

# Physikalische Grundlagen der Meßtechnik in der Wärmewirtschaft

Von

Siegfried Valentiner



---

Springer Fachmedien Wiesbaden GmbH

1940

**Mit 14 Tabellen und 45 Abbildungen**

ISBN 978-3-663-00914-6      ISBN 978-3-663-02827-7 (eBook)  
DOI 10.1007/978-3-663-02827-7

Softcover reprint of the hardcover 1st edition 1940

**Alle Rechte vorbehalten**

## Vorwort

Das Streben, vorhandene Energie aufs äußerste auszunutzen, d. h. zu sparen — seit langem eine der dringlichsten Forderungen in allen Unternehmungen —, hat in vielen Betrieben zu einer sorgfältigen Überwachung des Verbleibs von Energie bei jedem Umsatz Veranlassung gegeben. Durch sie allein kann man zu Maßnahmen gelangen, den Betrieb technisch gesehen, wirtschaftlicher zu gestalten, freilich auch nur dann, wenn reiche Erfahrung und gutes Wissen zur Verfügung stehen. Nicht jeder, dem in der Technik die Aufgabe zufällt, für größte Wirtschaftlichkeit zu sorgen, wird von vornherein auf diesen beiden wichtigen Hilfsquellen fußen können und so greift er zum Schrifttum, um in ihm, d. h. in zum Teil umfangreichen Abhandlungen von großer Zahl, die notwendigen Unterlagen und Fingerzeige zu finden. Für den Fall, daß es sich um die Ausnutzung der Wärmeenergie handelt, soll das vorliegende Bändchen — aus Vorlesungen über die Grundlagen der technischen Wärmelehre und der Wärmewirtschaft hervorgegangen — eine Anleitung zum Studium dieses Schrifttums geben, einmal indem es hinweist auf das, was zu überwachen ist, und auf die Methoden und Apparate, die zur Überwachung dienen können, und zweitens indem es auf die physikalischen Überlegungen eingeht, die einer vernünftigen Wärmewirtschaft zugrunde liegen müssen. Es möchte als ein solches Hilfsmittel allen nützlich sein, die in wärmewirtschaftlichen Betrieben stehen oder in sie neu hineinkommen, falls sie eines solchen Hilfsmittels bedürfen, also den jungen Ingenieuren und Studenten der verschiedensten Fachrichtungen, besonders freilich denen des Hüttenfaches, denen zuliebe die Beispiele meist ihrem Gebiet entnommen sind. Ich hoffe, daß die folgenden Ausführungen in vielen Fällen genügen werden, die gewünschte Betriebsüberwachung mit den dazu vorhandenen Apparaten durchzuführen, auftretende Schwierigkeiten erkennen und

## IV

überwinden und vor unangenehmen Überraschungen sich schützen zu können. Ich versuchte das dadurch zu erreichen, daß ich die physikalischen Grundlagen in den Vordergrund stellte, aus denen heraus eine gegebene Aufgabe zu meistern ist, und auf die Notwendigkeit der Genauigkeit in den Definitionen und Eichungen hinwies. In manchen Fällen und bei besonderen Fragen wird man auf die im Bändchen angegebenen Arbeiten zurückgreifen, nötigenfalls sich durch sie weiterleiten lassen, die zu einem großen Teil sich in den Mitteilungen der Wärmestelle, Düsseldorf (unten zitiert: Mitt. d. W.) finden, einer Sammlung von Untersuchungen über die in der Praxis auftretenden Probleme, zugleich eine Fundgrube wertvoller Anregungen für jeden, dem die Wärmewirtschaft am Herzen liegt.

Clausthal, Phys. Inst. d. Bergakademie, Mai 1940.

Dr. S. Valentiner,  
Prof. f. Physik.

# Inhaltsverzeichnis

	Seite
<b>Erstes Kapitel. Temperaturmessung</b> .....	<b>1</b>
§ 1. Definition der Temperatur .....	1
§ 2. Temperaturmeßinstrumente .....	3
A. Gas- und Flüssigkeitsthermometer .....	4
B. Die elektrischen Thermometer .....	5
a) Widerstandsthermometer .....	5
b) Thermoelemente .....	7
C. Schwierigkeiten der Messung durch A und B .....	10
D. Strahlungsthermometer .....	15
a) Grundlagen. Strahlungsgesetze .....	15
b) Optische Pyrometrie .....	17
c) Gesamtstrahlungs-pyrometrie .....	25
E. Schwierigkeiten der Messung durch D .....	27
<b>Zweites Kapitel. Spezifische Wärme und Wärmeübergang</b> .....	<b>31</b>
§ 1. Spezifische Wärme .....	31
§ 2. Innere und äußere Wärmeleitung .....	36
§ 3. Wärmedurchgang durch Gase .....	41
§ 4. Strahlung heißer Gase .....	45
§ 5. Wärmeübertragung längs einer Rohrleitung .....	48
§ 6. Nicht stationäre Wärmeströmung .....	54
<b>Drittes Kapitel. Das Verhalten der Gase und Dämpfe</b> .....	<b>57</b>
§ 1. Zustandsgrößen von Gasen und ihre Änderungen .....	57
§ 2. Von den Zustandsgrößen des Wasserdampfes .....	64
§ 3. Wassergehalt in Luft und Industriegasen .....	71
a) Luftfeuchtigkeit .....	71
b) Gasfeuchtigkeit .....	74
§ 4. Kältemaschinen .....	78
<b>Viertes Kapitel. Strömen von Gasen und Dämpfen. Mengenummessung</b> .....	<b>83</b>
§ 1. Drosselung von Gasen und Dämpfen .....	83
§ 2. Strömung von Flüssigkeiten und Gasen .....	86

## VI

	Seite
§ 3. Ausströmen von Gasen .....	88
§ 4. Apparate zur Mengemessung .....	93
a) Pitot-Rohr, Prandtl-Rohr, Staurohr .....	93
b) Staurand, Düse, Venturirohr .....	94
c) Gasuhren; volumenometrische Messung .....	98
<b>Fünftes Kapitel. Feuerungstechnik.....</b>	<b>100</b>
§ 1. Technische Brennstoffe .....	100
§ 2. Heizwert der Brennstoffe .....	103
§ 3. Die zur Verbrennung notwendige Luftmenge .....	107
§ 4. Selbstentzündlichkeit der Brennstoffe.....	112
§ 5. Verbrennungstemperatur .....	117
§ 6. Verbrennungsgasverteilung im Ofen .....	122
§ 7. Rauchgasuntersuchungen .....	125

# Erstes Kapitel

## Temperaturmessung

### § 1. Definition der Temperatur

Jede Abhängigkeit der physikalischen Eigenschaft eines Stoffes von der Temperatur kann zur Definition der Temperatur benutzt werden. Man wird dazu aber nur eine solche Funktion wählen, die 1. sehr genau bekannt ist und die 2. von möglichst allgemeinen, unmittelbar auf Grundprinzipien der Physik zurückführbaren Überlegungen ausgeht. Eine solche Funktion ist die Abhängigkeit des Ausdrucks  $p v$  eines Gases von der Temperatur, wenn der Druck  $p$  und das Volumen  $v$  so gewählt werden, daß weder die Ausdehnung der Moleküle des Gases noch ihre Anziehungskräfte merklich werden, d. h. daß das Gas sich im „idealen Gaszustand“ befindet. Für den Fall ergibt die kinetische Theorie der Gase und ergeben thermodynamische Betrachtungen, daß  $p v$  einer Funktion der Temperatur allein proportional ist, einer Funktion  $T$ , die man zweckmäßig selbst zur Angabe der Temperatur verwenden wird, indem man schreibt:

$$(1) \quad p v = R T.$$

Auf dieser Beziehung beruht die Temperaturmessung mit dem Gas- (oder Luft-)thermometer, einer Vorrichtung, mit der man die Änderung des  $p$  oder des  $v$  im Ausdruck  $p v$  bequem messen kann, die durch die Änderung der Temperatur  $T$  hervorgerufen wird, wenn die andere Variable ( $v$  oder  $p$ ) festgehalten wird. Zur Vollständigkeit der Definition gebraucht man nur noch einen Maßstab und verwendet dazu die Festsetzung, daß zwischen der Temperatur des schmelzenden Eises und der Temperatur des bei einem Druck von 760 mm Hg-Säule siedenden Wassers, der normalen Siedetemperatur des Wassers 100 Temperaturgrade liegen sollen.

Sofort erhebt sich freilich die Frage, ob in der Bedingung, das Gas solle „ideal“ sein, nicht eine experimentell unerfüllbare Forderung gestellt wird. Die Untersuchungen haben gezeigt, daß ein ideales Gas nicht zu verwirklichen ist; sie haben aber weiter dargetan, daß man dem idealen Gaszustand um so näher kommt, je niedriger man den Druck  $p$  wählt, und daß im Zustand äußerster Verdünnung sich

alle Gase wie das ideale Gas verhalten müssen. Man kann somit aus den Angaben eines Gasthermometers bei verschiedenen Anfangsdrücken auf die Angabe extrapolieren, die das Gasthermometer für  $p = 0$  zeigen würde. Dies Verfahren kommt also darauf hinaus, an die Temperatur  $T'$ , die mit Hilfe eines beliebigen Gases aus der Gleichung:  $p v = R \cdot T'$  gewonnen wird, die Korrektion anzubringen, die sie auf die Skala des idealen Gases reduziert.

Nach Lord Kelvin läßt sich die Abweichung der mit irgendeinem Gasthermometer gewonnenen Temperatur  $T'$  von der des idealen Gases noch in anderer Weise als durch die angedeutete Extrapolation finden. Gewisse Überlegungen, die sich auf den 1. und 2. Hauptsatz der Wärmelehre stützen, führen zu Beziehungen zwischen den beiden Temperaturskalen  $T'$  und  $T$ , in denen Größen vorkommen, die einer sehr genauen Bestimmung zugänglich sind. Auf diese Beziehungen können wir hier nicht eingehen. Es mag genügen zu wissen, daß allgemeine Folgerungen des 2. Hauptsatzes bei Benutzung der Temperaturskala des idealen Gases eine besonders einfache Form annehmen, und daß durch die Folgerungen eben die benutzte Temperaturskala realisiert werden kann.

Folgerungen des 2. Hauptsatzes gestatten außerdem, bei hohen und tiefen Temperaturen, bei denen auch nicht mit realen Gasen als thermometrische Substanz gearbeitet werden kann, die Gas-temperaturskala bis zu diesen Temperaturen durch Messungen des Zustandes anderer Körper fortzusetzen (z. B. durch Strahlungsmessungen im Fall der hohen Temperaturen), so daß wir von einer durch den 2. Hauptsatz definierten Temperaturskala sprechen können, die mit der des idealen Gases zusammenfällt, und die wir als thermodynamische Temperaturskala oder Kelvin-Skala bezeichnen.

Der Nullpunkt dieser thermodynamischen Skala, der „absolute Nullpunkt“, liegt  $273,16^{\circ}$  C unter der Temperatur des schmelzenden Eises, wenn  $1^{\circ}$  C definiert ist als der 100. Teil der Temperaturdifferenz zwischen der normalen Eisschmelztemperatur und der normalen Wassersiedetemperatur. Als Symbol verwenden wir den Buchstaben  $T$ , wenn wir von dem absoluten Nullpunkt an zählen („absolute Temperatur“), den Buchstaben  $t$  für die in der Celsiuskala angegebene Temperatur ( $T = t + 273,16$ ).

Im Deutschen Reich gilt seit 1924 die thermodynamische Skala als gesetzliche Temperaturskala mit der Maßgabe, daß die normale Schmelztemperatur des Eises mit  $0^{\circ}$  und die normale Siedetemperatur des Wassers mit  $100^{\circ}$  bezeichnet wird <sup>1)</sup>.

<sup>1)</sup> Seit 1928 von internationaler Gültigkeit.



In der Praxis schließt man vorhandene Thermometer der verschiedensten Art an die gesetzlich festgelegte Skala durch Eichung der Thermometer bei gut reproduzierbaren Gleichgewichtstemperaturen (Schmelzpunkten, Umwandlungspunkten, Siedetemperaturen) und unter Benutzung bestimmter Interpolationsverfahren an<sup>1)</sup>. Geeignete Fixpunkte sind in Tabelle 1 mitgeteilt.

Tabelle 1. Thermometrische Festpunkte.

Stoff	$T - 273,16^{\circ}$	Stoff	$T - 273,16^{\circ}$
Helium, Sd . . . . .	- 268,94	Zinn, E. . . . .	+ 231,9
Wasserstoff, Sd . . . . .	- 252,78	Zink, E. . . . .	+ 419,4
Stickstoff, Sd . . . . .	- 195,81	Schwefel, Sd . . . . .	+ 444,60
Sauerstoff, Sd . . . . .	- 182,97	Antimon, E. . . . .	+ 630,5
Kohlendioxyd, Sb . . . . .	- 78,5	Gold, E . . . . .	+ 1063
Natriumsulfat, U . . . . .	+ 32,38	Platin, E . . . . .	+ 1773

Sd = Siedepunkt, Sb = Sublimationspunkt, U = Umwandlungspunkt,  
E = Erstarrungspunkt.

## § 2. Temperaturmeßinstrumente<sup>2)</sup>

Man kann die Temperaturmeßinstrumente in zwei große Gruppen teilen. Die eine Art zeigt die Temperatur eines Körpers oder eines Raumes an, nachdem ein Temperatúrausgleich zwischen Meßinstrument und dem betreffenden Körper oder Raum stattgefunden hat, das Thermometer die Temperatur des Körpers oder Raumes selbst angenommen hat — sie wird in den Abschnitten **A** und **B** behandelt; die zweite Art mißt in irgendeiner Weise irgendeine Strahlung, die von dem Körper oder Raum ausgeht und von der Temperatur desselben abhängig ist — wir besprechen sie im Abschnitt **D**.

Zu einem Hauptfehler der Messung gibt im einen Falle die Unvollkommenheit des Temperatúrausgleichs Veranlassung, im anderen die Abweichung der vom Thermometer aufgenommenen Strahlung von der Strahlung, aus der auf die Temperatur des betreffenden

<sup>1)</sup> Vgl. F. Henning u. J. Otto, ZS. f. Phys. 49, 742, 1928. — F. Kohlrausch, Praktische Physik, Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1935.

<sup>2)</sup> Vgl. u. a. die ausführliche Zusammenstellung von Geräten und Verfahren zu Temperaturmessungen in technischen Betrieben (dort auch eine „Übersichtstafel“ für die Anwendung der einzelnen Temperaturmeßgeräte), bearbeitet von A. Schack, Mitt. d. W. 96 u. 97, 1927. — Ferner „Regeln für Temperaturmessungen“ (VDI-Temperaturmeßregeln), Berlin, VDI-Verlag, 1936, denen die im folgenden mitgeteilten Gesetze, Erfahrungen und Überlegungen zugrunde liegen.

Körpers geschlossen werden kann. Außerdem ist bei jeder Art der Temperaturmessung, besonders allerdings bei der erstgenannten Gruppe von Instrumenten zu befürchten, daß die Benutzung des Instruments zu einer Störung und Änderung der Temperatur führt, die bestimmt werden soll. Wir werden auf sie im folgenden näher eingehen.

### A. Gas- und Flüssigkeitsthermometer

Die Gasthermometer werden wegen ihrer Unhandlichkeit und wegen der Schwierigkeit ihrer Anwendung in der Technik nur in Ausnahmefällen benutzt und sollen daher hier nur gestreift werden. Die Temperaturbestimmung mit ihnen beruht auf der Abhängigkeit des Gasvolumens bei konstantem Druck von der Temperatur oder auf der Abhängigkeit des Gasdrucks bei konstantem Volumen von der Temperatur und nimmt Bezug auf die Zustandsgleichung des idealen Gases:

$$(1) \quad p v = R T,$$

muß aber, da sie am realen Gas vorgenommen wird, der Abweichung der Zustandsgleichung des realen Gases von jener Gleichung (1) Rechnung tragen.

Quecksilber- und andere Flüssigkeitsthermometer sind für einen großen Temperaturbereich vielfach in Gebrauch: Pentanthermometer bis  $-190^{\circ}$ , Quecksilberthermometer unter Verwendung von Supremaxglas bis  $650^{\circ}$ , von Quarzglas bis  $800^{\circ}$ , wobei der über dem Quecksilber befindliche Raum der Kapillare mit Stickstoff, Argon oder Kohlen säure unter hohen Drucken gefüllt ist. Wenn es sich um Messung von Temperaturen handelt, die nicht nahe der Zimmertemperatur liegen, so fordern auch diese Thermometer — so einfach ihre Handhabung zu sein scheint — ein umsichtiges Vorgehen, wenn man nicht Gefahr laufen will, erheblich fehlerhafte Werte zu erhalten. Änderung des Thermometergefäßes beim Erwärmen, die zuweilen merkliche Nachwirkung zeigt, die Abweichung der Temperatur des Flüssigkeitsfadens, der aus dem Temperaturbad herausragt, von der Temperatur des eintauchenden Flüssigkeitsgefäßes (eine Abweichung, die die „Korrektion des herausragenden Fadens“ erfordert) müssen berücksichtigt werden; die Trägheit des Thermometers macht sich zuweilen störend bemerkbar.

Gas- und Flüssigkeitsthermometer werden oft mit einer Vorrichtung versehen, die zur Registrierung und zur Regulierung der Temperaturen in Räumen und Temperaturbädern dienen. (Es gibt jetzt „Kontaktthermometer“, durch die die Temperatur des umgebenden Bades auf  $0,001^{\circ}$  konstant gehalten werden kann; bei

ihnen wird durch die Flüssigkeit und durch in die Kapillare eingeschmolzene Platindrähte ein elektrischer Strom geschlossen, der über ein Relais eine elektrische Heizung betätigt.)

Die Ausdehnung fester Körper bei Temperaturänderung wird zur Temperaturangabe hauptsächlich bei den bekannten Metallthermometern [Bimetallstreifen, neuerdings gibt es dafür besonders geeignete Legierungen<sup>1)</sup>] benutzt. Sie lassen sich leicht in Regulier- und Registrierapparaten verwenden (z. B. auch zur Sicherung und als Schaltorgan in elektrischen Meßinstrumenten).

Die in Industrierwerken häufig geforderte Fernmeldung von Temperaturen (es soll z. B. an einer Zentralstelle die Temperatur einer Meßstelle eines entfernten Ofens verfolgt werden) kann bei Flüssigkeits- und Metallthermometern in verschiedener Weise durchgeführt werden; meist wird eine elektrische Übertragung eingeschaltet.

Instrumente mit ausgedehntem Meßbereich zeigen oft nach einiger Zeit der Benutzung sehr fehlerhaft an und müssen daher des öfteren geprüft (nachgeeicht) werden.

## B. Die elektrischen Thermometer

Sowohl die Messung der Temperatur durch Bestimmung des elektrischen Widerstandes eines Metalldrahtes, wie die thermoelektrische Temperaturmessung erfordert einen größeren Aufwand an elektrischen Meßinstrumenten. Da aber zahlreiche Firmen geeignete und bequeme, leicht zu handhabende fertige Apparaturen für diese elektrischen Temperaturmessungen herausbrachten, fanden diese Methoden Eingang in die Technik und vielfache Anwendung, zumal sie auf einen weiten Temperaturbereich ausdehnbar sind. Die Vorteile der elektrischen Methoden liegen in der Möglichkeit, die Form der Thermometer leicht durch Herstellung im eigenen Laboratorium dem jeweiligen Zweck anpassen zu können, in der geringen Trägheit und der unmittelbaren Verwendbarkeit bei Fernmessungen.

### a) Widerstandsthermometer

Der elektrische Widerstand reiner Metalle wächst stark mit wachsender Temperatur, sein „Temperaturkoeffizient“, die Änderung des Widerstandes für  $1^{\circ}$ , bezogen auf den Widerstand bei  $0^{\circ}$ , hat den Wert 0,004 bis 0,005, bei Eisen, Nickel, Kobalt sogar 0,0066. Ver-

<sup>1)</sup> Zu erhalten z. B. bei Firma Müller & Richter, Metall-Halbfabrikate, Aue in Sachsen.

unreinigungen erniedrigen ihn unter Umständen erheblich; Legierungen zeigen viel kleinere Werte, z. B. Konstantan und Manganin Werte, die rund 0,01 der Werte der reinen Metalle betragen, Werte, die außerdem schon in engen Temperaturgrenzen verhältnismäßig stark schwanken.

Die Abhängigkeit des Widerstandes der reinen Metalle von der Temperatur ist die Grundlage der Temperaturbestimmung aus der elektrischen Widerstandsmessung, einer Methode, mit der sich unschwer eine große Genauigkeit erreichen läßt, weil die Widerstandsmessung sehr genau durchführbar ist. Vorbedingung für einwandfreie Messung ist Reinheit der Metalle und Reinerhaltung der Metalle während der Messung.

Als Widerstandsmaterial verwendet man gern Platin, aber auch Kupfer, Nickel und Blei haben vielfach Anwendung gefunden; dünne Bleidrähte, derer man sich wenigstens bei den tiefen Temperaturen bedienen kann, können durch Spritzverfahren hergestellt werden und verlangen vor Benutzung eine Alterung bei 100° (Firma Hönow, Berlin).

