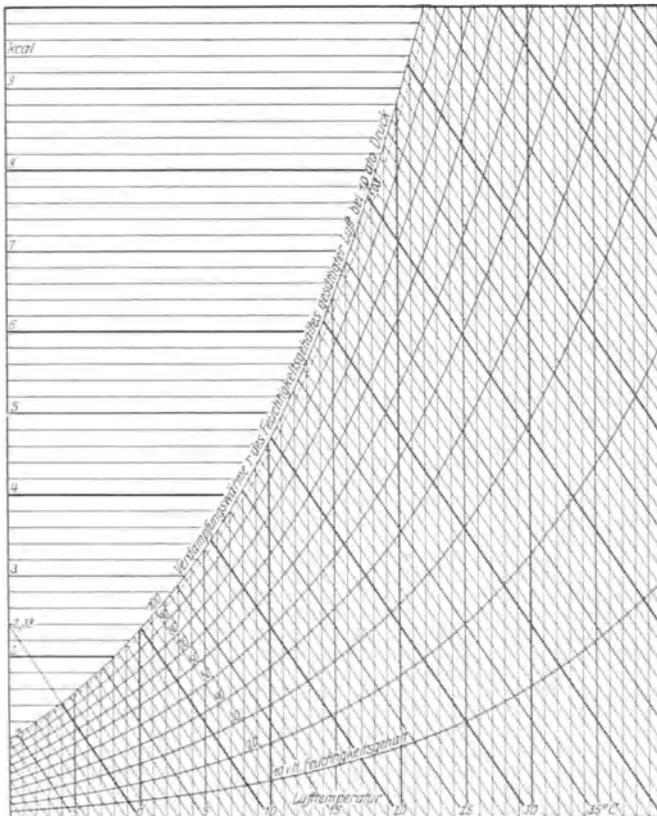


Abb. 57. Graphische Berechnung des Feuchtigkeitsgehalts der Luft.

peraturabnahme  $0,238$  kcal entsprechend der Wärmeabgabe von 1 kg Luft für jeden  $^\circ \text{C}$  Temperaturabnahme ab, so erhält man die nach links hin ansteigenden Geraden. Die Abszisse des Schnittpunktes dieser Geraden mit der  $r$ -Kurve gibt die Temperatur des befeuchteten

Thermometers an, die sich nach einiger Zeit als Beharrungszustand einstellen wird.

Beispiel:  $t_{tr} = 20^\circ \text{C}$ , trockene Luft.

Die Schräge, von  $20^\circ \text{C}$  und 0 vH Feuchtigkeitsgehalt ausgehend, schneidet die  $r$ -Kurve bei der Abszisse  $5,5^\circ \text{C}$ . Bei dieser Temperatur gibt 1 kg Luft infolge des Temperaturunterschiedes von  $20 - 5,5 = 14,5^\circ \text{C}$

$$1 \cdot 0,238 \cdot 14,5 = 3,45 \text{ kcal}$$

an das Wasser des befeuchteten Thermometers ab. Das ist genau so viel, wie zum Verdampfen der Sättigungsdampfmenge bei  $5,5^\circ \text{C}$  Lufttemperatur erforderlich sind

$$\frac{29,27 \cdot 278,5}{10000 - 92} \cdot 0,0071 \cdot 591,6 = 3,45 \text{ kcal.}$$

Ist die Luft schon zum Teil gesättigt, so wird der Beharrungszustand schon bei entsprechend geringerem Temperaturunterschied erreicht. Die Temperatur des feuchten Thermometers ist dann die Abszisse des Schnittpunktes der Schrägen, von dem Teilfeuchtigkeitsgehalt und der Temperatur des trockenen Thermometers ausgehend, mit der  $r$ -Kurve.

Beispiel:  $t_{tr} = 20^\circ \text{C}$   $x = 60$  vH Feuchtigkeitsgehalt.

Die Schräge, von  $20^\circ \text{C}$  und 60 vH Feuchtigkeitsgehalt ausgehend, schneidet die  $r$ -Kurve bei der Abszisse  $15,1^\circ \text{C}$ .

Bei dieser Temperatur ist der Wärmeübergang zum Wasser infolge Berührung von Luft und Wasser ebenso groß wie die dem Wasser entzogene Verdampfungswärme zur Verdampfung der Wassermenge, welche die Luft bis zur vollkommenen Sättigung noch aufnehmen kann.

$$1 \cdot 0,238 \cdot (20 - 15,1) =$$

$$= \left[ \frac{29,27 \cdot 288,1}{10000 - 175} \cdot 0,0129 - \frac{29,27 \cdot 293}{10000 - 235} \cdot 0,0172 \cdot 0,6 \right] \cdot 586$$

$$= 1,17 \text{ kcal.}$$

Ist der Druck der Atmosphäre ein anderer als  $1 \text{ kg/cm}^2$ , so verschieben sich die Verhältnisse um ein Geringes. Für  $1,03$  ata Luftdruck ist die  $r$ -Kurve punktiert eingezeichnet.

Für das Beispiel 1 ergibt sich die Temperatur des befeuchteten Thermometers zu  $5,7^\circ \text{C}$ , für Beispiel 2 zu  $15,2^\circ \text{C}$ .

Bei höherem Luftdruck kühlt sich das feuchte Thermometer also weniger tief ab als bei niedrigerem Luftdruck.

### Bestimmung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft in vH.

Da man fast immer vom trockenen und befeuchteten Thermometer ausgehend die relative Feuchtigkeit ermitteln will, so sind in der Abb. 58 die Ergebnisse der Abb. 57 so aufgetragen, daß ein genaues Ablesen des Feuchtigkeitsgehaltes ohne weiteres möglich ist. Die Temperaturen des trockenen Thermometers sind als Abszissen, die relativen Feuchtigkeiten sind für verschiedene Temperaturen des feuchten Thermometers als Ordinaten aufgetragen:

Beispiel:  $t_{tr} = 20^\circ \text{C}$ ,  $t_f = 15^\circ \text{C}$ .

Abb. 58:  $x = 59$  vH.

Für den Fall, daß der Luftdruck anstatt 1 ata, für den die Tafel gezeichnet ist,  $1,03$  ata beträgt, ist die punktierte Linie für  $t_{feucht} = 10^\circ \text{C}$  eingezeichnet. Die Abweichung ist für gesättigte Luft 0, für trockene Luft ca. 1 vH Feuchtigkeitsgehalt. Bei ca. 60 vH Feuchtig-

keit ist für je 0,01 at höheren Luftdruck ca. 0,2 vH Feuchtigkeitsgehalt von der Ablesung zu subtrahieren, bei geringerem Luftdruck zur Ablesung zu addieren.

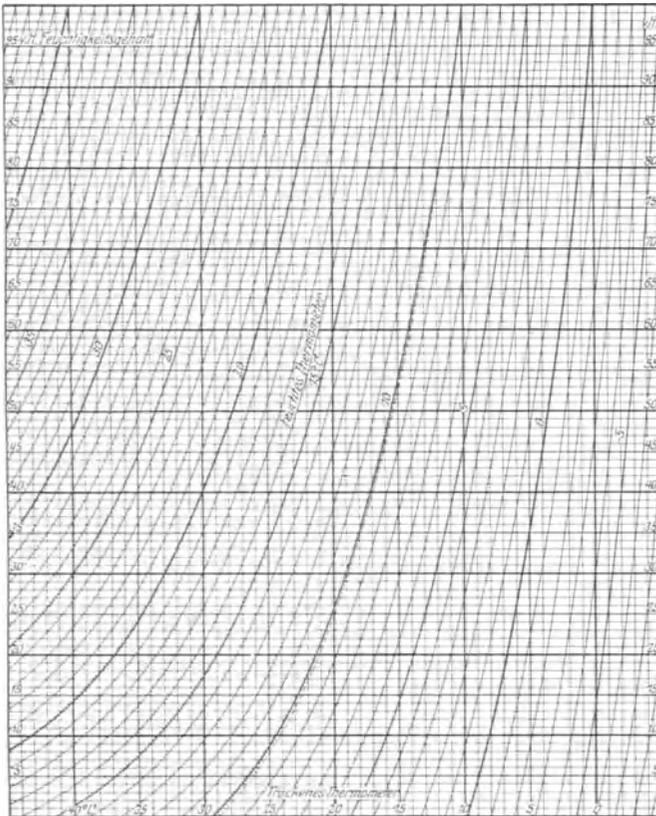


Abb. 58. Tafel zur Bestimmung des Feuchtigkeitsgehalts der Luft in vH.

**Bestimmung der in der Druckluft sich niederschlagenden Wassermengen.**

Da die Wassermenge, welche in Dampfform maximal in der Luft enthalten sein kann, einzig von der Lufttemperatur abhängt, so muß sich fast immer in Druckluftbehältern, in denen sich die Luft abkühlt, sowie in Zwischenkühlern zwei- und mehrstufiger Kompressoren Wasser abscheiden.

Beispiel: Anfangsdruck  $p_0 = 1,03$  ata, Ansaugetemperatur  $t_0 = t_{lr} = 28^\circ\text{C}$ ,  $t_f = 23^\circ\text{C}$ .

Zwischenkühlerdruck  $p_z = 1,81$  atü.

Zwischenkühltemperatur  $t_z = 32^\circ\text{C}$ .

Abb. 58: Relative Feuchtigkeit beim Ansaugen  $x = 66$  vH.

Abb. 56: Wassergehalt beim Ansaugen

$$0,66 \cdot 27 = 17,8 \text{ g/m}^3.$$

Luftteildruck beim Ansaugen

$$p_l = 1,03 - 0,66 \cdot 0,038 = 1,005 \text{ ata.}$$

Dampfdruck im Zwischenkühler bei  $t_z = 32^\circ\text{C}$ ,  $p_d = 0,048$  ata.

Luftteildruck im Zwischenkühler

$$p_z = 1,03 + 1,81 - 0,048 = 2,792 \text{ ata.}$$

Nach der Zustandsgleichung ist

$$\frac{P_0 V_0}{T_0} = \frac{P_z \cdot V_z}{T_z},$$

also

$$V_z = V_0 \frac{P_0 T_z}{P_z T_0},$$

und demnach der Rauminhalt  $V_z$  von  $1 \text{ m}^3$  angesaugte Luft im Zwischenkühler:

$$V_z = 1 \cdot \frac{1,005}{2,792} \cdot \frac{273 + 32}{273 + 28} = 0,365 \text{ m}^3.$$

Bei  $32^\circ\text{C}$  können im Zwischenkühler in  $0,365 \text{ m}^3$  Luft nach Abb. 56 maximal  $0,365 \cdot 33,7 = 12,3 \text{ g}$  Wasserdampf enthalten sein.

Im Zwischenkühler wird sich also eine Wassermenge von  $17,8 - 12,3 = 5,5 \text{ g/m}^3$  angesaugte Luft niederschlagen.

Bei  $10000 \text{ m}^3$  stündlicher Saugleistung würden sich stündlich  $55 \text{ kg}$ , in 10 Betriebsstunden also  $550 \text{ kg}$  Wasser niederschlagen, wenn nicht ein Teil dieser Wassermenge als Nebel vom Hochdruck-Kompressorzylinder angesaugt würde.

Es ist also stets für eine dauernde Entwässerung der unvermeidlichen Wassersäcke der Zwischenkühler Sorge zu tragen.

Da die Druckluft infolge der Wärmeableitung in den Verteilungsrohrleitungen meistens ziemlich abgekühlt verbraucht wird, so würden sich in den Leitungen weitere erhebliche Wassermengen abscheiden, wenn die Abkühlung und damit die Wasserabscheidung nicht schon im Druckluftbehälter erfolgen würde. Wie groß diese Wassermengen sind, zeigt folgende Überschlagsrechnung, anschließend an das vorstehende Beispiel:

	Luftdruck 6 atü	
	hinter dem Druckluftbehälter	an der Verwendungsstelle
Drucklufttemperatur . . . . .	45° C	35° C
Rauminhalt von 1 m³ angesaugte und auf 6 atü gepresste Luft . . . . .	$\frac{1}{7} \cdot \frac{273 + 45}{273 + 28} = 0,151 \text{ m}^3$	$\frac{1}{7} \cdot \frac{273 + 35}{273 + 28} = 0,146 \text{ m}^3$
Maximales Wasserdampfgewicht . . . . .	$0,151 \cdot 65 = 9,8 \text{ g}$	$0,146 \cdot 39 = 5,7 \text{ g}$
Wassergehalt im Zwischenkühler in g/m³ angesaugte Luft .	12,2 g	12,2 g
Sich abscheidende Wassermenge in g/m³ angesaugte Luft .	$12,2 - 9,8 = 3,4 \text{ g}$	$9,8 - 5,7 = 4,1 \text{ g}$

Bei  $10000 \text{ m}^3$  stündlicher Saugleistung würden sich demnach in zehnstündigem Betriebe im Druckwindkessel  $340 \text{ kg}$ , in den Verteilungsleitungen  $410 \text{ kg}$  Wasser niederschlagen.

Will man das Ausscheiden von Wasser in den Verteilungsleitungen vermeiden, so hat man für eine möglichst tiefe Abkühlung der Druckluft vor ihrer Verteilung Sorge zu tragen. Die Druckluftbehälter sind

daher an möglichst kühler Stelle so anzuordnen, daß die Druckluft sie durchströmt. Druckluftbehälter „im Nebenschluß“ haben zwar die gleiche Ausgleichwirkung, erfüllen ihren Hauptzweck, die Wasserabscheidung, aber nicht. Aus dem gleichen Grunde sind auch bei Turbo-Kompressoren, welche die Druckluft in gleichmäßigem Strome und schon weiter rückgekühlt liefern, Druckluftbehälter nicht zu entbehren. Die Druckluft ist

mit Feuchtigkeit beladen, zu deren Abscheidung ein vorübergehendes Zurruhekommen der Luft erforderlich ist.

## Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft auf die Gaskonstante $R$ .

Für feuchte Luft, deren Gesamtdruck  $P_g$  sich aus dem Luftdruck  $P_l$  und dem Dampfdruck  $x \cdot P_a$  ( $P_a$  = Druck des gesättigten Dampfes,  $x$  = relative Feuchtigkeit) zusammensetzt, gilt wie für trockene Luft die Zustandsgleichung

$$P_g V = G_g R_f T$$

( $G_g$  = Gewicht des Dampf-Luftgemisches in kg). Die Gaskonstante  $R_f$  für feuchte Luft ist demnach

$$R_f = \frac{P_g \cdot V}{G_g \cdot T}$$

Nun ist zwar für Wasserdampf als nicht vollkommenes Gas die Zustandsgleichung der Gase nicht mehr gültig, doch ergibt sich aus den Versuchen zur Bestimmung der Abhängigkeit zwischen Druck, Temperatur und Gewicht des Wasserdampfes, daß auch für Wasserdampf die Abhängigkeit zwischen diesen Größen angenähert durch die Gleichung

$$P_a \cdot V_a = G_a \cdot R_a \cdot T$$

ausgedrückt werden kann. Die Fehler betragen zwischen 0 und 50° C nicht mehr als 0,5 vH, wenn man die Gaskonstante für Wasserdampf

$$R_a = 47$$

setzt (bei 100° C ist  $R_a = 46,2$ , der Fehler also erst 1,5 vH). Da

$$G_g = G_l + G_a = \frac{P_l \cdot V}{R T} + \frac{x P_a \cdot V}{R_a T},$$

## Arbeitsbedarf bei geringen Anfangsdrücken.

(Bei Vakuumpumpen.)

In Abb. 60 sind die Anfangsdrücke als Abszissen, die theoretischen Verdichtungsarbeiten in  $\text{mkg/m}^3$  angesaugte Luft für 1,0 und 1,033 ata Enddruck als Ordinaten aufgetragen, und zwar für reibungsfreien isothermischen und adiabatischen Verdichtungs Vorgang. Schließlich ist die Verdichtungsarbeit für Kolbenvakuumpumpen, bei denen man, um ein höheres Vakuum zu erzielen, auf Kosten des Kraftbedarfs auf die Rückentspannungsarbeit verzichtet und mit Druckausgleich arbeitet, für 3 vH schädlichen Raum, 1 vH Raum des Druckausgleichskanals und 4 vH Raum des Kanals zwischen Schieberrspiegel und Rückschlagventil in gleicher Weise aufgetragen. Da im Interesse der Hochwertigkeit der Pumpe, d. h. zwecks Erreichung eines möglichst hohen Vakuums, alle Luftwege sehr knapp bemessen werden, so entsteht im Zylinder stets ein beträchtlich höherer Druck als die Atmosphäre. Er ist im vorliegenden Beispiele mit 1,2 ata, mit sinkendem Anfangsdruck auf 1,1 ata abnehmend, angenommen worden. Der Einfluß der Mantel- und Deckelkühlung auf die bei geringen Anfangsdrücken, also hohen Verdichtungsverhältnissen, theoretisch ganz beträchtliche Temperatursteigerung ist durch Annahme eines mit dem Anfangsdruck von 1,4 auf ca. 1,1 sinkenden Exponenten der Verdichtungsline berücksichtigt<sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Näheres Dr. K. Schmidt: Die Berechnung der Luftpumpen. Berlin: Julius Springer 1909.

so ist

$$R_f = \frac{P_g}{\frac{P_l}{R} + \frac{x P_a}{R_a}}$$

Da ferner  $P_l = P_g - x P_a$ , so ist

$$R_f = \frac{P_g}{\frac{1}{R} (P_g - x P_a + x P_a \frac{R}{R_a})}$$

$$R_f = \frac{R}{1 - x \frac{P_a}{P_g} (1 - \frac{R}{R_a})}$$

Setzt man die bekannten Werte  $R = 29,27$  und  $R_a = 47$  ein, so wird

$$R_f = \frac{29,27}{1 - 0,377 x \frac{P_a}{P_g}}$$

In Abb. 59 sind im oberen Teil die Lufttemperaturen als Abszissen, die Gaskonstanten für feuchte Luft bei verschiedenem Feuchtigkeitsgehalt  $x$  und dem Luftdruck  $p_g = 1$  ata als Ordinaten aufgetragen.

Beispiel:  $t = 24^\circ \text{C}$ ,  $x = 45$  vH.

Abb. 59  $R_f = 28,42$ .

Im unteren Teil ist in gleicher Weise die Zunahme der Gaskonstanten bei feuchter Luft im Vergleich zu  $R = 29,27$  bei trockener Luft in vH aufgetragen.

Beispiel:  $t = 31^\circ \text{C}$ ,  $x = 75$  vH.

Abb. 59:  $R_f$  ist 1,3 vH größer als  $R = 29,27$ .

Ist der Luftfeuchtigkeitsgehalt bekannt, so ist es mit Hilfe dieser Tafeln leicht, bei Gewichts- und Rauminhaltsberechnungen für feuchte Luft den Einfluß der Luftfeuchtigkeit genau zu berücksichtigen. Entweder führt man den ablesbaren größeren Wert der Gaskonstante in die Rechnung ein oder macht zu dem ermittelten Rauminhalt den in vH ablesbaren Zuschlag, von dem Gewicht den entsprechenden Abzug.

Die Verdichtungsarbeit ist gleichzeitig das 10000-fache des mittleren indizierten Druckes  $p_i$ .

Beispiel:

### A. Isothermische Verdichtung in nassen Luftpumpen und Wasserstrahl-Luftpumpen.

Die Pumpe sauge 500  $\text{m}^3/\text{h}$  von 28° C aus einem Kondensator mit 0,08 ata Druck, Wassertemperatur 16° C, Druck der Atmosphäre 1,02 ata.

Im Kondensator ist der Wasserdampfdruck bei 28° C nach Abb. 56  $p_a = 0,038$  at, der Luftteildruck demnach  $p_l = 0,08 - 0,038 = 0,042$  ata.

In der Luftpumpe, in der die Wassertemperatur 16° C herrscht, nehmen die 500  $\text{m}^3$  bei dem Wasserdampfdruck  $p_a = 0,0184$  at und dem Luftteildruck  $p_l = 0,08 - 0,0184 = 0,0616$  ata einen Raum von

$$500 \cdot \frac{273 + 16}{273 + 28} \cdot \frac{0,042}{0,0616} = 327 \text{ m}^3$$

ein. Zur isothermischen Verdichtung von 0,0616 auf 1,02 — 0,0184 = 1,0016 ata sind nach Abb. 60 1740  $\text{mkg/m}^3$  angesaugte Luft erforderlich; der theoretische Leistungsbedarf ist also

$$N_{is} = \frac{327 \cdot 1740}{3600 \cdot 75} = 2,11 \text{ PS}_{is}$$

Werden tatsächlich 28 PS verbraucht, so ist der Wirkungsgrad, bezogen auf die Isotherme,

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{2,11}{28} \cdot 100 = 7,53 \text{ vH.}$$

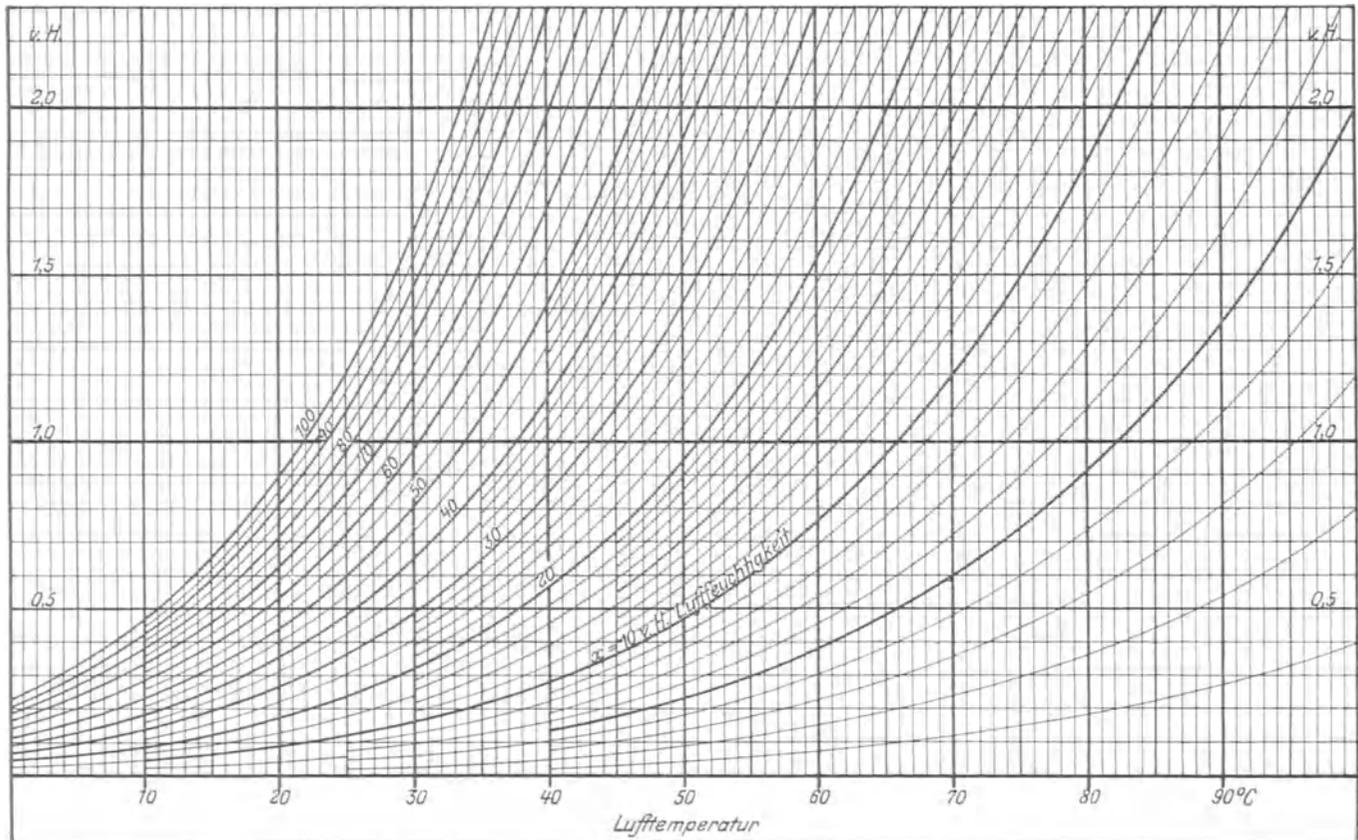
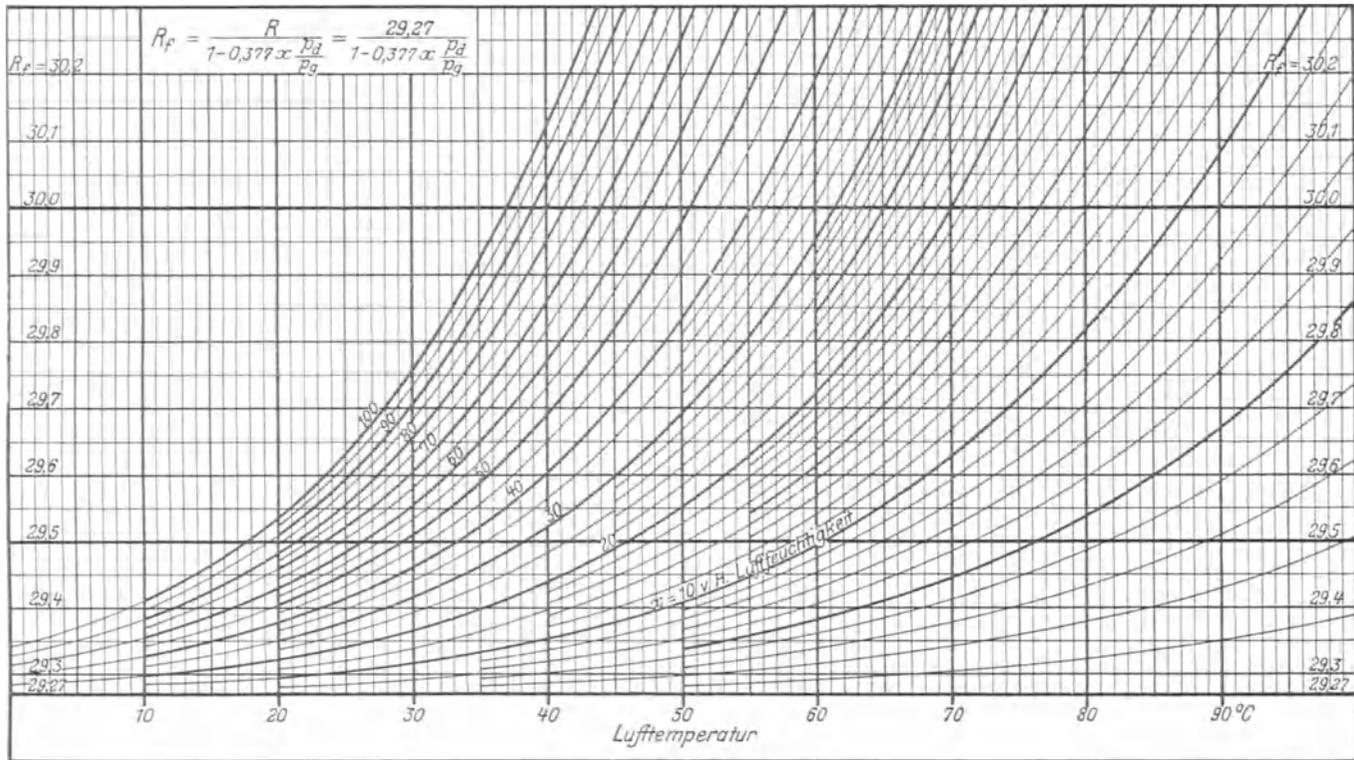


Abb. 59. Gaskonstante R für feuchte Luft.

**B. Adiabatische Verdichtung in trockenen Kolben-Vakuumpumpen.**

15 m<sup>3</sup>/min werden von 0,1 auf 1,03 ata gepreßt.

Abb. 60:  $p_i = \frac{4100}{10000} = 0,41 \text{ kg/cm}^2$ .

Der indizierte Leistungsbedarf ist

$$N_i = \frac{15 \cdot 4100}{60 \cdot 75} = 13,67 \text{ PS}_i$$

Der theoretische Leistungsbedarf ist bei isothermischer Verdichtung

$$N_{is} = \frac{15 \cdot 2350}{60 \cdot 75} = 7,83 \text{ PS}_{is}$$

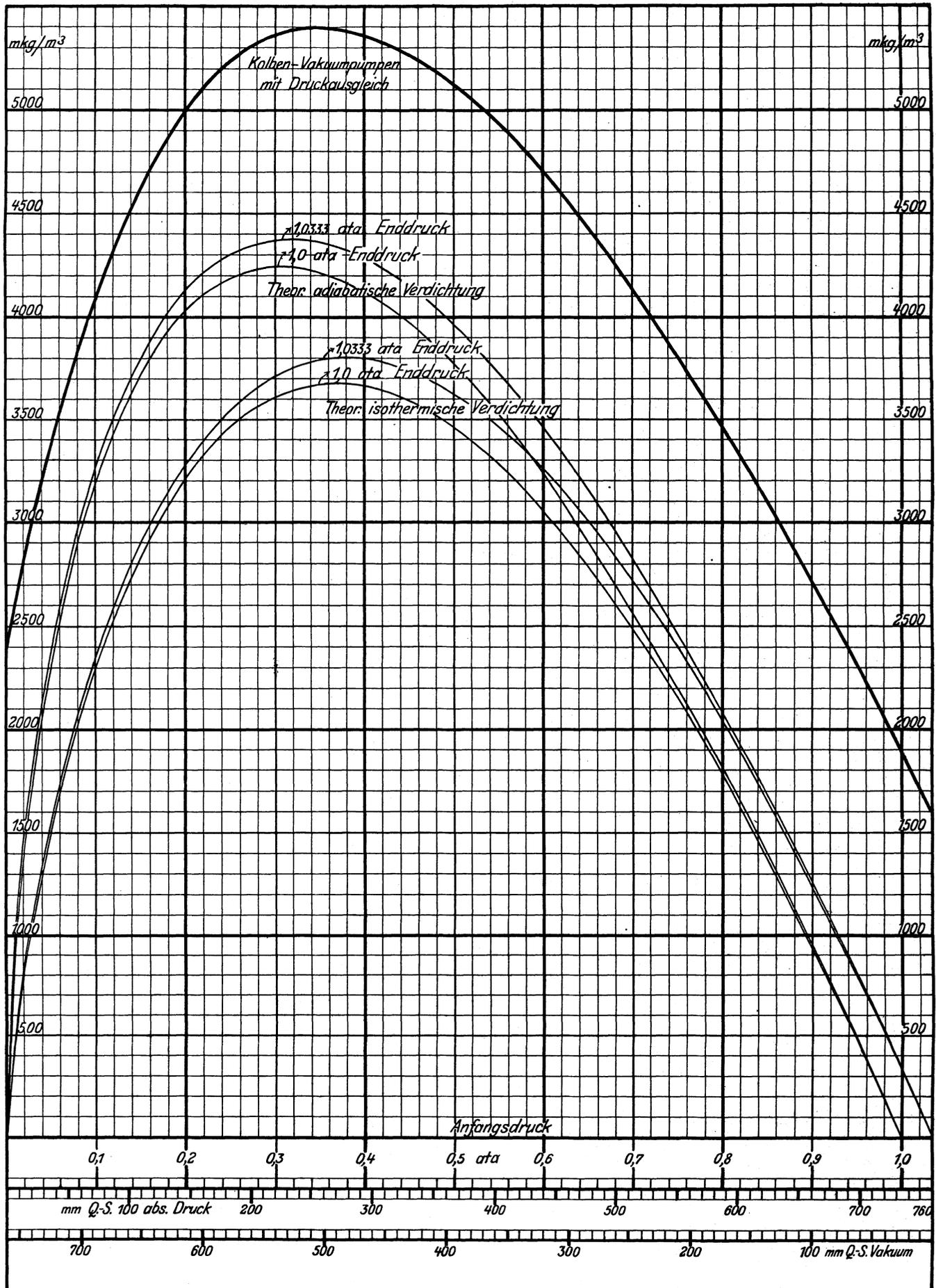


Abb. 60. Arbeitsbedarf für die Verdichtung bei geringen Anfangsdrucken.

bei adiabatischer Verdichtung

$$N_a = \frac{15 \cdot 3260}{60 \cdot 75} = 10,86 \text{ PS}_a.$$

Die indizierten Wirkungsgrade sind, bezogen auf isothermische Verdichtung

$$\eta_{is} = \frac{2350}{4100} = 0,573,$$

bezogen auf adiabatische Verdichtung

$$\eta_a = \frac{3260}{4100} = 0,795.$$

Ist der Leistungsbedarf dieser Pumpe 17 PS<sub>e</sub>, so ist der mechanische Wirkungsgrad  $\eta_{\text{mech.}} = \frac{13,67}{17} = 0,803$  und der Gesamtwirkungsgrad

$$\eta_{is \text{ ges.}} = \frac{7,83}{17} = 0,46 = 0,573 \cdot 0,803,$$

bezogen auf die Isotherme,

$$\eta_a \text{ ges.} = \frac{10,86}{17} = 0,638 = 0,795 \cdot 0,803,$$

bezogen auf die Adiabate.

## Ausströmen von Gas durch Düsen.

Strömt Gas vom Druck  $p$  und der Temperatur  $t$  durch eine Düse in einen Raum, in dem der Druck  $p_0$  herrscht, so wird es in einer richtig bemessenen Düse innerhalb derselben adiabatisch auf den Druck  $p_0$  entspannt, wenn von Reibung an der Düsenwandung und von Wärmeaustausch zwischen Düsenwandung und Gas abgesehen wird. Es muß also nach vollendeter Entspannung die vernichtete potentielle Energie, d. i. die

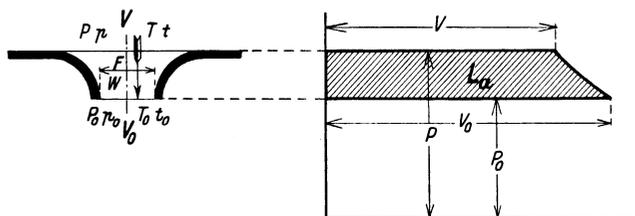


Abb. 61. Entspannungsarbeit beim Ausströmen von Gas durch eine Düse.

geleistete schraffierte Entspannungsarbeit  $L_a$  der Abb. 61 sich in Form der kinetischen Energie  $\frac{M}{2} w^2$  wiederfinden<sup>1)</sup>.

Demnach ist

$$\frac{M}{2} w^2 = L_a.$$

### A. Ausströmgeschwindigkeit $w$ .

Da  $M = \frac{G}{g}$ , so ergibt sich die Ausströmgeschwindigkeit zu

$$w = \sqrt{2g \frac{L_a}{G}}.$$

Der Quotient  $\frac{L_a}{G}$ , die Verdichtungs- bzw. Entspannungsarbeit für 1 kg Luft, ist auf den Entropietafeln 8—10 dargestellt. Mit Hilfe eines Maßstabes, der auf den Tafeln 9 und 10 links gezeichnet ist, kann daher auch die Ausströmgeschwindigkeit ohne weiteres abgelesen werden. Der Unterschied der Ordinatenlängen von Anfangs- und Endzustand bei der Entspannung in der Düse ergibt auf den Maßstab übertragen die theoretische Ausströmgeschwindigkeit im Endquerschnitt der Düse in m/s. Die bei adiabatischer Entspannung geleistete Arbeit ist rechnerisch

$$L_a = PV \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right] \text{ mkg.}$$

Führt man diesen Wert ein und setzt nach der Zustandsgleichung  $PV = GRT$ , so wird

$$w = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} \text{ m/s.}$$

Da  $g = 9,81 \text{ m/s}^2$  und für Luft  $R = 29,27$ ,  $\kappa = 1,4$ ,  $\frac{\kappa}{\kappa - 1} = 3,5$  und  $\frac{\kappa - 1}{\kappa} = 0,286 = \frac{1}{3,5}$  ist, so ist die Geschwindigkeit der aus der Düse ausströmenden Luft

$$w = 44,83 \sqrt{T \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0,286} \right]} \text{ m/s.}$$

Beim Ausströmen von Gasen und Gasmischungen, deren spezifisches Gewicht  $\gamma$ , auf Luft gleich 1 bezogen, bekannt ist, tritt hier und bei allen folgenden Ableitungen und Näherungsgleichungen an Stelle von  $R$  der Wert  $\frac{R}{\gamma}$ . Die für Luft mit der Konstanten  $R = 29,27$  teilweise ausgewerteten Beziehungen sind demnach für andere Gase und Gasmischungen noch mit  $\sqrt{\frac{1}{\gamma}}$  zu multiplizieren, wenn  $R$  unter der Wurzel im Zähler steht, mit  $\sqrt{\gamma}$ , wenn  $R$ , wie in der Gleichung zur Bestimmung des ausströmenden Gewichtes, im Nenner vorkommt.

Für geringe Druckunterschiede kann die Entspannungsarbeit ohne beträchtlichen Fehler

$$L_a = v_m (P - P_0) \quad (\text{Abb. 62})$$

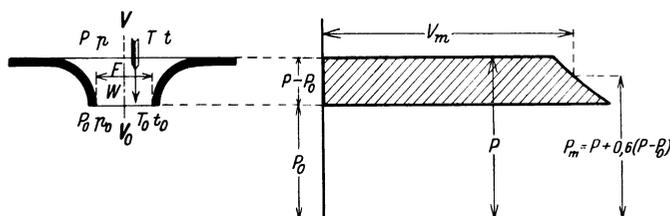


Abb. 62. Angenäherte Entspannungsarbeit beim Ausströmen von Gas durch eine Düse.

gesetzt werden, wenn  $v_m$  das mittlere Volumen bei der Entspannung in der Düse bezeichnet.

Angenähert ist also

$$w = \sim \sqrt{2g v_m (P - P_0)} \text{ m/s.}$$

Nun ist  $v_m = \frac{RT_m}{P_m}$ , wenn  $T_m$  die mittlere absolute Temperatur in  $^{\circ}\text{C}$  und  $P_m$  den mittleren absoluten Druck in  $\text{kg/m}^2$  während der Entspannung in der Düse bezeichnet. Der Fehler der Näherungsrechnung wird sehr gering, geringer als der Einfluß der Beobachtungs-

<sup>1)</sup> De Saint-Venant und Wantzel 1839, Weißbach 1855. Hinz, Thermodynamische Grundlagen. 2. Aufl.

fehler bei der Ablesung, wenn man

$$v_m = \frac{RT}{P_0 + 0,6(P - P_0)}$$

setzt (Abb. 62).

Mit diesem Wert ist

$$w = \sim \sqrt{\frac{2gRT(P - P_0)}{P_0 + 0,6(P - P_0)}} \text{ m/s.}$$

Für Luft ist

$$w = \sim 23,96 \sqrt{\frac{T(P - P_0)}{P_0 + 0,6(P - P_0)}} \text{ m/s.}$$

$P - P_0$  ist der Druckunterschied vor und hinter der Düse. die Drosselung durch die Düse in kg/m<sup>2</sup>, d. s. mm W.-S.

Beispiel für Luft:  $t = 15^\circ \text{C}$ ,  $p_0 = 1 \text{ ata}$ ,  
 $P - P_0 = 200 \text{ mm W.-S.}$ :

$$v_m = \sim \frac{29,27 \cdot (273 + 15)}{10000 + 0,6 \cdot 200} = 0,833 \text{ m}^3/\text{kg}$$

$$w = \sim \sqrt{2 \cdot 9,81 \cdot 0,833 \cdot 200} = \sim 57,2 \text{ m/s}$$

oder

$$w = \sim 23,96 \sqrt{\frac{(273 + 15) 200}{10000 + 0,6 \cdot 200}} = \sim 57,2 \text{ m/s.}$$

Die Ausströmgeschwindigkeit wird beeinflusst durch  $\pm 6^\circ \text{C}$  vor der Düse um ca.  $\pm 1 \text{ vH}$  (bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs.);  $\pm 0,01 \text{ at}$  Druck an der Düse um ca.  $\pm 0,5 \text{ vH}$  (bei ca.  $1 \text{ ata}$ ),  $\pm 1 \text{ vH}$  Druckunterschied um ca.  $\mp 0,5 \text{ vH}$ .

Die Rechnung nach der Näherungsformel, die in einfacher Weise mit dem Rechenschieber ausgeführt werden kann, ergibt bei geringen Druckunterschieden etwas zu hohe, über  $7,6 \text{ m W.-S.}$  Druckunterschied etwas zu geringe Werte. Der Fehler ist der Zahlentafel 12 zu entnehmen.

Zahlentafel 12.

$P - P_0$ in mm W.-S. . . . .	240	520	850	1300	1900	3000	4500	5400	6100	6600	7600	8500
Fehler in vH . . . . .	+0,05	+0,1	+0,15	+0,2	+0,25	+0,3	+0,25	+0,2	+0,15	+0,1	$\pm 0$	-0,1

## B. Ausströmende Gasmenge $V_0$ .

Die durch die Düse theoretisch ausströmende Gasmenge  $V_0$  von dem geringen Druck  $p_0$  und der infolge der Strömung kaum genau meßbaren Temperatur  $t_0$  im Endquerschnitt der Düse ist durch die Ausströmgeschwindigkeit  $w$  und den Düsenquerschnitt  $F$  bestimmt.

$$V_0 = F \cdot w$$

$$V_0 = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \right]} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Für Luft ist

$$V_0 = 44,83 F \sqrt{T \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0,286} \right]} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Durch  $1 \text{ cm}^2$  Düsenquerschnitt strömt stündlich die  $0,0001 \cdot 3600 = 0,36$ fache Luftmenge

$$V_0 = 16,14 \sqrt{T \left[ 1 - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0,286} \right]} \text{ m}^3/\text{h.}$$

In gleicher Weise wie die Ausströmgeschwindigkeit ist auch die Ausströmmenge angenähert bestimmt durch

$$V_0 = \sim F \sqrt{2g v_m (P - P_0)} \text{ m}^3/\text{s}$$

$$V_0 = \sim F \sqrt{\frac{2gRT(P - P_0)}{P_0 + 0,6(P - P_0)}} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Für Luft ist

$$V_0 = \sim 23,96 F \sqrt{\frac{T(P - P_0)}{P_0 + 0,6(P - P_0)}} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Die durch  $1 \text{ cm}^2$  Düsenquerschnitt stündlich ausströmende Luftmenge ist

$$V_0 = \sim 8,627 \sqrt{\frac{T(P - P_0)}{P_0 + 0,6(P - P_0)}} \text{ m}^3/\text{h.}$$

Beispiel für Luft:

$F = 1 \text{ cm}^2$ ,  $t = 15^\circ \text{C}$ ,  $p_0 = 1 \text{ ata}$ ,  $P - P_0 = 200 \text{ mm W.-S.}$

$$V_0 = \sim 8,627 \sqrt{\frac{(273 + 15) 200}{10000 + 0,6 \cdot 200}} = \sim 20,48 \text{ m}^3/\text{h.}$$

Die Ausströmmenge wird durch Temperatur, Druck und Druckunterschied in gleicher Weise beeinflusst wie die Ausströmgeschwindigkeit. Auch der Fehler der Näherungsformel, die bis  $7,6 \text{ m W.-S.}$  Druckunterschied im Maximum  $0,3 \text{ vH}$  zu große Werte ergibt, ist der

gleiche wie für die Ausströmgeschwindigkeit in der Zahlentafel 12 zuvor zusammengestellt.

## C. Temperatur $t_0$ im Austrittsquerschnitt der Düse.

Infolge der Strömung ist  $t_0$  kaum genau zu messen. Theoretisch ist die Endtemperatur nach der adiabatischen Entspannung in der Düse bestimmt zu

$$T_0 = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \text{ }^\circ \text{C abs.}$$

Für Luft ist

$$T_0 = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{0,286} \text{ }^\circ \text{C abs.}$$

Auf den Entropietafeln 8—10 kann die Entspannungstemperatur  $t$  nach Einzeichnen einer Adiabate vom Zustand  $p, t$  beim Schnittpunkt mit dem Druck  $p_0$  direkt abgelesen werden.

Angenähert ist der Temperaturabfall rechnerisch zu bestimmen aus dem Wärmewert der Arbeit  $v_m (P - P_0)$ , die bei geringen Druckverhältnissen ziemlich genau die Entspannungsarbeit ausdrückt.

$$G c_p (t - t_0) = \sim A v_m (P - P_0)$$

$$t - t_0 = \sim \frac{A R T_m}{c_p P_m} (P - P_0).$$

Da

$$\frac{A R}{c_p} = \frac{c_p - c_v}{c_p} = \frac{\kappa - 1}{\kappa}$$

und

$$\frac{T_m}{P_m} = \sim \frac{T}{P_0 + 0,6(P - P_0)},$$

so ist

$$t - t_0 = \sim \frac{\kappa - 1}{\kappa} \frac{T}{P_0 + 0,6(P - P_0)} (P - P_0) \text{ }^\circ \text{C.}$$

Für Luft ist angenähert

$$t - t_0 = \sim \frac{1}{3,5} \frac{T}{P_0 + 0,6(P - P_0)} (P - P_0) \text{ }^\circ \text{C.}$$

Beispiel für Luft:  $t = 15^\circ \text{C}$ ,  $p_0 = 1 \text{ ata}$ ,  
 $P - P_0 = 200 \text{ mm W.-S.}$ :

$$t - t_0 = \sim \frac{(273 + 15) 200}{3,5 \cdot (10000 + 0,6 \cdot 200)} = \sim 1,63 \text{ }^\circ \text{C.}$$

Die Temperaturabnahme ist angenähert proportional dem Druckunterschied. Je 120 mm W.-S. Druckunterschied haben bei ca. 300° C abs. etwa 1° C Temperaturabfall zur Folge.

Die Näherungsrechnung ergibt etwas zu große Temperaturunterschiede, jedoch macht der Fehler im Höchstwert bei 3000 mm Druckunterschied erst 0,1° C aus.

### D. Kritisches Druckverhältnis.

Soll der Druck innerhalb der Düse stetig von  $p$  auf  $p_0$  abnehmen, so muß für jeden beliebigen Querschnitt  $F_x$  die Bedingung erfüllt sein:

$$F_x = \frac{V_x}{w_x}$$

(Abb. 63). Setzt man für  $w_x$  den abgeleiteten Wert mit dem Index  $x$  anstatt  $0$ ,

$$V_x = \frac{G}{\frac{P_x}{RT_x}}$$

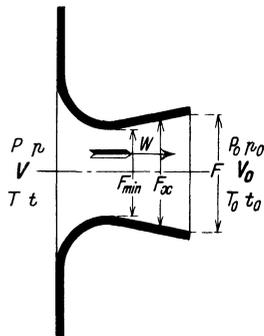


Abb. 63. Sich erweiternde Düse.

und, aus der Gleichung für die Temperaturabnahme abgeleitet,

$$\frac{P_x}{T_x} = \frac{P}{T} \left( \frac{p_x}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}},$$

so erhält man

$$F_x = \frac{G}{P \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{\kappa-1} \left[ \left( \frac{p_x}{p} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left( \frac{p_x}{p} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \right]}}$$

$F$  wird demnach ein Mindestwert, wenn

$$\frac{2}{\kappa} p^{-\frac{2}{\kappa}} \cdot p_x^{\frac{2}{\kappa}-1} - \frac{\kappa-1}{\kappa} p^{-\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot p_x^{\frac{\kappa-1}{\kappa}-1} = 0,$$

$$\left( \frac{p}{p_x} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \frac{\kappa+1}{2},$$

wenn also

$$\frac{p}{p_x} = \left( \frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}.$$

Die sich auf den Querschnitt  $F_{\min}$ . verengende Düse muß sich also wieder erweitern, damit eine weitere Druckabnahme eintreten kann (Abb. 63). Erweitert sie sich nicht, so wird bei einem Druckverhältnis  $\frac{p}{p_0}$ , das größer als das errechnete „kritische Druckverhältnis“

$$\beta = \left( \frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}$$

ist, der Enddruck  $p_0$  in der Düse noch nicht erreicht.

Im Austrittsquerschnitt der Düse herrscht dann der Druck

$$p_e = \frac{p}{\beta} = \frac{p}{\left( \frac{\kappa+1}{2} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}}} = \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \cdot p,$$

der größer als  $p_0$  ist. Infolge dieses Überdruckes breitet sich der Luftstrom sofort beim Austritt aus der Düse aus, eine gesetzmäßige adiabatische Umsetzung der Druckenergie in Strömungsenergie kann nicht mehr stattfinden.

Für Luft ist das kritische Druckverhältnis

$$\beta = 1,2^{3,5} = 1,893 = \frac{1}{0,5283}$$

und bei höheren Druckverhältnissen der Druck im engsten Querschnitt

$$p_e = \frac{p_2}{1,893} = 0,5283 p.$$

### Kritische Geschwindigkeit.

Da der Druck innerhalb einer sich nicht erweiternden Düse nur auf den Druck  $\frac{p}{\beta}$  abnimmt, so kann auch die Austrittsgeschwindigkeit einen Höchstwert nicht überschreiten. Diese „kritische Geschwindigkeit“ ist bestimmt, wenn man in die Geschwindigkeitsgleichung als Druckverhältnis das kritische einsetzt. Dann wird

$$w_{kr.} = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa+1}} \text{ m/s.}$$

Für Luft ist

$$w_{kr.} = 18,3 \sqrt{T} \text{ m/s.}$$

Beispiel für Luft:  $t = 15^\circ \text{C}$ :

$$w_{kr.} = 18,3 \sqrt{273 + 15} = 310,6 \text{ m/s.}$$

Die kritische Geschwindigkeit ist nur noch von der Temperatur vor der Düse abhängig; je  $\pm 6^\circ$  vor der Düse bedingen bei ca. 300° C abs. etwa  $\pm 1$  vH Geschwindigkeitsänderung, d. s. ca.  $\pm 3$  m/s.

Erweitert sich die Düse dagegen, so nimmt die Ausströmgeschwindigkeit bei steigendem Druckverhältnis auch über die kritische hinaus zu.

### Ausströmende Gasmenge $V_0$ bei sich nicht erweiternder Düse.

Die ausströmende Gasmenge  $V_0$  ist abhängig von der Ausströmgeschwindigkeit.

Ist das Druckverhältnis das kritische, so ist die ausströmende kritische Menge

$$V_{0kr.} = F \cdot w_{kr.} = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa+1}} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Für Luft ist

$$V_{0kr.} = 18,3 F \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt strömt dann stündlich die Luftmenge

$$V_{0kr.} = 6,59 \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{h.}$$

Beispiel für Luft:  $F = 1 \text{ cm}^2$ ,  $t = 15^\circ \text{C}$ :

$$V_{0kr.} = 6,59 \sqrt{273 + 15} = 111,8 \text{ m}^3/\text{h.}$$

Die ausströmende kritische Menge hängt wie die kritische Geschwindigkeit nur noch von der Temperatur vor der Düse ab.

Ist das Druckverhältnis dagegen größer als das kritische, so entspannt sich die Luft in einer sich nicht erweiternden Düse vom Druck  $\frac{p}{\left(\frac{\kappa+1}{2}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}}$  im engsten Düsenquer-

schnitt, dem Endquerschnitt  $F$ , ohne Temperaturabnahme auf den Druck  $p_0$ . Demnach ist

$$V_0 = \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \cdot \frac{p}{p_0} F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa+1}} \text{ m}^3/\text{s}.$$

Für Luft ist

$$V_0 = 9,67 \frac{p}{p_0} F \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{s}$$

und stündlich für 1 m<sup>2</sup> Düsenöffnung

$$V_0 = 3,48 \frac{p}{p_0} \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{h}.$$

Beispiel für Luft:

$$F = 1 \text{ cm}^2, t = 15^\circ \text{C}, p = 7 \text{ ata}, p_0 = 1 \text{ ata}:$$

$$V_0 = 3,48 \cdot \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 59,1 \frac{p}{p_0}$$

$$V_0 = 59,1 \frac{7}{1} = 413,7 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Über das kritische Druckverhältnis hinaus wächst also bei sich nicht erweiternder Düse die ausströmende Menge proportional mit dem Druckverhältnis; außerdem bedingen je  $\pm 6^\circ \text{C}$  vor der Düse bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs. ca.  $\pm 1$  vH größere Menge.

### Kritische Temperaturabnahme $t - t_0$ .

Entsprechend dem kritischen Druckverhältnis ist die „kritische Temperaturabnahme“

$$t - t_0 = T \left[ 1 - \left\{ \left( \frac{2}{\kappa+1} \right)^{\left( \frac{\kappa}{\kappa-1} \right)} \right\}^{\left( \frac{\kappa-1}{\kappa} \right)} \right]$$

$$t - t_0 = \frac{\kappa-1}{\kappa+1} T.$$

Für Luft ist

$$t - t_0 = \frac{T}{6}.$$

Beispiel für Luft:  $t = 15^\circ \text{C}$ ,

$$t - t_0 = \frac{273 + 15}{6} = 48^\circ \text{C}$$

$$t_0 = 15 - 48 = -33^\circ \text{C}.$$

Die kritische Temperaturabnahme ist nur noch von der Temperatur vor der Düse abhängig, derer absolutem Wert sie proportional ist.

### E. Ausströmende Gasmenge $V$ .

Will man anstatt der ausströmenden Gasmenge  $V_0$  vom Zustand hinter der Düse bei dem geringen Druck  $p_0$  die Gasmenge  $V$  vom Zustand vor der Düse bei dem höheren Druck  $p$  und der genau meßbaren Temperatur  $t$ , die Druckgasmenge, ermitteln, so kann man nach der Zustandsgleichung

$$\frac{pV}{T} = \frac{p_0V_0}{T_0}$$

setzen. Dann ist

$$V = V_0 \frac{p_0}{p} \frac{T}{T_0}.$$

Da

$$\frac{T}{T_0} = \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} = \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1-\kappa}{\kappa}},$$

so wird

$$V = V_0 \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{1}{\kappa}}.$$

Setzt man für  $V_0$  den bereits entwickelten Wert ein, so erhält man

$$V = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa-1} \left[ \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}} \right]} \text{ m}^3/\text{s}.$$

Für Luft ist

$$V = 44,83 F \sqrt{T \left[ \left( \frac{p_0}{p} \right)^{1,429} - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{1,714} \right]} \text{ m}^3/\text{s}$$

und für 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt die stündlich ausströmende Druckluftmenge

$$V = 16,14 \sqrt{T \left[ \left( \frac{p_0}{p} \right)^{1,429} - \left( \frac{p_0}{p} \right)^{1,714} \right]} \text{ m}^3/\text{h}.$$

(Anstatt mit 1,429 potenziert man bequemer mit  $\frac{10}{7}$ , anstatt mit 1,714 mit  $\frac{12}{7}$ .)

Bei geringen Druckunterschieden kann angenähert ohne beträchtliche Fehler gesetzt werden

$$V \sim F \frac{1}{p} \sqrt{2gRT p_0 (P - P_0)} \text{ m}^3/\text{s}.$$

Für Luft ist

$$V \sim 23,96 F \frac{1}{p} \sqrt{TP_0 (P - P_0)} \text{ m}^3/\text{s}$$

und für 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt die stündlich ausströmende Druckluftmenge angenähert

$$V \sim 8,627 \frac{1}{p} \sqrt{TP_0 (P - P_0)} \text{ m}^3/\text{h}.$$

Beispiel für Luft:

$$F = 1 \text{ cm}^2, t = 15^\circ \text{C}, p_0 = 1 \text{ ata}, P - P_0 = 200 \text{ mm W.-S.}:$$

$$V \sim \frac{8,627}{10000 + 200} \sqrt{(273 + 15) 10000 \cdot 200} \\ = \sim 20,29 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Die ausströmende Druckluftmenge wird beeinflusst durch

- $\pm 6^\circ \text{C}$  vor der Düse um  $\pm 1$  vH (bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs.),
- $\pm 0,01$  at an der Düse um  $\mp 0,5$  vH  
(bei ca. 1 ata Druck),
- $\pm 1$  vH Druckunterschied um ca.  $\pm 0,5$  vH.

Die Rechnung mit der Näherungsformel ergibt etwas zu hohe Werte. Der Fehler ist der Zahlentafel 13 zu entnehmen.

Zahlentafel 13.

$P - P_0$ in mm W.-S.	280	560	840	1120	2800	2800	5600	usw.
Fehler in vH . . .	0,1	0,2	0,3	0,4	0,5	1,0	2,0	

Für je 280 mm Druckabfall in der Meßdüse sind die Näherungswerte nur um 1 vT zu groß, so daß der Fehler bei den üblichen geringen Druckunterschieden vor und hinter der Düse geringer als unvermeidliche Beobachtungsfehler ist und deshalb unbedenklich vernachlässigt werden kann.

Aus der genauen Formel geht hervor, daß die ausströmende Druckluftmenge  $V$  einen Höchstwert erreicht, wenn

$$\frac{p}{p_0} = \left( \frac{\kappa + 1}{\kappa} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}$$

ist. Bei diesem kritischen Druckverhältnis ist

$$V_{\max.} = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{2} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} \text{ m}^3/\text{s}.$$

Für Luft ist

$$V_{\max.} = 11,6 F \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{s}$$

und für 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt

$$V_{\max.} = 4,177 \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{h}.$$

Beispiel für Luft:  $t = 15^\circ \text{C}$ :

$$V_{\max.} = 4,177 \sqrt{273 + 15} = 70,9 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Die maximal ausströmende Druckluftmenge ist nur noch von der Temperatur  $t$  vor der Düse abhängig; je  $\pm 6^\circ$  Temperaturänderung vor der Düse bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs. bedingen etwa  $\pm 1$  vH Druckluftmenge.

Erweitert sich die Düse, so nimmt bei höherem als dem kritischen Druckverhältnis der Wert  $V$  gesetzmäßig wieder ab. Als  $F$  ist dann jedoch der größere, erweiterte Endquerschnitt der Düse in die Rechnung einzuführen. Erweitert sich die Düse nicht, so bleibt bei höherem als dem kritischen Druckverhältnis der Wert  $V$  dagegen unverändert gleich dem zuvor bestimmten Höchstwert.