Die Drähte von 0,05 bis 0,1 mm Durchmesser werden nach Homogenisierung durch Altern in der Regel auf ein gezähntes Glimmerband oder -kreuz aufgewickelt. Die Enden der Drähte versieht man mit je zwei Zuleitungen, so daß der Widerstand sich mit der Stromspannungs-Meßmethode bestimmen läßt, wenigstens wenn es auf große Präzision ankommt<sup>1</sup>). In der Technik begnügt man sich häufig damit, den Widerstand mit einem Ohmmeter, dessen Skala direkt in Temperatureinheiten geeicht ist, zu messen, weshalb die für die Technik in den Handel gebrachten Widerstandsthermometer meist nur einfache Zuleitungen besitzen. Zum Schutz vor Verunreinigungen durch Flüssigkeiten oder Flammengase bei der Benutzung führt man eine solche Drahtwicklung in ein Schutzrohr aus Quarzglas oder Porzellan ein, unter Umständen mit Umhüllung aus Stahl, Bronze oder anderem Material, schmilzt auch vielfach die Wicklung (die dann aus Platin bestehen muß) in Quarzglas oder Spezialglas ein.

Die Verwendung von Platin empfiehlt sich wegen der bequemen Eichungsmöglichkeit; der Widerstand des Platins bei der Temperatur  $t$  im Bereich von  $-30^{\circ}$  bis  $+1000^{\circ}$  läßt sich aus einer quadratischen Gleichung berechnen

$$R_t = R_0 (1 + A t + B t^2),$$

<sup>1</sup>) Nähere Ausführungen in F. Kohlrausch, Praktische Physik. Leipzig u. Berlin, B. G. Teubner, 1935.

deren Konstanten aus den Messungen bei  $0^{\circ}$ ,  $100^{\circ}$  und dem Schwefelsiedepunkt bestimmt werden können <sup>1)</sup>.

Das technische Widerstandsmeßgerät (Ohmmeter) ist in der Regel ein Kreuzspulgalvanometer; die beiden fest miteinander verbundenen im Magnetfeld drehbaren Spulen liegen in zwei parallelen Stromkreisen mit ein und derselben Stromquelle; in dem einen Kreis befindet sich der Thermometerwiderstand, der auf den im zweiten Kreis liegenden bekannten konstanten Widerstand bezogen wird und in Temperaturgraden am Instrument ablesbar ist. Um Widerstandsänderungen in einer eventuell langen Zuleitung zum Thermometer zu kompensieren, ist in den ersten Kreis eine gleichlange Leitung zugeschaltet, die neben der Thermometerzuleitung verläuft.

Bei der genaueren Bestimmung durch Strom- und Spannungsmessung vergleicht man mit Benutzung eines Kompensationsapparates die Spannung an den Enden des Thermometerwiderstandes mit der an den Enden eines konstanten Widerstandes, der von demselben Strom  $I$  wie der Thermometerwiderstand durchflossen wird.

Fehler können bei hohen Temperaturen leicht dadurch entstehen, daß das Isoliermaterial, auf das der Draht gewickelt ist, oder in dem die Wicklung zum Schutz gegen Zerstörung von außen untergebracht ist, zu leiten beginnt.

## b) Thermoelemente

Die Kontaktspannung zweier Metalle hängt von der Temperatur ab. Wenn man also zwei Drähte aus verschiedenem Material an den beiden Enden aneinander lötet und die Lötstellen auf verschiedene Temperaturen bringt, so entsteht eine Kontaktspannungsdifferenz  $e$ , die man als Thermospannung des aus den beiden Metallen gebildeten Thermoelements bezeichnet. Sie ist vielfach mit guter Annäherung als lineare Funktion der Temperaturdifferenz der Lötstellen, genauer als Funktion zweiten oder dritten Grades der Temperaturdifferenz darstellbar. Aus der Thermospannung oder dem durch sie hervorgerufenen Thermostrom kann man nach Eichung auf die Temperaturdifferenz der Lötstellen, also wenn die eine sich auf  $0^{\circ}$  befindet, auf die Temperatur der anderen schließen. Man muß daher zur Temperaturmessung entweder mit Hilfe der Kompensationsmethode die Thermospannung mit dem Normalelement oder einer

---

<sup>1)</sup> Bei Verwendung von reinem Platin kann man in der Regel mit genügender Genauigkeit die Temperatur zu dem beobachteten Verhältnis  $R_t/R_0$  einer Arbeit von F. Henning, Ann. d. Phys. **40**, 635, 1913, entnehmen, oder Tabellenwerken, wie den Phys.-Chem. Tabellen von Landolt, Börnstein, Roth, Scheel.

anderen bekannten Spannung vergleichen, oder man bestimmt mittels eines Galvanometers oder Amperemeters den durch die Temperaturdifferenz ausgelösten Strom und daraus an einer geeigneten und auf Temperaturgrade geeichten Skala die Temperaturdifferenz der Lötstellen selbst.

Die Vorteile der thermoelektrischen Temperaturmessung sind groß. Zwei durch eine Lötstelle verbundene Drähte samt ihrer Lötstelle erfordern wenig Platz; die „heiße“ Lötstelle, auf deren Temperatur es ankommt — die „kalte“ Lötstelle läßt sich immer in einfacher Weise durch Eintauchen in einen Thermostaten auf bekannter und konstanter Temperatur halten —, kann meist leicht an den Ort der zu messenden Temperatur gebracht werden und nimmt die Temperatur schnellstens an (sehr geringe Trägheit); die Möglichkeit der Selbstherstellung aus unter Umständen billigem Material ist nicht zu unterschätzen. Auch die Messung selbst ist in der Regel mühelos durchführbar, besonders wenn man die im Handel befindlichen Instrumente verwenden kann, was in der Technik meist möglich ist, da die Instrumente eine ausreichende Empfindlichkeit besitzen.

Als Material kommt für die Messung hoher Temperaturen das Platin-Platinrhodium (mit 10 % Rhodium)-Thermoelement in Frage; es ist bis 1600° brauchbar und wird nach den gesetzlichen Bestimmungen durch Messung der Thermokraft bei 630,5° (Antimon-Erstarrungspunkt), bei 960,5° (Silber-Erstarrungspunkt) und bei 1063° (Goldpunkt), darüber hinaus noch durch Messung bei 1555° (Palladiumschmelzpunkt) geeicht. Ist man sicher, reines Material zu besitzen, so kann man in der Regel statt der eigenen Eichung die von den Lieferfirmen mitgeteilten Wertepaare von  $e$  und  $t$  zur Berechnung der Temperatur benutzen<sup>1)</sup>. Es ist allerdings zu beachten daß besonders der Platindraht leicht verunreinigt wird, z. B. durch Ofengase, die von ihm aufgenommen werden, so daß es zweckmäßig ist, nach längerem Gebrauch eine Nacheichung vorzunehmen. Man schützt die Drähte vor Verunreinigung (auch vor Leitung durch Berühren), indem man sie durch gasdichte Röhrchen aus Isoliermasse führt. Dazu eignen sich bis 1000° Quarz, bis 1200° glasiertes Porzellan, für noch höhere Temperaturen Pythagorasmasse (Firma Haldenwanger, Berlin), oder Hartporzellan oder Marquardt'sche Masse.

Für tiefere Temperaturen sind andere Thermoelemente empfehlenswerter, nicht nur weil sie billiger sind, sondern auch weil sie eine größere Thermokraft pro Grad Temperaturdifferenz zeigen.

<sup>1)</sup> Vgl. auch E. T. Z. 59, 1361, 1938.

Es seien hier genannt: Kupfer-Konstantan (bis 500°), Eisen-Konstantan (bis 800°), Nickel-Chromnickel (bis 1100°)<sup>1)</sup>.

Von Wichtigkeit für die Temperaturbestimmung ist offenbar noch die Kenntnis der Temperatur der „kalten“ Lötstelle. In vielen Fällen der Technik genügt es, sie auf „Zimmertemperatur“ zu halten und diese mit einem Quecksilberthermometer festzustellen. Dann verbindet man — und dieses Verfahren findet häufig bei Benutzung technischer Apparate Verwendung — die Enden der Drähte, statt sie zur Einschaltung der „kalten Lötstelle“ zusammenzulöten, unmittelbar mit den Klemmen des Ableseinstrumentes (Amperemeters), das weit genug von höher temperierten Körpern entfernt ist, um Zimmertemperatur wirklich annehmen zu können<sup>2)</sup>. Bei höheren Genauigkeitsansprüchen lötet man die Enden an Kupfer-

<sup>1)</sup> Vgl. z. B. H. Euler u. K. Guthmann, Mitt. d. W. 218, 1936.

<sup>2)</sup> Sind die Thermoelementschenkel in den technischen Ausführungen so kurz, daß die Enden bei der Verwendung des Elementes infolge der geringen Entfernung von der Meßstelle nicht auf Zimmertemperatur gehalten werden können und das Meßinstrument nicht unmittelbar angeschlossen werden darf, so ist natürlich notwendig, an die Enden Verlängerungsstücke

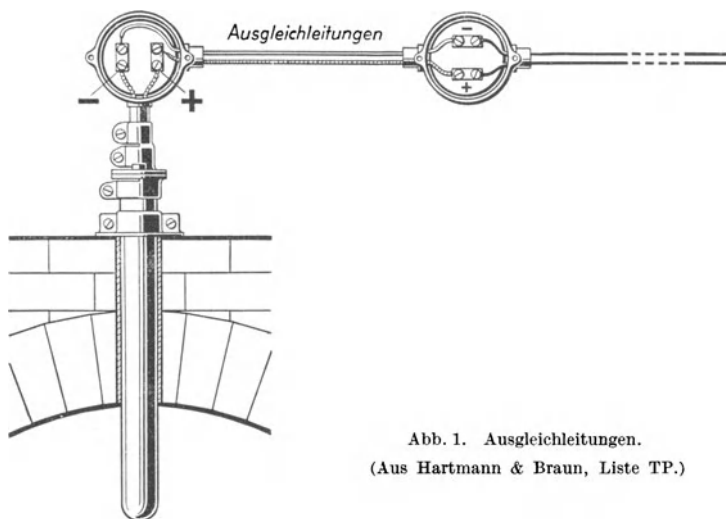


Abb. 1. Ausgleichleitungen.  
(Aus Hartmann & Braun, Liste TP.)

aus dem Material der Schenkel anzusetzen; zuweilen — besonders wenn das Element aus Edelmetall besteht — werden statt dieser Verlängerungsstücke „Ausgleichsdrähte“ verwendet (und von vornherein der Apparatur beigefügt) aus solchem Material, daß die zusätzlichen Kontaktspannungen an den beiden Verbindungsstellen (den Enden des eigentlichen Thermoelementes) in dem für diese Stellen in Frage kommenden Temperaturbereich (bis etwa 200°) sich aufheben. Vgl. Abb. 1.

drähte, die man an das Instrument führt und bringt die beiden neuen Lötstellen in ein Bad konstanter Temperatur<sup>1)</sup> (zweckmäßig durch Glasröhrchen isoliert in einen mit Eis gefüllten Kasten).

Die technischen Ausführungsformen sind den verschiedenen Zwecken angepaßt. (Vgl. Prospekte der Firmen, wie Siemens & Halske, Hartmann & Braun u. a.). Zu beachten ist, daß auf Temperaturgrade geeichte (Strom-) Meßinstrumente nur dann richtig anzeigen, wenn das Thermoelement den vorgeschriebenen elektrischen Widerstand besitzt, weshalb z. B. die Zuleitungen von den Lötstellen zum Instrument nicht beliebig verlängert werden dürfen, wenn man nicht an die Ablesungen Korrekturen anbringen will.

### C. Schwierigkeiten der Messung durch A und B

Die prinzipielle Schwierigkeit der einwandfreien Temperaturmessung durch Thermometer der besprochenen Gruppen **A** und **B** liegt — worauf bereits hingewiesen wurde — darin, daß der notwendige Temperatúrausgleich zwischen Thermometer und Meßstelle nur langsam, zuweilen ganz ungenügend erfolgt, und daß das Heranbringen des Thermometers an die Meßstelle einen Eingriff in das mit ihr verbundene System bedeutet, mit dem eine Änderung der zu bestimmenden Temperatur verbunden ist. Teils ist es die ungenügende, teils die zu gute Wärmeleitung, die zu Fehlern führen kann. Am ehesten läßt sich die Schwierigkeit überwinden durch Benutzung der Thermoelemente, und unter Umständen auch durch Benutzung der Widerstandsthermometer, die die zuweilen vorteilhafte Eigenschaft besitzen, bei geringer Trägheit einen Integralwert der Temperaturen eines ausgedehnten Raum- oder Körperteils liefern zu können. Wir wollen hier drei in der Praxis häufig vorkommende Fälle besprechen, Fälle, in denen sich die Messung mit elektrischen Thermometern besonders empfiehlt.

1. Zur Messung der Temperatur eines festen Körpers, der sich in anders temperierter Umgebung befindet, wird man den Körper mit einem Loch versehen müssen, in das man Thermometerkugel oder Lötstelle oder Widerstandsdraht einführt. Bei Benutzung des Thermoelementes kann der Kontakt mit dem Innern des Körpers am innigsten hergestellt werden, der Temperatúrausgleich am sichersten und schnellsten erfolgen, eine Störung der Temperatur des Körpers (z. B. durch vermehrten Wärmeaustausch des Körpers mit der Um-

<sup>1)</sup> Die Firma Hartmann & Braun, Frankfurt, liefert Thermostaten, die diesem Zweck dienen und mit Temperaturregler versehen sind. Sie können ohne Bedenken in unmittelbarer Nähe der Meßstelle angebracht sein.



gebung) am leichtesten besonders bei Verwendung dünner Drähte vermieden werden, da das Loch nur geringe lichte Weite zur Aufnahme der Elementdrähte haben muß und teilweise nach Einführen des Elementes wieder zugestopft werden kann. Ist im Innern des Körpers ein Temperaturgefälle vorhanden (Mauerwerk eines Ofens; anstehendes Gestein in Bohrlöchern u. dgl.) und soll die Temperatur an einer bestimmten Stelle des Gefälles gemessen werden, so wird man zweckmäßigerweise je ein Stück (es kann um so kürzer sein, je dünner die Drähte sind) der an die Lötstelle anschließenden Schenkelenden des Thermoelements senkrecht zum Temperaturgefälle verlegen, damit dieses möglichst wenig in der Nähe der Meßstelle gestört und die Temperatur der Lötstelle nicht durch Leitung von Wärme in den Drähten beeinflußt wird. Es zeigt sich gerade bei solchem Einbau die Bequemlichkeit, dem Thermoelement die verschiedenste Form, den Drähten die verschiedenste Dicke geben zu können.

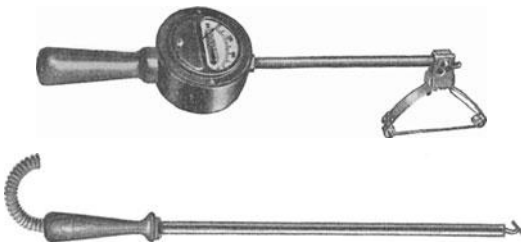


Abb. 2. Oberflächentemperatur-Meßinstrumente <sup>1)</sup>.

2. Messung an der Oberfläche fester Körper. Bringt man die Lötstelle des Thermoelements in engste Verbindung mit der Oberfläche des Körpers (bei leitenden Körpern z. B. durch Auflöten) und führt die Drähte senkrecht zur Oberfläche heraus, so wird von dort durch die Drähte Wärme abgeleitet und dadurch die Temperatur herabgesetzt. Diese Ableitung ist um so eher zu vernachlässigen, je dünner die Drähte sind und je besser der Körper, dessen Oberflächentemperatur gemessen werden soll, die Wärme leitet. Wenn möglich, wird man die Drähte isoliert ein Stück an der Oberfläche entlang führen und die Lötstelle selbst mit Isoliermaterial vor Wärmeabgabe nach außen schützen, unter Umständen das die Lötstelle in dünner Schicht bedeckende Isoliermaterial mit einer dünnen Schicht aus dem Material des zu messenden Körpers verkleiden, um die

<sup>1)</sup> Die Abb. 2 ist einer Mitteilung von Hartmann & Braun, Frankfurt, entnommen. Andere Firmen (z. B. Pyro-Werk, Hannover) haben ähnliche Apparate in den Handel gebracht.

Abstrahlung und Leitung von Wärme der Körperoberfläche nach außen an der Meßstelle nicht zu verändern.

Vielfach handelt es sich im technischen Betrieb nur darum, die Oberflächentemperatur zu kontrollieren, also relative Messungen auszuführen; dann kann man Apparate verwenden, wie die in Abb. 2 schematisch dargestellten; bei dem einen ist die Lötstelle mit einem kleinen Metallblechstück versehen, das man an die zu untersuchende Oberfläche drückt, bei dem anderen befindet sich die Lötstelle in der Mitte des Bandes, das die beiden Schenkel des Elementes bildet und über Rollen zum Instrument geführt ist, und das mit der

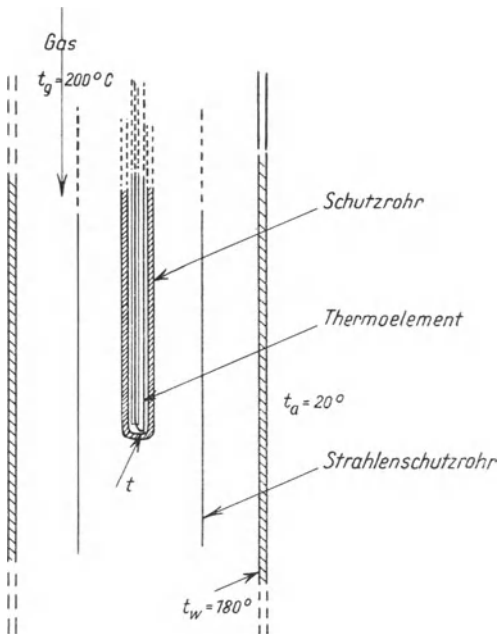


Abb. 3. Zur Temperaturmessung im Gasstrom.

Oberfläche in Kontakt gebracht werden kann. Ist das der Untersuchung dienende Stück elektrisch leitend, so kann man auch die zugespitzten Enden der beiden das Element bildenden Drähte in geringem Abstand voneinander auf den Körper drücken und an Stelle einer richtigen Lötung die Verbindung durch den Körper als „Lötstelle“ verwenden<sup>1)</sup>.

3. Messung der Gas-temperatur. Durchflußpyrometer. Die Schwierigkeit, die Temperatur heißer Gase zu messen, die durch Rohre mit Wandungen von tieferer Temperatur strömen, beruht darauf, daß das in das Gas eingeführte Thermometer in Strahlungsaustausch mit der Rohrwandung tritt. Denn die Einflüsse der direkten Wärmeleitung durch die Drähte und das sie umhüllende Schutzrohr von außen her können

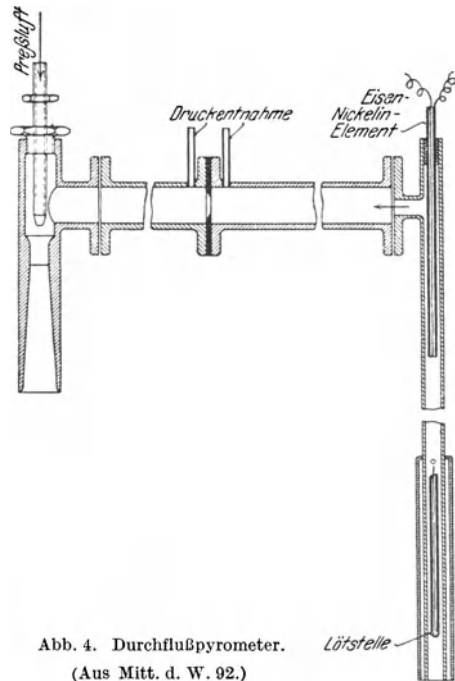
mit Wandungen von tieferer Temperatur strömen, beruht darauf, daß das in das Gas eingeführte Thermometer in Strahlungsaustausch mit der Rohrwandung tritt. Denn die Einflüsse der direkten Wärmeleitung durch die Drähte und das sie umhüllende Schutzrohr von außen her können

<sup>1)</sup> Daß auch Widerstandsthermometer mit Erfolg zur Oberflächentemperaturmessung benutzt werden können, zeigte u. a. A. Meier, Forschg. Ing.wes. 10, 41, 1939, der einen Goldfilm in die Oberfläche eines in eine Zylinderwand eingepaßten Meßstopfens einbettete, um schnellveränderliche Zylinderwandtemperaturen zu messen.

durch Verlängerung des vom Gas umspülten Stückes der Drähte und des Schutzrohres fast beliebig weit herabgedrückt werden. Ein Beispiel mag den Strahlungseinfluß zeigen:

Gas, das eine Temperatur  $t_g$  von  $200^{\circ}$  besitzt, ströme mit einer Geschwindigkeit von 30 m/s durch das Rohr, in das zur Messung der Gastemperatur das mit Schutzrohr versehene Thermoelement eingeführt ist. Die Außentemperatur  $t_a$  betrage  $20^{\circ}$ , Weite des Thermometerschutzrohres sei 1 cm, Weite des Gasrohres 8 cm (Abb. 3). Infolge der Strömung und des dadurch bedingten Wärmeübergangs an das von außen ge-

kühlte Rohr aus Eisen sei die Temperatur  $t_w$  an der Innenseite der Rohrwand  $180^{\circ}$ . Beobachtung und Rechnung ergibt dann, daß wegen der Wärmeabstrahlung des Thermometerschutzrohres an die Rohrwand eine Temperaturdifferenz zwischen Gas und Thermoelementlötstelle von  $3,6^{\circ}$  besteht. Man kann den ungünstigen Einfluß der Wandstrahlung durch ein sogenanntes Strahlenschutzrohr herabdrücken (in der Abbildung mit eingezeichnet); es ist ein dünnes, oben und unten offenes Metallrohr, das das Schutzrohr des Thermoelementes umgibt, und das mit



großer Annäherung die Temperatur des strömenden Gases annehmen wird (nicht vollkommen, weil nun zwischen ihm und der Rohrwand Strahlungsaustausch besteht); die Abstrahlung des Schutzrohres wird dadurch außerordentlich herabgedrückt. Es ergab sich bei einer solchen Anordnung in dem eben behandelten Beispiel eine Differenz von weniger als  $0,1^{\circ}$ . Der Fehler der Messung kann aber bei hohen Gastemperaturen (mehrere hundert Grad) auch mit Verwendung eines Strahlenschutzrohres doch recht erheblich werden, und es ist von großem Wert, daß in diesen Fällen auf Grund der Kenntnisse der Wärmeleitung (s. u.) der Fehler aus den geometrischen und thermi-

schen Daten einigermaßen sicher quantitativ berechnet werden kann. Zur Unterdrückung des Fehlers ist empfohlen worden, durch eine elektrische Heizung die Rohrwand in der Nähe der Lötstelle des Thermoelementes und in der Nähe der Einführungsstelle auf die Temperatur des Gases zu bringen, was in Annäherung leicht gelingt. Auch eine im Gasstrom befindliche Heizung in unmittelbarer Umgebung oder Nähe der Lötstelle kann in geeigneter Weise kompensierend wirken<sup>1)</sup>. Eine solche zusätzliche Heizung kompliziert freilich die Temperaturmessung erheblich.

Recht gute Dienste leistet häufig das sogenannte Durchflußpyrometer bei der Gastemperaturmessung, z. B. in der von Wenzl und Schulze<sup>2)</sup> angegebenen Form. Im Durchflußpyrometer sucht man durch Erhöhung der Geschwindigkeit, mit der der Gasstrom an der Lötstelle vorbeiströmt, einen besseren Wärmeausgleich zwischen Gas und Thermometer mit Strahlungsschutz zu schaffen und erreicht dies in folgender Weise (Abb. 4). Mittels eines Ventilators oder mit Preßluft betriebenen Strahlers saugt man das Gas durch ein in das Gasströmungsrohr eingesetztes Durchflußrohr, in dem sich das Ende des Thermoelementes mit der Lötstelle befindet; bei genügender Geschwindigkeit, die man in manchen Fällen (z. B. bei Rauchgasen u. a.) erreichen kann, engen Durchflußrohren (etwa 2 cm) und dünnen Elementdrähten (0,5 bis 0,2 mm Durchmesser) erhält man Thermometerangaben, die bei einer Gastemperatur von 850° und einer Rohrtemperatur von 180° den wahren Werten bis auf einige Grad nahe kommen. Durch Heizung der Rohrwand kann man auch bei diesem Instrument noch nachhelfen.

Zahlreich sind die Untersuchungen, die gerade dem Durchflußpyrometer, aber auch der Gastemperaturmessung überhaupt gewidmet sind, weil durch diese Kenntnis und Kontrolle der Gastemperatur manche wärmewirtschaftliche Frage beantwortet werden kann, und weil die Fehler, die hier bei Vernachlässigung der notwendigen Vorsichtsmaßregeln auftreten können, zuweilen überraschend groß sind<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> H. Schmidt, ZS. f. techn. Phys. 5, 518, 1926.

<sup>2)</sup> M. Wenzl u. E. Schulze, Mitt. d. W. 92, 1926. — Es ist auch die Frage untersucht worden, ob ein Thermoelement in einem Gasstrom infolge der an das Thermoelement abgegebenen kinetischen Energie des strömenden Gases oder adiabatischer Kompressionsvorgänge unrichtig anzeigen würde. Diese Frage spielt nur bei Messungen großer Präzision eine Rolle, ihre Beantwortung kann aber für gewisse Probleme der Strömungsforschung von Wichtigkeit werden. Die Beeinflussung durch die genannten Effekte ist sehr gering. Vgl. dazu: W. Meißner, Forschg. Ing.wes. 9, 213, 1938.

## D. Strahlungsthermometer

### a) Die Grundlagen. Strahlungsgesetze

Die Erfahrung lehrt, daß jeder Körper infolge seiner Temperatur  $T$  eine von  $T$  bestimmte Wärmeenergiestrahlung aussendet, deren Wellenlängen einem unendlich ausgedehnten Bereich angehören. Man wird also aus der Strahlung auf die Temperatur schließen und auf den Zusammenhang eine Temperaturmessung aufbauen können. Besitzt der Körper eine Temperatur  $T > 700$  bis  $800^\circ$ , so kann man die Strahlung mit dem Auge erkennen, und je höher die Temperatur, um so besser, denn um so mehr ausgestrahlte Energie fällt in den Wellenlängenbereich  $\lambda = 0,76$  bis  $0,40 \mu$ , der optisch wahrnehmbar ist. Die Wärmestrahlung der weniger hoch temperierten Körper ist nur mit empfindlichen Thermoelementen und Widerstandsthermometern (Bolometern) nachzuweisen und zu messen. Die Strahlungsenergie, die in dem Bereich  $\lambda$  bis  $\lambda + d\lambda$  vom Körper ausgeht, wird außer von der Temperatur  $T$  auch von der Wellenlänge  $\lambda$  bestimmt, und daß diese Funktion überdies von der Beschaffenheit des strahlenden Körpers und der Körperoberfläche selbst abhängig ist, wird nicht wundernehmen; die Beobachtung bestätigt es leicht.

Über die verschiedenen Abhängigkeiten geben nun einige bemerkenswertere sehr sicher fundierte Gesetze Aufschluß, die daher die Grundlage der ganzen Strahlungsthermometrie bilden.

Zunächst konnte Kirchhoff zeigen, daß ein Körper von der Temperatur  $T$  um so mehr Wärmeenergie  $E'_{\lambda T}$  einer bestimmten Wellenlänge  $\lambda$  ausstrahlt, je mehr er Strahlung der gleichen Wellenlänge bei der Temperatur zu absorbieren vermag; es ist der Quotient  $E'_{\lambda T} : A_{\lambda T}$ , wenn  $A_{\lambda T}$  das Absorptionsvermögen bedeutet, für alle festen Körper ein und dieselbe Funktion  $E_{\lambda T}$  von  $\lambda$  und  $T$ . Unter Absorptionsvermögen verstehen wir das Verhältnis der absorbierten Energie zu der auffallenden Energie. Einen Körper, dessen Absorptionsvermögen für alle Wellenlängen und Temperaturen 1 ist, nennen wir einen ideal oder vollkommen schwarzen Körper. Die Aufgabe, die Strahlungsenergie, die ein „Temperaturstrahler“ der Temperatur  $T$  in dem Wellenlängenbereich von  $\lambda$  bis  $\lambda + d\lambda$  ausstrahlt, zu bestimmen, läuft somit darauf hinaus, 1.  $E_{\lambda T}$  und 2.  $A_{\lambda T}$  zu ermitteln. Dabei ist nur  $A_{\lambda T}$  für verschiedene Körper und Körperoberflächen verschieden, während  $E_{\lambda T}$  die Strahlungsenergie des schwarzen, also eines ganz bestimmten Körpers bedeutet.

Während sich über  $A_{\lambda T}$  Allgemeines nicht sagen läßt und die Bestimmung dieser Funktion ein Eingehen auf die Besonderheiten des strahlenden Körpers erfordert, ist wenigstens die erste Aufgabe

durch die klassischen Arbeiten von M. Planck vollständig gelöst. Auf Grund eingehender Untersuchungen des vorliegenden umfangreichen experimentellen Materials gelangte Planck zu dem Resultat: Ein ideal schwarzer Körper sendet infolge seiner Temperatur eine Wärmestrahlung (Wärmeenergie)  $E_{\lambda T}$  aus, deren Abhängigkeit von der Temperatur  $T$  und von der Wellenlänge  $\lambda$  der Strahlung durch den Ausdruck <sup>1)</sup> gegeben ist:

$$(2) \quad E_{\lambda, T} = 2 \cdot c_1 \frac{\lambda^{-5}}{e^{\frac{c_2}{\lambda T}} - 1},$$

zu einem Resultat, das er durch Zuhilfenahme seiner genialen „Quantenhypothese“ theoretisch gut begründen konnte (1900).

Die Konstanten  $c_1$  und  $c_2$  sind experimentell bestimmt worden und haben die Werte:

$$c_1 = 5,88 \cdot 10^{-6} \frac{\text{erg cm}^2}{\text{s}} = 0,14 \cdot 10^{-12} \frac{\text{cal cm}^2}{\text{s}}$$

und

$$c_2 = 1,432 \text{ cm Grad.}$$

Irgendein Körper mit dem Absorptionsvermögen  $A_{\lambda T}$  sendet dann also in den räumlichen Winkel  $d\omega$  und pro Flächenelement  $df$  in dem Wellenlängenbereich  $\lambda$  bis  $\lambda + d\lambda$  die Strahlung aus:

$$A_{\lambda T} E_{\lambda T} \cdot d\lambda \cdot df \cdot d\omega.$$

Die Abhängigkeit der Funktion  $E_{\lambda T}$  von  $\lambda$  und  $T$  übersieht man leicht durch die graphische Darstellung (Abb. 5), in der als Abszisse die Wellenlänge, als Ordinate die Energie  $\pi E_{\lambda T}$  eingetragen ist; die Kurven beziehen sich auf die angeschriebenen Temperaturen.

Wir entnehmen der Abbildung, daß die im ganzen Wellenbereich (von 0 bis  $\infty$ )

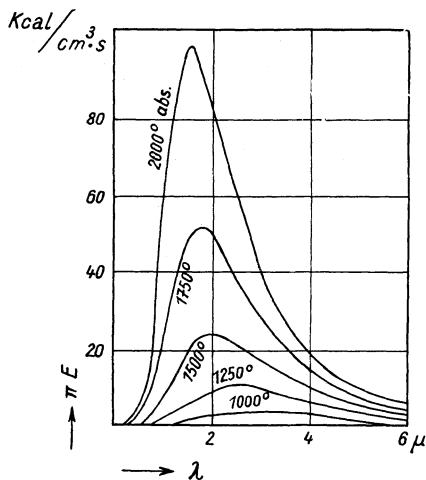


Abb. 5. Strahlung des schwarzen Körpers.

<sup>1)</sup> Man findet das Gesetz gewöhnlich ohne den Faktor 2 angegeben, indem unter  $E_{\lambda T}$  die geradlinig polarisierte Strahlung verstanden wird; hier sei  $E_{\lambda T}$  die gesamte, also unpolarisierte Strahlung (das ist das Doppelte der polarisierten Strahlung).

ausgestrahlte Energie, das Flächenstück zwischen Kurve und Abszissenachse, mit der Temperatur stark ansteigt. Es ist das in voller Übereinstimmung mit dem bereits von L. Boltzmann theoretisch abgeleiteten, von J. Stefan schon vorher experimentell aufgefundenen Gesetz, welches aussagt, daß die pro Flächeneinheit in den räumlichen Winkel  $2\pi$  (in den einen Halbraum) ausgesandte Gesamtstrahlung gegeben ist durch:

$$(3) \quad \Sigma = \pi \int_0^{\infty} E_{\lambda, T} d\lambda = \sigma \cdot T^4,$$

worin nach neueren Messungen ist:

$$\begin{aligned} \sigma &= 5,77 \cdot 10^{-5} \text{ Erg/cm}^2 \text{ s Grad}^4 = 1,378 \cdot 10^{-12} \text{ cal/cm}^2 \text{ s Grad}^4 \\ &= 4,96 \cdot 10^{-8} \text{ kcal/m}^2 \text{ h Grad}^4, \end{aligned}$$

eine bemerkenswert einfache Beziehung, die zur Definition der absoluten Temperatur dienen kann.

Weiter erkennt man, daß die Wellenlänge  $\lambda_m$ , in der bei einer bestimmten Temperatur (z. B. bei  $1000^\circ$ ,  $1500^\circ$ ,  $2000^\circ$ ) das Maximum der Funktion  $E$  liegt, um so kleiner ist, je höher die Temperatur. Nach W. Wien gilt:

$$\lambda_m \cdot T = \text{const}$$

(Wiensches Verschiebungsgesetz) und die Konstante berechnet sich aus dem Planckschen Gesetz zu  $0,288 \text{ cm Grad}$ .

Handelt es sich, wie vielfach bei der Ausnutzung der Strahlungsgesetze zur Temperaturmessung in der Technik, um die Strahlung im sichtbaren Wellenbereich, also um kleines  $\lambda T$ , so kann man in dem Gesetz von Planck 1 gegen  $e^{\frac{c_2}{\lambda T}}$  vernachlässigen und erhält das schon früher von Wien angegebene einfachere und für die Rechnung bequemere Gesetz, aus dem leicht abzuleiten ist:

$$(4) \quad \lg \frac{E_1}{E_2} = \frac{c_2}{\lambda} \left\{ \frac{1}{T_2} - \frac{1}{T_1} \right\},$$

wenn  $E_1$  und  $E_2$  sich auf die gleiche Wellenlänge  $\lambda$  und die Temperatur  $T_1$  und  $T_2$  beziehen.

### b) Optische Pyrometrie

Nach Gleichung (4) hängt das Verhältnis der bei den Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  emittierten Energien der Strahlung einer Wellenlänge  $\lambda$  in sehr einfacher Weise von den Temperaturen ab. Liegt die Wellenlänge im sichtbaren Gebiet, so bedeutet das Verhältnis  $E_1 : E_2$  nichts anderes als das Verhältnis der Helligkeiten  $J_1 : J_2$  des schwarzen

Körpers bei den Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  in der Farbe der Wellenlänge  $\lambda$ , und aus dem Verhältnis der Helligkeiten und der Kenntnis der einen Temperatur läßt sich die unbekannte Temperatur des schwarzen Körpers mit Hilfe der Gleichung (4) berechnen (wie es z. B. die gesetzliche Vorschrift der Bestimmung hoher Temperaturen vorsieht). Auch die Temperatur nicht schwarzer Körper kann uns die Anwendung der Gleichung (4) auf das Helligkeitsverhältnis des Körpers bei der unbekanntem und einer bekannten Temperatur liefern, wenn wir  $A_{\lambda T}$  des Körpers für die beiden Temperaturen kennen. Denn die linke Seite der Gleichung (4) können wir nach Kirchhoff (s. o.) schreiben:

$$\lg \left( \frac{E'_{\lambda T_1}}{E'_{\lambda T_2}} \frac{A_{\lambda T_2}}{A_{\lambda T_1}} \right),$$

worin  $E'_{\lambda T}$  die Emission des nicht schwarzen Körpers bei der Temperatur  $T$  ist, also  $E'_{\lambda T_1} : E'_{\lambda T_2}$  das Helligkeitsverhältnis, das man beobachten kann, angibt.

Handelt es sich, wie sehr oft in der Technik, um die Messung der Temperatur eines Ofeninnern durch ein kleines Schauloch, aus dem die Strahlung austritt, so darf man  $A_{\lambda T} = 1$  annehmen, oder also die Strahlung als Strahlung des schwarzen Körpers ansehen, vorausgesetzt, daß die Wände des Ofens im Innern sich auf ein und derselben Temperatur befinden. Denn die Strahlung, die aus der Fläche des Ofenloches herausdringt, erfüllt die Bedingung der Strahlung des schwarzen Körpers, keine Strahlung zu enthalten, die von einem anderen Körper herrührt und die etwa durch Reflexion zurückgegeben wird. Für die aus dem Ofen herausdringende Strahlung gelten somit die obigen Strahlungsgesetze 2 bis 4. In vielen anderen Fällen ist wenigstens  $A_{\lambda T}$  unabhängig oder fast unabhängig von der Temperatur (z. B. bei blanken Metallen); in diesen Fällen ist Gleichung (4) insofern sehr gut benutzbar, als sie gestattet, durch rein photometrische Messung eine höhere Temperatur des Körpers auf eine tiefere, an demselben Körper gemessene zu beziehen und aus ihr abzuleiten.

Zur Messung des Helligkeitsverhältnisses kann man im Grunde jedes Instrument verwenden, das gestattet, in einem (mehr oder weniger) schmalen Spektralbereich die ausgesandte Strahlung zu photometrieren, z. B. eines der bekannten Spektralphotometer. So gehen denn auch einige der in der Technik viel benutzten optischen Pyrometer auf diesen Grundtypus zurück, von dem sie sich hauptsächlich dadurch unterscheiden, daß bei ihnen nur in einem einzigen Spektralbereich (im roten Licht) gemessen werden kann. Die heute



im Handel befindlichen derartigen Apparate sind aus den Konstruktionen von Holborn und Kurlbaum und von Wanner entstanden, auf die daher kurz eingegangen sei.

Pyrometer von Holborn und Kurlbaum (Firma Siemens & Halske). Abb. 6 gibt ein schematisches Bild der Meßanordnung. Die Strahlung, deren Helligkeit gemessen werden soll, gelangt durch das Objektiv  $L_2$  des Instrumentes und das Okular  $L_1$  in das Auge des Beobachters vor dem Okular. Der Faden der Glühlampe  $G$ , die im Instrument sich befindet, kann durch eine Stromquelle unter Benutzung eines regulierbaren Widerstandes so geheizt werden, daß die Spitze des Fadens, auf die das Okular eingestellt ist, die gleiche Helligkeit zeigt, wie die anvisierte, Strahlung aussendende Fläche, was der Fall ist, wenn sie gegen den anvisierten Hintergrund verschwindet; die Heizstromstärke ist ein Maß für die Helligkeit, also für die Temperatur der strahlenden Fläche; ihre Zuordnung zur Temperatur muß empirisch durch Eichung mit der Strahlung eines schwarzen Körpers von bekannten Temperaturen festgelegt werden. Um aus der Strahlung nur den roten Teil, der zur Messung dienen soll, heraus-

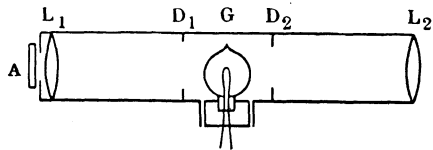


Abb. 6. Schema des Pyrometers von Holborn und Kurlbaum.

zunehmen, bringt man vor dem Okular ein rotes Glas  $A$  an, das nur einen engen Bereich um  $0,65 \mu$  Wellenlänge herum hindurchläßt. Bei Temperaturen des strahlenden Körpers unter  $900^{\circ}\text{C}$  kann man unter Umständen auf das Glas verzichten, weil solche Strahlung dem Auge von vornherein rot erscheint; das Pyrometer ist von etwa  $600^{\circ}\text{C}$  an aufwärts brauchbar.

Ganz ähnlich konstruiert ist das kompendiös zusammengebaute Instrument „Pyropto“ von Firma Hartmann & Braun.

Für spezielle Messungen in physikalischen Laboratorien ist ein auf im wesentlichen gleichem Prinzip beruhendes Spektralpyrometer von Henning<sup>1)</sup>, sowie für Messungen an kleinen Objekten ein Mikropyrometer von Henning und Heuse<sup>2)</sup> konstruiert worden.

Bei dem Wanner-Pyrometer (Firma R. Hase, Hannover, jetzt Pyro-Werk) wird ebenfalls die zu messende Strahlung mit der Strahlung einer kleinen Glühlampe verglichen. In diesem Fall wird aber der Heizstrom durch ein Strommeßinstrument kontrollierbar

<sup>1)</sup> F. Henning, ZS. f. Instr. **30**, 61, 1910.

<sup>2)</sup> F. Henning u. W. Heuse, ZS. f. Phys. **29**, 157, 1924.

konstant gehalten und die Strahlung der Glühlampe wie die zu messende Strahlung zur Beleuchtung je einer Hälfte des Gesichtsfeldes benutzt; durch eine Polarisationsvorrichtung können die beleuchtenden Bündel auf gleiche Helligkeit gebracht werden. Ein geradsichtiges Prisma mit einer geeigneten Blende ist vorgeschaltet, so daß ein Spektralbereich (der rote Teil des Spektrums ist gewählt) der Strahlungen zur Messung benutzt werden kann. Mit der Einstellung der Polarisationsvorrichtung auf gleiche Helligkeit wird eine auf Temperaturen geeichte Skala an einem Index vorbeigedreht, an dem die Temperatur des Strahlers abzulesen ist. Da die zu messende Strahlung durch die Polarisationsvorrichtung eine Schwächung erfährt, ist eine Messung erst bei Temperaturen des strahlenden Körpers oberhalb etwa  $800^{\circ}$  möglich.