## F. Ausströmendes Gasgewicht.

Das durch eine Düse ausströmende Gasgewicht ist

$$G = \frac{P_0 V_0}{RT_0}.$$

Setzt man für  $V_0$  den abgeleiteten Wert ein und ferner

$$T_0 = T \left( \frac{p_0}{p} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}, \quad \frac{1}{T_0} = \frac{1}{T} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}},$$

so erhält man

$$G = F P \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1 \right]} \text{ kg/s}.$$

Für Luft ist

$$G = 15317 F p_0 \sqrt{\frac{1}{T} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,286} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,286} - 1 \right]} \text{ kg/s}.$$

Durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt strömen stündlich

$$G = 5514 p_0 \sqrt{\frac{1}{T} \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,286} \left[ \left( \frac{p}{p_0} \right)^{0,286} - 1 \right]} \text{ kg/h}.$$

Bei geringen Druckunterschieden kann angenähert gesetzt werden

$$G \sim F \sqrt{2g \frac{P_0}{RT} (P - P_0)} \text{ kg/s}.$$

Für Luft ist

$$G \sim 81,87 F \sqrt{\frac{p_0}{T} (P - P_0)} \text{ kg/s}.$$

Durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt strömen stündlich angenähert

$$G \sim 29,47 \sqrt{\frac{p_0}{T} (P - P_0)} \text{ kg/h}.$$

Beispiel für Luft:

$$p_0 = 1 \text{ ata}, \quad t = 15^\circ \text{C}, \quad P - P_0 = 200 \text{ mm W.-S.}:$$

$$G \sim 29,47 \sqrt{\frac{1}{273 + 15} (P - P_0)} = \sim 1,74 \sqrt{200} \\ = \sim 24,6 \text{ kg/h}.$$

Das ausströmende Luftgewicht wird beeinflusst durch

je  $\pm 6^\circ \text{C}$  vor der Düse um ca.  $\pm 1$  vH

(bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs.),

je  $\pm 0,01$  at hinter der Düse um ca. 0,5 vH

(bei ca. 1 ata Druck),

je  $\pm 1$  vH Druckunterschied um ca.  $\pm 0,5$  vH.

Zu beachten ist, daß in die Näherungsgleichung die meßbare Temperatur  $t$  vor der Düse, als Druck dagegen der niedrigere Druck  $p_0$  hinter der Düse eingeführt werden muß; dann sind die Näherungswerte um ein geringes zu groß. Der Fehler ist der Zahlentafel 13 zu entnehmen.

Für je 280 mm Druckunterschied sind die Näherungswerte um 1 vH zu groß, so daß der Fehler nicht größer als unvermeidliche Ablesungsfehler ist und unbedenklich vernachlässigt werden kann.

Beim kritischen Druckverhältnis ist das ausströmende Gewicht

$$G_{\text{kr.}} = F P_0 \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{4} (\kappa + 1)} \text{ kg/s}.$$

Für Luft ist

$$G_{\text{kr.}} = 7504 F p_0 \sqrt{\frac{1}{T}} \text{ kg/s}$$

und stündlich für 1 cm<sup>2</sup> Düsenöffnung

$$G_{\text{kr.}} = 2702 p_0 \sqrt{\frac{1}{T}} \text{ kg/h}.$$

Beispiel für Luft:

$$F = 1 \text{ cm}^2, \quad p_0 = 1 \text{ ata}, \quad t = 15^\circ \text{C}:$$

$$G = 2702 \cdot 1 \sqrt{\frac{1}{273 + 15}} = 159,2 \text{ kg/h}.$$

$\pm 1$  vH Druckänderung hinter der Düse bedingen  $\pm 1$  vH Luftgewichtsänderung, je  $\pm 6^\circ \text{C}$  vor der Düse  $\mp 1$  vH Luftgewichtsänderung.

Mit höherem als dem kritischen Druckverhältnisse nimmt bei sich erweiternder Düse das ausströmende Luftgewicht gesetzmäßig zu; als  $F$  ist jedoch der größere, erweiterte Endquerschnitt der Düse einzuführen.

Erweitert sich die Düse nicht, so herrscht bei höherem als dem kritischen Druckverhältnis  $\beta$  im Endquerschnitt  $F$  der Düse der Druck

$$p_c = \frac{p}{\beta} = \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \cdot p.$$

Da das ausströmende Luftgewicht proportional dem Druck im Endquerschnitt ist, so wird

$$G = F P \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{2} \left( \frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}} \text{ kg/s}.$$

Für Luft ist

$$G = 3964 F p \sqrt{\frac{1}{T}} \text{ kg/s}$$

und für 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt stündlich

$$G = 1427 p \sqrt{\frac{1}{T}} \text{ kg/h}.$$

Beispiel:

$$F = 1 \text{ cm}^2, \quad t = 15^\circ \text{C}, \quad p = 7 \text{ ata:}$$

$$G = 1427 \cdot p \sqrt{\frac{1}{273 + 15}} = 84,1 p,$$

$$G = 84,1 \cdot 7 = 588,7 \text{ kg/h.}$$

Das ausströmende Luftgewicht wächst bei sich nicht erweiternder Düse jenseits des kritischen Druckverhältnisses proportional mit dem höheren Druck  $p$  vor der Düse, während der Druck  $p_0$  hinter der Düse keinen Einfluß mehr hat. Außerdem bedingen bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs. je  $\pm 6^\circ \text{C}$  Temperaturänderung ca.  $\mp 1$  vH Luftgewichtänderung.

### G. Ausströmende Gase $V_{p_0 t}$ vom geringeren Druck $p_0$ hinter der Düse, auf die höhere Temperatur $t$ vor der Düse umgerechnet.

In vielen Fällen, bei Messungen in der Druckleitung, wird das Gas beim Ausströmen durch die Düse auf Atmosphärenspannung entspannt, also auf den Druck, bei dem es vom Kompressor, dessen Saugleistung bestimmt werden soll, angesaugt worden ist. Rechnet man die ausströmende Menge  $V_0$  vom geringeren Druck  $p_0$  und der zunächst unbekanntem Temperatur  $t_0$  im Endquerschnitt der Düse von vornherein auf die meßbare Temperatur  $t$  um, so hat man, um auf den Anfangszustand des Gases beim Ansaugen durch den Kompressor zu kommen, diese Menge  $V_{p_0 t}$  nur noch im Verhältnis der absoluten Temperaturen beim Ansaugen und vor der Düse zu berichtigen.

Zur Ermittlung dieses bei Düsenmessungen brauchbarsten Wertes ist entweder das tatsächliche Ausströmvolumen  $V_0$  mit  $\frac{T}{T_0} = \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}}$ , die Druckluftmenge  $V$  vom Zustand vor der Düse mit  $\frac{p}{p_0}$  oder aber das ausströmende Luftgewicht  $G$  mit  $\frac{RT}{P_0}$  zu multiplizieren. Das Ergebnis ist das gleiche.

$$V_{p_0 t} = F \sqrt{2 g R T \frac{\kappa}{\kappa-1} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa-1}{\kappa}} - 1\right]} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Für Luft ist

$$V_{p_0 t} = 44,83 F \sqrt{T \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} - 1\right]} \text{ m}^3/\text{s}$$

und für  $1 \text{ cm}^2$  Düsenquerschnitt und 1 Stunde

$$V_{p_0 t} = 16,14 \sqrt{T \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} - 1\right]} \text{ m/h.}$$

Für geringe Druckverhältnisse ist angenähert

$$V_{p_0 t} \approx \sim F \sqrt{2 g \frac{RT}{P_0} (P - P_0)} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Für Luft ist

$$V_{p_0 t} \approx \sim 23,96 F \sqrt{\frac{T}{P_0} (P - P_0)} \text{ m}^3/\text{s}$$

und stündlich für  $1 \text{ cm}^2$  Düsenquerschnitt

$$V_{p_0 t} \approx \sim 8,627 \sqrt{\frac{T}{P_0} (P - P_0)} \text{ m}^3/\text{h.}$$

Beispiel für Luft:

$$F = 1 \text{ cm}^2, \quad t = 15^\circ \text{C}, \quad p_0 = 1 \text{ ata}, \quad P - P_0 = 200 \text{ mm W.-S.:}$$

$$V_{p_0 t} \approx \sim 8,627 \sqrt{\frac{(273 + 15)}{10000} (P - P_0)} \\ = \sim 1,46 \sqrt{200} = \sim 20,7 \text{ m}^3/\text{h.}$$

Wurde die Luft mit  $35^\circ \text{C}$  vom Kompressor angesaugt, so war ihr Ansaugvolumen  $20,7 \frac{(273 + 35)}{(273 + 15)} = 21,4 \text{ m}^3/\text{h}$  für  $1 \text{ cm}^2$  Düsenquerschnitt.

$V_{p_0 t}$  wird beeinflusst durch

je  $\pm 6^\circ \text{C}$  vor der Düse um ca.  $\pm 1$  vH  
(bei etwa  $300^\circ \text{C}$  abs.),

je  $\pm 0,01$  at Druck hinter der Düse um ca.  $\mp 0,5$  vH  
(bei ca. 1 ata Druck),

je  $\pm 1$  vH Druckunterschied um ca.  $0,5$  vH.

Zu beachten ist, daß als Temperatur die höhere Temperatur  $t$  vor der Düse, als Druck dagegen der niedrigere Druck  $p_0$  hinter der Düse in die Näherungsgleichung eingeführt werden muß; dann ist der Näherungswert um ein geringes zu groß. Der Fehler ist der Zahlentafel 13 zu entnehmen.

Hier sei erwähnt, daß die Näherungsformel für die Druckluftmenge  $V$  aus dieser Gleichung für  $V_{p_0 t}$  entstanden ist. Da

$$V = V_{p_0 t} \cdot \frac{p_0}{p},$$

so ist

$$V = F \frac{p_0}{p} \sqrt{2 g \frac{RT}{P_0} (P - P_0)} = F \frac{1}{P} \sqrt{2 g R T P_0 (P - P_0)}.$$

Mit steigendem Druckverhältnis nimmt  $V_{p_0 t}$  gesetzmäßig zu, bei sich erweiternder Düse auch über das kritische Druckverhältnis hinaus; als  $F$  ist dann jedoch der größere, erweiterte Endquerschnitt der Düse einzuführen. Für das kritische Druckverhältnis ist

$$V_{p_0 t \text{ kr.}} = F \sqrt{2 g R T \frac{\kappa}{4} (\kappa + 1)} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Für Luft ist

$$V_{p_0 t \text{ kr.}} = 21,96 F \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{s}$$

und für  $1 \text{ cm}^2$  Düsenquerschnitt stündlich

$$V_{p_0 t \text{ kr.}} = 7,91 \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{h.}$$

Beispiel für Luft:

$$F = 1 \text{ cm}^2, \quad t = 15^\circ \text{C:}$$

$$V_{p_0 t \text{ kr.}} = 7,91 \sqrt{273 + 15} = 134,2 \text{ m}^3/\text{h.}$$

$V_{p_0 t}$  ist dann nur noch von der Temperatur  $t$  vor der Düse abhängig; je  $\pm 6^\circ \text{C}$  bedingen bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs. ca.  $\pm 1$  vH Mengenänderung.

Bei größerem Druckverhältnis ist bei sich nicht erweiternder Düse aus den gleichen Gründen wie beim Luftgewicht

$$V_{p_0 t} = F \frac{p}{p_0} \sqrt{2 g R T \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}} \text{ m}^3/\text{s.}$$

Für Luft ist dann

$$V_{p_0 t} = 11,6 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{s}$$

und für  $1 \text{ cm}^2$  Düsenquerschnitt stündlich

$$V_{p_0 t} = 4,177 \frac{p}{p_0} \sqrt{T} \text{ m}^3/\text{h.}$$

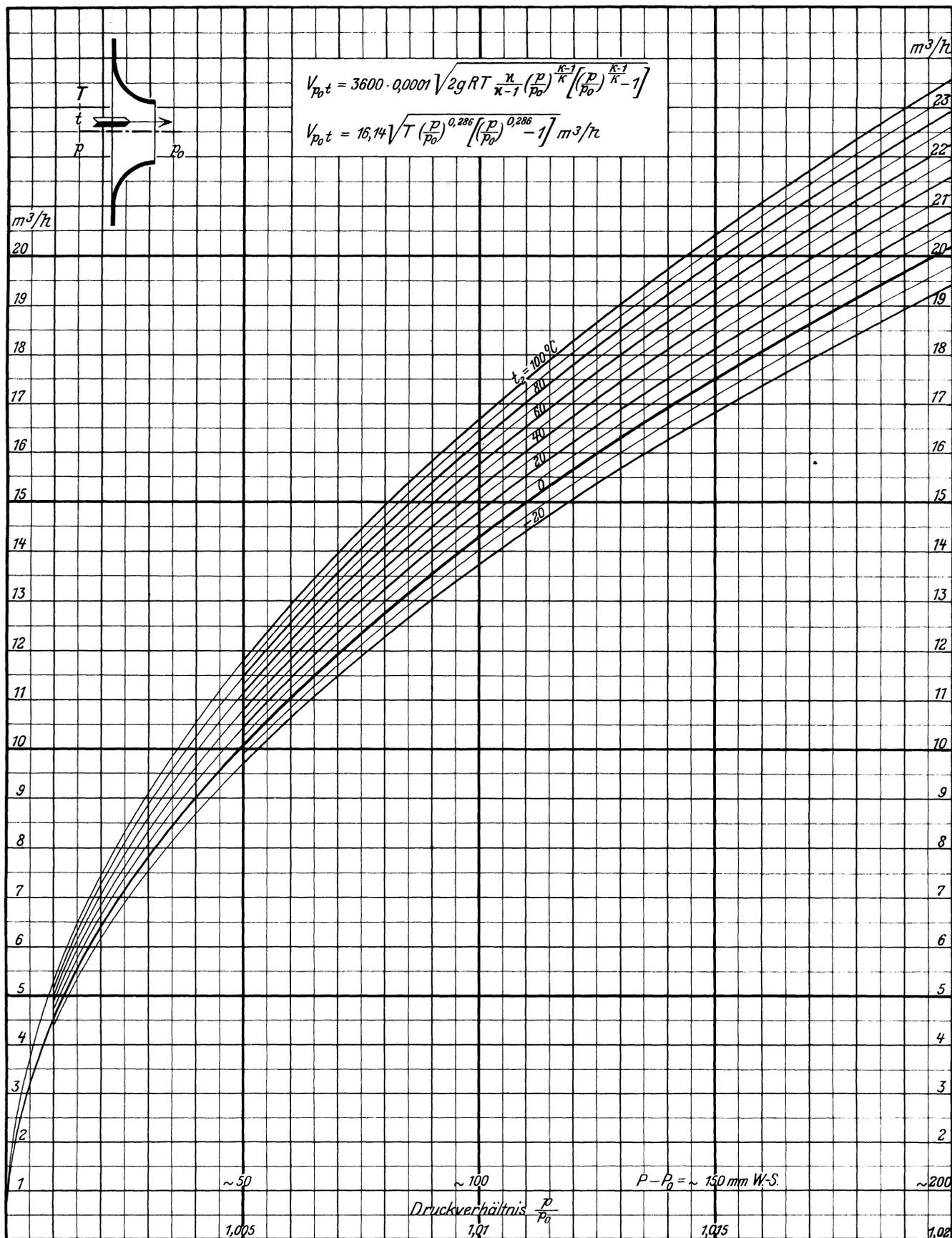


Abb. 64. Durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt theoretisch ausströmende Luftmenge in m<sup>3</sup>/h vom geringeren Druck  $p_0$  hinter der Düse und der höheren Temperatur  $t$  vor der Düse.

Beispiel für Luft:

$F = 1 \text{ cm}^2$ ,  $t = 15^\circ \text{C}$ ,  $p = 7 \text{ ata}$ ,  $p_0 = 1 \text{ ata}$ :

$$V_{p_0 t} = 4,177 \cdot \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 70,9 \cdot \frac{p}{p_0}$$

$$V_{p_0 t} = 70,9 \cdot \frac{7}{1} = 496,3 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Über das kritische Druckverhältnis hinaus ist  $V_{p_0 t}$  bei sich nicht erweiternder Düse proportional dem Druckverhältnis  $\frac{p}{p_0}$ ; außerdem bedingen je  $\pm 6^\circ \text{C}$  Temperaturänderung vor der Düse bei ca.  $300^\circ \text{C}$  abs.  $\pm 1 \text{ vH}$  Mengenänderung.

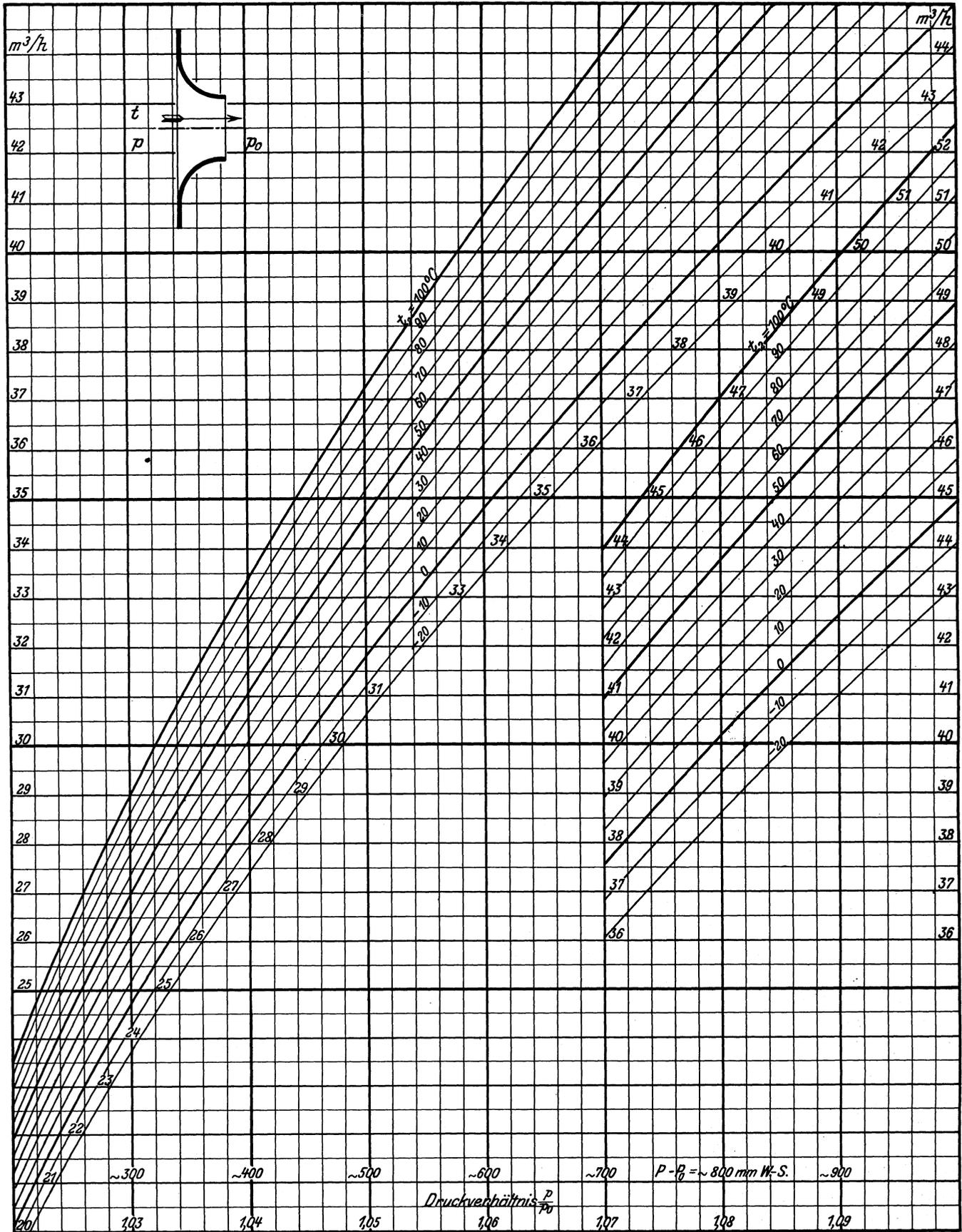


Abb. 65. Durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt theoretisch ausströmende Luftmenge in m<sup>3</sup>/h vom geringeren Druck  $p_0$  hinter der Düse und der höheren Temperatur  $t$  vor der Düse.

Auf den Abb. 64–66 sind auf den Druckverhältnissen als Abszissen die genauen Werte  $V_{p_0 t}$ , die stündlich durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt theoretisch ausströmenden Luftmengen vom geringeren Druck  $p_0$  hinter

der Düse und der höheren Temperatur  $t$  vor der Düse, als Ordinaten aufgetragen.

Strömt anstatt Luft Gas oder eine andere Gas-mischung mit bekanntem spezifischen Gewicht durch

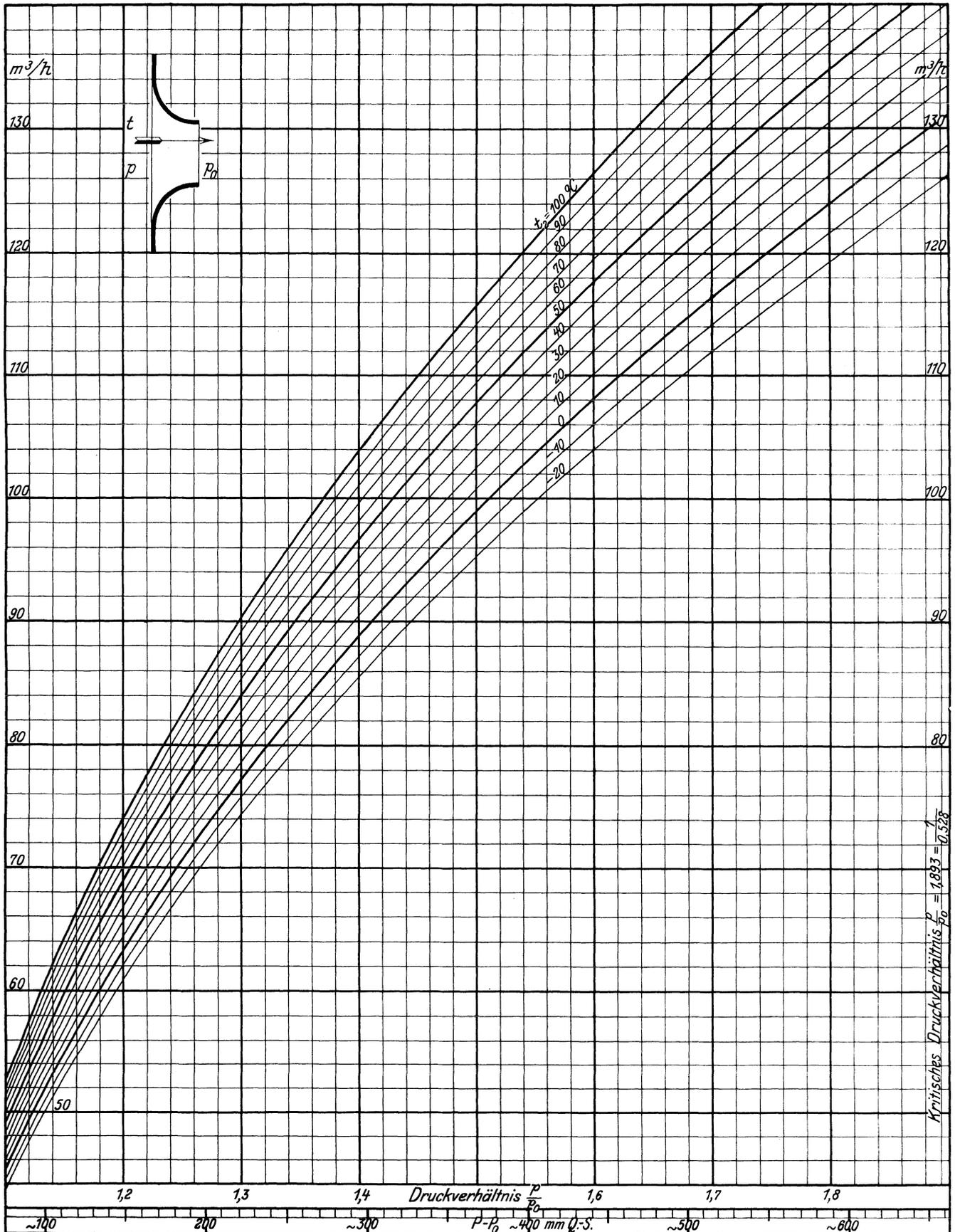


Abb. 66. Durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt theoretisch ausströmende Luftmenge in m<sup>3</sup>/h vom geringeren Druck  $p_0$  hinter der Düse und der höheren Temperatur  $t$  vor der Düse.

die Düse, so sind die ablesbaren Werte mit  $\sqrt{\frac{1}{\gamma}}$  zu multiplizieren, wenn  $\gamma$  das spezifische Gewicht ist, bezogen auf Luft gleich 1.

Hinz, Thermodynamische Grundlagen. 2. Aufl.

Beispiele: Druck hinter der Düse in der Druckleitung  
 $p_0 = 1,024 \text{ ata} = \text{Atmosphärendruck.}$   
 Temperatur vor der Düse  $t = 42^\circ \text{C.}$   
 Ansaugtemperatur  $t_a = 20^\circ \text{C.}$

Druckabfall in der Düse $P - P_0$	128 mm W.-S.	740 mm W.-S.	412 mm Q.S. von 26° C
Druck vor der Düse $p$	1,0368 ata	1,090 ata	$1,024 + \frac{412}{738,8} = 1,582$ ata
Druckverhältnis $\frac{p}{p_0}$	1,0125	1,0723	1,545
$V_{p_0, t}$ nach Abb. in m <sup>3</sup> /h für 1 cm <sup>2</sup>	64 17,2	65 41,1	66 110,8

$$1,01 \cdot 1,0218 - 1,01 = 1,01 \cdot 0,0218 = 0,0220$$

0,0923	0,3615 ata
220 mm W.-S.	3615 mm W.-S.
923 mm W.-S.	$= 0,3615 \cdot 739,3$
	$= 267,2$ mm Q.-S. von 30° C

Angesaugte Luftmenge von Ansaugedruck  $p = 1,024$  ata und  $t_a = 20^\circ \text{C}$  Ansaugetemperatur in m<sup>3</sup>/h und 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt

15,91	38,1	102,9
-------	------	-------

Würde anstatt Luft Gas mit dem spezifischen Gewicht  $\gamma = 0,4$  bezogen auf Luft ausströmen, so wären die aus den Tafeln ermittelten Werte mit  $\sqrt{\frac{1}{0,4}} = 1,58$  zu multiplizieren, und es ergäbe sich die angesaugte Gasmenge vom Ansaugedruck zu

25,1	60,2	162,6
------	------	-------

m<sup>3</sup>/h und 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt.

Will man durch Messung in der Druckleitung 10000 m<sup>3</sup> bei 20° C und 1 ata Druck stündlich angesaugte Luft messen und schätzt man die Temperatur der Luft vor der Meßdüse auf 55° C, so würden  $10000 \frac{273 + 55}{273 + 20} = 11200$  m<sup>3</sup> Luft vom Druck hinter der Düse und der Temperatur vor der Düse ausströmen. Wünscht man zur Messung einen Druckabfall in der Düse von

ca. 200 mm W.-S.	ca. 900 mm W.-S.	ca. 300 mm Q.-S.
------------------	------------------	------------------

so müssen durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt nach den Tafeln 64—66

~ 22	~ 47	~ 98
------	------	------

m<sup>3</sup> Luft stündlich ausströmen. Damit ergeben sich Düsenquerschnitte von

$\frac{11200}{22} \sim = 510$	~ 240	~ 115 cm <sup>2</sup>
-------------------------------	-------	-----------------------

und Düsendurchmesser von

~ 250	~ 175	~ 125 mm.
-------	-------	-----------

Düsen von diesen Durchmessern haben einen genauen Querschnitt von

491	240,5	122,7 cm <sup>2</sup>
-----	-------	-----------------------

Ist der Atmosphärendruck (Ansaugedruck und Druck hinter den Düsen)  $p_0 = 1,01$  ata, die Ansaugetemperatur 18° C, die Temperatur vor den Düsen  $t = 52^\circ \text{C}$ , so müssen bei 10000 m<sup>3</sup> stündlicher Saugleistung  $10000 \cdot \frac{273 + 52}{273 + 18} = 11170$  m<sup>3</sup> durch die Düse ausströmen und bei 99 vH Düsenbeiwert demnach durch 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt

$\frac{11170}{0,99 \cdot 491} = 23,0$	46,9	92,0 m <sup>3</sup> /h
---------------------------------------	------	------------------------

Dazu ist nach den Abb. 64—66 bei 52° C ein Druckverhältnis von

1,0218	1,0914	1,358
--------	--------	-------

erforderlich. Die Druckunterschiede vor und hinter den Düsen werden also bei  $p_0 = 1,01$  ata hinter den Düsen

sein.

Die Abb. 67 ist vom Verfasser für die „Regeln für Leistungsversuche an Ventilatoren und Kompressoren“ (VDI-Verlag G. m. b. H., Berlin SW 19) entworfen worden. Sie soll die Auswahl des Düsendurchmessers für eine bestimmte Luftmenge und einen bestimmten Druckabfall in der Düse erleichtern, bzw. nach erfolgter Wahl des Düsendurchmessers das Ablesen der Luftmenge für einen bestimmten Druckunterschied ohne Rechnung gestatten. Als Abszissen sind die Druckunterschiede vor und hinter der Düse  $P - P_0 = h$  in mm W.-S. aufgetragen. Als Ordinaten gelten für die Normaldüsen bis 10 mm Durchmesser die rechts abzulesenden Luftmengen, für 10 mal so große Düsendurchmesser die links angegebenen Mengen. Die unten angefügten Schräglinien gestatten die sofortige Berücksichtigung eines Düsenbeiwertes. Der Rechnung sind als Druck  $p_0$  hinter der Düse 1 ata und als Temperatur  $t$  vor der Düse 15° C zugrunde gelegt. Ein Anwendungsbeispiel ist gestrichelt in Abb. 67 eingezeichnet.

Die ausströmende Luftmenge ist proportional der Wurzel aus dem Druckunterschied und dem Quadrat des Düsendurchmessers,

der Druckunterschied ist proportional dem Quadrat der Menge und umgekehrt proportional der 4. Potenz des Düsendurchmessers, und

der Düsendurchmesser ist proportional der Wurzel aus der Menge und umgekehrt proportional der vierten Wurzel aus dem Druckunterschied.