Abarten mit Kombination dieser Instrumente haben wir in dem Kreuzfadenpyrometer von Siemens & Halske und dem „Optix“ genannten Instrument des Pyro-Werks, Hannover. Bei beiden Instrumenten wird die Vergleichsstrahlung konstant gehalten und die zu messende Strahlung mit Graukeil geschwächt; die Anordnung zur Kontrolle der Helligkeit der Vergleichsstrahlung ist verschieden. Im Kreuzfadenpyrometer geschieht die Kontrolle ohne Meßinstrument dadurch, daß man die Fadenhelligkeit der Helligkeit eines Wolframbandes gleich hält, das in der Glühlampe mit untergebracht ist und von dem gleichen Strom durchflossen wird, was infolge verschiedener Strahlungs- und Leitungsverluste des Fadens und des Bandes nur durch eine ganz bestimmte Stromstärke zu erreichen ist; den Strom liefert eine Taschenlampenbatterie. „Optix“ enthält ein Strommeßinstrument, mit dessen Hilfe der durch einen Widerstand regulierbare Strom einer Taschenlampenbatterie auf ein und demselben Wert gehalten werden kann.

Die Ableitung der Temperatur aus der Helligkeitsmessung mit diesen Instrumenten geschieht in der Regel unter Benutzung einer den Instrumenten beigegebenen Eichentabelle, durch die den Ablesungen die Temperaturen zugeordnet werden, die ein schwarzer Körper gleicher Strahlungsintensität hat. Will man die Eichung kontrollieren oder selbst vornehmen, so muß man die Helligkeit eines schwarzen Körpers<sup>1)</sup>, dessen Temperatur thermoelektrisch bestimmt wird, mit dem betreffenden Instrument messen. Mit einer solchen Eichung

---

<sup>1)</sup> Als schwarzen Körper kann man ein elektrisch geheiztes Porzellanrohr enger Öffnung benutzen, in dessen Mitte eine Wand senkrecht zur Rohrachse eingesetzt ist; von der einen Seite ist ein Thermolement eingeführt, dessen Lötstelle diese Wand berührt, von der anderen Seite beobachtet man die von der Wand ausgesandte Strahlung.

erhält man freilich aus der Helligkeitsmessung eines fremden Objekts nur die Temperatur, die ein schwarzer Körper zeigen würde, wenn er die Strahlung des fremden und zu untersuchenden Objekts aussenden würde, die  $E'_{\lambda T} = E_{\lambda T} \cdot A_{\lambda T}$  ist, also kleiner als die Strahlung des schwarzen Körpers bei der gleichen Temperatur  $T$ . Man bezeichnet diese Temperatur  $S$  des gleiche Intensität aussendenden schwarzen Körpers „schwarze Temperatur“. Sie ist:

$$(5) \quad \frac{1}{S_{\lambda T}} = \frac{1}{T} - \frac{\lambda}{c_2} \lg A_{\lambda T}$$

und kann bei Kenntnis des  $A$  zur Berechnung der wahren Temperatur des Untersuchungsobjektes dienen. Da für reine Metalle  $A_{\lambda T}$  von der Temperatur wenig oder gar nicht abhängt, so kann man für  $A_{\lambda T}$  den meist bekannten Wert von  $A_{\lambda T}$  bei Zimmertemperatur einsetzen. Auch für viele andere Stoffe ist  $A_{\lambda T}$  bestimmt worden. Eine Zusammenstellung einiger Werte ist in Tabelle 2 gegeben; sie beziehen sich auf die Absorption von Strahlung enger Wellenlängenbereiche um die im Kopf der Tabelle mit angegebene Wellenlänge  $\lambda$  herum. Statt „Absorptionsvermögen“ wird häufig „Emissionsvermögen“  $\varepsilon_{\lambda T}$  geschrieben, das nach dem Kirchhoffschen Gesetz jenem zahlenmäßig gleich sein muß, wenn darunter das Verhältnis der Strahlung des betreffenden Strahlers zu der Strahlung des schwarzen Körpers gleicher Temperatur verstanden wird. (Es ist also  $\varepsilon_{\lambda T} = E'_{\lambda T} : E_{\lambda T}$ .)

Tabelle 2. Spektrales Absorptionsvermögen einiger Stoffe  
(bei Zimmertemperatur).

	0,4	0,5	0,6	1,0	10,0 $\mu$
Eisen .....	0,47	0,44	0,42	0,35	0,05
Kohle .....	0,86	0,86	0,85	0,84	0,63
Kupfer .....	0,65	0,52	0,29	0,08	0,01
Nickel .....	0,47	0,40	0,35	0,27	0,04
V <sub>2</sub> A-Stahl .....	0,40	0,35	0,33	—	—
Gold .....	0,70	0,48	0,15	0,04	—
Silber .....	0,15	0,08	0,06	0,04	0,01

In vielen Fällen, z. B. immer dann, wenn es sich darum handelt, festzustellen, ob ein Werkstoff die gleiche Temperatur besitzt wie ein gleicher Werkstoff früher oder später, genügt die Kenntnis von  $S$  selbst, und die besprochenen Instrumente geben ausreichende Resultate. Oft aber will man mehr. Man will die Temperaturen verschiedener technischer Öfen miteinander vergleichen, man will die wahren Temperaturen mehr oder weniger stark oxydierter Metalle kennen, oder flüssigen Metalls, das mehr oder weniger von Schlacke

bedeckt ist; auch um zum vollen Verständnis der chemischen Vorgänge in den Öfen zu gelangen, bedarf es der Kenntnis der wahren Temperaturen. Und aus der Messung der schwarzen Temperaturen kann man eben die wahren nur finden, wenn die Absorptionsvermögen  $A_{\lambda T}$ , oder die Emissionsvermögen  $\varepsilon_{\lambda T} = E'_{\lambda T} \cdot E_{\lambda T}$  bestimmt worden sind. Die Angaben, die man im Schrifttum über  $A_{\lambda T}$  findet, gehen oft weit auseinander, so daß man vielfach nicht den Mut zu dem Versuch haben wird, auf Grund dieser Angaben die wahren Temperaturen zu errechnen. Man hat daher seit mehreren Jahren <sup>1)</sup> nach anderen Möglichkeiten sich umgesehen, auf optischem Wege die Temperatur zu bestimmen, und hat sich dabei mit Erfolg der Untersuchung der Farbe glühender Körper und ihrer Beziehung zur Temperatur zugewandt, deren Existenz schon in früher Zeit erkannt wurde und zu brauchbaren Temperaturschätzungen geführt hatte. Folgende Überlegungen sind dabei die Grundlage zur Konstruktion brauchbarer Meßinstrumente geworden.

Da bei Änderung der Temperatur des schwarzen Körpers, wie die Darstellung der Energiekurven in Abb. 5 zeigt, die Verhältnisse der Energiebeträge in zwei Wellenlängenbereichen nicht gleichbleiben, ist einem bestimmten Wert des Verhältnisses der Energiebeträge, die zu den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  gehören, eine ganz bestimmte Temperatur eindeutig zugeordnet. Das Verhältnis der Energiewerte  $E_{\lambda_1 T}$  und  $E_{\lambda_2 T}$ , die bei der Temperatur  $T$  durch die Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  nach der Planckschen Gleichung bestimmt sind, läßt in der Tat die Temperatur berechnen aus:

$$(6) \quad \lg \frac{E_{\lambda_1 T}}{E_{\lambda_2 T}} = \frac{c_2}{T} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right).$$

Einem solchen Intensitätsverhältnis entspricht andererseits, wenn die Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  optisch wahrnehmbar sind, eine ganz bestimmte Farbe, und wenn wir mit einem geeigneten Apparat gleichzeitig die Intensitäten  $E_{\lambda_1 T}$  und  $E_{\lambda_2 T}$  in den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$  auf unser Auge wirken lassen könnten, so würden wir diese Farbe beobachten. Die Gleichung (6) und die Betrachtung gilt zunächst nur für die Strahlung des schwarzen Körpers. Aber auch jeder andere Strahler wird bei einer bestimmten Temperatur  $T$ , mit dem gleichen Apparat betrachtet, eine bestimmte Farbe zeigen, die sich aus den Intensitäten  $E'_{\lambda_1 T}$  und  $E'_{\lambda_2 T}$  in den Wellenlängen  $\lambda_1$

<sup>1)</sup> Vgl. H. Schmidt, Mitt. d. K. W. I. f. Eisenforsch. 6, 7, 1924/25; G. Naeser, ebenda 11, 373, 1929; 12, 299 u. 385, 1930.

und  $\lambda_2$  zusammensetzt, und die ein schwarzer Körper von der Temperatur  $T^*$  ausstrahlt, für die gilt:

$$(7) \quad \lg \frac{E'_{\lambda_1 T}}{E'_{\lambda_2 T}} = \frac{c_2}{T^*} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right).$$

Man nennt  $T^*$ , d. i. die Temperatur, bei der ein schwarzer Körper die Farbe des untersuchten Strahlers zeigt, die „Farbtemperatur“ dieses Strahlers.

$T^*$  ist verschieden von der wahren Temperatur  $T$  des Strahlers, denn für  $T$  gilt, wenn wir uns an das Kirchhoffsche Gesetz erinnern und es in Gleichung (6) einführen:

$$(8) \quad \lg \frac{E'_{\lambda_1 T}}{E'_{\lambda_2 T}} = \lg \frac{A_{\lambda_1 T}}{A_{\lambda_2 T}} + \frac{c_2}{T} \left( \frac{1}{\lambda_2} - \frac{1}{\lambda_1} \right),$$

und  $T^*$  wird gleich  $T$  nur für  $A_{\lambda_1 T} = A_{\lambda_2 T}$ . In einigen charakteristischen Fällen hat man aber feststellen können, daß  $\lg \frac{A_{\lambda_1 T}}{A_{\lambda_2 T}}$  klein gegenüber dem zweiten Glied auf der rechten Seite ist, daß also  $T^*$  nicht sehr stark von  $T$  abweicht<sup>1)</sup>. Es lohnte sich also, einen Apparat zu konstruieren, mit dem man die Farbe des Strahlers mit der Farbe des schwarzen Körpers vergleichen konnte, um die Farbtemperatur  $T^*$  des Strahlers zu bestimmen, die im schwarzen Körper optisch oder thermoelektrisch gemessen werden kann. Einen solchen Farbmeßapparat haben wir in dem Farbpyrometer von Naeser und Hase<sup>2)</sup>, dem „Bioptix“, vor uns.

Ein schematischer Schnitt des Instruments ist in Abb. 7 dargestellt. Der Strahler  $a$  sendet sein Licht durch das Objektiv  $b$ , den Photometerwürfel  $e$ , auf den von der Seite her die Strahlung einer Vergleichslichtquelle fällt, durch das Okular  $f$  und die Blende  $g$  in das Auge  $h$  des Beobachters. Vor der Vergleichslampe befindet sich

<sup>1)</sup> In vielen Fällen kann in dem optisch wahrnehmbaren Spektralbereich die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens von  $\lambda$  durch die Form  $A = c \cdot e^{a/\lambda}$  dargestellt werden; dann ergibt sich

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{T^*} + \frac{a}{c_2}$$

und

$$\frac{1}{T} = \frac{1}{S_\lambda} + \frac{\lambda}{c_2} \lg c + \frac{a}{c_2},$$

woraus zu ersehen ist, daß im allgemeinen  $S_\lambda$  mehr als  $T^*$  von der wahren Temperatur abweicht.

<sup>2)</sup> G. Naeser, „Die Gießerei“ 1936, S. 363. — Vgl. auch G. Naeser, Mitt. d. K. W. I. f. Eisenforsch. 12, 299, 1930. — K. Guthmann, Mitt. d. W. 228, 1936.

ein Lichtfilter  $i$ , das ein Gemisch von Rot und Grün (entsprechend den Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ ) hindurchläßt, und im Strahlengang des Strahlers ist 1. ein keilförmiges Filter  $c$  verschiebbar angeordnet, durch das ein von seiner Stellung im Strahlengang (der Dicke des Filters) abhängiges Gemisch von roter und grüner Strahlung hindurchgelangt, und 2. ein Graukeil  $d$  zum Abgleichen der Helligkeit. Das Filter  $c$  stellt man so ein, daß die von ihm hindurchgelassenen Anteile an grüner und roter Strahlung des untersuchten Strahlers ein Intensitätsverhältnis ergeben, das dem von dem Filter  $i$  hindurchgelassenen Intensitätsverhältnis der grünen und roten Strahlung der Vergleichslampe gleich ist. Man stellt also auf gleiche Farbe der beiden Lichtquellen ein; durch Verschieben des Graukeils  $d$  erreicht man gleiche Helligkeit der von den Lichtquellen beleuchteten Gesichtsfeldteile (völliges Verschwinden der Trennungslinie dieser Teile). Man benutzt

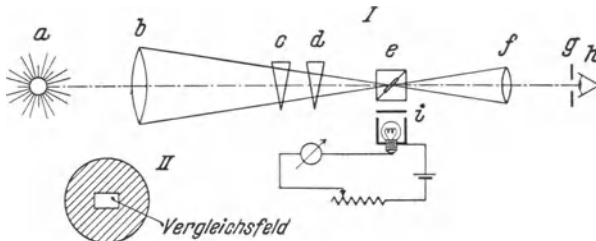


Abb. 7. Schematischer Schnitt durch das Farbpyrometer.  
(Aus „Gießerei“ 1936, S. 364.)

zunächst zu einer Eichung des Apparats (die in der Regel von der liefernden Firma schon vorgenommen ist) als fremden Strahler den schwarzen Körper, den man auf verschiedene bekannte Temperaturen bringt, und ordnet den Einstellungen des Farbkeils und des Graukeils, auf Gleichheit von Farbe und von Helligkeit der Strahlung des schwarzen Körpers und der Vergleichsstrahlung die Temperaturen des schwarzen Körpers zu. Aus der Stellung des Farbkeils bei Benutzung eines anderen Strahlers kann man dann die Farbtemperatur, aus der Stellung des Graukeils die schwarze Temperatur des Strahlers ablesen. Die Vergleichslichtquelle wird mit einem kontrollierbaren und regulierbaren konstanten Strom betrieben. Wichtig für die Brauchbarkeit war die richtige Wahl der Farbbereiche, bei der auf die Farbempfindlichkeit normaler Augen Rücksicht genommen werden mußte, wenn man eine befriedigende Meßgenauigkeit erreichen wollte. Das verwendete Filter scheint der Forderung gut zu entsprechen. In dem im Handel befindlichen Instrument ist der Graukeil ein wenig angefärbt, wodurch, wie empirisch festgestellt wurde, die Abweichung

der Farbtemperatur blanker Metalle von der wahren Temperatur verringert werden konnte.

Das Instrument hat sich gut bewährt, zumal sich ergab, daß bei geeigneter Wahl der Farbe (der Wellenlängen  $\lambda_1$  und  $\lambda_2$ ) das menschliche Auge für Farbunterschiede sehr empfindlich ist; man wird in sehr vielen Fällen die mit ihm gewonnene Farbtemperatur an Stelle der wahren Temperatur Überlegungen und Rechnungen zugrunde legen können, so daß das Instrument einen guten Fortschritt auf dem Gebiet der optischen Temperaturmessung darstellt. Seine Verwendung hat auch bereits zu ganz neuen Kenntnissen über die Höhe und Verteilung der wahren Temperaturen von Bädern, Einsätzen und Öfen geführt, die vielfach überraschend hoch gefunden worden sind. Einige so gewonnene Gewölbetemperaturen von Siemens-Martin-Öfen seien in Tabelle 3 mitgeteilt <sup>1)</sup>:

Tabelle 3. Gewölbetemperaturen von Siemens-Martin-Öfen.

Ausmauerung	Temperatur ° C	Beheizung
Magnesit Radex E	1720—1790 1760—1800	Mischgas Ferngas und Braunkohlenstaub- karburierung Generatorgas
Silikagewölbe, Köpfe und Rückwand aus Siemensit	1710—1730	

Eine primitive Form dieses Instruments ist das „Farb-Pyrosursum“ von G. Naeser <sup>2)</sup> (Ausführung von Ströhlein & Co., Düsseldorf); es besteht aus einem Rot-Grün-Keil, der mit zunehmender Dicke mehr grüne Strahlung als rote Strahlung absorbiert. Man visiert durch ihn den Strahler an und sucht dabei die Stelle des Keils auf, durch die der Strahler weiß erscheint, d. h. bei der das Verhältnis der ins Auge dringenden roten und grünen Strahlung gerade den Eindruck der weißen Farbe (ohne rötliche oder grünliche Tönung) ergibt. Eine auf dem Keil verschiebbare Blende erleichtert das Aufsuchen und Festhalten der Stelle, an der die Temperatur des so strahlenden Körpers abgelesen werden kann.

### c) Gesamtstrahlungs-pyrometrie

Gleichung (2) zeigt die starke Abhängigkeit der Gesamtstrahlung  $\Sigma$  des schwarzen Körpers von der Temperatur  $T$ . Die Abhängigkeit der Strahlung der in der Hüttenpraxis vorkommenden Strahler

<sup>1)</sup> K. Guthmann, Mitt. d. W. 250, 1937.

<sup>2)</sup> G. Naeser, Stahl u. Eisen 49, 464, 1929.

(Öfen, oxydierte Metalloberflächen) ist zuweilen davon nicht sehr verschieden. Man hat sie daher schon früh zur Temperaturmessung an technischen Öfen benutzt. Entweder läßt man die Strahlung auf ein geschwärztes Bolometer, z. B. einen Platinstreifen von  $0,5 \mu$  Dicke und einer dem Verwendungszweck angepaßten Breite und Länge, wirken, dessen durch die Wärmestrahlung hervorgerufene Widerstandserhöhung einen Schluß auf die Temperatur des strahlenden Körpers zuläßt; oder — und diese Anordnung ist bei den technischen Meßinstrumenten die häufigere — die Strahlung fällt auf die Lötstelle eines Thermoelements, aus deren Erwärmung auf die Temperatur geschlossen werden kann. In dem Fall der letzteren Thermometerart tritt die Strahlung durch eine Objektivlinse (vgl. Abb. 8) auf die mit einem kleinen geschwärzten Plättchen versehene Lötstelle in einer evakuierten Glasbirne, durch deren Sockel die Drähte des

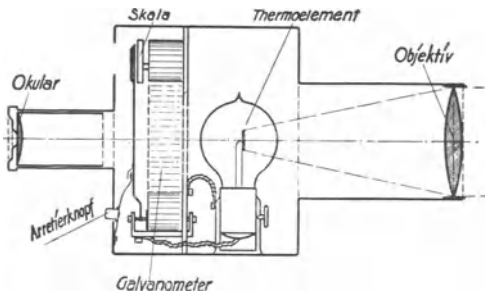


Abb. 8. Schnitt durch das „Pyro“. (Pyrowerk Hannover.)

Thermoelements heraus und zu einem die Spannung des Elementes anzeigenden Instrument hingeführt sind, das die Temperatur des strahlenden Körpers meist unmittelbar angibt. Abb. 8 zeigt einen schematischen Schnitt des Instrumentes „Pyro“ der Firma Pyro-Werk, Hannover. Eine ähnliche Konstruktion finden wir in dem „Ardometer“ von Siemens & Halske und dem „Pyropto“ von Hartmann & Braun. Da die Instrumentangaben sich auf die Strahlung des schwarzen Körpers beziehen, zeigen die Skalen nur richtig, wenn der untersuchte Strahler als schwarzer Körper betrachtet werden kann. Das kann geschehen, wie schon erwähnt, wenn die Strahlung aus dem Innern der hüttenmännischen Öfen kommt, vorausgesetzt, daß die Innenwände des Ofens sich im Temperaturgleichgewicht befinden. Der Meßbereich ist bis zu sehr hohen Temperaturen ausdehnbar, eine Grenze ist durch die Eichungsmöglichkeit gezogen. Bei tiefen Temperaturen sind die Instrumente unempfindlich und man sollte nicht versuchen, Temperaturen mit ihnen zu messen, die unter  $700^{\circ}$  liegen. Bedeutungsvoll für eine einwandfreie Messung ist, dafür zu sorgen, daß das Instrument vor den hohen Temperaturen der Umgebung geschützt ist, die einen Einfluß auf die Angaben des Instrumentes ausüben können, falls nicht, wie in einigen Apparaten,

Thermoelements heraus und zu einem die Spannung des Elementes anzeigenden Instrument hingeführt sind, das die Temperatur des strahlenden Körpers meist unmittelbar angibt. Abb. 8 zeigt einen schematischen Schnitt des Instrumentes „Pyro“ der Firma Pyro-Werk,



durch eine besondere Temperaturkompensation solche Fehlermöglichkeiten ausgeschaltet sind. Ferner ist darauf zu achten, daß bei der Verwendung des Apparates die gleichen Glasplatten und Linsen zwischen Strahlungsquelle und Lötstelle sich befinden wie bei der Eichung, da sie Wärmestrahlung schon in dünner Schicht stark absorbieren (Steinsalz, Sylvin und Flußspat tun das nur in geringem Maße). Ein Nachteil, der aber bei der Benutzung der Instrumente zur Temperaturmessung von technischen Öfen meist bedeutungslos ist, besteht darin, daß die strahlende, anvisierte Fläche verhältnismäßig groß sein muß; der räumliche Winkel, unter dem die Objektivlinse von der Lötstelle aus erscheint, muß von der einfallenden Strahlung völlig ausgefüllt sein.