Soll anstatt Luft Gas mit dem spezifischen Gewicht  $\gamma$ , bezogen auf Luft = 1, gemessen werden, so ist bei unverändertem Düsendurchmesser und Druckunterschied die ausströmende Gasmenge  $\sqrt{\frac{1}{\gamma}}$  mal so groß,

bei gleicher Menge und gleichem Düsendurchmesser der Druckunterschied  $\gamma$  mal so groß als bei Messung von Luft, oder bei gleicher Menge und gleichem Druckunterschied muß der Düsendurchmesser  $\sqrt[4]{\gamma}$  mal so groß als für Luft gewählt werden.

Beispiel: Es sollen stündlich 25000 m<sup>3</sup> Gas mit dem spezifischen Gewicht  $\gamma = 0,55$ , bezogen auf Luft = 1, gemessen werden.

Bei 400 mm Düsendurchmesser und  $\alpha = 1$  findet man in der Abb. 67 den erforderlichen Druckunterschied  $P - P_0$  für die Gasmenge bei der Luftmenge

$$V = \frac{25000}{\sqrt{\frac{1}{\gamma}}} = 25000 \sqrt{\gamma} = 25000 \sqrt{0,55} = 18500 \text{ m}^3/\text{h},$$

$$P - P_0 = h = \sim 102 \text{ mm W.-S.}$$

Zum gleichen Ergebnis gelangt man auf folgendem Wege. Bei Messung von 25000 m<sup>3</sup>/h Luft wäre der Druckabfall nach Abb. 67 bei 400 mm Düsendurchmesser 185 mm W.-S., für Gas mit  $\gamma = 0,55$  ist

$$P - P_0 = 0,55 \cdot 182 = 102 \text{ mm W.-S.}$$

Wünscht man nur 50 mm W.-S. Druckabfall, so müßte der Düsendurchmesser für Luft 550 mm betragen; für das vorliegende Gas müßte die Düse

$$500 \sqrt[4]{\gamma} = 500 \sqrt[4]{0,55} = \sim 475 \text{ mm}$$

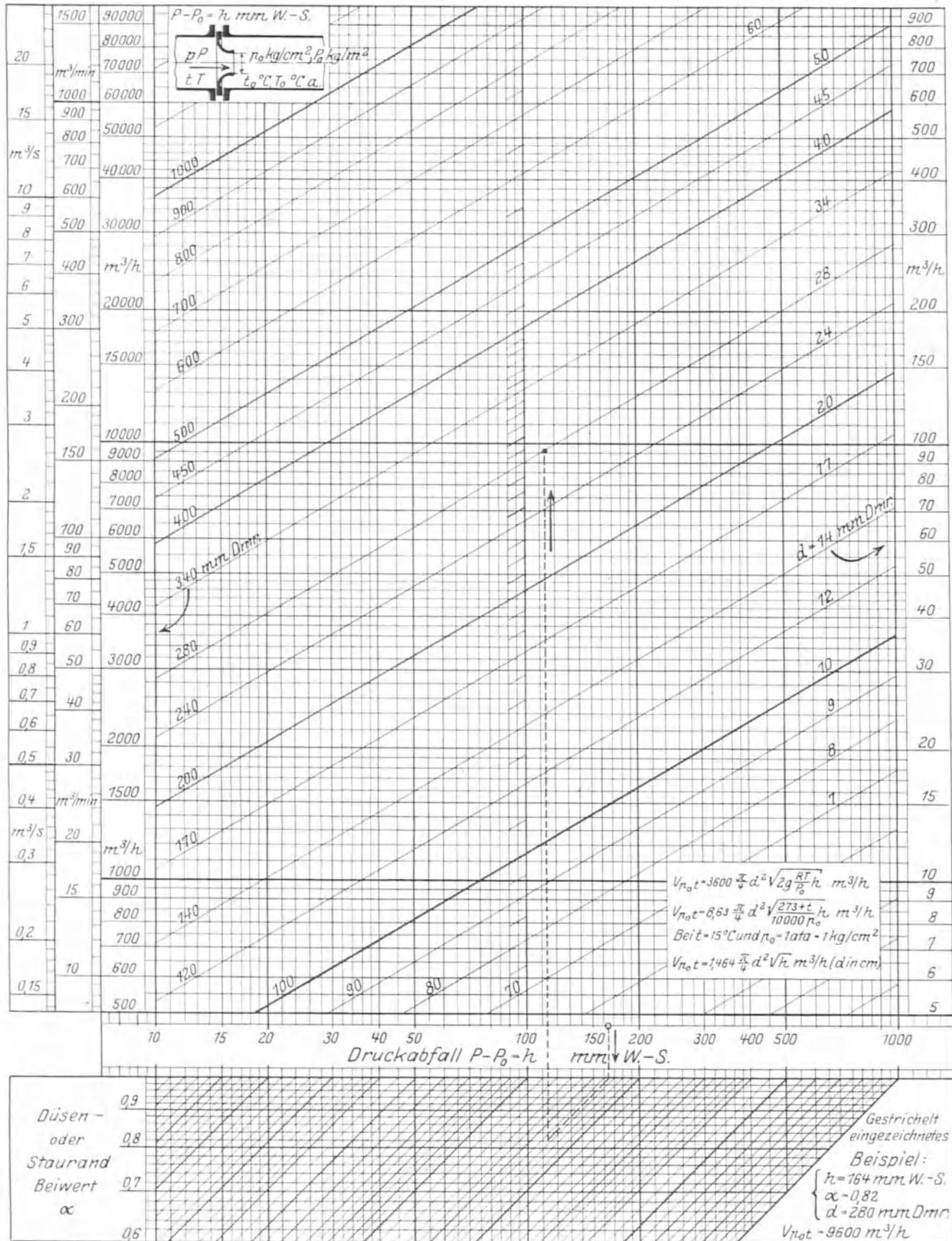


Abb. 67. Durch Düsen und Stauränder theoretisch strömende Luftmengen von 1 ata.

Durchmesser erhalten. Statt dessen würde man eine Normaldüse von 450 oder 500 mm Durchmesser wählen.

Der Einfluß einer andern Luft- oder Gastemperatur als  $15^\circ\text{C}$  und eines andern Druckes als  $p_0 = 1 \text{ ata}$  kann

bei diesen oberflächlichen Rechnungen zunächst vernachlässigt werden, da  $\pm 1 \text{ vH}$  Beeinflussung erst durch  $\sim \pm 6^\circ\text{C}$  Temperatur- bzw.  $\mp 0,02 \text{ at}$  Druckänderung entstehen.

Bei dauernden Messungen in der Druckleitung (Betriebsmessungen) wird man selbst bei Verwendung von

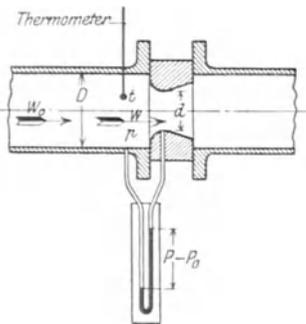


Abb. 68. Meßdüse in der Druckleitung mit Rückgewinnung der Geschwindigkeitsenergie (Venturidüse).

Venturidüsen (Abb. 68), die eine Rückgewinnung des größten Teiles der abgedrosselten Energie, eine Wiedermessung der Geschwindigkeit in Druck ermöglichen, mit relativ kleinen Druckunterschieden arbeiten. Dabei wird das Druckverhältnis sehr wenig über 1 liegen, so daß der Fehler der Näherungsrechnung sehr gering wird und ihr unbedingt der Vorzug zu geben ist.

Beispiel:

- Druck beim Ansaugen . . . . .  $p_a = 1,025 \text{ ata}$
- Temperatur beim Ansaugen . . . . .  $t_a = 24^\circ \text{ C}$
- Druck vor der Meßdüse 6,1 atü. . . . .  $p = 7,125 \text{ ata}$
- Temperatur vor der Meßdüse . . . . .  $t = 78^\circ \text{ C}$
- Druckabfall in der Meßdüse.  $P - P_0 = 164 \text{ mm W.-S.}$
- Meßdüsendurchmesser. . . . .  $d = 150 \text{ mm}$
- Düsenbeiwert . . . . .  $\alpha = 99 \text{ vH}$
- Wirksame Düsenfläche  $F = 0,99 \cdot 176,7 = 175 \text{ cm}^2$ .

Durch die Düse strömende Druckluftmenge vom Druck hinter der Düse und der Temperatur vor der Düse

$$V_{p_0 t} = 3600 \cdot 0,0175 \sqrt{2g \frac{RT}{P_0} (P - P_0)}$$

$$= 63 \sqrt{\frac{19,62 \cdot 29,27 \cdot (273 + 78)}{71250 - 164} 164}$$

$$= 106 \sqrt{164} = 1357 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Angesaugte Luftmenge

$$V_a = 1357 \cdot \frac{7,1086}{1,025} \cdot \frac{273 + 24}{273 + 78} = 7970 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Die Abb. 69 soll eine schnelle Auswahl der Düsendurchmesser bzw. eine angenäherte Vorausbestimmung des Druckabfalles in der Düse bei Messungen in der Druckleitung ermöglichen; sie ist ebenfalls für die erwähnten Regeln für Leistungsversuche angefertigt worden. Auf den Druckunterschieden als Abszissen, der Praxis entsprechend als mm Q.-S. aufgetragen, sind für die eingezeichneten Normaldüsendurchmesser zunächst an der linken Seite die auf einen mittleren Ansaugzustand von  $p_0 = 1 \text{ ata}$  und  $t_a = 15^\circ \text{ C}$  umgerechneten Luftmengen als Ordinaten ablesbar. Da die Berechnung für 7 ata Luftdruck an der Düse durchgeführt worden ist, so zeigt die rechte Seite die Möglichkeit zur Berücksichtigung eines geringeren Luftdrucks. Die unten angefügten Schräglinien gestatten wieder die sofortige Einführung eines Düsenbeiwertes. Das gestrichelt eingezeichnete Anwendungsbeispiel zeigt die einfache Handhabung der Abb. 69. Die Rechnungsgrundlagen sind in der Abbildung angegeben.

Die Werte sind  $\sim \sqrt{\text{abs. Druck vor der Düse mal so groß, als wenn Luft von atmosphärischer Spannung durch die Düse strömt.}}$

Der Einfluß des spezifischen Gasgewichts bei Gasmessungen ist der gleiche, wie bei der Abb. 67 erläutert.

Für die genaue Ermittlung von Luftmengen sind die Abb. 67 und 69 unzureichend. In der Zahlentafel 14 sind dagegen für die rechnerische Bestimmung von Luftmengen die Festwerte zusammengestellt, welche sich für die einzelnen Normaldüsendurchmesser ergeben. Die Bedeutung der einzelnen Zahlenreihen geht aus dem Kopf der Zahlentafel 14 S. 62 hervor.

Ist der Durchmesser der Leitung, in der die Düse angebracht ist, nicht beträchtlich größer als der Durchmesser der Meßdüse, so ist auch für Betriebsmessungen die bereits vor der Düse vorhandene Geschwindigkeit in dieser Leitung zu berücksichtigen. Bei dem Düsendurchmesser  $d$  und dem Leitungsdurchmesser  $D$  ist die Geschwindigkeit  $w_0$  in der Düse  $\left(\frac{D}{d}\right)^2$  mal größer als die Zuströmgeschwindigkeit  $w$  in der Leitung.

$$w = \left(\frac{d}{D}\right)^2 w_0.$$

Die in der Düse vernichtete potentielle Energie  $L_a$  ist der Unterschied der kinetischen Energie in der Düse und in der Leitung

$$\frac{w_0^2}{2g} - \frac{w^2}{2g} = L_a.$$

Setzt man den Wert für  $w$  ein, so ist

$$w_0^2 \left[1 - \left(\frac{d}{D}\right)^4\right] = 2g L_a$$

$$w_0 = \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d}{D}\right)^4}} \sqrt{2g L_a}.$$

Der aus dem Druckabfall in der Düse ermittelte Wert der Geschwindigkeit und der durchströmenden Luftmenge ist also mit  $\frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d}{D}\right)^4}}$  zu multiplizieren, wenn man

nicht einen Fehler begehen, einen zu kleinen Wert feststellen will. Der genaue Wert ist um den der Zahlentafel zu entnehmenden Betrag größer als bei Vernachlässigung der Zuströmgeschwindigkeit.

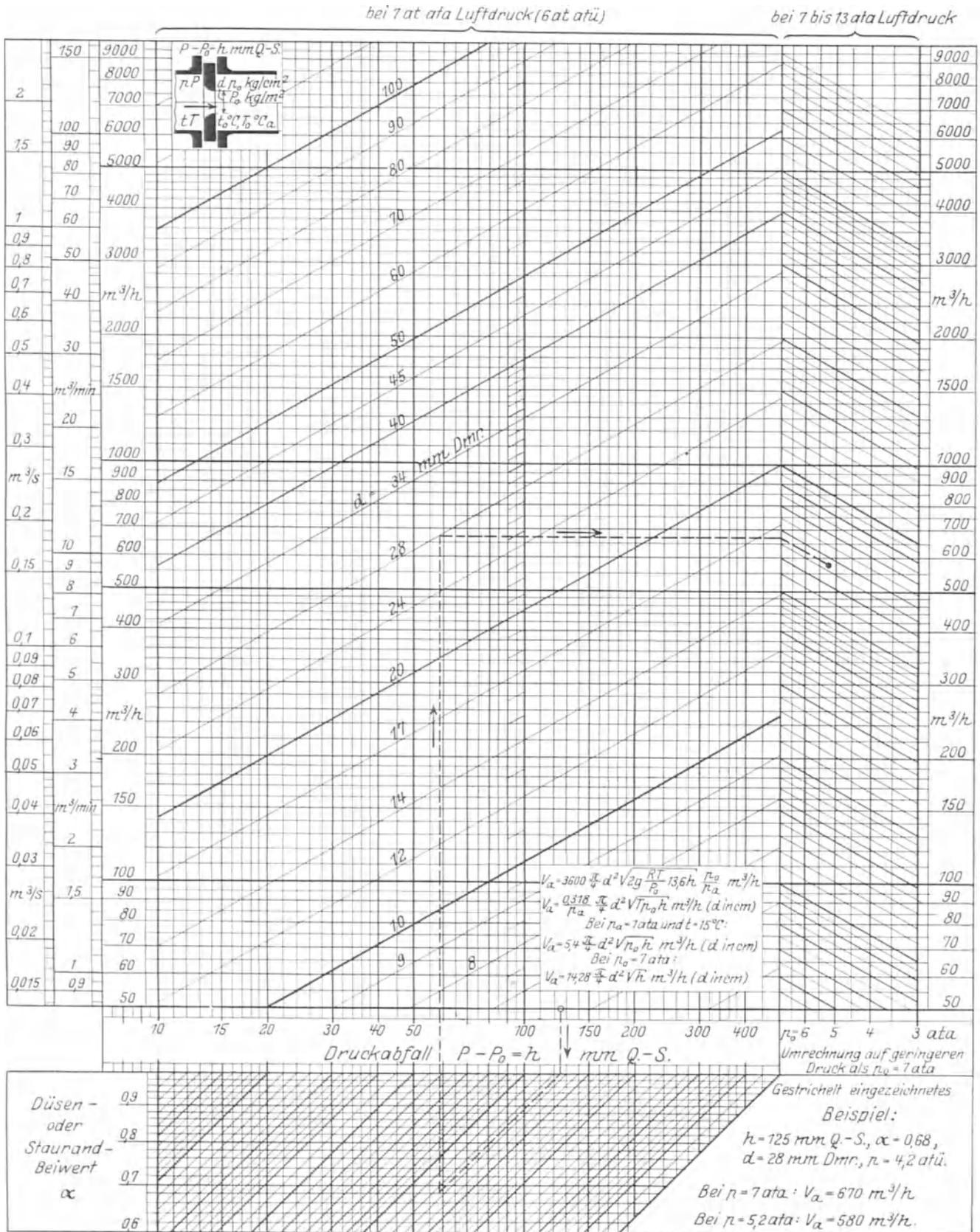
Zahlentafel 15.

	1,5	2	2,5	3	3,5	4	4,5	5
$100 \left[ \frac{1}{\sqrt{1 - \left(\frac{d}{D}\right)^4}} - 1 \right]$	11,5	3,2	1,75	0,6	0,36	0,15	0,1	0,05 vH

H. Theoretische Düsenquerschnitte für stetige Druckabnahme.

Bei Druckverhältnissen, kleiner als das kritische, wird in jeder abgerundeten Düse im engsten Querschnitt der Enddruck  $p_0$  erreicht.

Ist das Druckverhältnis größer als das kritische, so wird der Druck  $p_0$  im Endquerschnitt  $F$  der Düse nur erreicht, wenn auf den engsten Querschnitt  $F_{\text{min}}$  eine Erweiterung folgt (Abb. 63 S. 51). Nach bereits ab-



Bei 10 mal größeren oder kleineren Düsen- oder Stauranddurchmessern ist die Luftmenge 100 bzw. 0,01 mal so groß

Abb. 69. Durch Düsen oder Stauränder theoretisch strömende Druckluftmengen, umgerechnet auf Ansaugmengen von 1 at<sub>a</sub>.

Zahlentafel 14. Festwerte für die Berechnung von Luftmengen beim Strömen durch Düsen und Stauränder.

Düsen- durch- messer $d$ in mm	Messungen in der Saugleitung			Messungen in der Druckleitung		
	Festwerte $C_1$ und $C'_1$		Luftmenge $V_{pot}$ bei $h=100\text{mm W.-S.}$ ( $h = P - P_0$ ) $\text{m}^3/\text{h}$	Festwerte $C_2$ und $C'_2$		Ansaug- menge $V_a$ bei $h=100\text{mm Q.-S.}$ ( $h = P - P_0$ ) $\text{m}^3/\text{h}$
	$C_1 = 8,627 \frac{\pi}{4} d^2$ $(V_{pot} = C_1 \sqrt{\frac{T}{P h}})$	$C'_1 = 8,627 \frac{\pi}{4} d^2 \sqrt{\frac{273 + 15}{10000}}$ $C'_1 = 1,464 \frac{\pi}{4} d^2$ $(V_{pot} = C'_1 \sqrt{h})$		$C_2 = 0,3182 \frac{\pi}{4} d^2 \frac{1}{p_a}$ $(V_a = C_2 \frac{1}{p_a} \sqrt{T p_0 h})$	$C'_2 = 0,3281 \frac{1}{1,0} d^2 \sqrt{(273 + 15) p}$ $C'_2 = 14,285 \frac{\pi}{4} d^2$ $(V_a = C'_2 \sqrt{h})$	
10	0,068	1,150	11,5	0,250	11,22	112,2
12	0,098	1,656	16,56	0,360	16,16	161,6
14	0,133	2,254	22,54	0,490	22,0	220
17	0,196	3,32	33,2	0,722	32,4	324
20	0,271	4,60	46,0	1,000	44,9	449
24	0,390	6,62	66,2	1,439	64,6	646
28	0,531	9,02	90,2	1,959	88,0	880
34	0,783	13,29	132,9	2,889	129,7	1297
40	1,084	18,40	184,0	3,998	179,5	1795
45	1,372	23,28	232,8	5,06	227,2	2272
50	1,694	28,75	287,5	6,25	280,5	2805
60	2,44	41,4	414	8,995	404	4040
70	3,32	56,3	563	12,24	550	5500
80	4,34	73,6	736	15,99	718	7180
90	5,49	93,1	931	20,24	909	9090
100	6,78	115,0	1150	24,99	1122	11220
120	9,76	165,6	1656	35,98	1616	16160
140	13,28	225,4	2254	48,98	2199	21990
170	19,58	332	3320	72,21	3242	32420
200	27,1	460	4600	99,95	4488	44880
240	39,0	662	6620	143,9	6462	64620
280	53,1	902	9020	195,9	8796	87960
340	78,3	1329	13290	288,9	12970	129700
400	108,4	1840	18400	399,8	17951	179510
450	137,2	2328	23280			
500	169,4	2875	28750			
600	243,9	4140	41400			
700	332,0	5634	56340			
800	433,6	7359	73590			
900	548,8	9314	93140			
1000	677,6	11499	114990			

geleiteter Beziehung für stetige Druckabnahme muß das Verhältnis bestehen

$$F = F_{\min.} \sqrt{\frac{\left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{2}{\kappa-1}} - \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}}{\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}}}$$

$$F = F_{\min.} \sqrt{\frac{\frac{\kappa-1}{2} \left(\frac{2}{\kappa+1}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa-1}}}{\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa+1}{\kappa}}}}$$

Für Luft ist

$$F = F_{\min.} \sqrt{\frac{0,2}{1,2^2} \frac{1}{\left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,429} - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,714}}}}$$

$$F = \frac{0,2588 F_{\min.}}{\sqrt{\left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,429} - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,714}}}$$

### Graphische Zusammenstellung der abgeleiteten Formeln über das Ausströmen von Luft durch Düsen.

Auf den beiden Abb. 70 und 71 sind alle abgeleiteten Beziehungen über das Ausströmen von Luft durch eine Düse graphisch zusammengestellt. Abb. 70 zeigt die Werte, die sich bei einer erweiterten Düse ergeben; alle Vorgänge verlaufen gesetzmäßig auch bei beliebig steigendem Druckverhältnis. Abb. 71 gibt die entsprechenden Werte bei einer sich nicht erweiternden Düse, bei der vom kritischen Druckverhältnis ab der gesetzmäßige Vorgang gestört ist.

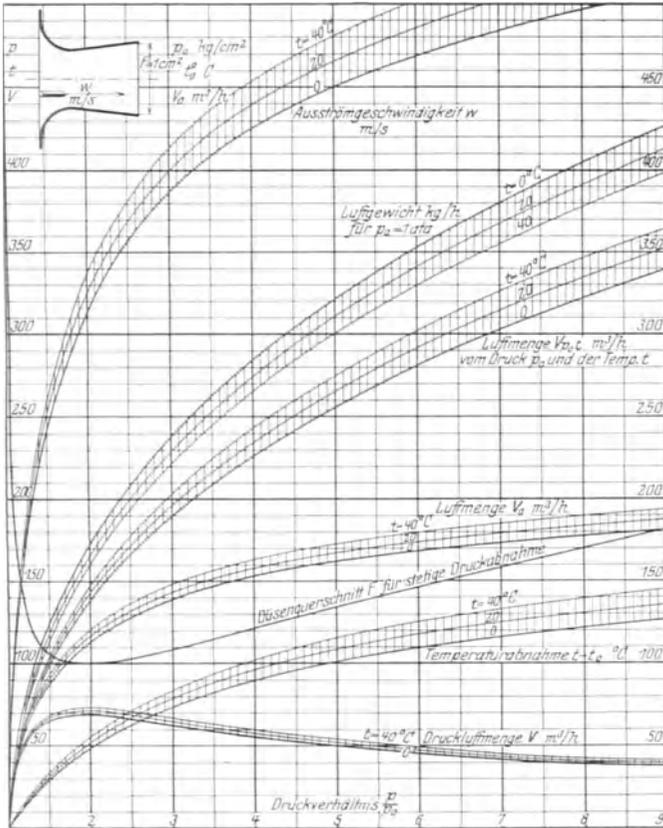


Abb. 70.

Beispiel: Druckverhältnis  $\frac{p}{p_0} = 4$ ,  $t = 20^\circ \text{C}$ .

In der Reihenfolge von oben nach unten ist aus den verschiedenen Kurvenbündeln beim Druckverhältnis 4 abzulesen und nebenstehend zusammengestellt.

Auf den beiden folgenden Seiten 64 und 65 sind alle Beziehungen über das Ausströmen von Luft durch Düsen zusammengestellt; zunächst in der Zahlentafel 15 die exakten Gleichungen, sodann in der Zahlentafel 16 die Näherungsformeln bei geringen Druckunterschieden mit Angabe der Fehlergrößen.

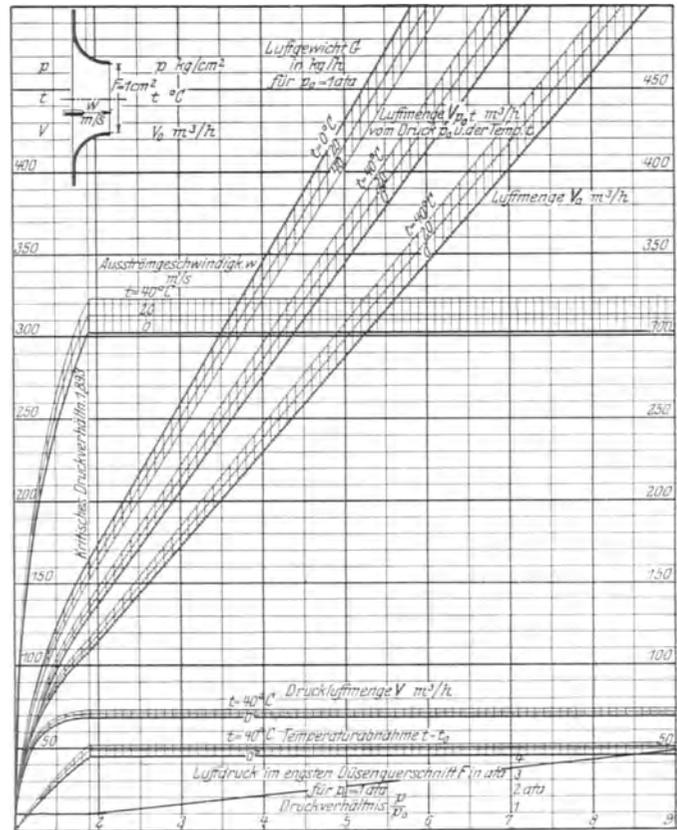


Abb. 71.

	Düse mit Erweiterung auf Abb. 70	Düse ohne Erweiterung auf Abb. 71	
Ausströmgeschwindigkeit $w$ . . .	m/s	440	313
Ausströmendes Luftgewicht $G$ für $F = 1 \text{ cm}^2$ . . . . .	kg/h	275	333
Luftvolumen $V_{p_0 t}$ vom Zustand $p_0$ und $t$ für $F = 1 \text{ cm}^2$ . . .	$\text{m}^3/\text{h}$	235	285
Ausströmende Luftmenge $V_0$ vom Zustand $p_0$ und $t_0$ im Endquerschnitt der Düse für $F = 1 \text{ cm}^2$ .	$\text{m}^3/\text{h}$	158	239
Theoretischer Düsenendquerschnitt für stetige Druckabnahme . . . . .	$1,21 F_{\text{min}}$		
Temperaturabnahme in der Düse . . . . .	$96^\circ \text{C}$		49
Druckluftmenge $V$ vom Zustand $p$ und $t$ vor der Düse für $F = 1 \text{ cm}^2$ . . . . .	$\text{m}^3/\text{h}$	58	71
Luftdruck im Düsenendquerschnitt	at a	$p_0$	$2,1 p_0$

### Bestimmung der Saugleistung von Vakuumpumpen.

Man benutzt zweckmäßig sich nicht erweiternde Düsen, durch die Luft von atmosphärischer Spannung in den Vakuumraum einströmt. Das Druckverhältnis ist dann wohl immer größer als das kritische  $\beta = 1,893 = \frac{1}{0,5283}$  (S. 51).

Es ist dann entweder die einströmende Luftmenge  $V$  vom Atmosphärendruck  $p$  und der Temperatur  $t$  vor der Düse, das Luftgewicht  $G$  oder die Luftmenge  $V_{p_0 t}$  vom Druck  $p_0$  hinter der Düse im Vakuumraum und der Temperatur  $t$  vor der Düse zu bestimmen; das Ergebnis muß das gleiche sein.

Beispiel: Düsendurchm. = 3 mm,  $F = 0,0707 \text{ cm}^2$ , Düsenbeiwert  $\alpha = 0,96$ , Atmosphärendruck  $p = 755 \text{ mm Q.-S. von } 25^\circ \text{C} = 1,022 \text{ ata}$ , Temperatur vor der Düse  $t = 18 \text{ C}$ , Druck im Vakuumraum  $p = 62 \text{ mm Q.-S. von } 22^\circ \text{C} = \frac{62}{738,2} = 0,084 \text{ ata}$ .

1) Luftmenge  $V$ :

$$V = \alpha \cdot 4,177 F \sqrt{T}$$

$$V = 0,96 \cdot 4,177 \cdot 0,0707 \sqrt{273 + 18} = 4,84 \text{ m}^3/\text{h}.$$

2) Luftgewicht  $G$ :

$$G = \alpha \cdot 1427 F p \sqrt{\frac{1}{T}}$$

$$G = 0,97 \cdot 1427 \cdot 0,0707 \cdot 1,022 \sqrt{\frac{1}{272 + 18}} = 5,80 \text{ kg/h}.$$

3)  $V_{p_0 t} = \alpha \cdot 4,177 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$

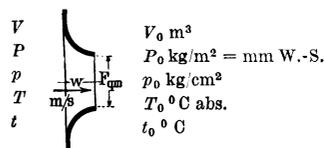
$$V_{p_0 t} = 0,96 \cdot 4,177 \cdot 0,0707 \frac{1,022}{0,084} \sqrt{273 + 18} = 58,8 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Zahlentafel 16. Zusammenstellung der Formeln über das Ausströmen von Luft durch Düsen.

$$\text{Kritisches Druckverhältnis: } \frac{p}{p_0} = \beta = \left(\frac{\kappa + 1}{2}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} = 1,2^{3,5} = 1,893 = \frac{1}{0,5283}$$

Düsenform								
	Druckverhältnis	$p < \beta p_0$	$p > \beta p_0$	$p = \beta p_0$	$p > \beta p_0$	$p < \beta p_0$	$p > \beta p_0$	
Ausström-Geschwindigkeit $w$	m/s	$w = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right]}$	$w = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$w = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$w = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$w = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$w = \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	
	m/s	$w = 44,83 \sqrt{T \left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{0,286}\right]}$	$w = 18,3 \sqrt{T}$	$w = 18,3 \sqrt{T}$	$w = 18,3 \sqrt{T}$	$w = 18,3 \sqrt{T}$	$w = 18,3 \sqrt{T}$	
Beispiel: $t = 15^\circ \text{C}$	m/s	(lg 44,83 ... = 1,651 5948)	$w = 18,3 \sqrt{273 + 15} = 310,6$	$w = 18,3 \sqrt{273 + 15} = 310,6$	$w = 18,3 \sqrt{273 + 15} = 310,6$	$w = 18,3 \sqrt{273 + 15} = 310,6$	$w = 18,3 \sqrt{273 + 15} = 310,6$	
Ausströmende Luftmenge $V_0$	m <sup>3</sup> /s	$V_0 = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right]}$	$V_0 = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$V_0 = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$V_0 = F \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \frac{p}{p_1} \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$V_0 = F \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \frac{p}{p_1} \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	$V_0 = F \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa}{\kappa - 1}} \frac{p}{p_1} \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa + 1}}$	
	m <sup>3</sup> /s	$V_0 = 44,83 F \sqrt{T \left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{0,286}\right]}$	$V_0 = 18,3 F \sqrt{T}$	$V_0 = 18,3 F \sqrt{T}$	$V_0 = 9,67 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_0 = 9,67 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_0 = 9,67 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	
$F = 0,0001 \text{ m}^2$ $= 1 \text{ cm}^2$	m <sup>3</sup> /h	$V_0 = 16,14 \sqrt{T \left[1 - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{0,286}\right]}$	$V_0 = 6,59 \sqrt{T}$	$V_0 = 6,59 \sqrt{T}$	$V_0 = 3,48 \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_0 = 3,48 \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_0 = 3,48 \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	
Beispiel: $t = 15^\circ \text{C}$	m <sup>3</sup> /h	(lg 16,14 ... = 1,207 8973)	$V_0 = 6,59 \sqrt{273 + 15} = 111,8$	$V_0 = 6,59 \sqrt{273 + 15} = 111,8$	$V_0 = 3,48 \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 51,1 \frac{p_2}{p_1}$	$V_0 = 3,48 \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 51,1 \frac{p_2}{p_1}$	$V_0 = 3,48 \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 51,1 \frac{p_2}{p_1}$	
Ausströmende Druckluft- menge $V$	m <sup>3</sup> /s	$V = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left[\left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{2}{\kappa}} - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}}\right]}$	$V = F \sqrt{2gRT \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$V = F \sqrt{2gRT \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$V = F \sqrt{2gRT \left(\frac{2}{\kappa - 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$V = F \sqrt{2gRT \left(\frac{2}{\kappa - 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$V = F \sqrt{2gRT \left(\frac{2}{\kappa - 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	
	m <sup>3</sup> /s	$V = 44,83 F \sqrt{T \left[\left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,429} - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,714}\right]}$	$V = 11,6 F \sqrt{T}$	$V = 11,6 F \sqrt{T}$	$V = 11,6 F \sqrt{T}$	$V = 11,6 F \sqrt{T}$	$V = 11,6 F \sqrt{T}$	
$F = 0,0001 \text{ m}^2$ $= 1 \text{ cm}^2$	m <sup>3</sup> /h	$V = 16,14 \sqrt{T \left[\left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,429} - \left(\frac{p_0}{p}\right)^{1,714}\right]}$	$V = 4,177 \sqrt{T}$	$V = 4,177 \sqrt{T}$	$V = 4,177 \sqrt{T}$	$V = 4,177 \sqrt{T}$	$V = 4,177 \sqrt{T}$	
Beispiel: $t = 15^\circ \text{C}$	m <sup>3</sup> /h	(lg 16,14 ... = 1,207 8973)	$V = 4,177 \sqrt{273 + 15} = 70,9$	$V = 4,177 \sqrt{273 + 15} = 70,9$	$V = 4,177 \sqrt{273 + 15} = 70,5$	$V = 4,177 \sqrt{273 + 15} = 70,5$	$V = 4,177 \sqrt{273 + 15} = 70,5$	
Ausströmendes Luft- gewicht $G$	kg/s	$G = F \cdot P_0 \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1\right]}$	$G = F \cdot P_0 \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{4} (\kappa + 1)}$	$G = F \cdot P_0 \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{4} (\kappa + 1)}$	$G = F \cdot P \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{2} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$G = F \cdot P \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{2} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$G = F \cdot P \sqrt{2g \frac{1}{RT} \frac{\kappa}{2} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	
	kg/s	$G = 15317 F \cdot p_0 \sqrt{\frac{1}{T} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} - 1\right]}$	$G = 7504 F \cdot p_0 \sqrt{\frac{1}{T}}$	$G = 7504 F \cdot p_0 \sqrt{\frac{1}{T}}$	$G = 3964 F \cdot p \sqrt{\frac{1}{T}}$	$G = 3964 F \cdot p \sqrt{\frac{1}{T}}$	$G = 3964 F \cdot p \sqrt{\frac{1}{T}}$	
$F = 0,0001 \text{ m}^2$ $= 1 \text{ cm}^2$	kg/h	$G = 5514 p_0 \sqrt{\frac{1}{T} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} - 1\right]}$	$G = 2702 p_0 \sqrt{\frac{1}{T_2}}$	$G = 2702 p_0 \sqrt{\frac{1}{T_2}}$	$G = 1427 p \sqrt{\frac{1}{T}}$	$G = 1427 p \sqrt{\frac{1}{T}}$	$G = 1427 p \sqrt{\frac{1}{T}}$	
Beispiel: $p = 1 \text{ ata}$ $t = 15^\circ \text{C}$	kg/h	(lg 15317 = 4,185 1721) (lg 5514 = 4,741 4746)	$G = 2702 \cdot 1 \sqrt{\frac{1}{273 + 15}} = 159,2$	$G = 2702 \cdot 1 \sqrt{\frac{1}{273 + 15}} = 159,2$	$G = 1427 p \sqrt{\frac{1}{273 + 15}} = 81,1 p$	$G = 1427 p \sqrt{\frac{1}{273 + 15}} = 81,1 p$	$G = 1427 p \sqrt{\frac{1}{273 + 15}} = 81,1 p$	
Ausströmende Luftmenge $V_{p_0 t}$	m <sup>3</sup> /s	$V_{p_0 t} = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{\kappa - 1} \left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{\frac{\kappa - 1}{\kappa}} - 1\right]}$	$V_{p_0 t} = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{4} (\kappa + 1)}$	$V_{p_0 t} = F \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{4} (\kappa + 1)}$	$V_{p_0 t} = F \frac{p}{p_0} \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{2} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$V_{p_0 t} = F \frac{p}{p_0} \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{2} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	$V_{p_0 t} = F \frac{p}{p_0} \sqrt{2gRT \frac{\kappa}{2} \left(\frac{2}{\kappa + 1}\right)^{\frac{\kappa + 1}{\kappa - 1}}}$	
	m <sup>3</sup> /s	$V_{p_0 t} = 44,83 F \sqrt{T \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} - 1\right]}$	$V_{p_0 t} = 21,96 F \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 21,96 F \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 11,6 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 11,6 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 11,6 F \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	
$F = 0,0001 \text{ m}^2$ $= 1 \text{ cm}^2$	m <sup>3</sup> /h	$V_{p_0 t} = 16,14 \sqrt{T \left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} \left[\left(\frac{p}{p_0}\right)^{0,286} - 1\right]}$	$V_{p_0 t} = 7,91 \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 7,91 \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 4,177 \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 4,177 \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	$V_{p_0 t} = 4,177 \frac{p}{p_0} \sqrt{T}$	
Beispiel: $t = 15^\circ \text{C}$	m <sup>3</sup> /h	(lg 44,93 ... = 1,651 5848) (lg 16,14 ... = 1,207 8973)	$V_{p_0 t} = 7,91 \sqrt{273 + 15} = 134,2$	$V_{p_0 t} = 7,91 \sqrt{273 + 15} = 134,2$	$V_{p_0 t} = 4,177 \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 70,9 \frac{p}{p_0}$	$V_{p_0 t} = 4,177 \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 70,9 \frac{p}{p_0}$	$V_{p_0 t} = 4,177 \frac{p}{p_0} \sqrt{273 + 15} = 70,9 \frac{p}{p_0}$	

Zahlentafel 17. Zusammenstellung der Näherungsformeln über das Ausströmen von Luft durch Düsen bei geringen Druckunterschieden.



Sämtliche Näherungsformeln ergeben etwas zu große Werte.  
 Der jeweilige Fehler ist den Tabellen zu entnehmen.

Für alle Beispiele:  $p_0 = 1$  ata,  $P - P_0 = 200$  mm W.-S.,  $t = 15$  °C,  $F = 0,0001$  m<sup>2</sup> = 1 cm<sup>2</sup>.

Ausström-Geschwindigkeit $w$ im engsten Düsenquerschnitt	$w = \sqrt{\frac{2gRT(P-P_0)}{P_0 + 0,6(P-P_0)}} = 23,96 \sqrt{\frac{T(P-P_0)}{P_0 + 0,6(P-P_0)}} \text{ m/s}$												
	Beispiel: $w = 23,96 \sqrt{\frac{(273+15)200}{10000 + 0,6 \cdot 200}} = 57,2 \text{ m/s}$												
	$P - P_0$ in mm W.-S.	240	520	850	1300	1900	3000	4500	5400	6100	6600	7600	8500
	Fehler in vH	+0,05	+0,1	+0,15	+0,2	+0,25	+0,3	+0,25	+0,2	+0,1	± 0	-0,1	-0,2
Ausströmende Luftmenge $V_0$ vom Druck $p_0$ und der Temperatur $t_0$ im Austrittsquerschnitt der Düse	$V_0 = F \sqrt{\frac{2gRT(P-P_0)}{P_0 + 0,6(P-P_0)}} = 23,96 F \sqrt{\frac{T(P-P_0)}{P_0 + 0,6(P-P_0)}} \text{ m}^3/\text{s}$												
	$F = 0,0001 \text{ m}^2 = 1 \text{ cm}^2: V_0 = 8,627 \sqrt{\frac{T(P-P_0)}{P_0 + 0,6(P-P_0)}} \text{ m}^3/\text{h}$												
	Beispiel: $V_0 = 8,627 \sqrt{\frac{(273+15)200}{10000 + 0,6 \cdot 200}} = 20,58 \text{ m}^3/\text{h}$												
	$P - P_1$ in mm W.-S.	240	520	850	1300	1900	3000	4500	5400	6100	6600	7600	8500
Fehler in vH	+0,05	+0,1	+0,15	+0,2	+0,25	+0,3	+0,25	+0,2	+0,1	± 0	-0,1	-0,2	
Ausströmende Druckluftmenge $V$ vom Druck $p$ und der Temperatur $t$ vor der Düse	$V = F \frac{1}{P} \sqrt{2gRT P_0(P-P_0)} = 23,96 \frac{F}{P} \sqrt{T P_0(P-P_0)} \text{ m}^3/\text{s}$												
	$F = 0,0001 \text{ m}^2 = 1 \text{ cm}^2: V = \frac{8,627}{P} \sqrt{T P_0(P-P_0)} \text{ m}^3/\text{h}$												
	Beispiel: $V = \frac{8,627}{10000 + 200} \sqrt{(273+15)10000 \cdot 200} = 20,29 \text{ m}^3/\text{h}$												
	$P - P_1$ in mm W.-S.	280	560	840	1120	1400	1680	1960	2249	2520	2800	5600	usw.
Fehler in vH	+0,1	+0,2	+0,3	+0,4	+0,5	+0,6	+0,7	+0,8	+0,9	+1,0	+2,0		
Ausströmendes Luftgewicht $G$	$G = F \sqrt{2g \frac{P_0}{RT} (P-P_0)} = 81,87 F \sqrt{\frac{P_0}{T} (P-P_0)} \text{ kg/s}$												
	$F = 0,0001 \text{ m}^2 = 1 \text{ cm}^2: G = 29,47 \sqrt{\frac{P_0}{T} (P-P_0)} \text{ kg/h}$												
	Beispiel: $G = 29,47 \sqrt{\frac{1}{273+15} 200} = 24,6 \text{ kg/h}$												
	$P - P_0$ in mm W.-S.	280	560	840	1120	1400	1680	1960	2240	2520	2800	5600	usw.
Fehler in vH	+0,1	+0,2	+0,3	+0,4	+0,5	+0,6	+0,7	+0,8	+0,9	+1,0	+2,0		
Ausströmende Luftmenge $V_{p_0 t}$ vom Druck $p_0$ hinter der Düse, auf die Temperatur $t$ vor der Düse ungerechnet	$V_{p_0 t} = F \sqrt{2g \frac{RT}{P_0} (P-P_0)} = 23,96 F \sqrt{\frac{T}{P_0} (P-P_0)} \text{ m}^3/\text{s}$												
	$F = 0,0001 \text{ m}^2 = 1 \text{ cm}^2: V_{p_0 t} = 8,627 \sqrt{\frac{T}{P_0} (P-P_0)} \text{ m}^3/\text{h}$												
	Beispiel: $V_{p_0 t} = 8,627 \sqrt{\frac{(273+15)}{10000} 200} = 20,7 \text{ m}^3/\text{h}$												
	$P - P_0$ in mm W.-S.	208	560	840	1120	1400	1680	1960	2240	2520	2800	5600	usw.
Fehler in vH	+0,1	+0,2	+0,3	+0,4	+0,5	+0,6	+0,7	+0,8	+0,9	+1,0	+2,0		

Wird die Luft von einer trockenen Vakuumpumpe bei 0,075 ata Druck und 35° C abgesaugt, so ist die Saugleistung  $V'$  der Pumpe

- 1)  $V' = 4,84 \cdot \frac{1,022 \cdot 273 + 35}{0,075 \cdot 273 + 18} = 69,8 \text{ m}^3/\text{h}.$
- 2)  $V' = \frac{5,80 \cdot 29,27 (273 + 35)}{750} = 69,8 \text{ m}^3/\text{h}.$
- 3)  $V' = 58,8 \cdot \frac{0,084 \cdot 273 + 35}{0,075 \cdot 273 + 18} = 69,8 \text{ m}^3/\text{h}.$

Wird die Luft von einer Wasserstrahlpumpe bei 14° C Wassertemperatur abgesaugt, so herrscht in derselben ein Wasserdampf-Teildruck  $p_d = 0,016$  ata und bei 0,082 ata Gesamtdruck ein Luft-Teildruck  $p_1 = 0,082 - 0,016 = 0,066$  ata. Die durch die Düse eingesaugte Luft nimmt dann einen Rauminhalt  $V''$  an von

- 1)  $V'' = 4,84 \cdot \frac{1,022 \cdot 273 + 14}{0,066 \cdot 273 + 18} = 73,8 \text{ m}^3/\text{h}.$
- 2)  $V'' = \frac{5,80 \cdot 29,27 (273 + 14)}{660} = 73,8 \text{ m}^3/\text{h}.$
- 3)  $V'' = 58,8 \cdot \frac{0,084 \cdot 273 + 14}{0,066 \cdot 273 + 18} = 73,8 \text{ m}^3/\text{h}.$

Welcher dieser drei Wege eingeschlagen wird, ist gleichgültig. Der erste bietet den Vorteil, daß ein theoretischer Wert ohne Berücksichtigung des Düsenbeiwertes sich leicht dem Gedächtnis einprägen läßt. Bei 7° C vor der Düse ist für 1 cm<sup>2</sup> Düsenquerschnitt die theoretisch stündlich eingesaugte Luftmenge  $V$  von atmosphärischer Spannung und 7° Temperatur

$$V = 4,177 \sqrt{273 + 7} = 70 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Je 6° C höhere Temperatur bedingen ~ 1 vH größere Luftmenge.

### Einfluß des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft bei Düsenmessungen.

#### A. Messungen in der Saugleitung.

Findet eine Temperaturänderung der angesaugten Luft zwischen der Meßdüse in der Saugleitung und dem Eintritt in den Kompressor nicht statt (Abb. 72), so be-

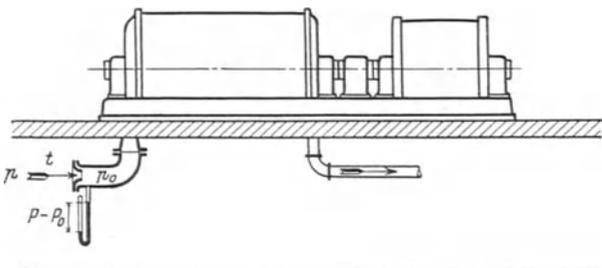


Abb. 72. Luftmessung mittels Düse in der Saugleitung eines Turbokompressors.

stimmt man zweckmäßig sofort die Luftmenge vom Zustand hinter der Düse. Den Einfluß der Luftfeuchtigkeit berücksichtigt man durch Einführung der Gaskonstanten  $R_f$  der feuchten Luft, die in Abb. 59 abgelesen werden kann.

- Beispiel: Düsendurchmesser 300 mm,  
 Düsenquerschnitt  $F = 708 \text{ cm}^2.$   
 Düsenbeiwert  $\alpha = 99 \text{ vH}$   
 Druck vor der Düse  $p = 1,041 \text{ ata}$   
 Druckabfall in der Düse  $P - P_0 = 274 \text{ mm W.-S.}$   
 Druck hinter der Düse  
 $p_0 = 1,041 - 0,0274 = 1,0136 \text{ ata}$   
 Temperatur vor der Düse  $t = 32^\circ \text{ C}.$

$$V_0 = \alpha \cdot 3600 \cdot F \sqrt{\frac{2gRT(P - P_0)}{P_0 + 0,6(P - P_0)}}$$

$$V_0 = 0,99 \cdot 3600 \cdot 0,0708 \sqrt{2g \frac{R \cdot (273 + t)}{10136 + 0,6 \cdot 274} \cdot 274}$$

$$= 0,99 \cdot 8,627 \cdot 708 \sqrt{\frac{305 \cdot 274}{10300}} = 17380 \text{ m}^3/\text{h}.$$

- Luftfeuchtigkeit  $x = 90 \text{ vH}.$   
 Abb. 59.  $R_f = 29,75 = 1,0164 \cdot 28,27$   
 $\sqrt{29,75} = 1,0082 \sqrt{29,27}.$

Mit Berücksichtigung der Luftfeuchtigkeit ist demnach die Luftmenge  $V_0$  feucht 0,82 vH größer als  $V_0$ .

$$V_{0 \text{ feucht}} = 1,0082 \cdot 17380 = 17530 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Ohne Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehaltes würde man einen Fehler von 0,82 vH zu Ungunsten des Kompressors begehen.

Bei mit Wasserdampf gesättigter Luft ist der Einfluß der Luftfeuchtigkeit, also ihr maximaler Einfluß, bei den verschiedenen Lufttemperaturen der Zahlentafel 18 zu entnehmen.

Zahlentafel 18.

0	5	10	15	20	25	30	35	40	45	50	°C Lufttemperatur vH
0,11	0,16	0,24	0,33	0,45	0,61	0,81	1,09	1,42	1,84	2,38	

Bei teilweiser Sättigung ist der Einfluß proportional dem Feuchtigkeitsgehalt geringer. Der Betrag kann ohne weiteres dem unteren Teil der Abb. 59 entnommen werden, in dem die Zunahme der Gaskonstanten für feuchte Luft in vH im Vergleich zu  $R = 29,27$  für trockene Luft graphisch aufgetragen ist. Die Beeinflussung der Mengennmessung ist ziemlich genau die Hälfte dieses Wertes.

#### B. Messungen in der Druckleitung.

- Beispiel: Düsendurchmesser 200 mm,  
 Düsenquerschnitt  $F = 314,2 \text{ cm}^2$   
 Düsenbeiwert  $\alpha = 99 \text{ vH}$   
 Druck der Atmosphäre = Druck hinter der Düse  $p_0 = 1,0248 \text{ ata}$   
 Druckabfall in der Düse  $P - P_0 = 186 \text{ mm W.-S.}$

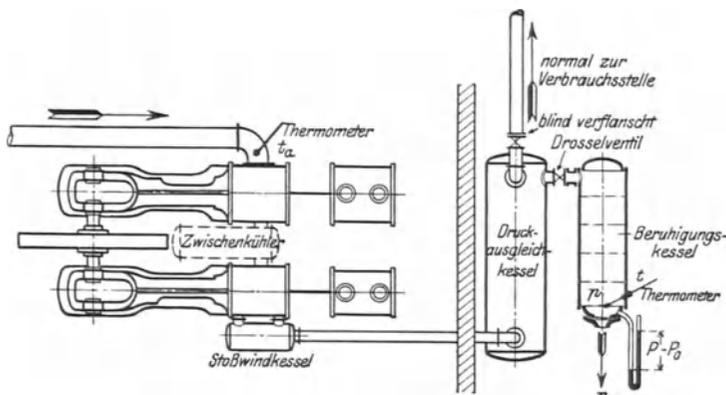


Abb. 73. Luftmessung mittels Düse in der Druckleitung eines Kolbenkompressors.

Druck vor der Düse

$$p = 1,0248 + 0,0186 = 1,0434 \text{ ata}$$

Temperatur vor der Düse

$$t = 78^\circ \text{C}, T = 351^\circ \text{C abs.}$$

Feuchtigkeitsgehalt der angesaugten Luft  $x = 90$  vH.

Ansaugtemperatur vor dem Kompressor

$$t_a = 36^\circ \text{C}, T_a = 309^\circ \text{C abs.}$$

(Beispielshalber seien im folgenden wieder 3 verschiedene Wege benutzt, die zum gleichen Ergebnis führen müssen. Der letzte erfordert die einfachste Umrechnung.)

## a) Ohne Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft.

Druckluftmenge $V$	Luftgewicht $G$	Luftmenge $V_{p_0, t}$ vom geringern Druck $p_0$ hinter der Düse und der höhern Temperatur $t$ der Düse
$V = \alpha 3600 F \frac{1}{P} \sqrt{2g RT P_0 (P - P_0)}$	$G = \alpha 3600 F \sqrt{2g \frac{P_0}{RT} (P - P_0)}$	$V_{p_0, t} = \alpha 3600 F \sqrt{2g \frac{RT}{P_0} (P - P_0)}$
$V = 8,627 \alpha \frac{F}{P} \sqrt{T \cdot P_0 (P - P_0)}$	$G = 29,47 \alpha F \sqrt{\frac{P_0}{T} (P - P_0)}$	$V_{p_0, t} = 8,627 \alpha F \sqrt{\frac{T}{P_0} (P - P_0)}$
$V = \frac{2681}{10434} \sqrt{351 \cdot 10248 \cdot 186}$	$G = 9170 \sqrt{\frac{1,0248}{351} 186}$	$V_{p_0, t} = 2681 \sqrt{\frac{351}{10248} 186}$
$V = 6645 \text{ m}^3/\text{h}$ von 1,0434 ata und $78^\circ \text{C}$ .	$G = 6750 \text{ kg/h}$ .	$V_{p_0, t} = 6770 \text{ m}^3/\text{h}$ von 1,0248 ata und $78^\circ \text{C}$ .
Bestimmung der angesaugten Luftmenge $V_a$ vom Ansaugdruck und der Ansaugtemperatur.		
$V_a = 6659 \frac{1,0434 \cdot 273 + 36}{1,0248 \cdot 273 + 78}$	$V_a = \frac{6750 \cdot 29,27 (273 + 36)}{1,0248}$	$V_a = 6770 \frac{273 + 36}{273 + 78}$
$V_a = 5950 \text{ m}^3/\text{h}$ .	$V_a = 5960 \text{ m}^3/\text{h}$ .	$V_a = 5960 \text{ m}^3/\text{h}$ .

## b) Mit Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehaltes der Luft, jedoch ohne Berücksichtigung der Wasserabscheidung im Zwischenkühler.

Gaskonstante beim Ansaugen

$$R_f = 29,88 = 1,0208 \cdot 29,27.$$

Wassergehalt der angesaugten Luft

$$W = 0,9 \cdot 41,4 = 37,3 \text{ g/m}^3.$$

Wassergehalt  $W_{\text{dr}}$  vor der Meßdüse in der Druckleitung

$$W_{\text{dr}} = 37,3 \cdot \frac{1,0248 \cdot 273 + 36}{1,0434 \cdot 273 + 78} = 32,2 \text{ g/m}^3.$$

Feuchtigkeitsgehalt vor der Meßdüse  $x_{\text{dr}} = \frac{32,2}{271} = 0,119$ .

Gaskonstante in der Druckleitung

$$R_{f \text{ dr}} = 29,87 = 1,0205 \cdot 29,27.$$

Praktisch ist also die Gaskonstante vor der Meßdüse gleich der beim Ansaugen.

Die angesaugte Luftmenge war

$$V_{\text{feucht}} = 5960 \sqrt{\frac{29,87}{29,27}} = 5960 \cdot \sqrt{1,021} = 5960 \cdot 1,0105$$

$$= \sim 6020 \text{ m}^3/\text{h}.$$

Ohne Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehaltes würde man also einen Fehler von  $\sim 1$  vH zu Ungunsten des Kompressors begehen.

## c) Mit Berücksichtigung der Wasserabscheidung im Zwischenkühler.

Zwischenkühlerdruck 2,2 atü.

Rückkühltemperatur hinter dem Zwischenkühler  $24^\circ \text{C}$ .

1. Bestimmung der Wasserabscheidung im Zwischenkühler.

 $\alpha$ ) Genaue Rechnung:

Wassergehalt der angesaugten Luft

$$0,9 \cdot 4,14 = 37,3 \text{ g/m}^3.$$

Dampfteildruck beim Ansaugen

$$0,9 \cdot 0,06 = 0,054 \text{ ata.}$$

Luftteildruck beim Ansaugen

$$1,0248 - 0,054 = 0,971 \text{ ata.}$$

Druck im Zwischenkühler

$$1,0248 + 2,2 = 3,225 \text{ ata.}$$

Dampfteildruck hinter dem Zwischenkühler bei

$$24^\circ \text{C} \quad 0,03 \text{ ata.}$$

Luftteildruck hinter dem Zwischenkühler

$$3,225 - 0,03 = 3,195 \text{ ata.}$$

Wassergehalt im Zwischenkühler

$$37,3 \frac{3,195 \cdot 273 + 36}{1,971 \cdot 273 + 24} = 127,7 \text{ g/m}^3.$$

Wassergehalt hinter dem Zwischenkühler  $21,5 \text{ g/m}^3$ .Wasserabscheidung im Zwischenkühler  $106,5 \text{ g/m}^3$ . $\beta$ ) Angenäherte Rechnung ohne Berücksichtigung der Dampfteildrucke:

Wassergehalt im Zwischenkühler

$$37,3 \frac{3,225 \cdot 273 + 36}{1,025 \cdot 273 + 24} = 122,2 \text{ g/m}^3.$$

Wassergehalt hinter dem Zwischenkühler  $21,5 \text{ g/m}^3$ .Wasserabscheidung im Zwischenkühler  $100,7 \text{ g/m}^3$ .

Auch die angenäherte Rechnung zeigt schon, daß hinter dem Zwischenkühler die Luft mit Wasserdampf gesättigt ist.

2. Bestimmung der Gaskonstanten vor der Meßdüse nach der Wasserabscheidung im Zwischenkühler.

 $\alpha$ ) Angenähert:

Wassergehalt vor der Meßdüse

$$21,5 \frac{1,043 \cdot 273 + 42}{3,325 \cdot 273 + 78} = 5,88 \text{ g/m}^3.$$

Sättigungsgehalt bei  $78^\circ \text{C} \dots 271 \text{ g/m}^3$ .

Feuchtigkeitsgehalt vor der Meßdüse

$$x = \frac{5,88}{271} = 0,0217.$$

β) Genaue Rechnung:

Dampfdruck vor der Meßdüse

$$0,0217 \cdot 0,441 = 0,0096 \text{ ata.}$$

Luftdruck vor der Meßdüse

$$1,0434 - 0,0096 = 1,0338 \text{ ata.}$$

Wassergehalt vor der Meßdüse

$$21,5 \cdot \frac{1,0338}{3,195} \cdot \frac{273 + 24}{273 + 78} = 5,89 \text{ g/m}^3.$$

Feuchtigkeitsgehalt vor der Meßdüse

$$x = \frac{5,89}{271} = 0,0217.$$

Der Fehler der angenäherten Rechnung ist also so gering, daß das Ergebnis von der genauen Rechnung nicht abweicht.

Gaskonstante vor der Meßdüse bei 78 °C und  $x = 0,0217$

$$R_f = 29,38 = 1,0038 \cdot 29,27.$$

Da

$$\sqrt{29,38} = 1,0019 \sqrt{29,27},$$

so ergibt die Rechnung mit dieser infolge der Wasserabscheidung im Zwischenkühler geringeren Gaskonstante eine Saugleistung von

$$V = 1,0019 \cdot 5860 = \sim 5970 \text{ m}^3/\text{h},$$

während die genaue Messung in der Saugleitung bei dem größeren Feuchtigkeitsgehalt und der Gaskonstante  $R = 29,88 = 1,021 \cdot 29,27$  den zuvor ermittelten Wert 6030 m<sup>3</sup>/h ergeben würde. Der Fehlbetrag zwischen Messung in der Saugleitung und Messung in der Druckleitung mit jedesmaliger Berücksichtigung des Feuchtigkeitsgehalts, die Luftmenge

$$\sim 6020 - 5970 = \sim 50 \text{ m}^3/\text{h},$$

$$\text{d. s. } \sqrt{1,021} - 1,0019 \cdot 100 - 100$$

$$= \sqrt{1,019} \cdot 100 - 100 = \sim 0,9 \text{ vH},$$

kann nicht dem Kompressor zur Last gelegt werden. Auch ein Kompressor mit 100 vH Liefergrad würde

diesen Fehlbetrag aufweisen, der in dem Ausscheiden der Luftfeuchtigkeit innerhalb des Kompressors begründet ist.