Vielfach wird bei Bestimmung der Ofenatmosphärentemperatur mit den genannten Pyrometern nicht das Innere des Ofens anvisiert, sondern der Boden (das Ende) eines langen durch die Ofenwand ins Innere eingeführten, unten geschlossenen Schamotterrohres; meistens wird dann eine besondere Eichung notwendig.

Nicht zu unterschätzen ist der Vorteil, der in der Möglichkeit liegt, das Instrument zu einem Registrierinstrument auszubauen.

In Anbetracht der Abweichungen der Strahlung nicht schwarzer Körper von der des schwarzen Körpers wird man die Gesamtstrahlungsmessung nur mit Vorsicht in solchen Untersuchungen verwenden dürfen, bei denen es sich nicht um Vergleichsmessungen handelt; es gelten hier die gleichen Bedenken, die bei Besprechung der optischen Pyrometrie vorgebracht wurden, sogar in etwas erhöhtem Maße, weil die Abhängigkeit des Absorptionsvermögens (also auch des Emissionsvermögens) von der Temperatur bei der Gesamtstrahlung viel schlechter zu übersehen ist als bei der Strahlung einer bestimmten Wellenlänge.

### E. Schwierigkeiten der Messung durch D

Es ist bereits gesagt worden, daß die Unsicherheit der Ableitung der Temperatur aus der gemessenen Strahlung in der Hauptsache auf der Unkenntnis des Strahlungsvermögens des Strahlers zurückzuführen ist. Wäre die anvisierte, strahlende Fläche ein Teil eines Körpers in einem Hohlraum mit gleichmäßig temperierten Wänden, so käme es auf das Strahlungsvermögen nicht an; denn jeder Körper in diesem Hohlraum würde die gleiche Strahlung zeigen. Aber nur in seltenen Fällen wird es sich um einen völligen Temperatenausgleich handeln und vielfach will man gerade auch die Temperatur nicht im Ofen befindlicher Teile messen. Bei all diesen Untersuchungen spielt

das Emissionsvermögen für die Berechnung der Temperatur aus Strahlungsbeobachtungen eine große Rolle, und da das Emissionsvermögen durch die Beschaffenheit der Oberfläche bestimmt wird, ist eben diese von Bedeutung. Die Unsicherheit der Resultate zeigt sich sogar auch bei reinen Kontrollmessungen, da die Oberfläche zuweilen durch kaum erkennbare Veränderungen der Versuchsbedingungen beeinflusst wird. So ist es nicht verwunderlich, daß zahlreiche Arbeiten zur Bestimmung des Emissionsvermögens fester und flüssiger glühender Stoffe durchgeführt worden sind. Ins-

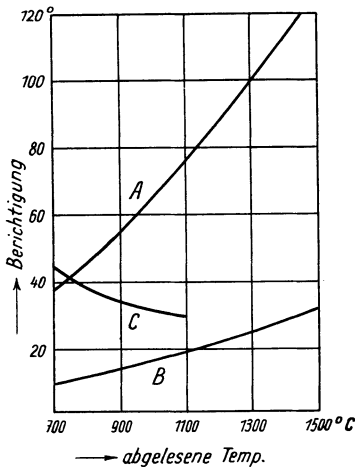


Abb. 9.

Berichtigung für Strahlungs-pyrometer.

A bei blankem Eisen mit Glühfadenpyrometer; B und C bei oxydiertem Eisen mit Glühfadenpyrometer (B) und Ardometer (C).

besondere sind die Metalle und von ihnen wiederum besonders Eisen und die Schlacken in bezug auf ihre Strahlungseigenschaften untersucht worden im Hinblick darauf, daß ihre Güte und die Möglichkeit ihrer Verwendung für besondere Zwecke von der Bearbeitungs- und Fließtemperatur bestimmt wird. Die Strahlung der Metalle hängt sehr stark von dem Grad ihrer Oberflächenoxydation ab. Abb. 9 zeigt die Korrekturen, die an die Temperaturangaben des Ardometers oder des Glühfadenpyrometers anzubringen sind, wenn die Strahlung von blankem oder oxydiertem Eisen und nicht vom schwarzen Körper herrührt<sup>1)</sup>. R. Hase<sup>2)</sup> fand bei sorgfältigen Messungen im Laboratorium an gut definierten Flußstahl- und

Gußisenflächen, die in verschiedener Weise gereinigt und mechanisch bearbeitet (poliert, gebürstet, geschmirgelt, abgedreht) waren, Strahlungen, die deutlich das Fortschreiten der Oxydierung der strahlenden Fläche erkennen ließen; weitgehend unabhängig von der Bearbeitung ergab sich 1. bis etwa 300° reine Oberflächenstrahlung des Eisens mit einem Emissionsvermögen von 0,2 bis 0,35, 2. von etwa 300 bis etwa 500° Eisenstrahlung abnehmend, Oxydstrahlung zunehmend, 3. von etwa 500 bis etwa 1400° reine Oxydstrahlung mit einem Emissionsvermögen von ungefähr 0,9, 4. von etwa 1400

<sup>1)</sup> M. Moeller, H. Miething, H. Schmick, ZS. f. techn. Phys. 6, 644, 1925.

<sup>2)</sup> R. Hase, Mitt. d. W. 204, 1935.

bis etwa 1650° Oxydstrahlung abnehmend, Eisenstrahlung zunehmend, 5. oberhalb von etwa 1650° reine Eisenstrahlung. In der Praxis zeigen sich nun höchst selten einheitlich beschaffene Oberflächen; sowohl in den Öfen, wie bei dem im Abstich oder im Kippstrahl fließenden Eisen beobachtet man vielfach nebeneinander dunkle und helle Stellen auf der Eisenoberfläche, die die gleiche Temperatur haben, sich aber durch ihr Emissionsvermögen unterscheiden, ohne dessen Kenntnis die Temperatur eben nicht abgeleitet werden kann; dabei ist es noch ein Vorteil, wenn diese Helligkeitsunterschiede zu beobachten sind, da nur durch das Auftreten von dunklen Stellen (oxydfreie Eisenoberfläche) eine Beurteilung des Grades der Oxydation benachbarter hellerer Stellen schätzungsweise möglich wird. F. Blaurock<sup>1)</sup> hat auf Grund kritischer Prüfung fremder und eigener Beobachtungen für das Emissionsvermögen der dunklen Stellen in einigen Fällen Erfahrungswerte zusammengestellt, die einen Anhalt zur Temperaturberechnung geben können und daher hier in Tabelle 4 mitgeteilt seien, ohne indessen damit behaupten zu wollen, daß hier und da nicht starke Abweichungen vorkommen werden.

Tabelle 4. Emissionsvermögen der dunklen Stellen.

Meßobjekt	$\varepsilon_{\lambda T}$ für $\lambda = 0,65 \mu$	Bemerkungen
(1) Hochfrequenzofen	0,45	Eindeutige Bedingungen und ziemlich ruhige und glatte Bodenfläche
(2) $\left\{ \begin{array}{l} \text{Hochofenabstich} \\ \text{Mischer} \\ \text{Kippfanne} \\ \text{S.-Martin-Ofenabstich} \\ \text{Konverter} \end{array} \right\}$	0,5	Möglichkeit beginnender Oxydation, meist größere Flächen der Luft ausgesetzt; die Fläche nicht mehr ganz glatt
(3) Gießstrahl	0,53	Übergang von (2) zu (4)
(4) Kupolofenabstich	0,55	Der Strahl läuft dünner und träger als bei (2); größere Flächen sind der Oxydation ausgesetzt und zugleich längere Zeit; der Strahl zeigt beginnende Fältelung

Für die hellen Stellen kann gelten bei (1) 0,75, bei (2) und (3) 0,8, bei (4) 0,85 als Emissionsvermögen.

Günstiger liegen die Verhältnisse bei der Temperaturmessung hoch geheizter Isolierstoffe, wie von Gewölben und Wandstücken der Öfen. Das Emissionsvermögen  $\varepsilon$  ist zeitlich unveränderlich, da die Oberflächen keine wesentlichen Änderungen erfahren; es läßt sich

<sup>1)</sup> F. Blaurock, Mitt. d. W. 216, 1935.

also einigermaßen zuverlässig bestimmen; einige Werte finden sich in der Tabelle 5.

Tabelle 5.

Gesamtemissionsvermögen  $\varepsilon$  und die Strahlungskonstante  $C = \varepsilon \cdot C_s$  in kcal/m<sup>2</sup> h Grad<sup>4</sup> mit  $C_s = 4.96 \cdot 10^{-8}$  kcal/m<sup>2</sup> h Grad<sup>4</sup> (s. S. 17).

	$t^0$	$\varepsilon$	$C \cdot 10^8$		$t^0$	$\varepsilon$	$C \cdot 10^8$
Eisen, verrostet ...	20	0,69	3,4	Magnesitstein .....	1400	0,39	1,9
Walzhaut ..	20	0,67	3,3	Schamottestein .....	1200	0,59	2,9
Kohle .....	900	0,79	3,9	Silikastein .....	1200	0,66	3,3
Eisenoxyd .....	800	0,80	4,0	Sillimanitstein .....	1400	0,29	1,4
Magnesiumoxyd ...	1700	0,20	1,0				

Gerade im Hinblick auf die Unsicherheit der Kenntnis der Strahlungseigenschaften der verschiedenen Materialien ist die Anwendung des Farbpyrometers sehr zu empfehlen, dessen Temperaturangaben sich ohne Rücksicht auf das Emissionsvermögen in vielen Fällen sehr angenähert als richtig erwiesen haben. Die Möglichkeit, mit ihm auch die schwarze Temperatur bestimmen zu können, gestattet überdies unmittelbar einen Schluß auf die Strahlungseigenschaften und dadurch auf die Beschaffenheit des Materials<sup>1)</sup> (z. B. auf die Güte von Eisen und Stahl, auf Zusätze von Fremdstoffen u. a.).

<sup>1)</sup> Vgl. G. Naeser, Mitt. d. W. 268, 1939, über Ausschlußminderung durch Strahlungsmessungen mit Biopix.

## Zweites Kapitel

# Spezifische Wärme und Wärmeübergang

### § 1. Spezifische Wärme

Als Einheit der Wärmemenge gilt die Kalorie (cal), worunter wir die Wärmemenge verstehen, die notwendig ist, um 1 g Wasser von  $14,5^{\circ}$  auf  $15,5^{\circ}$  zu erwärmen. Es ist das eine Energiemenge, die, wie die Bestimmungen des mechanischen Wärmeäquivalents ergeben haben, gleich  $4,1860 \cdot 10^7$  Erg gesetzt werden kann <sup>1)</sup>. In der Technik benutzt man in der Regel als Einheit 1 Kilokalorie = 1 kcal = 1000 cal.

Unter „spezifischer Wärme“ eines Körpers versteht man in der Technik die Wärmemenge, durch die die Masse von 1 kg des Körpers — bei Gasen statt dessen vielfach das Volumen von  $1 \text{ m}^3$  des Gases — um  $1^{\circ}$  erwärmt wird. Wenn bei der Erwärmung merkliche Energie verbrauchende oder erzeugende Änderungen im Körper vor sich gehen können, muß näher angegeben werden, ob diese Änderungen mit eingeschlossen sein sollen oder nicht. So haben wir z. B. zu unterscheiden zwischen  $c_p$  der spezifischen Wärme bei konstantem Druck und  $c_v$  der spezifischen Wärme bei konstantem Volumen. Für die Ausdehnung des Körpers bei Temperaturerhöhung wird unter Umständen (z. B. bei Gasen) eine merkliche Energie verbraucht, daher ist  $c_p > c_v$  <sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> Genauer ist  $1 \text{ cal} = 4,1855 \cdot 10^7 \text{ Erg} = 4,1855 \text{ Joule} = 4,1842 \text{ int. Joule}$ . Der Unterschied des Joule und des „int. Joule“ rührt daher, daß die international festgesetzten Strom- und Widerstandseinheiten nicht genau übereinstimmen mit den auf Grund der Gesetze des Elektromagnetismus experimentell gewonnenen „absoluten“ Einheiten. Nach dem Reichsgesetz vom 7. August 1924 ist  $1 \text{ kcal} = \frac{1}{860} \text{ int. kW}$ , womit in Übereinstimmung steht die Forderung der internationalen Dampftafelkonferenz in London 1929; dem entspricht:

$$\begin{aligned} 1 \text{ cal} &= 4,1860 \text{ int. Wattsekunden oder} \\ 1 \text{ int. Ws} &= 0,23899 \text{ cal.} \end{aligned}$$

<sup>2)</sup> Für feste Körper gilt:  $c_p = c_v + \alpha^2 \frac{T}{\gamma \cdot \chi}$ , wenn  $\gamma$  die Dichte,  $\alpha$  den kubischen Ausdehnungskoeffizienten,  $\chi$  die Kompressibilität bedeuten.

Da die spezifische Wärme im allgemeinen von der Temperatur abhängt, so ist die Temperatur, auf die sich die spezifische Wärme bezieht, mit anzugeben. In der Regel interessiert die „mittlere“ spezifische Wärme  $\bar{c}$  im Temperaturintervall von  $t_1$  bis  $t_2$ , definiert durch die Beziehung:

$$\bar{c} = \frac{Q}{m \cdot (t_2 - t_1)},$$

wenn  $Q$  die zur Temperatursteigerung von  $t_1$  auf  $t_2$  für  $m$  Substanz notwendige Wärmemenge bedeutet. Die „wahre“ spezifische Wärme in dem Intervall von  $t$  bis  $t + dt$ , oder bei der Temperatur  $t^0$  ist:

$$c_t = \frac{1}{m} \frac{dQ}{dt}.$$

In der hüttenmännischen Praxis kann man meist mit genügender Genauigkeit für die Abhängigkeit  $c_t$  von  $t$  annehmen:

$$c_t = a + b t,$$

zumal es sich in der Regel um hohe Temperaturen handelt <sup>1)</sup>; dann ist:

$$\bar{c} = \frac{1}{m (t_2 - t_1)} \int_{t_1}^{t_2} \frac{dQ}{dt} dt = a + \frac{b}{2} (t_2 + t_1).$$

Bei hohen bis mittleren Temperaturen gilt außerdem die Regel, daß das Produkt aus  $c_v$  und dem Atomgewicht des Elementes, die sogenannte Atomwärme, bei festem System einen Wert hat, der um 6,3 kcal/Grad herum liegt, worauf zuerst Dulong und Petit aufmerksam gemacht haben. Weiter sei hier noch das Gesetz von Neumann und Kopp angemerkt, demzufolge die Molwärme einer festen Verbindung (spezifische Wärme mal Molekulargewicht) nahe gleich ist der Summe der Atomwärmen der Komponenten.

Als Wärmekapazität bezeichnet man das Produkt aus Masse und spezifischer Wärme des Körpers  $m c$ , als Wärmeinhalt, bezogen auf die Temperatur  $0^0$  C des Körpers, das Produkt  $m \bar{c} t$ , und wenn man vom Wärmeinhalt eines Stoffes spricht, so meint man  $\bar{c} t$ , indem man  $m = 1$  kg annimmt.

Die Messung der spezifischen Wärme fester und flüssiger Körper macht im allgemeinen keine besondere Schwierigkeit (nämlich wenn es sich nicht um Messung bei extremen Temperaturen oder an sehr geringen Mengen handelt). Die Methoden sind gut ausgearbeitet

<sup>1)</sup> Mit Hilfe der Quantentheorie hat man die Abhängigkeit der spezifischen Wärme vieler Stoffe von der Temperatur für einen weiten Bereich ableiten und die Zulässigkeit der obigen Annahme begründen können.

und beruhen auf der Ausnutzung der sogenannten Wärmebilanzgleichung, die ein spezieller Ausdruck des Energieprinzips, des 1. Hauptsatzes der Wärmelehre ist: Die von einem Körper an einen anderen abgegebene Wärmemenge ist gleich der von diesem aufgenommenen Wärme, wenn nicht bei dem Austausch noch andere Energieumsätze stattfinden. Eine abgewogene Menge  $m$  eines Körpers von der Temperatur  $t_1$  wird in ein Gefäß mit Wasser, Kalorimeter, von der Temperatur  $t_2$  gebracht; die an das Gefäß und Wasser abgegebene Wärme mag Gefäß und Wasser auf die Temperatur  $t_m$  bringen, dann ist:

$$c_p m (t_1 - t_m) = w (t_m - t_2),$$

wenn  $w$  die Wärmemenge ist, die zur Temperatursteigerung des Kalorimetergefäßes mit Wasser um  $1^\circ$  nötig ist; wenn das Gefäß mit Rührer u. a. aus einheitlichem Metall mit der spezifischen Wärme  $c_g$  besteht,  $G$  kg wiegt und  $W$  kg Wasser enthält, ist  $w = c_g G + W$ ;  $c_g G$  nennt man den Wasserwert des Kalorimeters. Die genaue Bestimmung von  $c_p$  erfordert die sorgfältige Berücksichtigung der Wärmeabgabe oder -aufnahme des Systems durch Wärmeaustausch mit der Umgebung, die experimentell festzustellen meist keine Schwierigkeit macht.

Die spezifische Wärme der Gase bei konstant gehaltenem Volumen  $c_v$  ist wegen der geringen Wärmekapazität des Gases im Verhältnis zu der des Gefäßes, das das Gas enthält und in dem man es auf die Temperatur  $t_1$  bringen und in das Kalorimeter einführen muß, unbequem zu messen. Die spezifische Wärme bei konstantem äußeren Druck  $c_p$  bestimmt man, indem man eine größere abgemessene Menge des auf  $t_1$  erhitzten Gases durch eine in das Kalorimeter eingetauchte Spirale ins Freie strömen läßt und die Wärmeaufnahme des Kalorimeters mißt.  $c_v$  läßt sich dann entweder aus der theoretisch sicher begründeten Beziehung berechnen:

$$M (c_p - c_v) = R_0 = 848 \frac{\text{kg}^* m}{\text{kg Grad}} = 1,986 \frac{\text{kcal}}{\text{kg Grad}},$$

worin  $R_0$  die allgemeine auf das Mol bezogene „Gaskonstante“ (s. unten) bedeutet und mit  $M$  das Molekulargewicht des Gases in kg (das kg-Mol) bezeichnet ist. Oder man kann  $c_v$  aus dem auf verschiedene Weise experimentell bestimmbar Verhältnis  $c_p/c_v$ <sup>1)</sup>

<sup>1)</sup> Zur experimentellen Bestimmung von  $c_p/c_v$  beobachtet man in der Regel eine adiabatische Zustandsänderung des Gases (s. u.), die der Gleichung:  $p_1 v_1^k = p_2 v_2^k$  folgt, wenn  $p_1, p_2$  die Drucke,  $v_1, v_2$  die Volumina eines Gasquantums zu Anfang und am Ende der Zustandsänderung sind; dabei ist:  $k = c_p/c_v$ .

finden, das übrigens in Übereinstimmung mit der Theorie bei einatomigen Gasen den Wert 1,67 hat, bei zweiatomigen Gasen ungefähr den Wert 1,40 und bei dreiatomigen und mehratomigen Gasen kleinere Werte annimmt.

Beachtenswert ist, daß für Gase mit gleicher Atomzahl im Molekül, gleichen Druck und gleiche Temperatur vorausgesetzt, das Produkt  $M_i c_i$  denselben Wert annehmen muß, da zur Erwärmung gleicher Volumina verschiedener Gase mit gleicher Atomzahl bei gleichem Druck und gleicher Temperatur die gleiche Wärmemenge nötig ist <sup>1)</sup>, wie sich aus den Vorstellungen, die in der kinetischen Gastheorie begründet werden, ergibt. So gilt also für alle zweiatomigen Gase der gleiche Ausdruck:

$$M c_p = 6,86 + 0,00106 t$$

und

$$M c_v = 4,88 + 0,00106 t$$

und es können die mittleren und wahren spezifischen Wärmen, bezogen auf 1 m<sup>3</sup> Gas für O<sub>2</sub>, N<sub>2</sub>, H<sub>2</sub>, CO, z. B. durch ein und dieselbe Tabelle wiedergegeben werden. Für H<sub>2</sub>O und CO<sub>2</sub> findet man:

$$M c_p = 7,3 + 0,0016 t,$$

$$M c_v = 5,3 + 0,0016 t.$$

Die spezifische Wärme einiger Stoffe findet sich in Tabelle 6 aufgeführt <sup>2)</sup>. Die Darstellung Abb. 10 gibt einen Überblick über

Tabelle 6. Spezifische Wärmen bei 18° in kcal/kg Grad.

a) Feste Stoffe:					
Aluminium . . . . .	0,214	Kohle, Graphit..	0,2	Wismut . . . . .	0,029
Blei . . . . .	0,030	Kupfer . . . . .	0,094	Zink . . . . .	0,092
Chrom . . . . .	0,102	Mangan . . . . .	0,12	Zinn . . . . .	0,054
Eisen . . . . .	0,11	Nickel . . . . .	0,11	Messing . . . . .	0,092
Gold . . . . .	0,031	Platin . . . . .	0,032	Neusilber . . . . .	0,095
Kobalt . . . . .	0,10	Silber . . . . .	0,056	Glas . . . . .	0,19
b) Flüssigkeiten:					
Äthylalkohol ...	0,58	Chloroform . . . . .	0,23	Petroleum . . . . .	0,50
Benzol . . . . .	0,41	Olivenöl . . . . .	0,40	Quecksilber . . . . .	0,035
c) Gase:					
Luft . . . . .	0,241	Stickstoff . . . . .	0,249	Ammoniak . . . . .	0,51
Sauerstoff . . . . .	0,218	Wasserstoff . . . . .	3,41	Kohlendioxyd . . . . .	0,202

<sup>1)</sup>  $M_i c_i$  ist der Zuwachs des Wärmehalts der Masse pro Grad, die 22,4 m<sup>3</sup> unter normalen Bedingungen einnimmt, oder die auf das Molvolumen bezogene spezifische Wärme, oder die Molekularwärme.

<sup>2)</sup> Ausführliche Tabellen finden sich in der „Hütte“, ferner u. a. in F. Henning, Wärmetechnische Richtwerte, Berlin, VDI-Verlag, 1938; F. Habert, Wärmetechnische Tafeln, Düsseldorf, Verlag Stahl Eisen, 1935.



die Werte der spezifischen Wärme von überhitztem Wasserdampf<sup>1)</sup> bis in die Nähe des Sättigungsgebietes unter verschiedenen Drucken; ihre Kenntnis ist für viele Rechnungen über das Verhalten des Wasserdampfes in Wärmekraftmaschinen von größter Wichtigkeit.

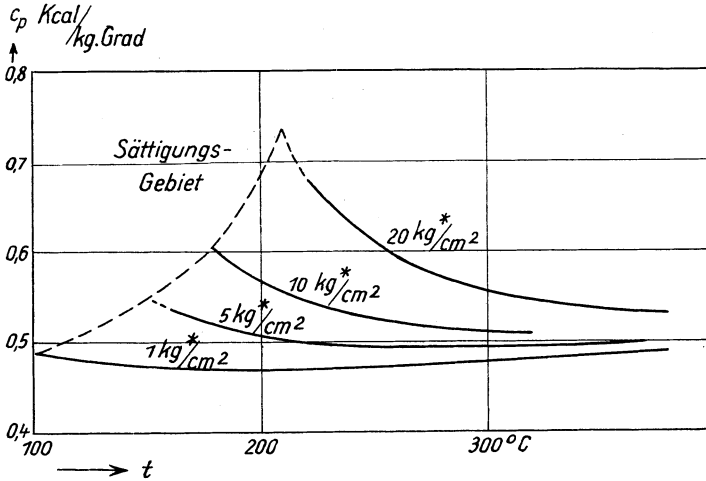


Abb. 10. Spezifische Wärme des überhitzten Wasserdampfes.

Tabelle 7. Spezifische Wärme  $c_p$  kcal/m<sup>3</sup> Grad und Wärmeinhalt  $i$  kcal/m<sup>3</sup> einiger technischer Gase.

$t$	Koksofengas		Wassergas <sup>2)</sup>		Rauchgas <sup>3)</sup>	
	$c_p$	$i$	$c_p$	$i$	$c_p$	$i$
0	0,322	0	0,317	0	0,331	0
200	0,334	67	0,323	64,6	0,339	68
400	0,366	147	0,329	132	0,348	139
600	0,388	233	0,335	201	0,355	213
800	0,410	329	0,341	273	0,362	295
1000	0,432	432	0,347	348	0,368	368
1200	0,453	544	0,353	424	0,373	448
1400	0,474	663	0,358	502	0,379	530

<sup>1)</sup> Vgl. die genannten Tabellen; ferner We. Koch, Forsch. Ing.wes. 3, 10, 1932.

<sup>2)</sup> Die  $c_p$ - und  $i$ -Werte von Generatorgas und Gichtgas unterscheiden sich von denen des Wassergases um weniger als 1%.

<sup>3)</sup> Trotz der etwas verschiedenen Zusammensetzung der Rauchgase, die bei der Verbrennung der in Betracht kommenden Gase entstehen, unterscheiden sich die  $c_p$ - und  $i$ -Werte der Rauchgase nur wenig (um höchstens 2% in dem Temperaturintervall) von den hier angeführten (in der Mitte liegenden).

Tabelle 7 enthält die mittleren spezifischen Wärmen in kcal/m<sup>3</sup> Grad einiger technischer Gase und ihre Wärmehalte ( $c_{p_m} \cdot t = i$ ) bei verschiedenen Temperaturen; sie wurde hier mitgeteilt, um eine Anschauung von der Größe der Temperaturabhängigkeit und der Verschiedenheit der Werte der Gase zu vermitteln.

## § 2. Innere und äußere Wärmeleitung

Die Wärmemenge  $Q$ , die durch die Fläche  $F$  einer sehr ausgedehnten von ebenen Flächen begrenzten Wand von der Dicke  $x$  aus homogenem Material in der Zeit  $z$  hindurchfließt, ist der Differenz der Temperaturen in den begrenzenden Flächen proportional und von dem „Wärmeleitvermögen“ des Materials abhängig. Die Erfahrung zeigt, daß mit dem Proportionalitätsfaktor  $\lambda$  gilt:

$$(1) \quad Q = \lambda F \frac{t_1 - t_2}{x} \cdot z,$$

eine Beziehung, die als Definitionsgleichung des Wärmeleitvermögens  $\lambda$  des Körpers bezeichnet werden kann. Besteht die Wand aus mehreren parallelen Schichten verschiedener Stoffe, so gilt für jede einzelne Schicht mit dem Wärmeleitvermögen  $\lambda_i$  und der Dicke  $d x$ :

$$(1') \quad Q = \lambda_i F \frac{d t}{d x} \cdot z,$$

worin  $\frac{d t}{d x}$  das Temperaturgefälle in der Schicht ist ( $d t$  die Differenz der Temperaturen in den begrenzenden Flächen).  $\lambda$  ist auch die „Konstante der inneren Wärmeleitung“ genannt worden und wird entsprechend der Gleichung (1) in der Technik <sup>1)</sup> in  $\frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$  gemessen. Sie ist in meist nicht sehr starkem Maße von der Temperatur abhängig, wenn es sich um festes, Wärme schlecht leitendes Material handelt (s. Tabelle 8). Schreiben wir Gleichung (1) in der Form:

$$(2) \quad \frac{Q}{z} \cdot \frac{x}{\lambda F} = t_1 - t_2,$$

<sup>1)</sup> In physikalischen Abhandlungen verwendet man vielfach das cm-g-s-Maß und mißt  $\lambda$  in  $\frac{\text{cal}}{\text{cm s Grad}}$ . Dieses ist  $1/360$  des im technischen Maß angegebenen Wärmeleitvermögens.

so erkennen wir die Analogie zum Ohmschen Gesetz der strömenden Elektrizität:

$$\text{Stromstärke} \times \text{Widerstand} = \text{Spannung}$$

und eine einfache Überlegung führt aus (2) zu der Gleichung:

$$(3) \quad \frac{Q}{z} \left( \frac{x_1}{\lambda_1} + \frac{x_2}{\lambda_2} + \dots \right) \frac{1}{F} = t_1 - t_n,$$

die für eine Wand aus mehreren parallelen Schichten gilt von den Dicken  $x_1, x_2, \dots$  und den Leitvermögen  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$ , wenn die die Wand begrenzenden Ebenen die Temperaturen  $t_1$  und  $t_n$  haben.

Für die Temperaturen der die Schichten trennenden Ebenen läßt sich daraus sofort ableiten (vgl. Abb. 11):

$$(4) \quad (t_1 - t_2) : (t_2 - t_3) : \dots = \frac{x_1}{\lambda_1} : \frac{x_2}{\lambda_2} : \dots$$

Tabelle 8. Wärmeleit Zahlen  $\lambda$  in  $\frac{\text{kcal}}{\text{m h Grad}}$  bei  $20^\circ$ .

a) Metalle:			
Aluminium .....	197	Magnesium .....	140
Blei .....	30	Nickel .....	50—80
Eisen .....	50—60	Platin .....	60
Stahl .....	30—45	Silber .....	360
Hochleg. Stahl .....	10—35	Wolfram .....	140
Gold .....	267	Zink .....	96
Kupfer .....	320—340	Zinn .....	55
b) Legierungen:			
Al-Bronze .....	70	Neusilber .....	22
Messing .....	70—100	Manganin .....	20
c) Nichtmetalle:			
Beton $\gamma = 500 \text{ kg/m}^3$ .....	0,16	Baumwolle .....	0,050
2000 „ .....	0,77	Gummi .....	0,1—0,2
Porzellan .....	0,7—1,1	Hartgummi .....	0,12—0,14
Schamottestein bei $100^\circ$ ..	0,4—1,0	Kieselgur .....	0,03—0,05
„ „ $1100^\circ$ ..	0,6—1,2	Magnesia .....	0,035
Schlackenbetonstein .....	0,5—0,6	Steinkohle .....	0,2
Silikastein bei $100^\circ$ .....	0,7—1,15		
„ „ $1100^\circ$ .....	1,2—1,6		
Sillimanit .....	1,25		
d) Flüssigkeiten:			
Benzol .....	0,13	Transformatoröl .....	0,11
Wasser . . . . .	0,50		
e) Gase ( $p = 1 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$ ):			
Kohlendioxyd .....	0,014	Wasserdampf	
Luft .....	0,022	( $p = 10 \text{ cm Hg}$ ) . . . .	0,020
Wasserstoff .....	0,160		

Hat man es nicht mit ebenen Wänden zu tun, sondern z. B. mit einem langen Rohrstück, dessen Innenwand auf der Temperatur  $t_i$  gehalten wird und dessen Außenwand die Temperatur  $t_a < t_i$  hat, so ist, wie aus Gleichung (1') abgeleitet werden kann, die Wärme  $Q$ , die durch die Fläche einer Länge  $L$  des Rohres mit dem inneren Durchmesser  $d_i$ , dem äußeren Durchmesser  $d_a$  in der Zeit  $z$  von innen nach außen fließt (vgl. Abb. 12):

$$Q = \frac{2\pi L \lambda (t_i - t_a)}{\lg(d_a/d_i)} \cdot z,$$

und bei einem aus konzentrischen Schichten zusammengesetzten Rohrstück gilt, entsprechend der Gleichung (3):

$$\frac{Q}{z} \left\{ \frac{1}{\lambda_1} \lg \frac{d_2}{d_1} + \frac{1}{\lambda_2} \lg \frac{d_3}{d_2} + \dots \right\} \frac{1}{2\pi L} = t_1 - t_n$$

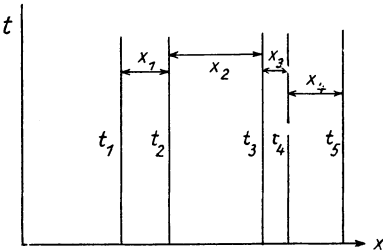


Abb. 11.

Zum Wärmewiderstand paralleler Schichten.

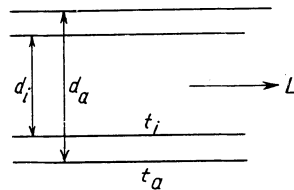


Abb. 12.

Zum Wärmewiderstand einer Rohrwand.

mit den Durchmessern  $d_1, d_2, \dots$  der einzelnen Schichten. Auch zu Gleichung (4) findet man leicht das Analogon. Die Temperaturdifferenzen der Begrenzungsflächen der Schichten verhalten sich wie die Widerstände der Schichten gegen den Wärmestrom.

Befinden sich die parallelen Schichten nicht in engster Berührung miteinander, so kommen zu den Widerständen in den Schichten selbst noch die Übergangswiderstände an den Begrenzungsflächen der Schichten hinzu, die den Wärmefluß hindern. Es mögen zwei ebene Metallplatten durch eine zähe Flüssigkeitsschicht mit  $\lambda_{fl}$  und der Dicke  $d_{fl}$  getrennt sein, der Wärmefluß durch die Fläche  $F$  der Trennungsfläche der ersten Metallplatte ist dann:

$$Q = \alpha \cdot F (t_1 - t_{fl}) \cdot z,$$

wenn  $t_1, t_{fl}$  die Temperaturen der Metallplatte und der Flüssigkeit an der Trennungsfläche sind, und die Konstante  $\alpha$ , die Übergangszahl, das Wärmeübergangsvermögen in der Trennungsfläche bedeutet.

$\alpha$  kennzeichnet das „äußere Wärmeleitvermögen“ und ist von der Beschaffenheit der Oberflächen der aneinander grenzenden Stoffe abhängig.

Wenn der eine Stoff eine Flüssigkeit oder ein Gas ist, was in der Regel der Fall sein wird, hängt  $\alpha$  stark von der Bewegung dieses Stoffes ab und es sind viele Versuche unternommen worden, die Gesetzmäßigkeit dieser Abhängigkeit theoretisch abzuleiten, oder die experimentellen Erfahrungen theoretisch zu begründen. Besonders hat sich W. Nusselt<sup>1)</sup> mit diesem Problem eingehend befaßt. Ausführlich berichtet u. a. darüber A. Schack in seinem Buch „Der industrielle Wärmeübergang“, ferner findet man nähere Angaben in Handbüchern, die die Wärmetechnik behandeln und in der „Hütte“<sup>2)</sup>. In dem S. 13 erörterten Beispiel: Luftströmung, 30 m/s Geschwindigkeit, in Eisenrohr von 8 cm Durchmesser, Lufttemperatur 200<sup>0</sup>, kann man  $\alpha = 75 \text{ kcal/m}^2 \text{ h Grad}$  annehmen. Bei langsam strömendem, siedendem Wasser an Eisenwand wird mit  $\alpha = 5000$ , bei sich an der Eisenwand kondensierendem Wasserdampf mit rund  $\alpha = 10000 \text{ kcal/m}^2 \text{ h Grad}$  gerechnet. Bei ruhender Luft ist  $\alpha$  von der Größenordnung  $5 \text{ kcal/m}^2 \text{ h Grad}$ . Das sind Zahlen, die die starke Abhängigkeit der Werte des  $\alpha$  von den besonderen Umständen erkennen lassen.

Im allgemeinen Fall, daß der Wärmefluß durch hintereinander stehende, ausgedehnte Wände mit ebenen Begrenzungsflächen infolge einer Temperaturdifferenz  $t_1 - t_n$  der das ganze Platten-system einschließenden Ebenen strömt, gilt, wie nun leicht übersehen werden kann:

$$(5) \quad \frac{Q}{z} \cdot \left( \frac{x_1}{\lambda_1} + \frac{1}{\alpha_1} + \frac{x_2}{\lambda_2} + \frac{1}{\alpha_2} + \dots \right) \frac{1}{F} = (t_1 - t_n),$$

wenn  $x_1, x_2, \dots$  die Dicken der Schichten mit den Wärmeleitkoeffizienten  $\lambda_1, \lambda_2, \dots$  und mit den Übergangszahlen  $\alpha_1, \alpha_2, \dots$

<sup>1)</sup> W. Nusselt, Forsch. Ing.wes., Heft 89, Jul. Springer, 1910 und andere Arbeiter. — Vgl. auch H. Groeber, Die Grundgesetze der Wärmeleitung und des Wärmeübergangs. Jul. Springer, 1921.

<sup>2)</sup> Weiter z. B.: betr. W.-Ü. (Wärmeübergang) an Rohren, Rohrsystemen von Wasser oder von Luft und Rauchgas: A. Schack, Mitt. d. W. 273, 1939; Th. Sexauer, Forsch. Ing.wes. 10, 286, 1939; A. Watzinger u. D. G. Johnson, ebenda 10, 182, 1939; E. Schulze, Mitt. d. W. 117, 1928. — W.-Ü. in gemauerten Knälen: H.-H. Böhm, ebenda 181, 1933. — W.-Ü. in Regenerativ-Kammern: H. Kistner, ebenda 127 u. 139, 1929. — W.-Ü. in Winderhitzern: G. Schefels, ebenda 182, 1933; G. Neumann, A. Schack, P. Kühn, W. Franzen, ebenda 82, 1926. — W.-Ü. in Stoßofen: H. Netz, ebenda 81, 1926.

sind. Besteht das System nicht aus ebenen Wänden, sondern aus konzentrischen Röhren, durch die die Wärme fließt, so lautet die Gleichung:

$$\frac{Q}{z} \left\{ \frac{2}{d_1 \alpha_1} + \frac{1}{\lambda_1} \lg \frac{d_2}{d_1} + \frac{2}{d_2 \alpha_2} + \frac{1}{\lambda_2} \lg \frac{d_3}{d_2} + \dots \right\} \frac{1}{2 \pi L} = t_1 - t_n.$$

Aus Gleichung (5) erkennt man sofort, daß, da der Klammerausdruck den Wärmewiderstand bestimmt, der Wärmeübergang durch die Änderung nur der großen Widerstände sich wesentlich beeinflussen läßt; will man also den Wärmeübergang eines Systems von Wänden verbessern, so muß man vor allem die kleinen Leitfähigkeiten und die kleinen Übergangszahlen zu vermeiden trachten.

Zur Messung des Leitvermögens fester Körper benutzt man in der Regel Anordnungen, die den Wärmestrom zu messen gestatten, der von einer Fläche konstanter, gemessener Temperatur  $t_1$  durch den zu untersuchenden Körper zu einer zweiten Fläche mit der Temperatur  $t_2$  fließt. Man bringt z. B. in die Mitte einer dickwandigen Hohlkugel eine elektrische Heizung, hält durch Wasser- oder Luftkühlung die äußere Oberfläche der Kugel auf der Temperatur  $t_2$  und bestimmt im stationären Zustand, also wenn gerade soviel Wärme pro Sekunde von innen der Hohlkugel zugeführt wird, als außen abfließt (stationäre Strömung), die pro Sekunde zugeführte elektrische Energie  $Q/z$  und die Temperatur  $t_1$  an der Innenseite der Hohlkugel. Für diesen Fall ergibt sich aus der Definitionsgleichung (1):

$$(6) \quad \lambda = \frac{1}{2 \pi} \frac{d_2 - d_1}{d_1 d_2} \frac{Q}{z} \frac{1}{t_1 - t_2},$$

wenn  $d_1, d_2$  die Durchmesser der Innen- und Außenfläche der Hohlkugel bedeuten. Oder man verwendet an Stelle der Hohlkugel einen Hohlzylinder, dem von innen eine meßbare Energie zugeführt wird, oder Platten, die an der einen Seite durch Heizung auf konstanter Temperatur gehalten werden, während auf der anderen die hindurchgeflossene und von einem Wasserstrom mitgenommene Wärmemenge gemessen wird. In dem letztgenannten Fall bedarf es besonderer Umsicht bei der Bestimmung der Flächengröße  $F$ , durch die die gemessene Wärme  $R$  hindurchgeht.

Bei Metallen gelingt es durch ein von Kohlrausch <sup>1)</sup> angegebenes Verfahren verhältnismäßig unschwer, das Verhältnis des Wärmeleitvermögens zum Elektrizitätsleitvermögen zu bestimmen, aus dem man bei Kenntnis des letzteren  $\lambda$  berechnen kann.

<sup>1)</sup> F. Kohlrausch, Ann. d. Phys. 1, 145, 1900.

Eine Reihe anderer Methoden machen von dem nicht stationären Wärmevergange (s. u.) Gebrauch.

Die Leitfähigkeit von Flüssigkeiten und Gasen zu messen macht wegen der auftretenden Wärmeströmung, Konvektion, bei Temperaturdifferenzen in den Flüssigkeits- oder Gasvolumina Schwierigkeiten, die nur durch besondere Maßnahmen überwunden werden können. Beim Wärmedurchgang durch Gase spielt unter Umständen noch die Strahlung der einschließenden Wände eine nicht unerhebliche Rolle, die die Leitfähigkeitsuntersuchung stören kann.