Da die genaueste Feststellung der tatsächlichen Luftfeuchtigkeit kaum möglich und ihr Einfluß auch nicht bedeutend ist, so genügen praktisch folgende Annahmen vollständig:

Wenn keine Wasserabscheidung im Kompressor stattfindet, setzt man die Gaskonstante in der Druckleitung gleich der beim Ansaugen durch Messung ermittelten.

Findet Wasserabscheidung statt, so bestimmt man die Gaskonstante nach der Wasserabscheidung aus dem Wassergehalt hinter dem Zwischenkühler durch angenäherte Umrechnung auf den Ansaugzustand, wie sie im folgenden für das gleiche Beispiel durchgeführt ist.

Wassergehalt der gesättigten Luft von 2,2 atü und 24 °C hinter dem Zwischenkühler 21,5 g/m<sup>3</sup>.

Auf den Ansaugedruck umgerechneter Feuchtigkeitsgehalt  $\frac{21,5}{3,2} = 6,7 \text{ g/m}^3$ .

Wassergehalt gesättigter Luft von der Ansaugtemperatur 36 °C = 41,4 g/m<sup>3</sup>.

Feuchtigkeitsgehalt nach der Wasserabscheidung  $x_{dr.} = \frac{6,7}{41,4} \cdot 100 = 16,2 \text{ vH}$ .

Gaskonstante in der Druckleitung

$$R_{f \text{ dr.}} = 29,38 = 1,0038 \cdot 29,27.$$

Das ist der gleiche Wert, wie ihn die durchgeführte genaue Rechnung ergab.

Die letzte Zahlentafel 19 soll zeigen, wie groß der Unterschied zwischen Messung in der Druckleitung und Messung in der Saugleitung bei Berücksichtigung der Wasserabscheidung im Zwischenkühler maximal werden kann. Dabei ist Ansaugen mit Wasserdampf gesättigter Luft und 2 atü Zwischenkühlerdruck vorausgesetzt.

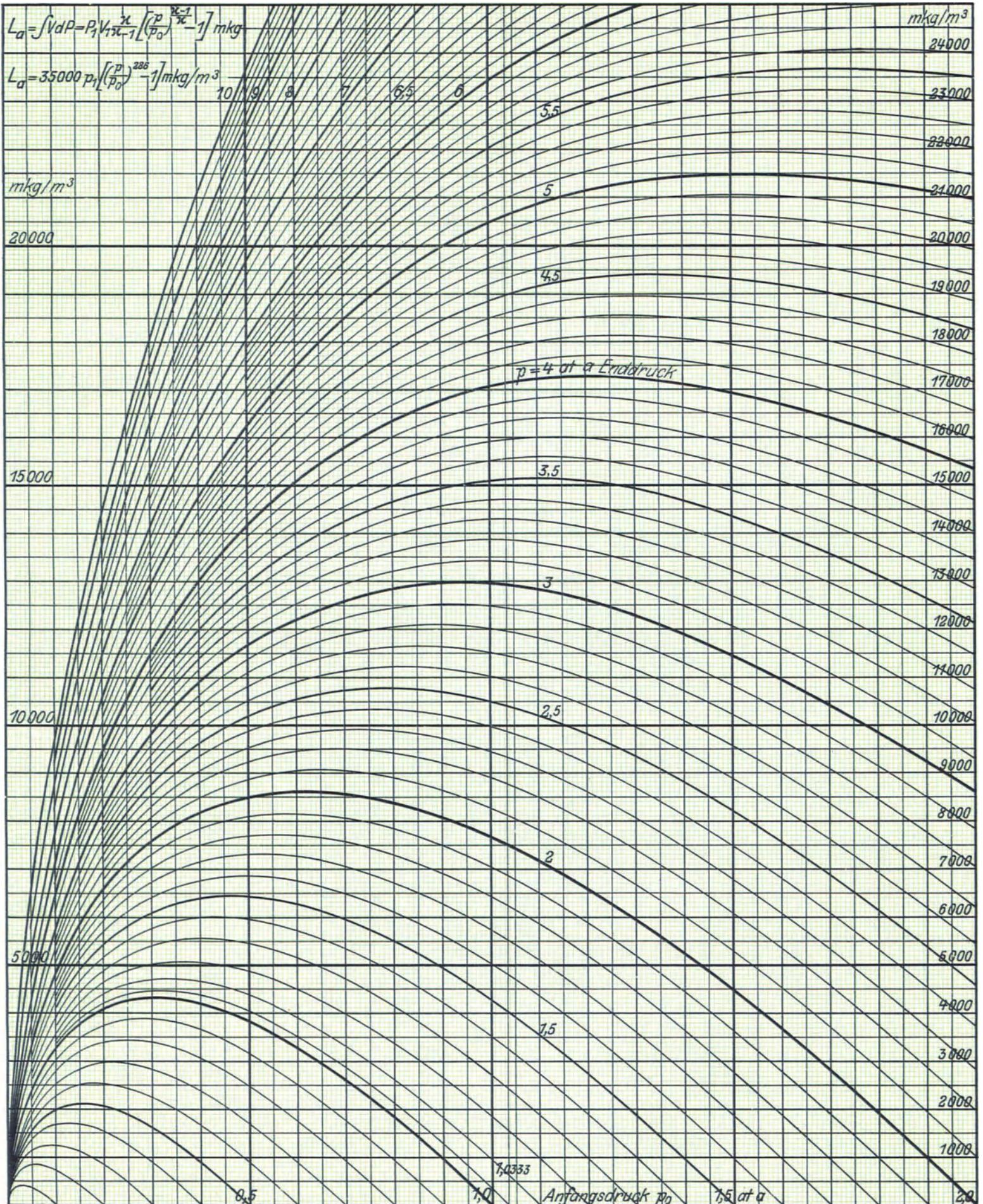
Dieser Fall vollkommener Sättigung der Luft beim Ansaugen wird jedoch, hauptsächlich bei höheren Temperaturen, sehr selten vorkommen. Fast immer ist die Luft nur teilweise gesättigt und der Fehler infolge Vernachlässigung des Einflusses der Wasserabscheidung im Kompressor geringer als nachstehende Werte.

Zahlentafel 19.

Ansaugtemperatur . . . . . °C	10			20			30			40			50		
Rückkühltemperatur . . . . . °C	10	20	30	20	30	40	30	40	50	30	40	50	30	40	50
Einfluß der Wasserabscheidung in vH	0,2	0,1	0	0,3	0,2	0	0,6	0,4	0,1	1,2	1,0	0,7	2,1	1,9	1,7

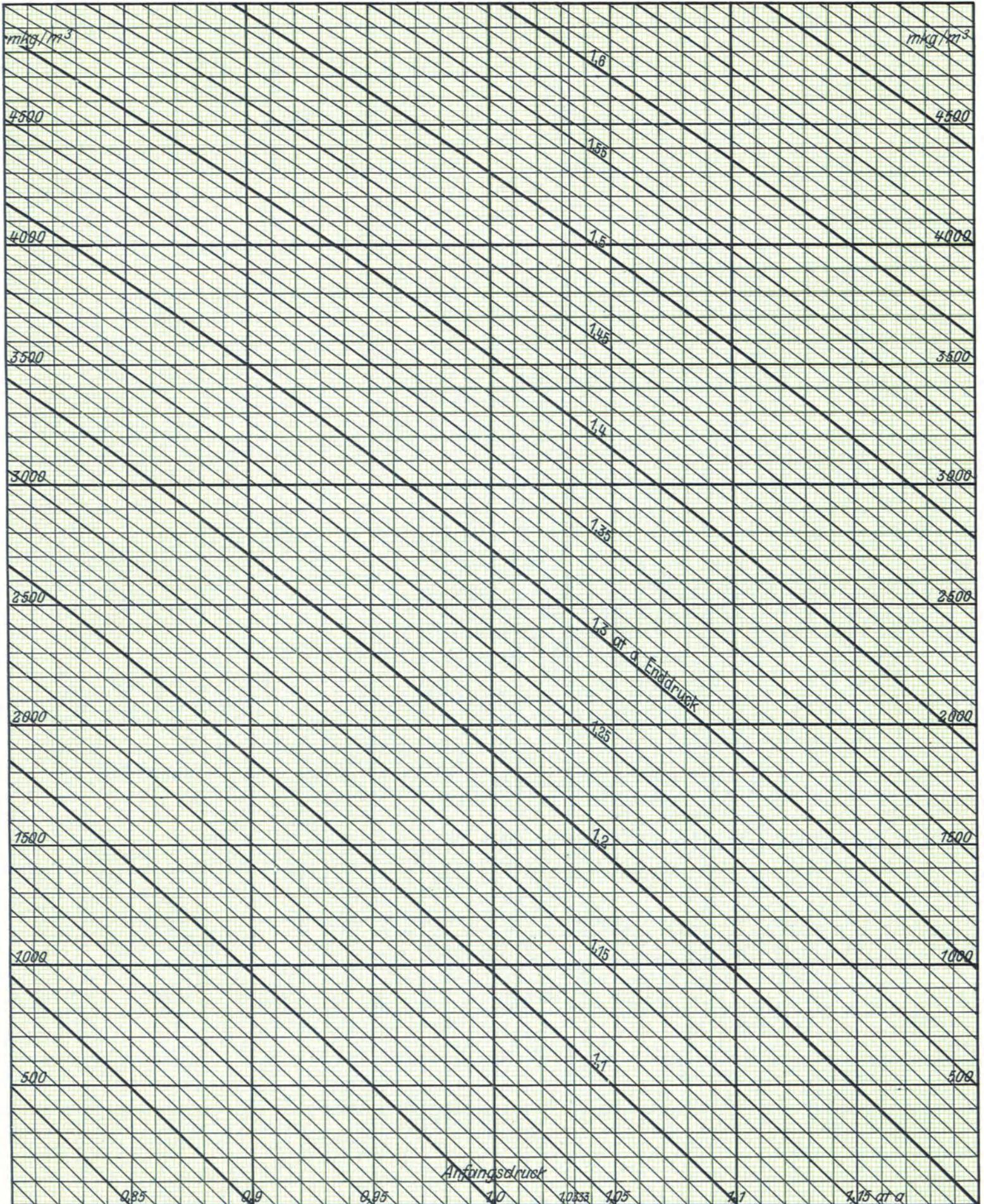
**Arbeitsbedarf bei einstufiger adiabatischer Verdichtung**  
in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 1.



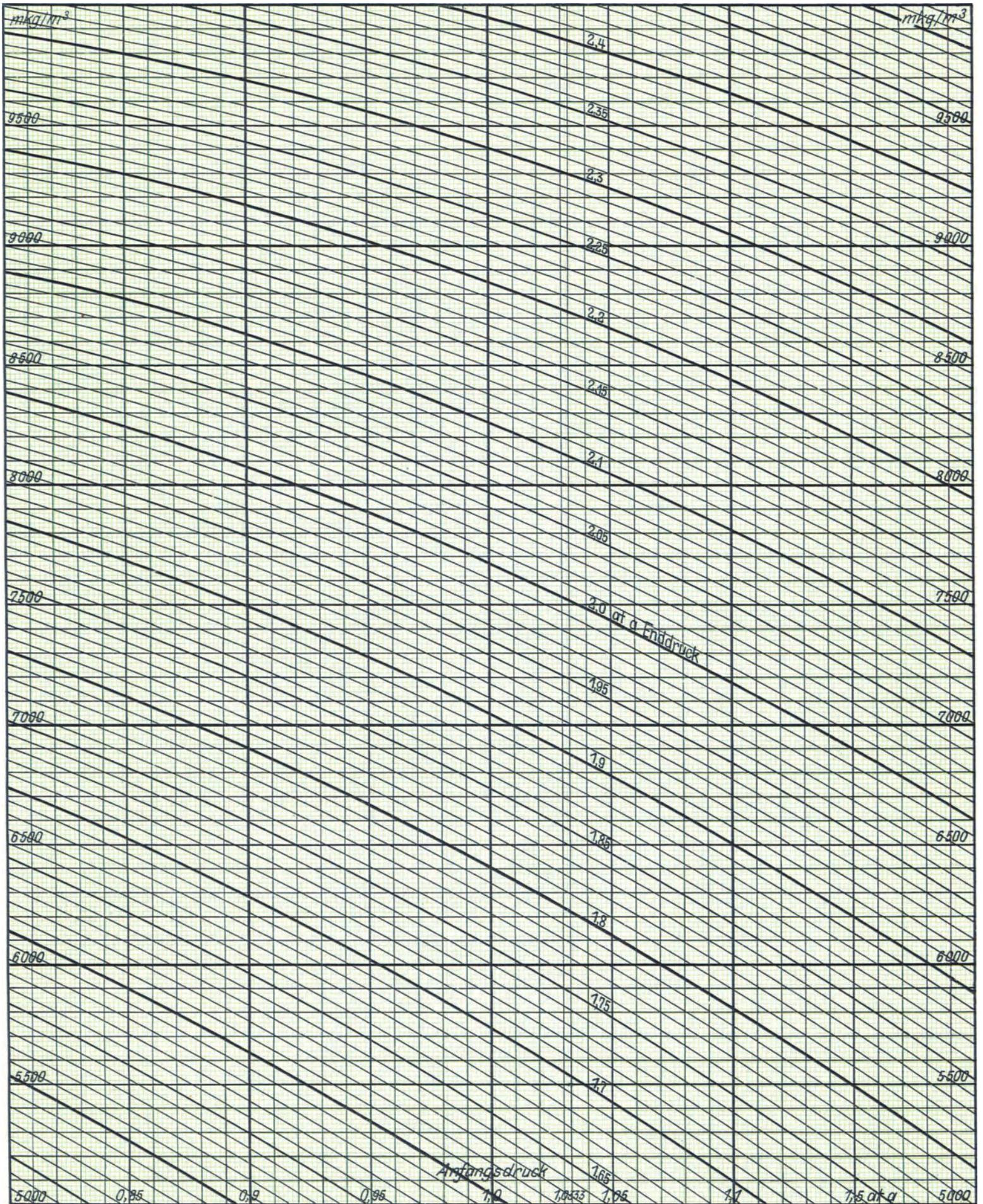
**Arbeitsbedarf bei einstufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 2.



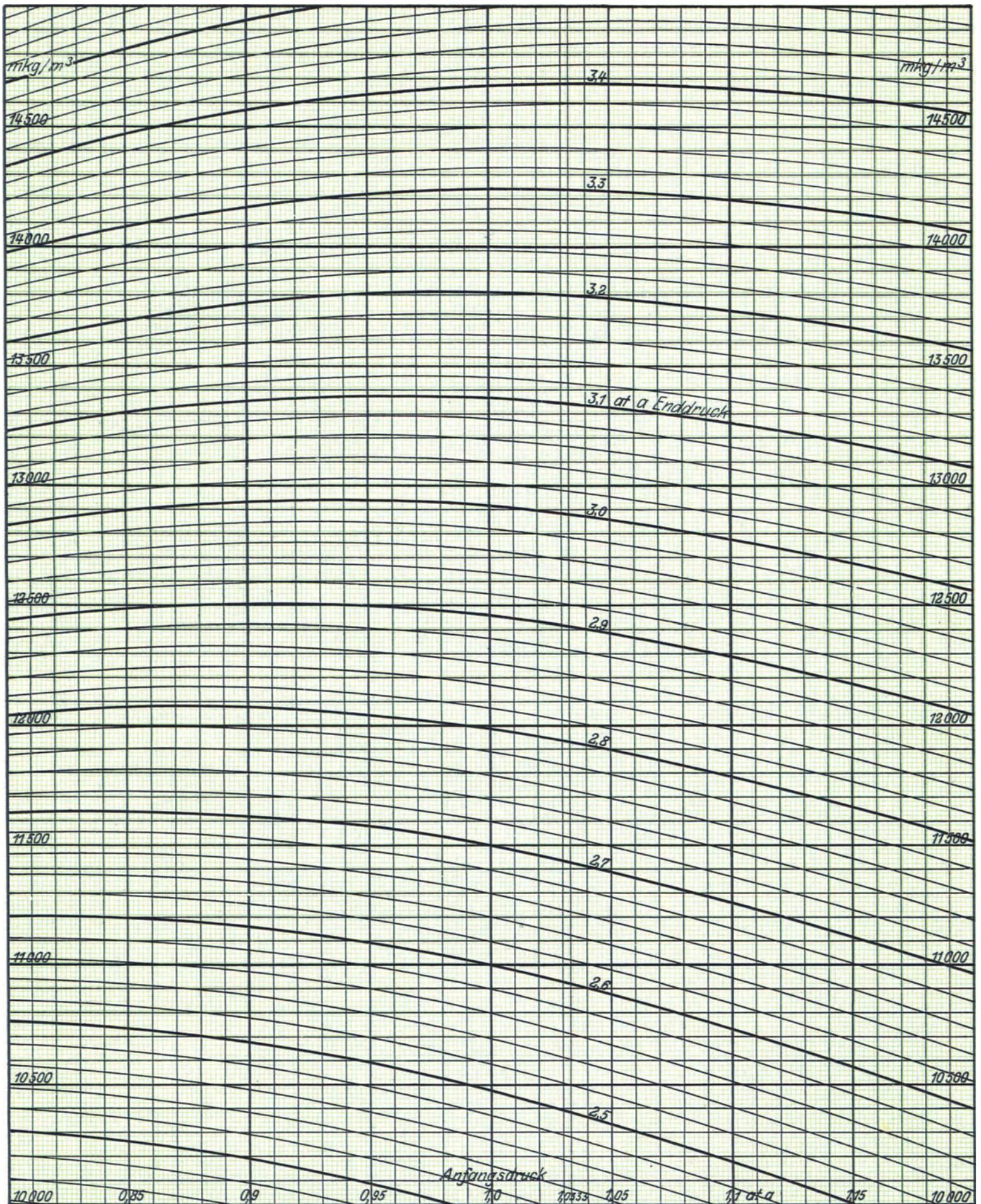
**Arbeitsbedarf bei einstufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 3.



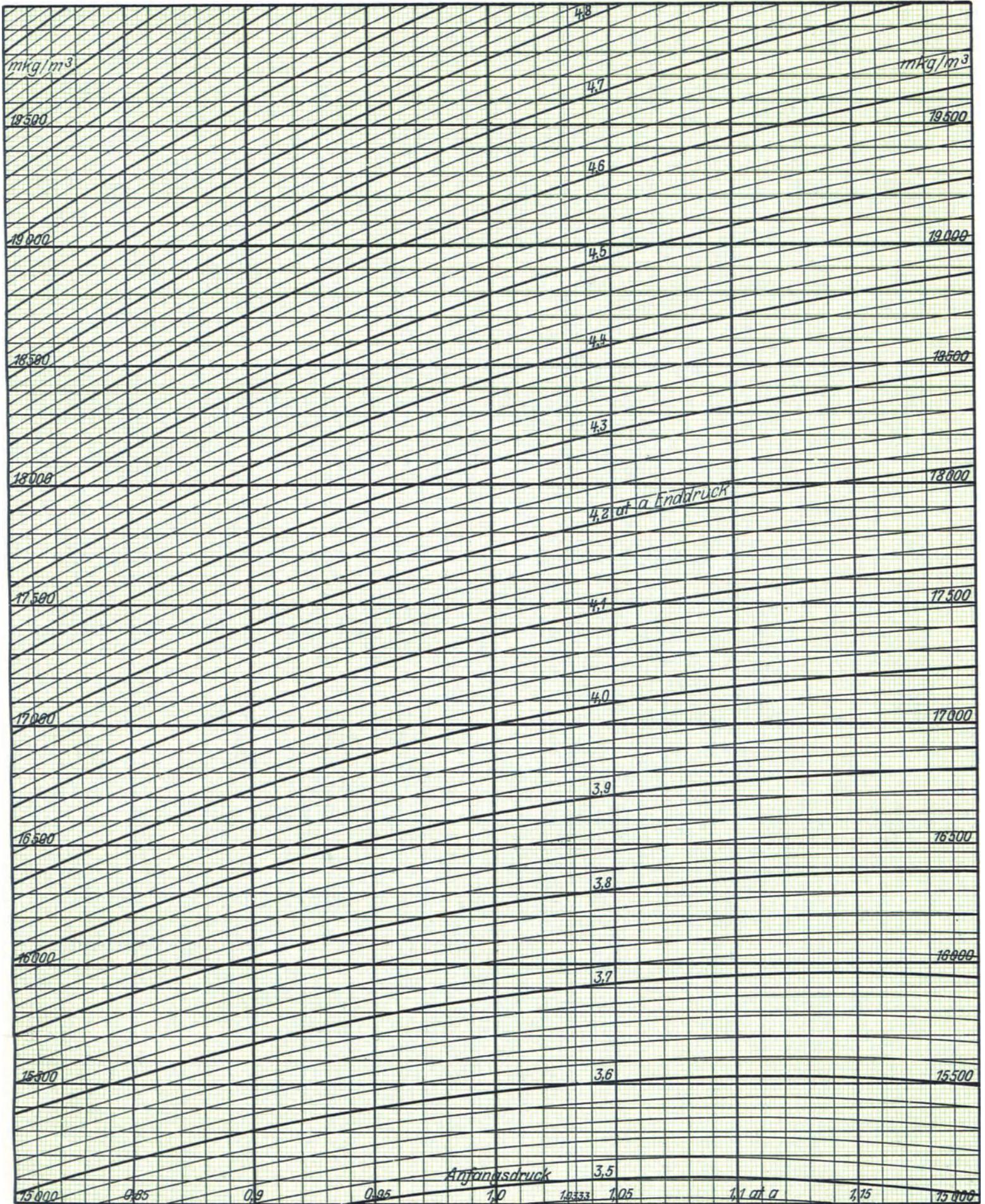
**Arbeitsbedarf bei einstufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 4.



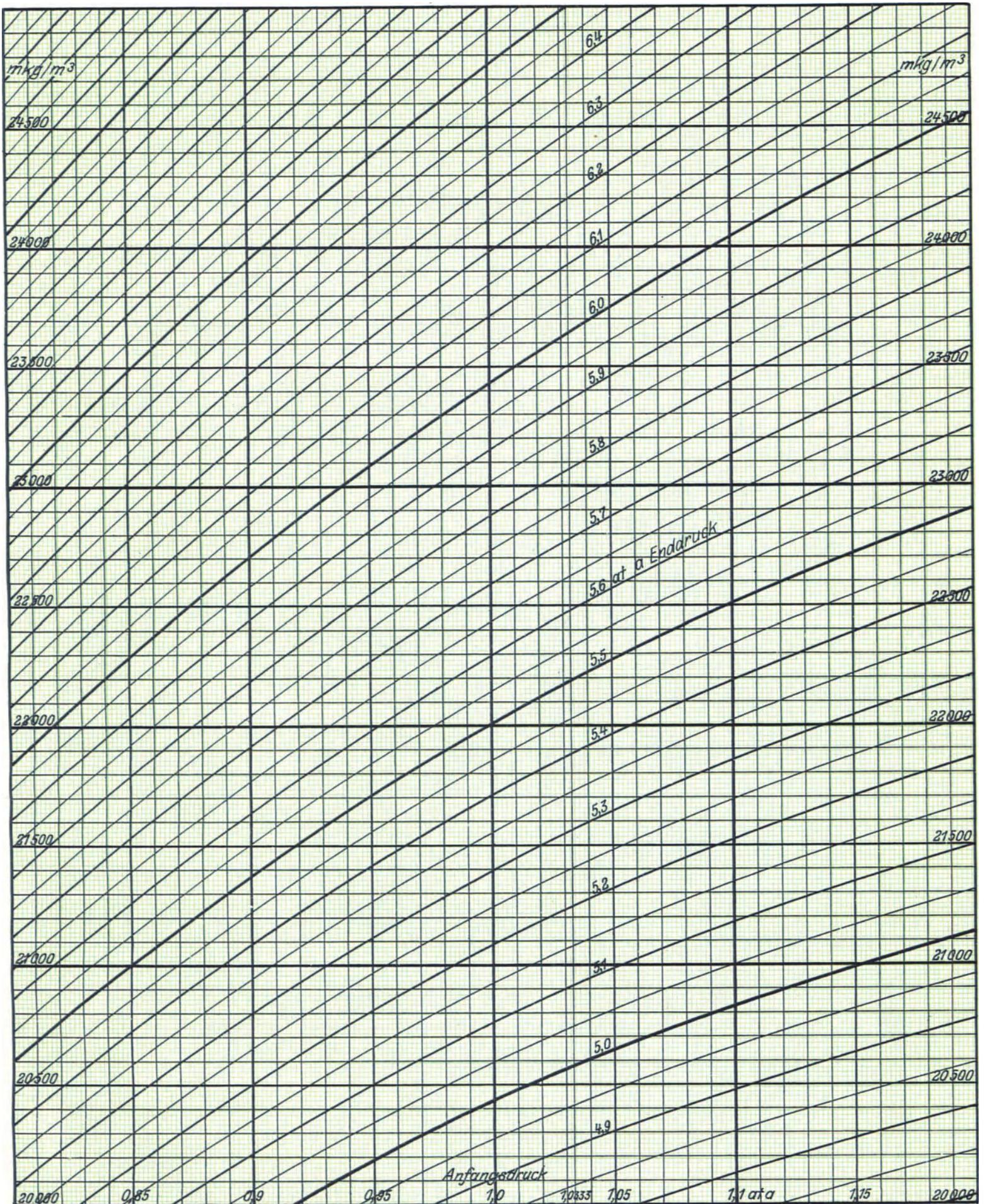
**Arbeitsbedarf bei einstufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg/m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 5.



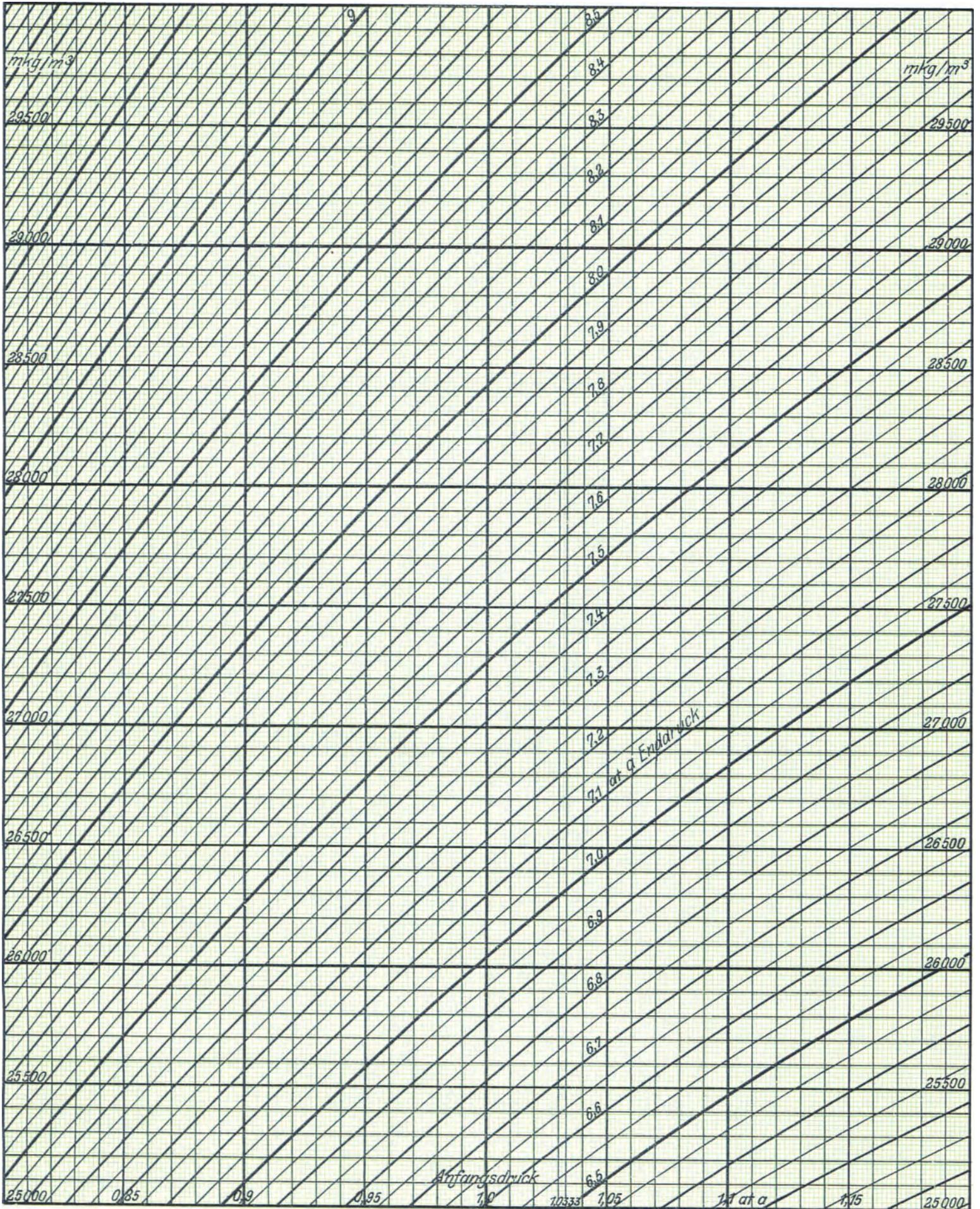
**Arbeitsbedarf bei einstufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 6.