### § 3. Wärmedurchgang durch Gase

Wenn eine Wand aus mehreren Schichten besteht, so hängt, wie wir sahen, der Gesamtwiderstand von der Beschaffenheit der einzelnen Schichten ab. Auch ohne diese Kenntnis kann man unter Umständen den Gesamtwiderstand z. B. experimentell bestimmen und spricht dann von einer „äquivalenten Leitfähigkeit“, unter der man den reziproken Wert des Gesamtwiderstandes versteht, dividiert durch die Dicke der Wand, bezogen auf  $1 \text{ m}^2$  der Wand. Vielfach geschieht dies, wenn die Wand eine Gas- oder Luftschicht enthält. In dem Wert der „äquivalenten Leitzahl“  $A$  ist die Konvektion in der Luftschicht und die Strahlung von einer Oberfläche zur anderen berücksichtigt. Offenbar kann diese Zahl nicht mehr von Wanddicke und Temperatur unabhängig sein; sie ist für verschiedene Dicken und Temperaturen experimentell bestimmt worden; wegen der Konvektion beeinflußt sogar die Lage der Wände (horizontal, vertikal u. a.) den Wert dieser Leitzahl. Tabellen und graphische Darstellungen geben in verschiedenen Fällen Auskunft, die für die Technik der Zimmerheizung von Interesse sind. Die Zahlen zeigen, daß bei geringen Schichtdicken und Temperaturdifferenzen  $A$  klein ist, was bei der „Luftschichtenisolierung“ praktisch ausgenutzt wird. Um die Strahlung zwischen den Wänden herunterzudrücken, benutzt man, wenn man guten Wärmeschutz erreichen will, polierte Metallwände; empfehlenswert ist blankes Aluminiumblech von  $0,05 \text{ mm}$  Stärke, das eine sehr geringe Emission zeigt. Mehrere von dünnem Aluminiumblech getrennte Luftschichten hintereinander geschaltet ergeben einen großen Wärmewiderstand, eine gute Isolation.

Die Konvektion läßt sich unterdrücken dadurch, daß man die Luft wegnimmt, den Zwischenraum zwischen den Metallwänden gut evakuiert. Da Metallwände mit der Zeit immer wieder Gas abgeben, bleibt das Vakuum nicht allzulange erhalten, wenn man nicht für dauerndes Entfernen der Gasreste sorgt. Das ist umständlich, und so

stellt man die doppelwandigen Gefäße, deren Inhalt man vor Wärmeaufnahme oder -abgabe schützen will, in der Regel aus Glas her.

Durch den gasfreien Raum geschieht der Wärmeübergang allein durch die Strahlung. Nach dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz ist die Wärmemenge  $Q$ , die in der Zeit  $z$  von der schwarzen Fläche  $dF$  mit der absoluten Temperatur  $T$  in den vor  $dF$  liegenden Halbraum abgestrahlt wird:

$$\frac{Q}{z} = C_s \cdot dF \cdot T^4$$

mit der Konstante  $C_s$ , deren Wert S. 30 mitgeteilt wurde. Für  $C_s$  findet man vielfach eine andere Konstante  $C_0$  angegeben:

$$(7) \quad C_0 = 100^4 C_s = 4,96 \text{ kcal/m}^2 \text{ h Grad}^4,$$

indem man zur Vermeidung unbequem großer Zahlen schreibt:

$$\frac{Q}{z} = C_0 dF \left( \frac{T}{100} \right)^4.$$

Meist hat man es freilich nicht mit der Strahlung einer schwarzen Fläche (des schwarzen Körpers) zu tun; dann gilt das Gesetz, wie wir wissen, nicht mehr. In den praktisch wichtigen Fällen kann man aber doch wenigstens mit der gleichen Temperaturabhängigkeit der Strahlung rechnen und durch eine Änderung des Wertes der Konstanten für einen großen Temperaturbereich die Abweichung des Strahlers vom schwarzen Körper berücksichtigen. In Tabelle 5 sind die Werte von  $C$  für einige Stoffe angegeben, die man durch Multiplikation des Emissionsvermögens  $\epsilon$  mit  $C_s$  gewinnen kann.

Von der Strahlung  $C' F' \left( \frac{T'}{100} \right)^4$ , die nun also die ebene Fläche  $F'$  in den vor ihr liegenden Halbraum sendet, trifft ein Teil die ihr parallele Fläche  $F''$ ; davon wird aber wieder nur ein Teil absorbiert entsprechend dem Absorptionsvermögen der Fläche, das sich nach dem Kirchhoffschen Gesetz zu dem Absorptionsvermögen des schwarzen Körpers 1 verhält, wie sein Strahlungsvermögen zu dem des schwarzen Körpers, also wie  $C'' : 4,96$ . Andererseits strahlt  $F''$  infolge seiner Temperatur  $T''$  die Strahlung ab:

$$C'' F'' \left( \frac{T''}{100} \right)^4.$$

Ist  $T' \gg T''$ , nimmt also  $F''$  viel mehr Wärme auf, als es abstrahlt, dann kann man den Wärmestrom in guter Annäherung der Einfachheit halber proportional  $\left( \frac{T'}{100} \right)^4 - \left( \frac{T''}{100} \right)^4$  setzen mit einem Proportionalitätsfaktor, der außer von  $C'$  und  $C''$  noch von der



Ausdehnung, Entfernung und Lage der Flächen abhängt. In einigen Fällen läßt sich der Proportionalitätsfaktor angeben und somit der Wärmestrom von einer Fläche zur anderen durch einen gasfreien (also keine Strahlung absorbierenden) Zwischenraum, wenigstens wenn die Flächen diffus strahlen, nicht eine regelmäßige Reflexion zeigen:

a) Es stehen sich zwei gleiche, ebene, parallele Flächen  $F'$  in einem verglichen mit der Ausdehnung von  $F'$  kleinen Abstand gegenüber. Dann ist:

$$(8) \quad \frac{Q}{z} = C F' \left\{ \left( \frac{T'}{100} \right)^4 - \left( \frac{T''}{100} \right)^4 \right\}$$

mit

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C'} + \frac{1}{C''} - \frac{1}{4,96}.$$

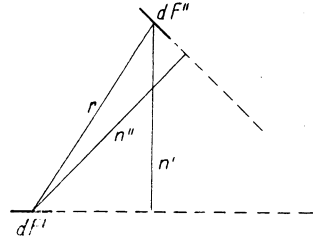


Abb. 13.  
Strahlung zweier Flächenelemente.

b) Die Fläche  $F''$  umschließt völlig den Körper mit der Fläche  $F'$  (wobei angenommen sei, daß die Flächen keine einspringenden Ecken besitzen); dann gilt Beziehung (8) mit:

$$\frac{1}{C} = \frac{1}{C'} + \frac{F'}{F''} \left( \frac{1}{C''} - \frac{1}{4,96} \right).$$

c)  $dF'$  und  $dF''$  seien zwei kleine Flächenstücke im Abstand  $r$  voneinander; der Abstand des  $dF'$  von der Ebene durch  $dF''$  sei  $n''$ , der Abstand des  $dF''$  von der Ebene durch  $dF'$  sei  $n'$  (Abb. 13), dann gilt:

$$(9) \quad \frac{Q}{z} = C dF' dF'' \frac{n' n''}{4 r^4} \left\{ \left( \frac{T'}{100} \right)^4 - \left( \frac{T''}{100} \right)^4 \right\}$$

mit:  $C = \frac{C' C''}{4,96}.$

d) Es strahlen die Flächen  $F'$  und  $F''$  mit den Elementen  $dF'$  und  $dF''$  im Abstand  $r$ , der groß sein soll verglichen mit der Ausdehnung des Elements, dann gilt eine Beziehung, die man aus Gleichung (9) erhält, wenn man über alle Elemente summiert.

Infolge der Abhängigkeit der Strahlung von der vierten Potenz der Temperatur senden glühende Körper ganz erhebliche Wärmemengen pro Sekunde in den kälteren Raum, womit eine schnelle Oberflächenabkühlung unter Umständen verbunden ist. Ungleich temperierte Stellen im Innern eines Ofens werden daher auch verhältnismäßig schnell durch Strahlungsaustausch ihre Temperatur ausgleichen. Der Wärmeübergang von den glühenden Ofenwänden

auf den Einsatz wird zum großen Teil durch die Strahlung erfolgen, so daß sie bei Wärmebilanzuntersuchungen eine große Rolle spielt.

Wenn, wie das in der Regel der Fall ist, die strahlenden Körper sich nicht im Vakuum befinden, sondern durch Gase, Flüssigkeiten oder feste Körper (Gläser) hindurchstrahlen, so wird die Strahlung durch Absorption geschwächt. Wir wollen hier nur des folgenden Paragraphen wegen etwas näher die Absorption der Strahlung durch ein Gas betrachten, das Kohlensäure und Wasserdampf enthält; andere Gase spielen kaum eine Rolle.

Wenn ein Bündel von der Intensität  $J_{\lambda_0}$  durch eine  $\text{CO}_2$ - oder  $\text{H}_2\text{O}$ -Schicht hindurchgeht, so nimmt die Intensität ab, und wenn  $s$  die Schichtdicke ist und  $p$  der Druck, so wird die Intensität auf den Betrag geschwächt sein:

$$(10) \quad J_{\lambda} = J_{\lambda_0} e^{-\delta s p} = J_{\lambda} e^{-\delta s_0};$$

darin ist  $\delta$  die „Absorptionskonstante“ des Mediums in der Wellenlänge  $\lambda$  und  $s_0$  die „reduzierte Schichtdicke“  $= s p$ .  $\delta$  ist auf die Schichtdicke 1 m und den Druck 1 Atm. des Gases bezogen. Nur in einigen Banden absorbieren  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  merklich, und in diesen Banden

Tabelle 9.  
Absorptionsbanden von  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  und ihre  
Absorptionskonstanten  $\delta$ .

Nr.	Kohlensäure $\lambda$ in $\mu$	$\delta$	Wasserdampf $\lambda$ in $\mu$	$\delta$
1	2,36— 3,02	0—16	2,24— 3,27	0— 8
2	4,01— 4,80	0—1800	4,8 — 8,5	0—27
3	12,5 —16,5	0—80	12 —25	0—45

schwanken die  $\delta$ -Werte erheblich (vgl. Tabelle 9). Für die Absorptionszahl auf dem Wege  $s_0$  in dem kleinen Wellenlängenbereich  $\Delta\lambda$  der Bande von  $\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}$  bis  $\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}$  werden wir dann zu setzen haben:

$$(11) \quad A_{\lambda} = \int_{\lambda - \frac{\Delta\lambda}{2}}^{\lambda + \frac{\Delta\lambda}{2}} (1 - e^{-s_0 \delta_{\lambda}}) d\lambda,$$

ein Ausdruck, der sich bei Kenntnis des  $\delta_{\lambda}$  als Funktion von  $\lambda$  in der Bande berechnen ließe. Um aber daraus auf die Absorption der von einer Fläche  $F'$  der Temperatur  $T'$  ausgehenden Strahlung

in einer Gasmasse vom Volumen  $V$  schließen zu wollen, müssen wir die Ausdehnung (Volumen und Form) der Gasmasse kennen. Auf die Fläche  $F''$  von der Temperatur  $T''$  fällt ja Strahlung, die von den verschiedenen Elementen der Fläche  $F'$  in den verschiedensten Richtungen, also auf verschiedenen Wegen  $s_0$  durch  $V$  hindurchgehen; und alle diese Strahlungen der Flächenelemente müssen wir addieren. Die Berechnung ist also durchaus nicht einfach und muß für jeden einzelnen Absorptionsstreifen durchgeführt werden.

Daß im Falle solcher Absorption durch das Zwischenmedium nicht mehr eine so einfache Temperaturabhängigkeit, wie sie aus dem Stefan-Boltzmannschen Gesetz sich ergab, für den Wärmeaustausch durch Strahlung zwischen den Flächen  $F'$  und  $F''$  gilt, ist leicht zu erkennen. Die durch das Plancksche Gesetz gegebene Funktion der Strahlung von der Wellenlänge erfährt ja durch die Einwirkung der von der Wellenlänge abhängigen Absorption eine erhebliche Veränderung, so daß das Integral der Strahlung über alle Wellenlängen im allgemeinen nicht mehr der vierten Potenz der Temperatur proportional sein wird. Wenn man trotzdem zuweilen bei Absorption im Zwischenmedium mit einer Form wie Gleichung (8) rechnet, so deshalb, weil die genaue Auswertung auf große Schwierigkeiten stößt. Unbedenklich ist es außerdem immer dann, wenn das Zwischenmedium eine Temperatur von höchstens einigen hundert Grad und die Fläche  $F'$  eine wesentlich höhere Temperatur besitzt. Denn dann ist der in den Absorptionsgebieten der Gase  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  zurückgehaltene Teil der von  $F'$  ausgehenden Strahlung sehr klein im Vergleich zu der Strahlungsmenge, die von  $F'$  überhaupt in dem ganzen Wellenlängengebiet der Strahlung ausgesandt wird.

#### § 4. Strahlung heißer Gase

Nach dem Kirchhoffschen Gesetz ist zu erwarten, daß die Gase  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  in dem Wellenlängenbereich ihrer Absorptionsbanden entsprechend der Stärke der Absorption bei hohen Temperaturen merklich Wärmestrahlung aussenden. Es ist das Verdienst von A. Schack<sup>1)</sup>, die Bedeutung dieser Strahlung für den Wärmeübergang in den großen technischen Öfen (wie Siemens-Martin-Öfen u. a.) erkannt zu haben. Seine sorgfältige Durchrechnung des Einflusses, den die Wärmestrahlung der Gase  $\text{CO}_2$  und  $\text{H}_2\text{O}$  auf den Wärmeaustausch in den Öfen zeigt, hat zu dem wichtigen Ergebnis

<sup>1)</sup> A. Schack, Mitt. d. W. 55, 1923. — Vgl. auch A. Schack, Der industrielle Wärmeübergang. Düsseldorf, Verlag Stahleisen, 1929.

geführt, daß ein sehr wesentlicher Teil der Wärme, die dem Ofeneinsatz in der Schmelzperiode zugeführt werden muß, aus dem Gas durch Strahlung übertragen wird, viel mehr, als man früher schätzte. So ergaben seine Überlegungen z. B. für den Wärmeübergang vom Gaskörper in einem Siemens-Martin-Ofen normaler Größe an 1 m<sup>2</sup> Badfläche, die im Durchschnitt einer Schmelzperiode etwa 60000 kcal/h aufnehmen mußte, folgendes Resultat: 18000 kcal/h rührten von der CO<sub>2</sub>-Strahlung, 15000 kcal/h von der H<sub>2</sub>O-Strahlung her, während die Konvektion bei Annahme der durch andere Erfahrungen wahrscheinlich gemachten Wärmeübergangszahl  $\alpha = 7$  nur etwa 3500 kcal/h lieferte; der verbleibende Rest von rund 25000 kcal/h war auf Rechnung der Strahlung des Gewölbes und der Wandung zu setzen. Aus diesen Betrachtungen folgte das wichtige Ergebnis, daß alle Bestrebungen, die auf eine schnelle und möglichst vollständige Wärmeabgabe des Gases an den Einsatz abzielen, von dem Gedanken ausgehen müssen, die Strahlung von Gas und Gewölbe auszunutzen.

Die in der Folgezeit von verschiedenen Forschern<sup>1)</sup> durchgeführten Untersuchungen über Wärmeabsorption der Gase CO<sub>2</sub> und H<sub>2</sub>O bei den hohen Ofentemperaturen benutzte Schack<sup>2)</sup> dann zur Aufstellung einfacher empirischer Formeln, die eine bequeme Berechnung der Gasstrahlung in den technischen Öfen gestatten. Er fand auf Grund des vorliegenden experimentellen Materials für die Wärmemenge, die durch eine Fläche von 1 m<sup>2</sup> pro Stunde infolge der Strahlung der Kohlensäure und infolge der Strahlung des Wasserdampfes in einer Schichtdicke  $s$  unter dem Druck  $p$  und von der Temperatur  $t = T - 273^{\circ}$  gegen eine Begrenzungsfläche vom „Schwärzegrad“  $S = C/C_0$  und der Temperatur  $t_w = T_w - 273^{\circ}$  abgegeben wird, die Werte

$$q_{\text{CO}_2} = \{ S \sqrt[3]{p s} [0,0513 (t + t_w) - 30,25] \} (t - t_w) \text{ kcal/m}^2 \text{ h}$$

und

$$q_{\text{H}_2\text{O}} = \{ S p^{0,8} s^{0,6} [0,107 (t + t_w) - 46,5] \} (t - t_w) \text{ kcal/m}^2 \text{ h},$$

in denen die Klammerausdrücke offenbar die Rolle der Wärmeübergangszahlen  $\alpha$  spielen.

Eigentlich beziehen sich diese Gleichungen allerdings zunächst nur auf die Strahlung aus der Mitte einer Kugel durch die Fläche

<sup>1)</sup> E. Schmidt, Forschg. Ing.wes. **3**, 57, 1932. — H. C. Hottel u. H. G. Mangelsdorf, Trans. Amer. Inst. Chem. Eng. **31**, 517, 1935. — E. Eckert, Forsch.-Arb. Ing.wes. Heft 387, 1937. — H. Schmiedeßen, Mitt. d. W. **230**, 1937.

<sup>2)</sup> A. Schack, Mitt. d. W. **276**, 1939.

der Halbkugel mit dem Radius  $s$ . Um die Formeln auf einen irgendwie gestalteten strahlenden Gaskörper anwenden zu können, wie wir ihn in den technischen Öfen vor uns haben, muß man die Beziehung zwischen  $s$  und der Form des Gaskörpers kennen. Nach Untersuchungen von Hottel kann man für verschiedene Formen, die technisch von Bedeutung sind, gewisse „mittlere“ Schichtdicken  $s$  angeben, für die die obigen Gleichungen Geltung haben. In dem Fall des Kreiszyinders von sehr großer Länge und dem Durchmesser  $d$  (als solchen kann man etwa den Gaskörper im Innern eines Kanals oder Ofens betrachten) darf man für die Strahlung durch die Mantelfläche die Schichtdicke  $s$  der obigen Formeln mit befriedigender Annäherung gleich dem Durchmesser  $d$  setzen.

Auch die Frage, ob die Gegenwart von Kohlensäure die Wirkung der Strahlung des Wasserdampfes durch Absorption merkbar herabsetzen wird und umgekehrt, ist geprüft worden. In der Praxis kann, wie sich zeigen ließ, der gegenseitige Einfluß unberücksichtigt bleiben.

Aus den Formeln kann man u. a. ablesen, daß bei geringen Schichtdicken die Strahlung der Kohlensäure, bei großen die Strahlung des Wasserdampfes überwiegt. Man erkennt das z. B. aus Tabelle 10, in der für das kohlen säurereiche Abgas (I) von Gichtgas mit 23,3 %  $\text{CO}_2$ , 3,5 %  $\text{H}_2\text{O}$ , 73,2 %  $\text{N}_2$  und für das wasserdampffreie Ferngas-Abgas (II) mit 7,3 %  $\text{CO}_2$ , 23,5 %  $\text{H}_2\text{O}$ , 69,2 %  $\text{N}_2$  die Werte der  $\text{CO}_2$ - und der  $\text{H}_2\text{O}$ -Strahlung von  $1400^\circ\text{C}$  und den Schichtdicken 0,05 und 0,50 m mitgeteilt sind.

Tabelle 10.  $\text{CO}_2$ - und  $\text{H}_2\text{O}$ -Strahlung verschiedener Abgase bei  $1400^\circ\text{C}$  in  $\text{kcal/m}^2\text{ h}$ .

Gasart	Schichtdicke	$\text{CO}_2$ -Strahlung	$\text{H}_2\text{O}$ -Strahlung
I	0,05	15 450	1 860
	0,50	33 300	7 300
II	0,05	10 300	8 590
	0,50	22 250	33 600

In gleicher Weise, wie auf das Bad, strahlt das Gas auch auf das Gewölbe, dessen Temperatur aus verschiedenen Gründen im allgemeinen schneller ansteigen wird als die Temperatur des Bades. Erstens ist die Wärmemenge, die das Bad pro  $1\text{ m}^2$  Oberfläche (schon wegen des Schmelzens, aber auch wegen der Schichtdicke) beim Anheizen in der Zeiteinheit aufnimmt, größer, zweitens bewirkt das Aufsteigen der heißen Flammengase im oberen Gewölbe einen besseren Wärmeübergang. Das Gewölbe heizt deshalb von sich aus ebenfalls die Badoberfläche durch Strahlung und bildet so eine

„mittelbare Heizfläche“. Ein Teil dieser Strahlung wird freilich von dem Gas nicht durchgelassen, so daß unter Umständen eine Verzögerung des Temperaturengleichs eintritt, besonders dann, wenn im Gas keine vollständige Verbrennung („Karburieren“) vor sich geht, sondern sich eine leuchtende Flamme ausbildet. Sie besteht in der Hauptsache aus glühenden Rußteilchen, die eine Absorption im ganzen Wärmestrahlspektrum verursachen. Im Anfang der Heizperiode, wenn Gewölbe und Bad noch relativ kalt sind, wirkt übrigens die leuchtende Flamme vorteilhaft und heizt gut, die Abgastemperatur liegt tief. [Je geringer die Temperaturdifferenz von Gewölbe (mit Bad) und Gas wird, um so bedeutungsloser wird freilich das Leuchten der Flamme infolge ihrer eigenen Absorption.]