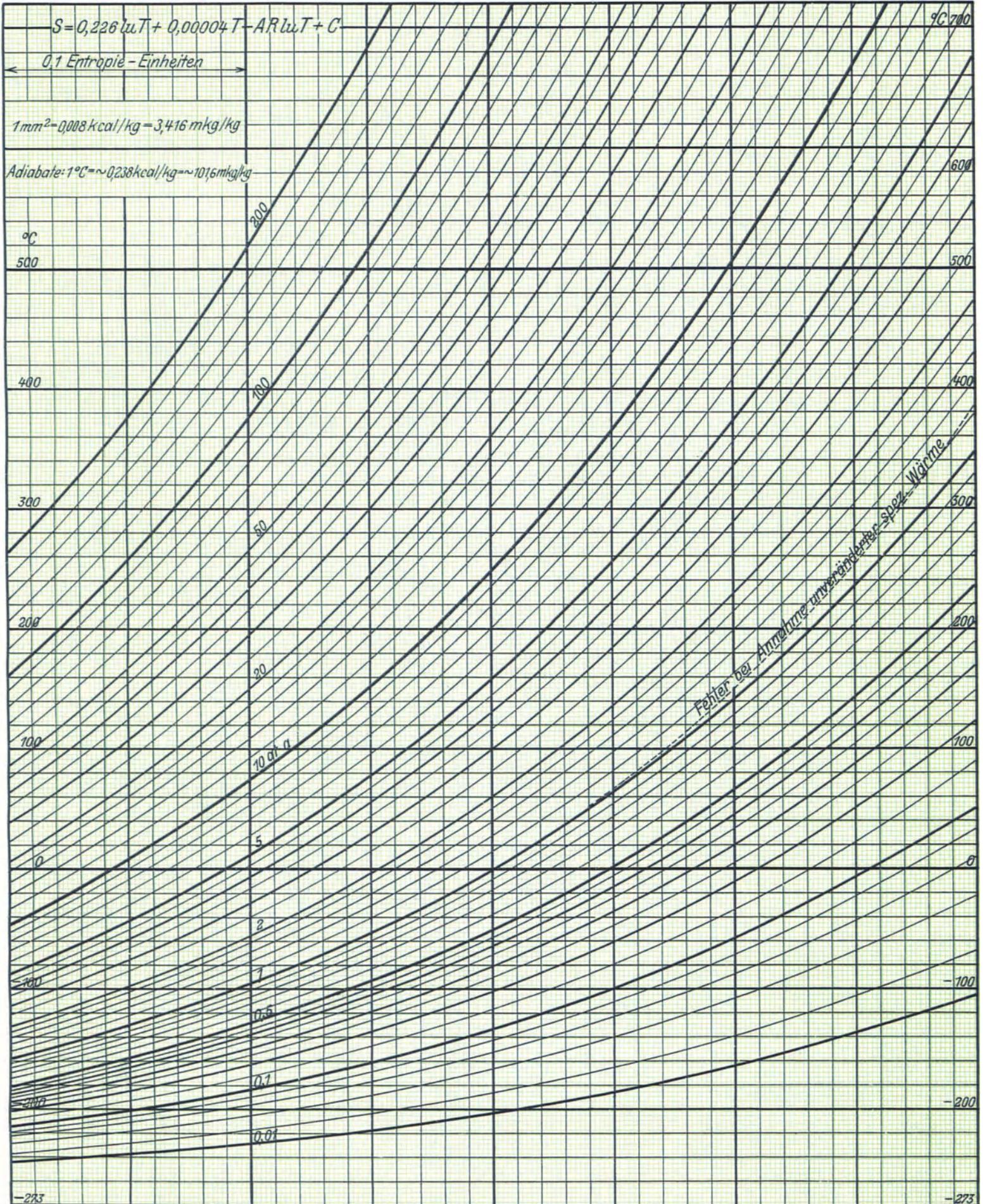
**Arbeitsbedarf bei einstufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 7.



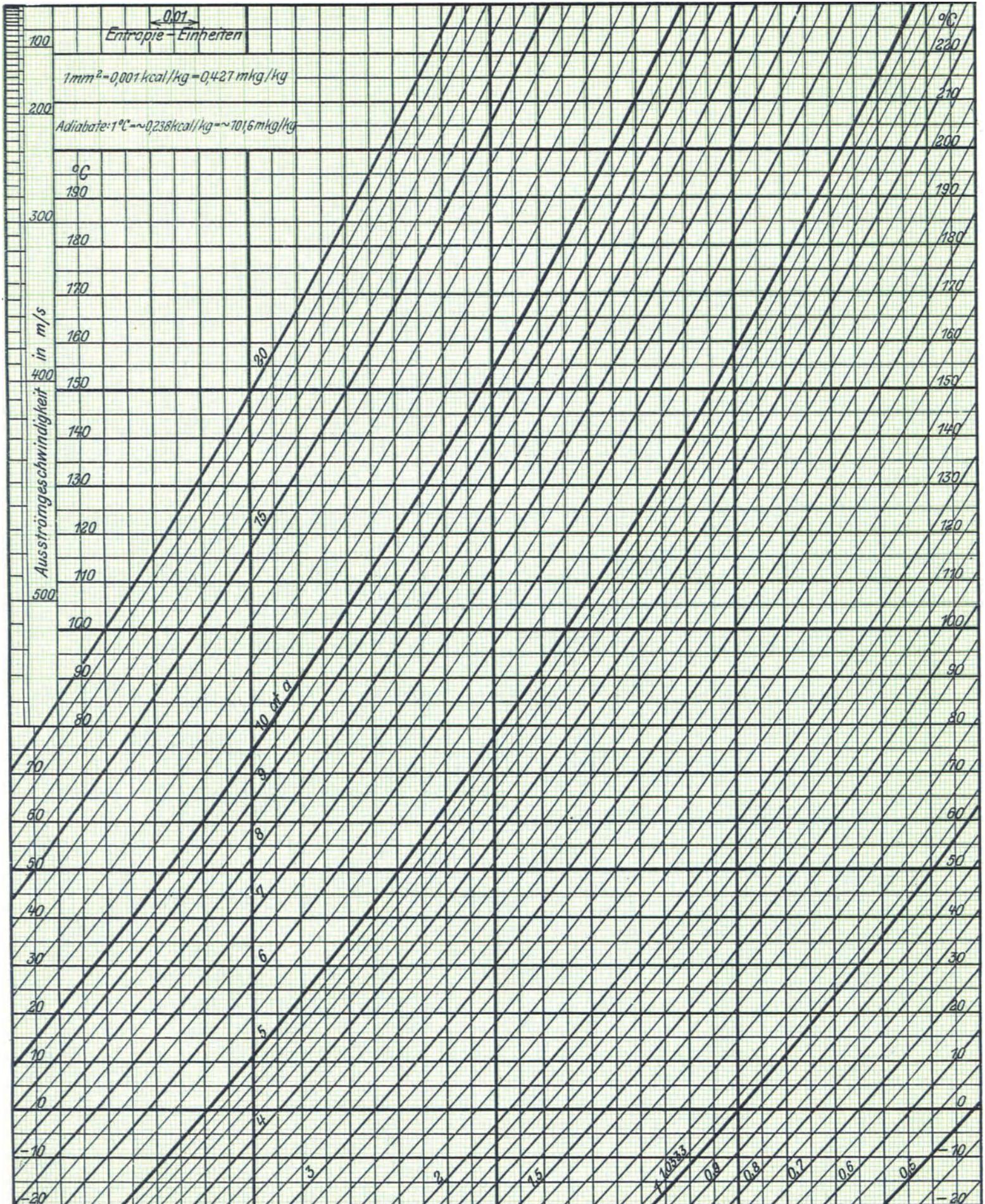
# Entropietafel für Luft.

Tafel 8.



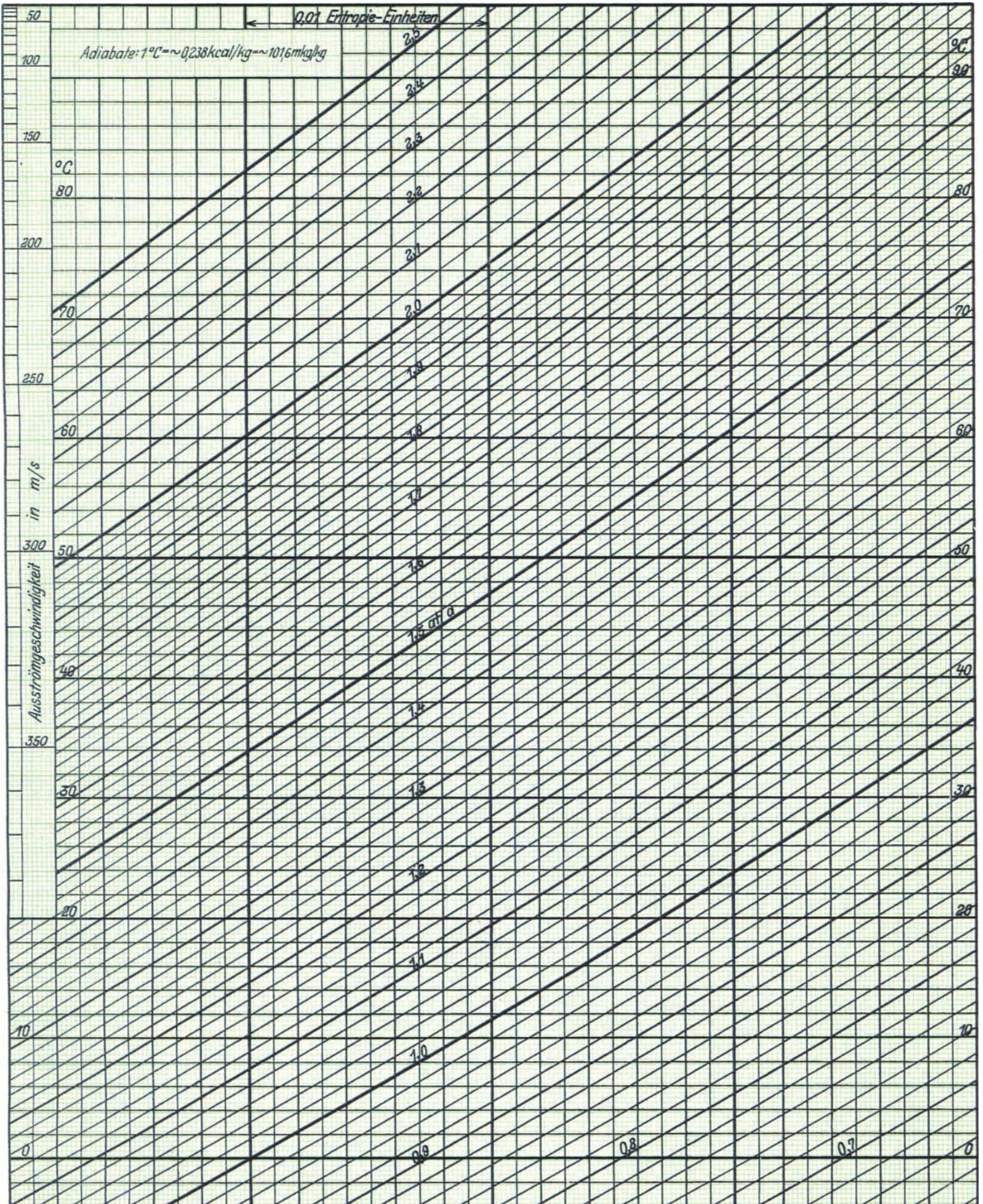
# Entropietafel für Luft.

Tafel 9.

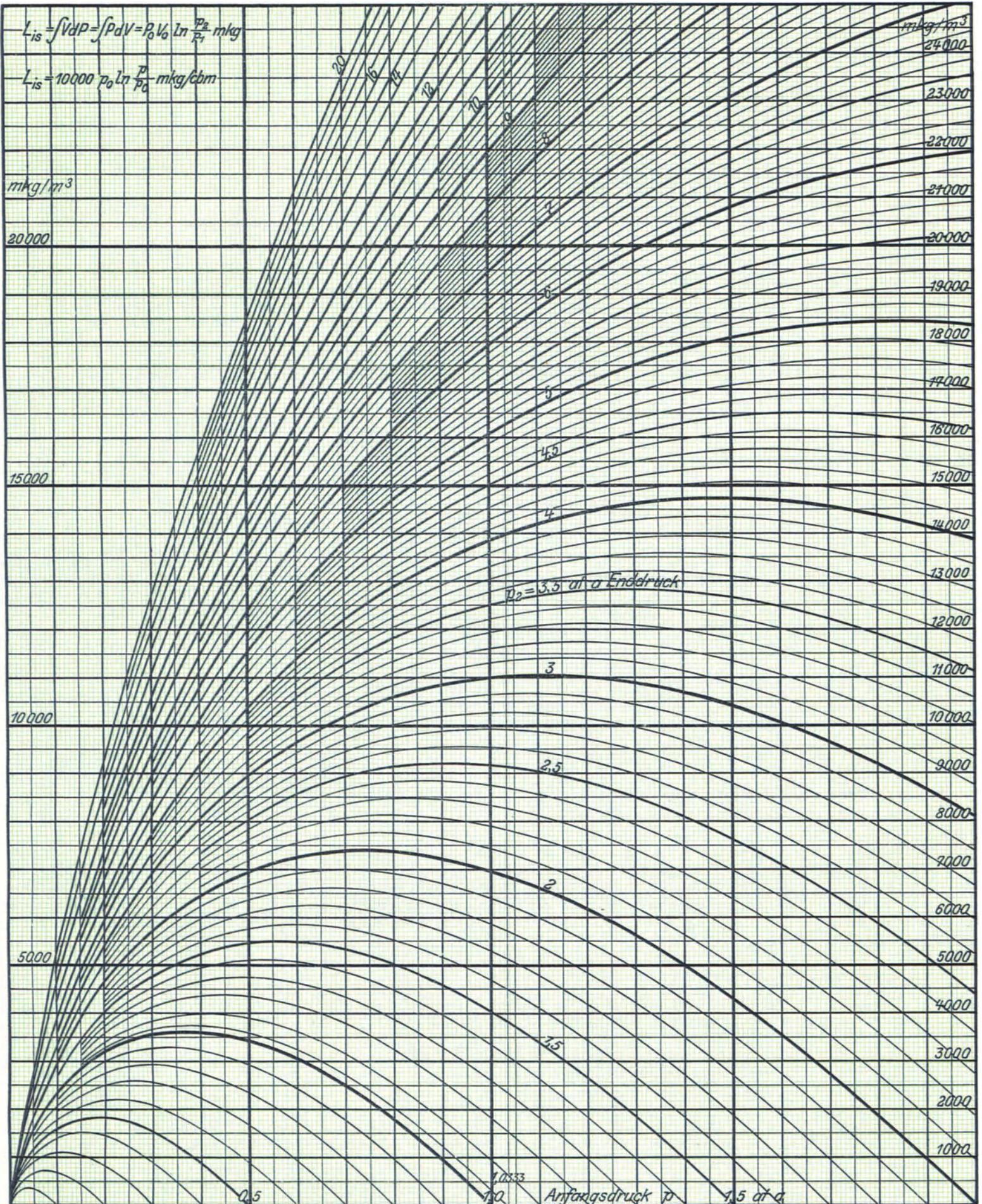


# Entropietafel für Luft.

Tafel 10.

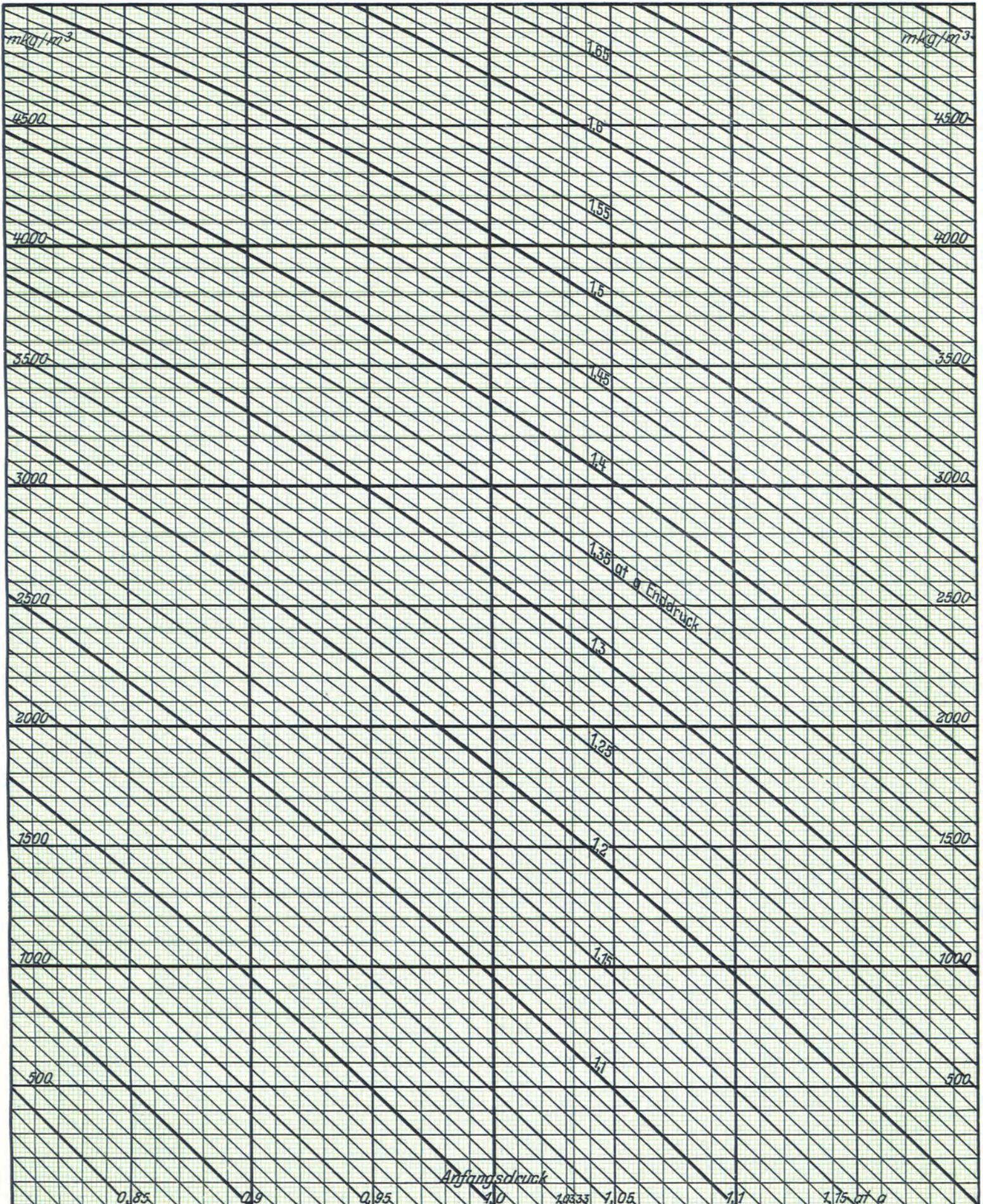


**Arbeitsbedarf bei isothermischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.



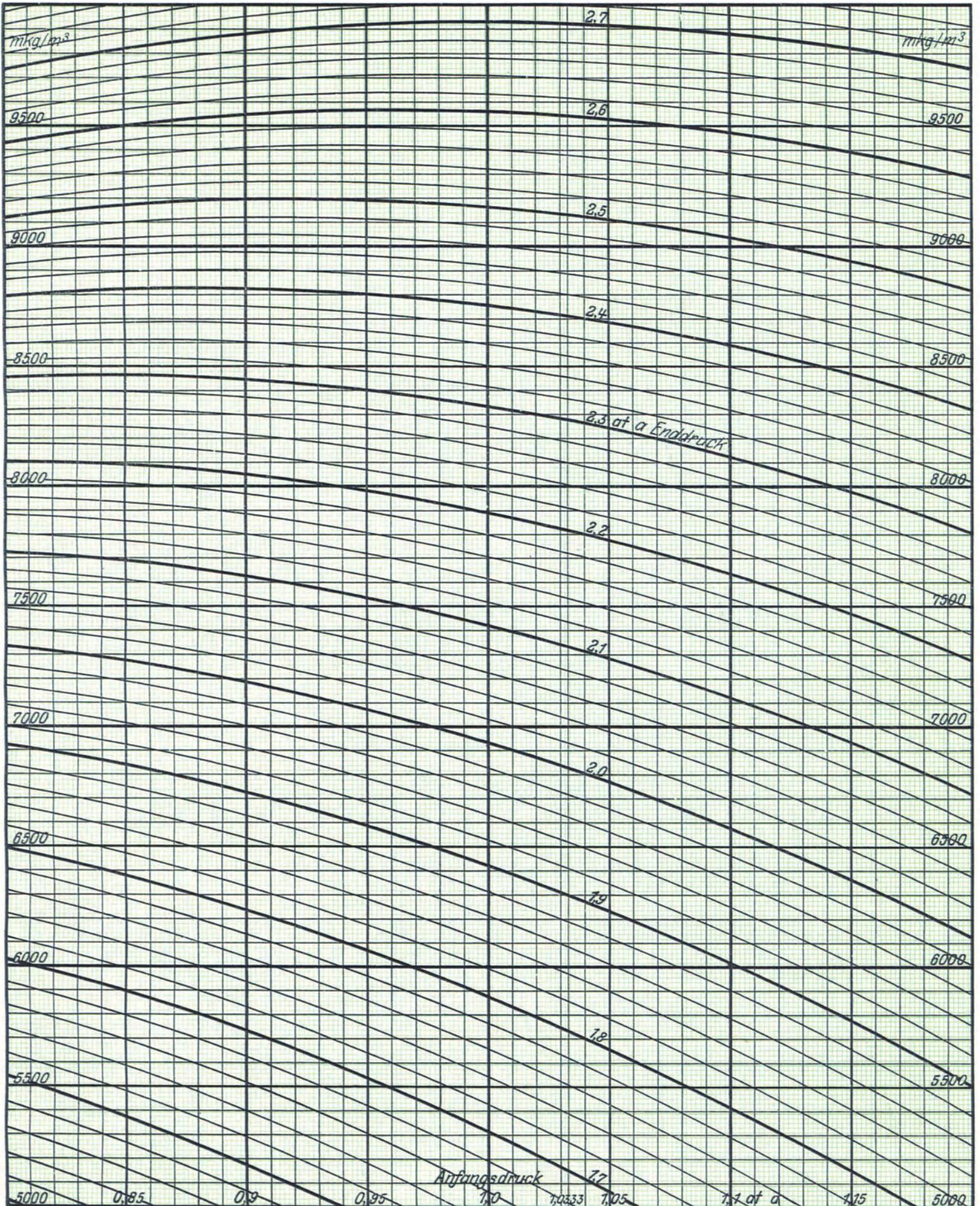
**Arbeitsbedarf bei isothermischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 12.



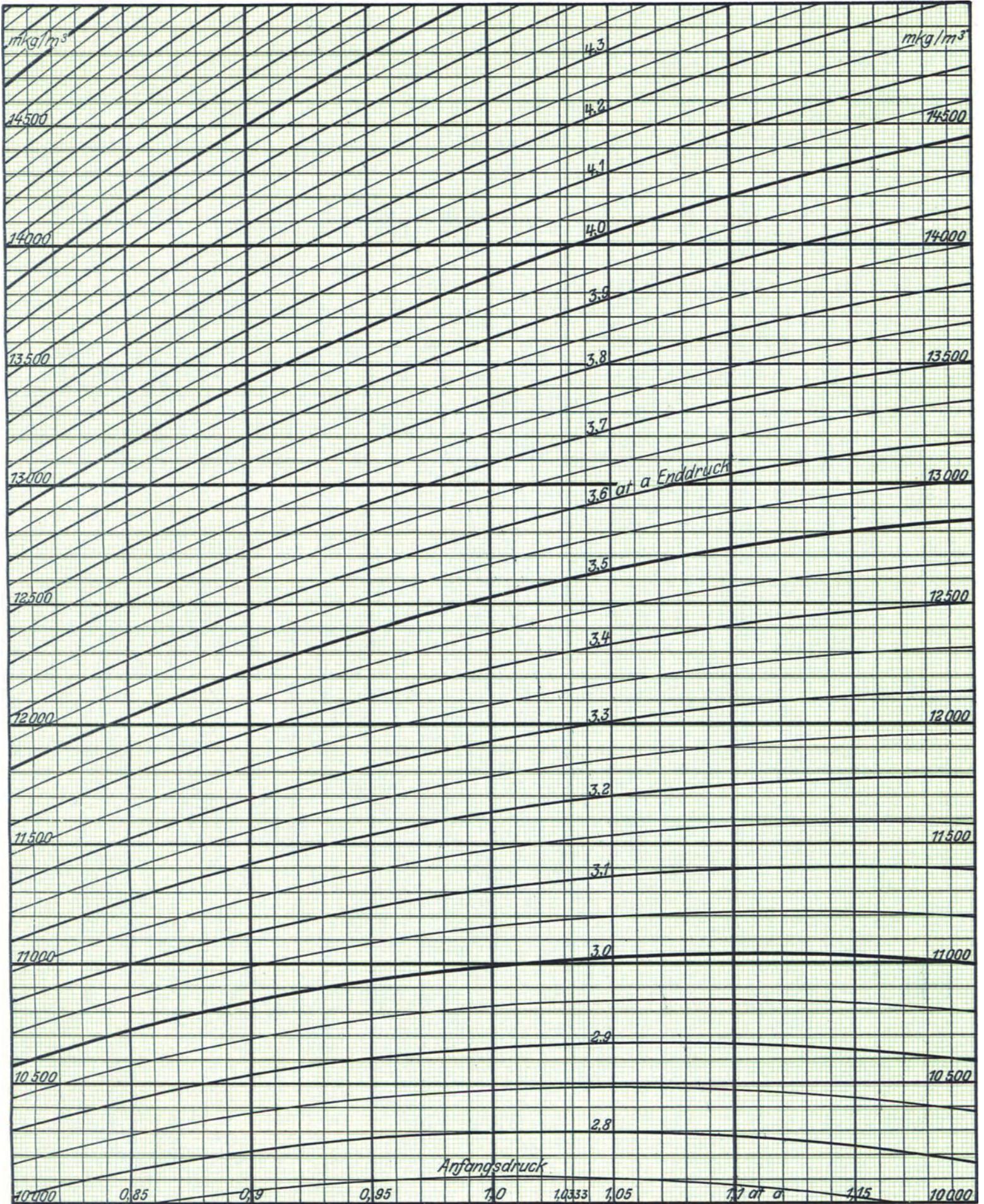
**Arbeitsbedarf bei isothermischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 13.



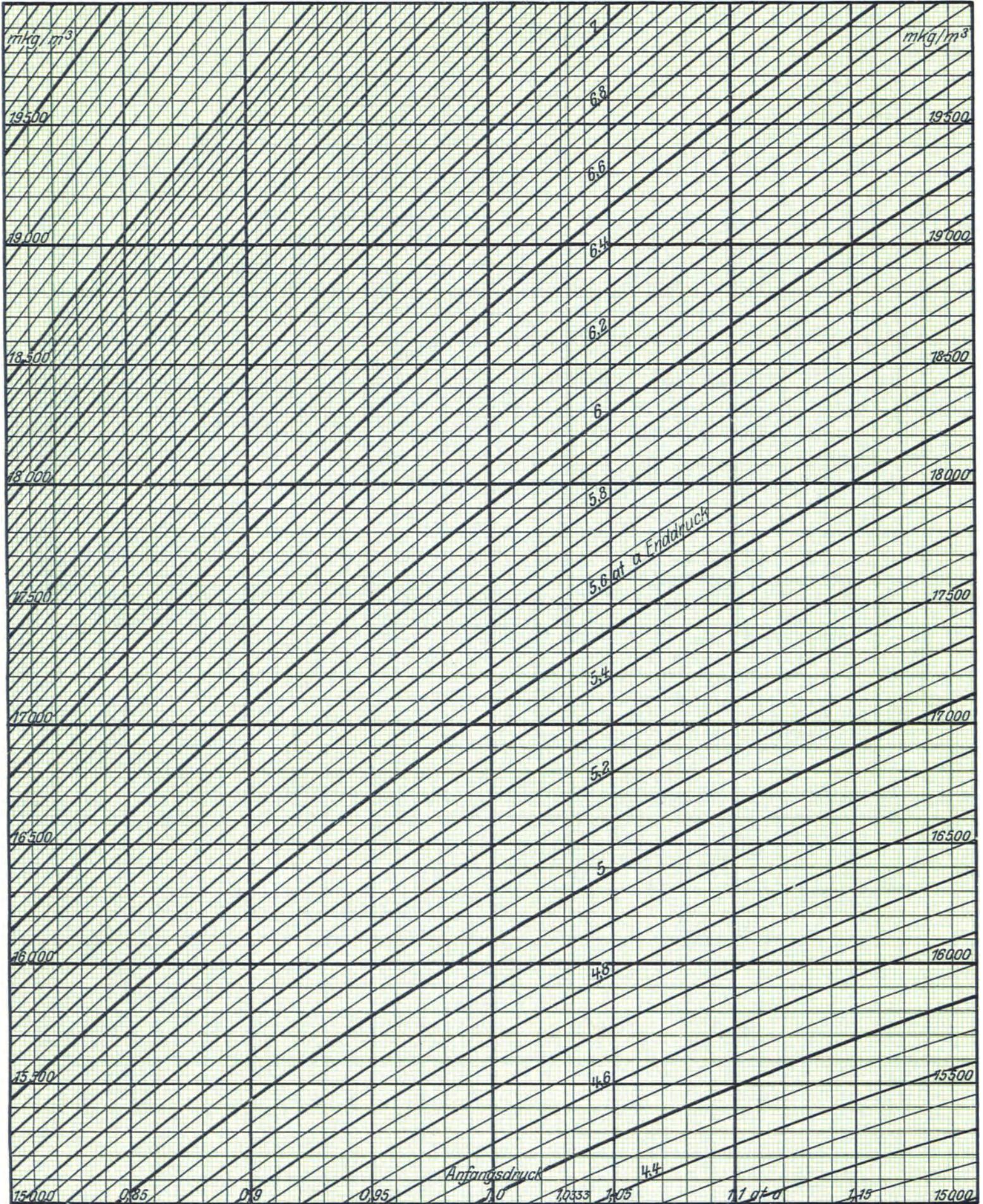
**Arbeitsbedarf bei isothermischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg/m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 14.



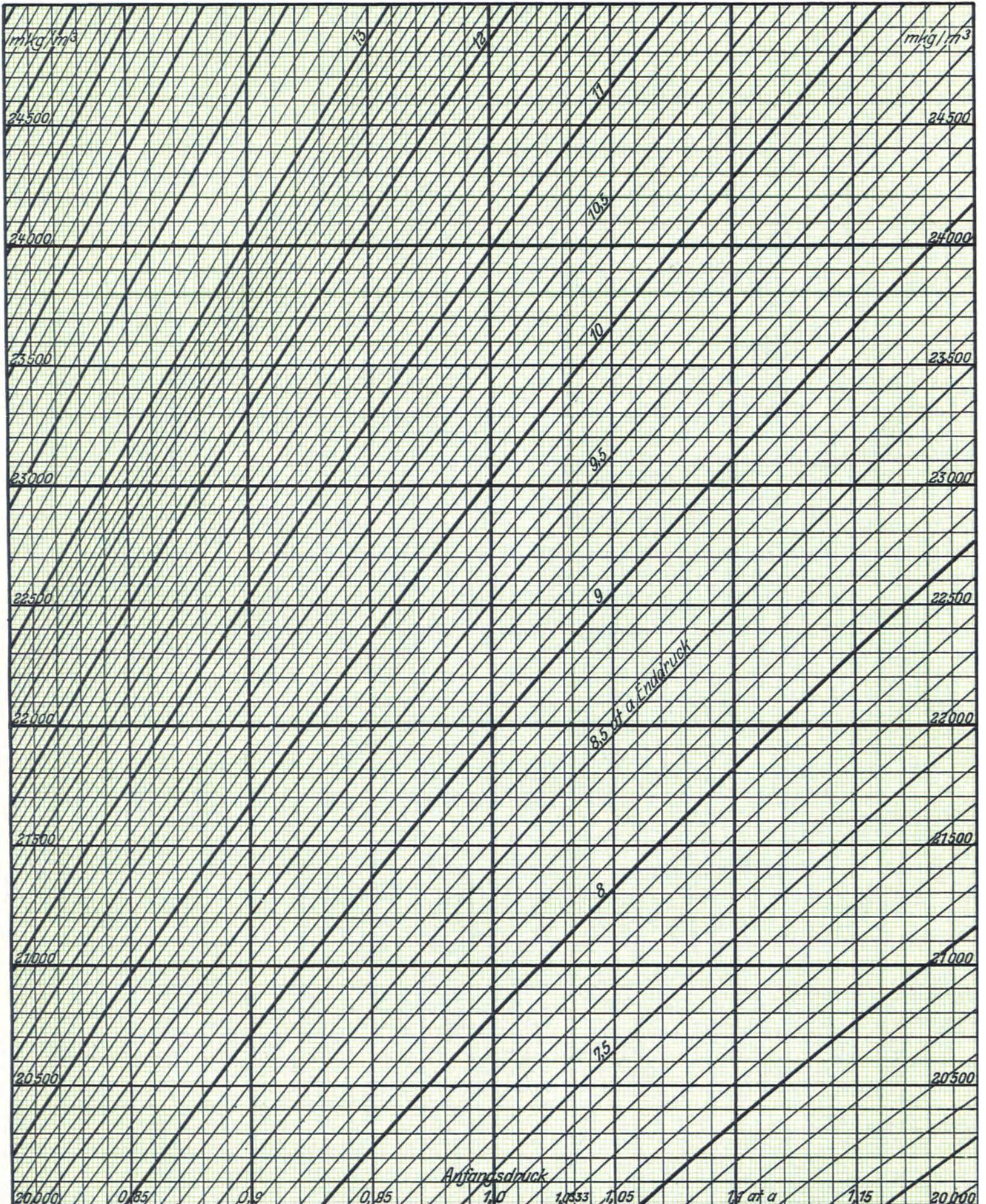
**Arbeitsbedarf bei isothermischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 15.



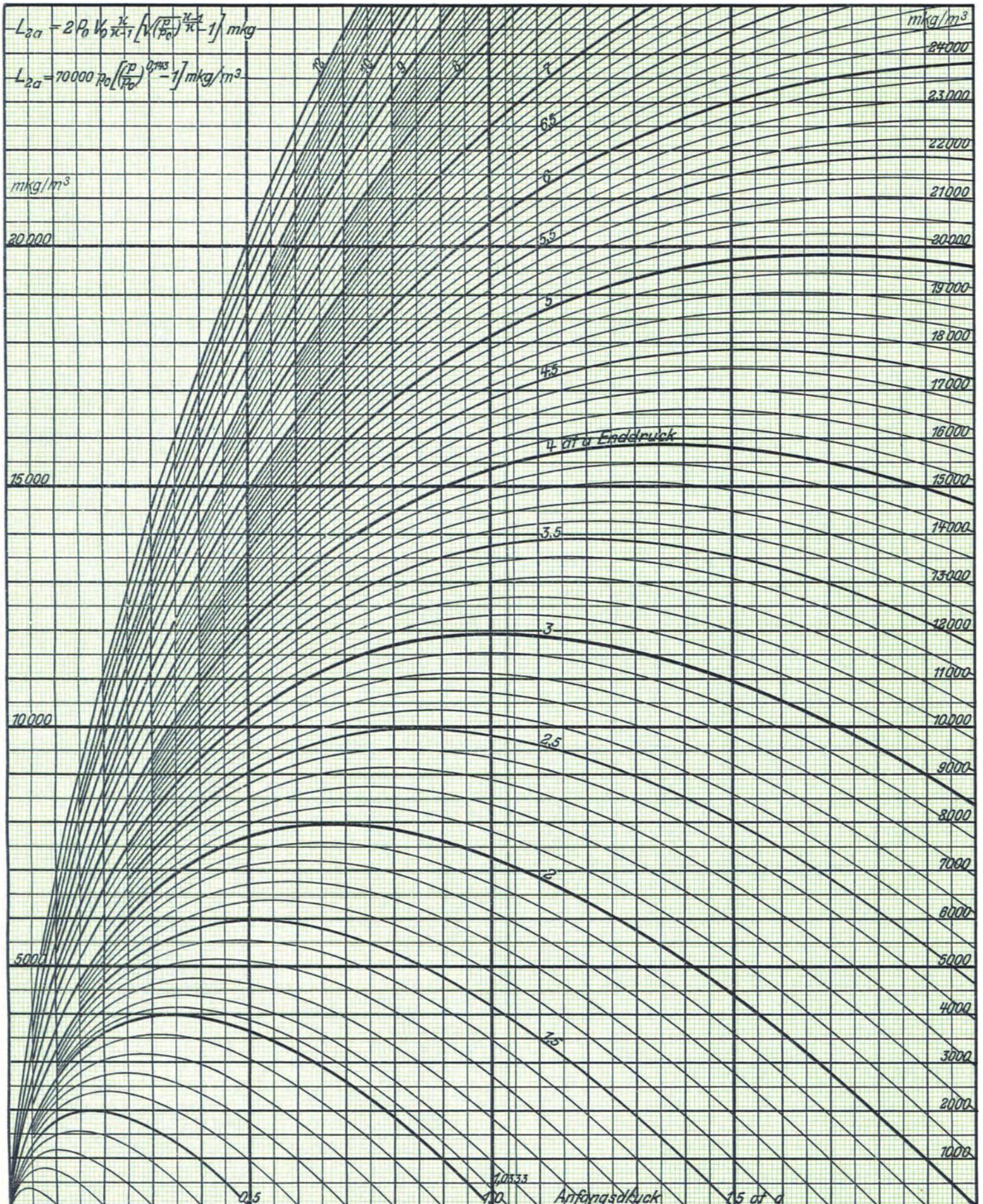
**Arbeitsbedarf bei isothermischer Verdichtung**  
*in mkg/m<sup>3</sup> angesaugte Luft.*

Tafel 16.



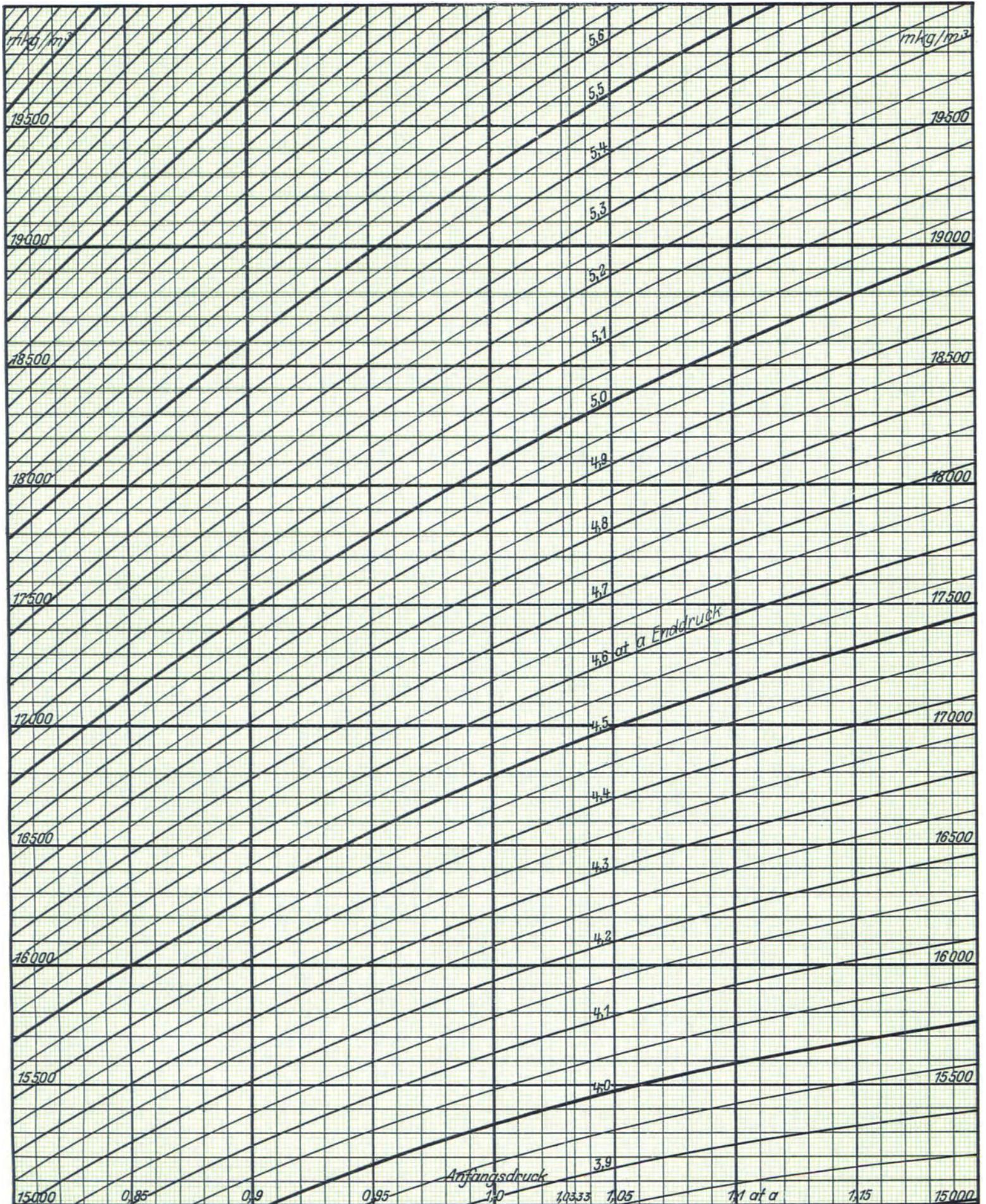
**Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 17.



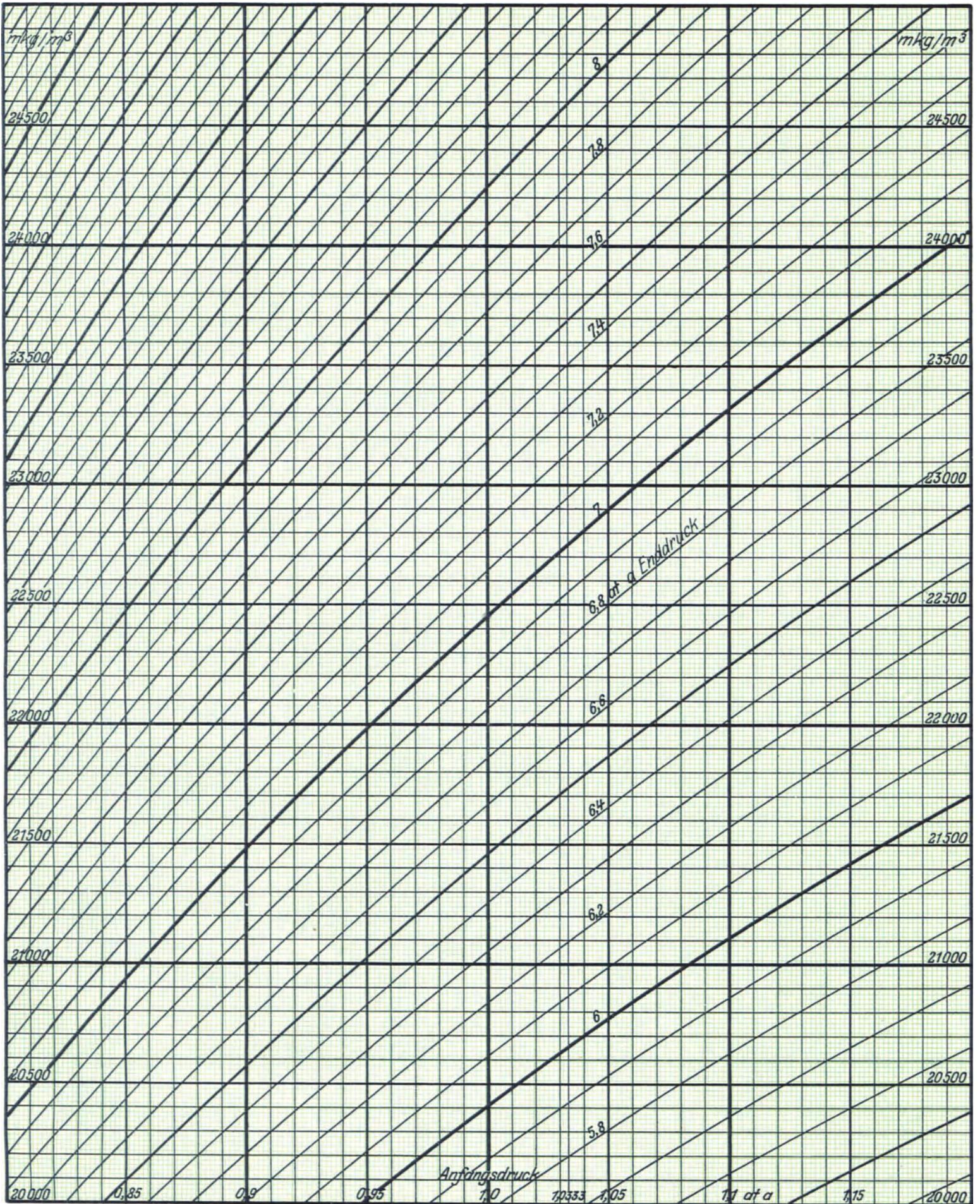
**Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg/m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 18.



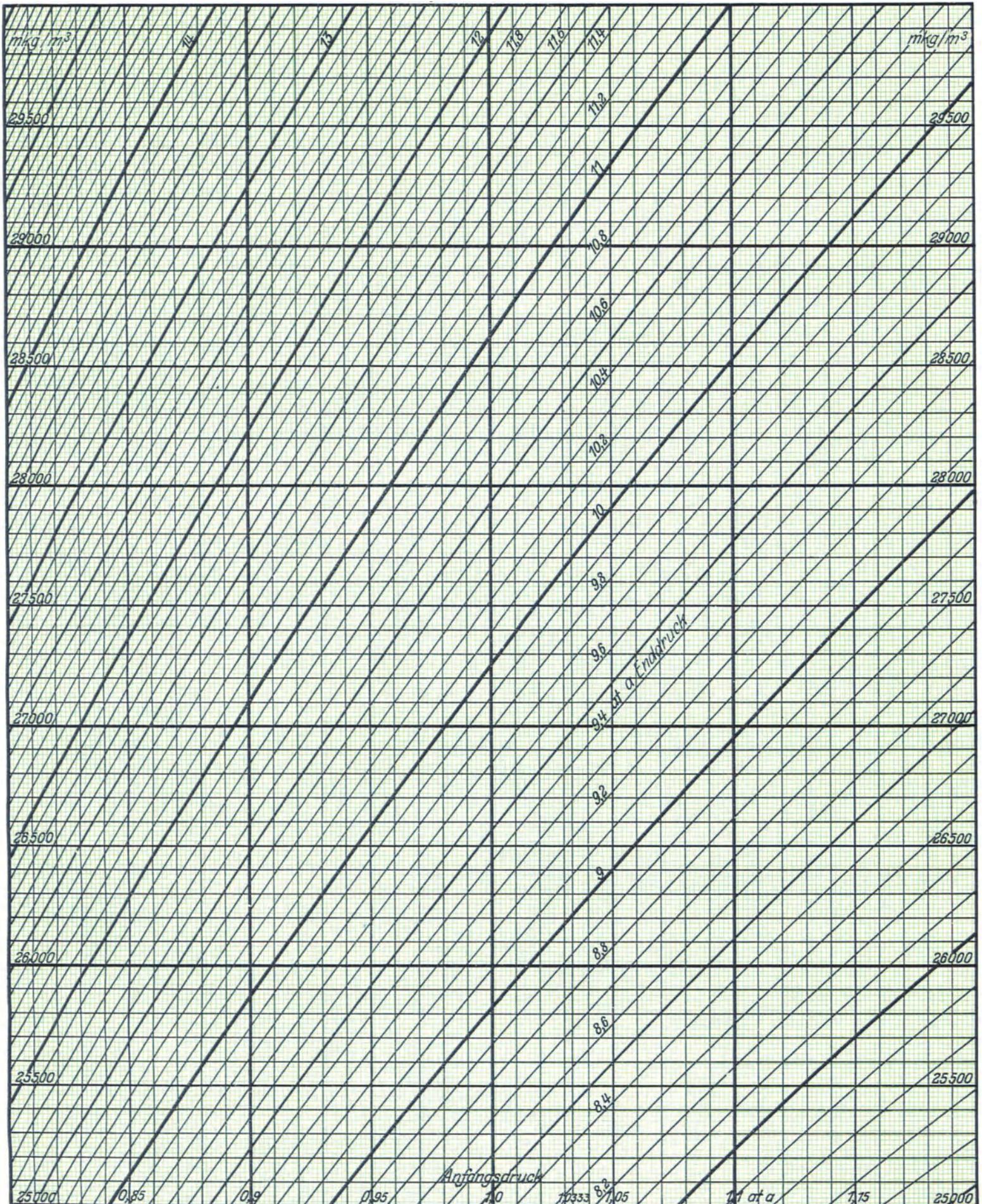
**Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 19.



**Arbeitsbedarf bei zweistufiger adiabatischer Verdichtung**  
 in  $\text{mkg}/\text{m}^3$  angesaugte Luft.

Tafel 20.



**Kolben- und Turbo-Kompressoren.** Theorie und Konstruktion. Von Prof. Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Winterthur. Dritte, verbesserte Auflage. Mit 358 Textabbildungen. VI, 302 Seiten. 1923. Gebunden RM 20.—

---

**Kälteprozesse.** Dargestellt mit Hilfe der Entropie-Tafel. Von Prof. Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Winterthur. Mit 58 Textabbildungen und 3 Tafeln. IV, 118 Seiten. 1924. RM 6.—; gebunden RM 6.80

---

**Die Entropietafel für Luft** und ihre Verwendung zur Berechnung der Kolben- und Turbo-Kompressoren. Von Dipl.-Ing. **P. Ostertag**, Winterthur. Zweite, verbesserte Auflage. Mit 18 Textfiguren und 2 Diagrammtafeln. 46 Seiten. 1917. Unveränderter Neudruck. 1922. RM 2.50

---

**Die Kältemaschine.** Grundlagen, Berechnung, Ausführung, Betrieb und Untersuchung von Kälteanlagen. Von Dipl.-Ing. **M. Hirsch**, beratender Ingenieur (V. B. I.) Mit 261 Abbildungen im Text. XII, 510 Seiten. 1924. Gebunden RM 21.—

---

**Dynamik der Leistungsregelung von Kolbenkompressoren und -pumpen** (einschl. Selbstregelung und Parallelbetrieb). Von Dr.-Ing. **Leo Walther**, Nürnberg. Mit 44 Textabbildungen, 23 Diagrammen und 85 Zahlenbeispielen. VII, 149 Seiten. 1921. RM 4.60

---

**Kolbendampfmaschinen und Dampfturbinen.** Ein Lehr- und Handbuch für Studierende und Konstrukteure. Von Prof. **Heinrich Dubbel**, Ingenieur. Sechste, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 566 Textfiguren. VII, 523 Seiten. 1923. Gebunden RM 14.—

---

**Dampf- und Gasturbinen.** Mit einem Anhang über die Aussichten der Wärmekraftmaschinen. Von Prof. Dr. phil. Dr.-Ing. **A. Stodola**, Zürich. Sechste Auflage. Unveränderter Abdruck der fünften Auflage mit einem Nachtrag nebst Entropie-Tafel für hohe Drücke und B<sup>1</sup>T-Tafel zur Ermittlung des Rauminhaltes. Mit 1138 Textabbildungen und 13 Tafeln. XIII, 1141 Seiten. 1924. Gebunden RM 50.—

---

**Nachtrag zur fünften Auflage von Stodolas Dampf- und Gasturbinen** nebst Entropie-Tafel für hohe Drücke und B<sup>1</sup>T-Tafel zur Ermittlung des Rauminhaltes. Mit 37 Abbildungen und 2 Tafeln. 32 Seiten. 1924. RM 3.—

Dieser der 6. Auflage angefügte Nachtrag ist auch als Sonderausgabe einzeln zu beziehen, um den Besitzern der 5. Auflage des Hauptwerkes die Möglichkeit einer Ergänzung auf den Stand der 6. Auflage zu bieten.

Sonderausgaben der Tafeln:

JS-Tafel für Wasserdampf. Sonderausgabe in doppelter Größe der Buchbeilage (d. i. Originalgröße)	RM 1.20
Entropietafel I für Gase	RM 0.80
Entropietafel II für Gase (mit den wahren spezifischen Wärmen)	RM 0.80

---

**Die Kolbenpumpen** einschließlich der Flügel- und Rotationspumpen. Von Prof. **H. Berg** †, Stuttgart. Dritte, durchgearbeitete und verbesserte Auflage. Mit 556 Textabbildungen und 12 Tafeln. VIII, 442 Seiten. 1926. Gebunden RM 27.90

---

**Die Zentrifugalpumpen** mit besonderer Berücksichtigung der Schaufelschnitte. Von Dipl.-Ing. **Fritz Neumann**. Zweite, verbesserte und vermehrte Auflage. Mit 221 Textfiguren und 7 lithographischen Tafeln. VIII, 252 Seiten. 1912. Unveränderter Neudruck. 1922. Gebunden RM 10.—

---

**Zentrifugal-Ventilatoren.** Ihre Berechnung und Konstruktion. Von Ingenieur **Erich Gronwald**. Mit 108 Textabbildungen. VIII, 178 Seiten. 1925. Gebunden RM 12.60

---

**Die Ventilatoren.** Berechnung, Entwurf und Anwendung. Von Dr. sc. techn. **E. Wiesmann**, Ingenieur. Mit 135 Abbildungen, 10 Zahlentafeln und zahlreichen Rechnungsbeispielen. V, 196 Seiten. 1924. Gebunden RM 10.50

---

**Die Kondensation bei Dampfkraftmaschinen** einschließlich Korrosion der Kondensatorrohre, Rückkühlung des Kühlwassers, Entölung und Abwärmeverwertung. Von Oberingenieur Dr.-Ing. **K. Hofer**, Berlin. Mit 443 Abbildungen im Text. XI, 442 Seiten. 1925. Gebunden RM 22.50

**Technische Thermodynamik.** Von Prof. Dipl.-Ing. W. Schüle.

Erster Band: **Die für den Maschinenbau wichtigsten Lehren nebst technischen Anwendungen.** Vierte, neuarbeitete Auflage. Berichtigter Neudruck. Mit 225 Textfiguren und 7 Tafeln. X, 559 Seiten. 1923.

Gebunden RM 18.—

Zweiter Band: **Höhere Thermodynamik** mit Einschluß der chemischen Zustandsänderungen nebst ausgewählten Abschnitten aus dem Gesamtgebiet der technischen Anwendungen. Vierte, erweiterte Auflage. Mit 228 Textfiguren und 5 Tafeln. XVIII, 509 Seiten. 1923.

Gebunden RM 18.—

---

**Leitfaden der technischen Wärmemechanik.** Kurzes Lehrbuch der Mechanik der Gase und Dämpfe und der mechanischen Wärmelehre. Von Prof. Dipl.-Ing. W. Schüle. Vierte, vermehrte und verbesserte Auflage. Mit 110 Textfiguren und 5 Tafeln. IX, 294 Seiten. 1925.

RM 6.60; gebunden RM 7.50

---

**Graphische Thermodynamik und Berechnen der Verbrennungsmaschinen und Turbinen.** Von M. Selliger, Ingenieur-Technolog. Mit 71 Abbildungen, 2 Tafeln und 14 Tabellen im Text. VIII, 250 Seiten. 1922.

RM 6.40; gebunden RM 8.—

---

**Anwendung der Thermodynamik.** Bearbeitet von E. Freundlich, W. Jaeger, M. Jakob, W. Meißner, O. Meyerhof, C. Müller, K. Neumann, M. Robitzsch, A. Wegener. Redigiert von F. Henning. Mit 198 Abbildungen. (Bildet Band XI des Handbuches der Physik, herausgegeben von H. Geiger und K. Scheel.) VIII, 454 Seiten. 1926.

RM 34.50; gebunden RM 37.20

---

**Der Wärmeübergang und die thermodynamische Berechnung der Leistung bei Verpufungsmaschinen, insbesondere bei Kraftfahrzeug-Motoren.** Von Dr.-Ing. August Herzfeld. Mit 27 Textabbildungen. VIII, 92 Seiten. 1925.

RM 6.—

---

**Die Wärmeübertragung.** Ein Lehr- und Nachschlagebuch für den praktischen Gebrauch von Prof. Dipl.-Ing. M. ten Bosch, Zürich. Zweite, stark erweiterte Auflage. Mit 169 Textabbildungen, 69 Zahlentafeln und 53 Anwendungsbeispielen. VIII, 304 Seiten. 1927.

Gebunden RM 22.50

---

**Einführung in die Lehre von der Wärmeübertragung.** Ein Leitfaden für die Praxis von Dr.-Ing. Heinrich Gröber. Mit 60 Textabbildungen und 40 Zahlentafeln. IX, 200 Seiten. 1926.

Gebunden RM 12.—

---

**Über Wärmeleitung und andere ausgleichende Vorgänge.** Von Prof. Dr. Emil Warburg, Berlin. Mit 18 Abbildungen. X, 106 Seiten. 1924.

RM 5.70

---

**Technische Wärmelehre der Gase und Dämpfe.** Eine Einführung für Ingenieure und Studierende. Von Franz Seufert, Studienrat a. D., Oberingenieur für Wärmewirtschaft. Dritte, verbesserte Auflage. Mit 26 Textabbildungen und 5 Zahlentafeln. IV, 84 Seiten. 1923.

RM 1.80

---

**Anleitung zur Durchführung von Versuchen an Dampfmaschinen, Dampfkesseln, Dampfturbinen und Verbrennungskraftmaschinen.** Zugleich Hilfsbuch für den Unterricht in Maschinenlaboratorien technischer Lehranstalten. Von Dipl.-Ing. Franz Seufert, Oberingenieur für Wärmewirtschaft. Achte, verbesserte Auflage. Mit 55 Abbildungen. VI, 161 Seiten. 1927.

RM 3.60

---

**Die Schaltungsarten der Haus- und Hilfsturbinen.** Ein Beitrag zur Wärmewirtschaft der Kraftwerksbetriebe. Von Dr.-Ing. Herbert Melan. Mit 33 Textabbildungen. VI, 119 Seiten. 1926.

RM 10.50; gebunden RM 12.—

---

**Reutlinger-Gerbel, Kraft- und Wärmewirtschaft in der Industrie.** I. Band von Dr.-Ing. Ernst Reutlinger, Köln, unter Mitwirkung von Oberbaurat Ing. M. Gerbel, Wien. Gleichzeitig dritte, vollständig erneuerte und erweiterte Auflage von Urbahn-Reutlinger, Ermittlung der billigsten Betriebskraft für Fabriken. Mit 109 Textabbildungen und 53 Zahlentafeln. V, 264 Seiten. 1927.

Gebunden RM 16.50