### § 5. Wärmeübertragung längs einer Rohrleitung

Soll die Wärmemenge angegeben werden, die von einer Flüssigkeit oder einem Gas durch eine Wandung einer langen Rohrleitung im ganzen an eine andere Flüssigkeit oder ein anderes Gas abgegeben wird (Prinzip der Flüssigkeitsheizung oder -kühlung), so muß man wenigstens die Temperaturen der ein- und der ausströmenden Stoffe kennen<sup>1)</sup>.

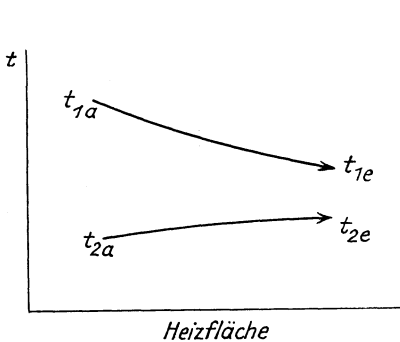


Abb. 14.

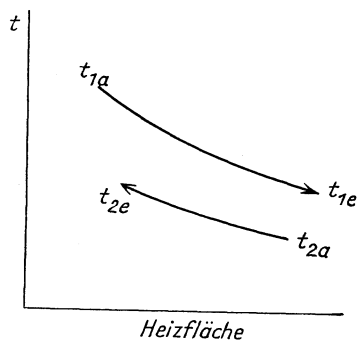


Abb. 15.

Abb. 14 und 15. Wärmeübertragung längs einer Rohrleitung im Gleich- und im Gegenstrom.

Um an einen konkreten Fall anzuknüpfen, wollen wir annehmen, daß in eine Rohrleitung von kreisförmigem Querschnitt eine heiße Flüssigkeit mit der Temperatur  $t_{1a}$  eintritt und daß sie infolge der kälteren Umgebung des Rohres abgekühlt wird und mit der Temperatur  $t_{1e}$  das Rohr verläßt. Die Kühlung des Rohres soll durch eine

<sup>1)</sup> Vgl. hierzu auch die Hinweise in Anm. 2 auf S. 39.

Flüssigkeit geschehen, die um das Rohr in einem dazu konzentrisch gelegenen strömt und beim Eintritt in die Rohrleitung die Temperatur  $t_{2a}$ , beim Austritt die höhere Temperatur  $t_{2e}$  zeigt. Strömen die beiden Flüssigkeiten in der gleichen Richtung, so bezeichnet man das Kühlsystem als ein solches nach dem Gleichstromprinzip, strömen sie entgegen, so spricht man von Gegenstromanordnung. Die folgenden Betrachtungen gelten für beide Fälle. Der Temperaturverlauf längs des Rohres wird etwa der in Abb. 14 und 15 gezeichnete sein.

Ganz gewiß gilt für die Wärmeabgabe der heißen Flüssigkeit, wenn  $G_1$  das Gewicht und  $c_1$  die spezifische Wärme der Flüssigkeit 1 bedeuten und  $c_1$  temperaturunabhängig ist:

$$(12) \quad Q = G_1 c_1 (t_{1a} - t_{1e}).$$

Und diese Wärme muß auch gleich sein — von Verlusten durch Leitung an andere Körper sehen wir ab — der Wärme, die zur Erwärmung der kühlenden Flüssigkeit 2 mit  $G_2$  und  $c_2$  dient:

$$(12') \quad Q = G_2 c_2 (t_{2e} - t_{2a}).$$

In vielen Fällen kennt man nun wohl die Temperatur beim Eintritt, aber nicht die beim Austritt des Mediums; sie kann nur berechnet werden, wenn man über die Kühl- und Heizfläche zwischen den Medien orientiert ist und den Wärmeübergangswiderstand durch diese Fläche kennt. Umgekehrt — auch das ist eine häufige Forderung der Praxis — ist aus der Anfangs- und Endtemperatur, unter Umständen aus dem ganzen Temperaturverlauf, die Flächengröße zu berechnen, die notwendig ist, damit in 1 Stunde eine bestimmte Wärmemenge abgegeben werden kann. Der Lösung dieser Aufgaben kommt man durch folgende Überlegung näher.

Durch das kleine Stück  $dx$  des Rohres mit dem Innendurchmesser  $2r$ , also durch die Fläche  $dF = 2\pi r dx$ , wandert in der Zeiteinheit bei dem Wärmeübergangsvermögen  $k^1$ ) und der Temperaturdifferenz  $(t_1 - t_2)$  zu beiden Seiten des Rohres

$$(13) \quad \frac{dQ}{z} = 2\pi r k (t_1 - t_2) dx,$$

worin  $r$  von  $x$  und  $k$  von  $t$  abhängig sein wird. Setzt man das in den Ausdruck ein, der sich aus Gleichung (12) und (12') ergibt, die auf

<sup>1)</sup> Hier ist in Anlehnung an den Gebrauch in der Technik der Buchstabe  $k$  statt  $\alpha$  gewählt, weil es sich um den Übergang durch Wände handelt, nicht nur durch eine Fläche (Übergangszahl  $\alpha$ ). Dieses  $k$  ist nicht zu verwechseln mit dem auf S. 33 und von S. 59 an gebrauchten  $k = c_p/c_v$ .

das kleine Rohrstück  $dx$  bezogen wird, längs dessen die Temperaturänderung  $t_{1a} - t_{1e} = dt_1$  eintritt, also in:

$$d(t_1 - t_2) = dQ \left( \frac{1}{G_1 c_1} - \frac{1}{G_2 c_2} \right) = dQ \cdot \Gamma,$$

so folgt:

$$d(t_1 - t_2) = \Gamma \cdot z \cdot 2\pi r k (t_1 - t_2) dx = \Gamma \cdot z \cdot k (t_1 - t_2) dF,$$

oder wenn zunächst der Einfachheit halber  $\Gamma$  und  $k$  als unabhängig von  $t$  und  $F$  angenommen werden und der Wert der Temperaturdifferenz  $\vartheta = (t_1 - t_2)$  an der Stelle  $x = 0$  oder  $F = 0$  durch  $(t_1 - t_2)_a = \vartheta_a$  angegeben ist, nach Integration:

$$(14) \quad \lg \vartheta = \Gamma z k F + \lg \vartheta_a.$$

Ist die ganze Fläche bis zum Ende des Rohrsystems gleich  $F_0$  und dort  $\vartheta = \vartheta_e$ , so folgt daraus

$$(15) \quad \lg \vartheta_e = \Gamma z k F_0 + \lg \vartheta_a.$$

Vielfach spricht man von einer mittleren Temperaturdifferenz  $\vartheta_m$  längs der Rohrleitung; sie ist definiert durch

$$Q = z \cdot k \cdot F_0 \cdot \vartheta_m$$

und läßt sich durch  $\vartheta_a$  und  $\vartheta_e$  wegen  $\vartheta_a - \vartheta_e = \Gamma Q$ , was aus Gleichung (12) und (12') folgt, so ausdrücken:

$$\vartheta_m = \frac{\vartheta_a - \vartheta_e}{\lg \vartheta_a - \lg \vartheta_e} \quad 1).$$

Die Formel (15) gilt unabhängig davon, ob man es mit Gleichstrom oder Gegenstrom zu tun hat. Sie ist wichtig, weil sie erlaubt, die Größe der Heizfläche zu berechnen, wenn die Anfangs- und Endtemperaturen gegeben sind und eine bestimmte Wärmemenge übertragen werden soll.

Die Gleichung (14) kann man nun weiter dazu benutzen, um sich ein Bild des Temperaturverlaufs längs des Röhrensystems zu machen,

1) Beispiel: Eine Flüssigkeitsmasse vom Gewicht  $G$ , der spezifischen Wärme  $c$ , der Anfangstemperatur  $t_a$  wird an einer Heizfläche  $F$  mit der Geschwindigkeit  $v$ , der der Wärmeübergangskoeffizient  $\alpha_v$  entspricht, vorbeigeführt;  $F$  soll die konstante Temperatur  $t_F$  besitzen; gefragt ist nach der Endtemperatur  $t_e$  der Flüssigkeit; dann gilt offenbar

$$G c (t_a - t_e) = F \alpha_v \vartheta_m = F \alpha_v \frac{\vartheta_a - \vartheta_e}{\lg (\vartheta_a / \vartheta_e)}$$

und

$$\lg \frac{t_F - t_e}{t_F - t_a} = \frac{F \alpha_v}{G c}.$$



wenn  $k$ ,  $\Gamma$ ,  $F_0$  und die Anfangstemperatur bekannt sind. Es ergibt sich <sup>1)</sup>:

$$t_1 = t_{1a} - \vartheta_a \frac{1 - e^{-\frac{kF}{W_1} \left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}{1 - \frac{W_1}{W_2} e^{-\frac{kF_0}{W_1} \left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}$$

und

$$t_2 = t_{1a} - \vartheta_a \frac{1 - \frac{W_1}{W_2} e^{-\frac{kF}{W_1} \left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}{1 - \frac{W_1}{W_2} e^{-\frac{kF_0}{W_1} \left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}$$

mit  $W_1 = G_1 c_1$  und  $W_2 = G_2 c_2$ .

Diese Überlegungen spielen bei der Frage des Wärmeübergangs in Rekuperatoren und Regeneratoren eine große Rolle und finden dort immer wieder Anwendung.

Die Rekuperatoren dienen ebenso wie die Regeneratoren zur Vorwärmung der Gase und der Luft bei der Gasfeuerung. Bei den Rekuperatoren läßt man die Gase vor Eintritt in den Verbrennungsraum z. B. durch Kanäle in den Seitenwänden des Feuerungsraumes oder durch Schlangenröhren und Kanäle streichen, die auf der äußeren Seite von den Abgasen der Feuerungsanlagen erhitzt werden. Das Verfahren entspricht also durchaus dem der einfachen Wasserkühlung oder -heizung, auf die sich die obigen Formeln beziehen.

Bei den Regeneratoren geschieht die Vorwärmung in zwei aufeinanderfolgenden Perioden. Die Feuerungsabgase geben ihre Wärme zunächst an ein festes Mauerwerk, das sie durchströmen, ab; danach wird eine Umschaltung in den Zuleitungen vorgenommen, durch die nun statt der Abgase die vorzuwärmenden Gase und die Luft in das Mauerwerk eintreten, um die gespeicherte Wärme aufzunehmen; die Abgase werden einem zweiten Wärmespeicher zugeführt. Man bezeichnet diese Speicher als Winderhitzer oder Cowper. Hier findet der Wärmeübergang von einem Gas zum anderen, also in zwei Perioden statt. Es läßt sich aber leicht übersehen — Rummel und Schack <sup>2)</sup> haben darauf hingewiesen und die Rechnungen durchgeführt —, daß die auf die Rekuperation angewandten Überlegungen unmittelbar auch für die Regeneration gelten. Man kann in Gedanken die beiden Perioden auf eine Zeit zusammenlegen

<sup>1)</sup> Die Rechnung ist z. B. durchgeführt von Rummel u. Schack, Mitt. d. W. 121, 1929.

<sup>2)</sup> K. Rummel u. A. Schack, Mitt. d. W. 121, 1929.

und muß dann nur beachten, daß die übertragene Wärme während der Zeit beider Perioden übergeht, also gleich ist  $(z + z')k(t_{1m} - t_{2m})$  pro Flächeneinheit, wenn  $t_{1m}$  und  $t_{2m}$  die mittleren Temperaturen des Gases in der ersten und in der zweiten Periode sind.  $(z + z')k$  nennt daher Heiligenstädt „Wärmeaustauschzahl“; es ist die je Zyklus für  $10^\circ$  Temperaturunterschied zwischen Gas 1 und Gas 2 von  $1 \text{ m}^2$  ausgetauschte Wärmemenge.

In der Berechnung des Temperaturverlaufs bei der Rekuperation und der Regeneration ist nun freilich meist Rücksicht zu nehmen auf die Abhängigkeit des  $k$  und auch des  $c$  von der Temperatur. Denn bei diesen in der Technik vielfach gebrauchten Verfahren treten zum Teil sehr hohe Temperaturen und Temperaturdifferenzen auf.

In verschiedener Weise hat man versucht, dem Rechnung zu tragen. Hier sei das sehr durchsichtige und daher einfache Verfahren von Rummel und Schack<sup>1)</sup> kurz skizziert, um an ihren Gedankengängen zugleich auch die Möglichkeit der Behandlung solcher Probleme darzutun.

1. Temperaturverlauf bei plötzlicher Änderung der Wärmeübergangszahl längs der überströmten Heizfläche. Kennt man die Eintrittstemperaturen  $t_{1a}$  und  $t_{2a}$ , ferner die Wärmeübergangszahlen  $k_1$  im ersten Teil des Wärmeaustauschers mit der Heizfläche  $F_1$  und die Wärmeübergangszahl  $k_2$  im zweiten Teil mit der Fläche  $F_2$ , so zerfällt die Aufgabe, die Endtemperatur zu berechnen, in zwei Teile; man berechnet zuerst die Temperaturen, mit denen Gas 1 und Gas 2 den ersten Teil verläßt, mit denen sie also in den zweiten Teil eintreten, und berechnet dann mit Benutzung dieser Temperaturen als Eintrittstemperaturen die Endtemperaturen, mit denen die Gase aus dem zweiten Teil, also dem Ganzen austreten.

2. Stetig sich längs der Heizfläche ändernde Wärmeübergangszahl<sup>1)</sup>. Im allgemeinen wird  $k$  von der Temperatur abhängen, und da die Temperaturen vom Anfang des Wärmeaustauschers (Rekuperator oder Regenerator) bis zum Ende Werte zeigt, die im stationären Zustand Funktionen des Ortes sind, so kann man für die Abhängigkeit des  $k$  von  $t$  bei dem gegebenen Austauscher die Abhängigkeit des  $k$  vom Ort in der Anlage einführen. [Bei der nicht sehr erheblichen Veränderlichkeit des  $k$  von  $t$  genügt es, wenigstens angenähert (unter Umständen nur in grober Annäherung) die Temperaturverteilung im Austauscher zu kennen.] Daher führen Rummel und Schack die Rechnungen mit Zugrunde-

<sup>1)</sup> Vgl. auch K. Rummel, H. Böhm u. G. Schefels, Mitt. d. W. 191, 1933.

legung des  $k$  als Funktion der Heizfläche durch und wählen einen Ausdruck, der durch die Form und durch die Wahl der Konstanten den praktisch vorkommenden Fällen angepaßt werden kann und der die Durchführung ohne besondere mathematische Schwierigkeiten gestattet. Sie setzen  $k = a + b F^n$  und finden dieselben Formeln für die Endtemperatur und die Temperaturen längs der Fläche, die oben für das konstante  $k$  angegeben sind mit dem einzigen Unterschied, daß jetzt in den Formeln statt  $k$  der Ausdruck auftritt <sup>1)</sup>:

$$k_0 = a + \frac{b}{n+1} F^n.$$

Schwieriger ist es, noch die Veränderlichkeit von  $c$  zu berücksichtigen. Hier muß man sich mit der Annahme von Mittelwerten begnügen oder Näherungsrechnungen durchführen, was aber sehr umständlich ist.

Zum Schluß dieser Betrachtung muß freilich doch auf einen nicht unwichtigen Unterschied der Wirkungsweise von Rekuperator und Regenerator hingewiesen werden, nämlich den, daß man es im ersten Fall sehr angenähert mit einem stationären Zustand zu tun hat, im zweiten Fall nicht, und daß die bisherigen Betrachtungen für den stationären Zustand gelten. So können also diese Formeln über den Verlauf des Wärmeaustausches im Regenerator doch nur Aussagen machen, die mit Vorbehalt aufzunehmen sind. In vielen Fällen werden sie genügen, z. B. dann, wenn man nach der Größe der nötigen Heizfläche fragt bzw. nach den Einflüssen der Änderung dieser Größe.

Es sei endlich hier noch kurz vom „Wirkungsgrad des Austauschers“ gesprochen. Man versteht darunter das Verhältnis:

$$\eta = \frac{\text{Wirklich übertragene Wärme}}{\text{Höchstens übertragbare Wärme}} = \frac{Q_1}{Q_0}.$$

Unter der Annahme der obigen Formeln bei konstantem  $k$  und  $c$  folgt für  $Q_1$  durch Einsetzen:

$$\begin{aligned} Q_1 &= W_1(t_{1a} - t_{1e}) \\ &= W_1 \vartheta_a \frac{1 - e^{-\frac{kF}{W_1}\left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}{1 - \frac{W_1}{W_2} e^{-\frac{kF}{W_1}\left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}. \end{aligned}$$

<sup>1)</sup> Die Rechnung kann, wie Rummel u. Schack zeigen, durch Hilfstafeln oder graphische Darstellungen erleichtert werden. Es sei deshalb auf die Arbeit verwiesen, in der auch ein Beispiel aus der Praxis durchgerechnet ist.

$Q_1$  ist am größten und damit  $= Q_0$ , wenn  $k \cdot F = \infty$  ist; dann nimmt  $Q_1$  den Wert an:

$$Q_{1max} = Q_0 = W_1 \vartheta_a, \quad \text{wenn } W_1 < W_2$$

und 
$$Q_0 = W_2 \vartheta_a, \quad \text{wenn } W_1 > W_2.$$

Damit wird:

$$\eta = \frac{W_1}{W_0} \frac{1 - e^{-\frac{kF}{W_1} \left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}{1 - \frac{W_1}{W_2} e^{-\frac{kF}{W_1} \left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}},$$

wenn  $W_0$  den kleineren der beiden Werte  $W_1$  und  $W_2$  bedeutet.

Ist  $W_1 = W_2$ , so kommt:

$$\eta = \frac{1}{1 + \frac{kF}{W_1}}.$$

Rummel und Schack haben die Funktion:

$$f = \frac{1 - \frac{W_1}{W_2}}{1 - \frac{W_1}{W_2} e^{-\frac{kF}{W_1} \left(1 - \frac{W_1}{W_2}\right)}}$$

in ihrer Abhängigkeit von  $\frac{kF}{W_1}$  und  $\frac{W_1}{W_2}$  graphisch dargestellt; das erleichtert die Beurteilung des  $\eta$ , denn wie eine leichte Umformung zeigt, ist:

$$\eta = \frac{W_2}{W_0} (1 - f).$$

Die graphische Darstellung ist auch für die Berechnung der Endtemperaturen (s. oben) von Vorteil.

## § 6. Nicht stationäre Wärmeströmung

Bisher war nur der Fall der stationären Wärmeströmung betrachtet worden; meist viel schwieriger zu erledigen sind die Probleme, in denen es sich um die zeitlich veränderliche Wärmeströmung handelt. Wird z. B. einer ausgedehnten, von zwei ebenen Flächen begrenzten Wand von einem bestimmten Augenblick an durch die eine Fläche Wärme zugeführt, so breitet sie sich durch die Wand hindurch aus und ruft ein zeitliches Anwachsen der Temperatur in der Wand

hervor. Findet ein Wärmestrom nur in der einen Richtung  $\xi$  senkrecht zur Oberfläche statt, so ändert sich die Temperatur  $t$  im Abstand  $\xi$  von der Oberfläche entsprechend der Gleichung:

$$(16) \quad \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\lambda}{c \cdot \gamma} \frac{\partial^2 t}{\partial \xi^2}$$

wenn  $c$  die spezifische Wärme,  $\gamma$  das spezifische Gewicht der Wand bedeutet. Den Faktor  $\frac{\lambda}{c \cdot \gamma}$  nennt man die „Temperaturleitfähigkeit“ der Wand. Die Gleichung sagt nichts anderes als: Um die Temperaturerhöhung  $\partial t$  eines Raumelements  $dv$  zu erhalten, ist die Wärme  $c\gamma dv \partial t$  notwendig; sie wird geliefert von dem Wärmestrom in das Element  $dv$  hinein, von dem ein Teil steckenbleiben muß. Eine Lösung dieser Gleichung liefert  $t$  als Funktion von  $z$  und  $\xi$ , in die eine Reihe von Konstanten eingeht, zu deren Bestimmung nähere durch das besondere Problem gegebene Bedingungen (die Grenzbedingungen), wie Anfangstemperaturverteilung in der Wand, zeitliche Änderung der Temperatur an der Oberfläche u. dgl., dienen müssen. Verläuft der Wärmestrom nicht nur in einer Richtung  $\xi$ , sondern, wie es dem allgemeinen Fall entspricht, in den drei zueinander senkrechten Richtungen  $\xi, \eta, \zeta$ , ist also  $t$  eine Funktion von  $\xi, \eta, \zeta$  und der Zeit  $z$ , so lautet die Gleichung:

$$(16') \quad \frac{\partial t}{\partial z} = \frac{\lambda}{c \cdot \gamma} \left\{ \frac{\partial^2 t}{\partial \xi^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial \eta^2} + \frac{\partial^2 t}{\partial \zeta^2} \right\}.$$

Das ist die allgemeine Gleichung der Wärmeleitung im isotropen Medium, wie sie bereits Fourier (1822) aufgestellt und behandelt hat. Viele Fragen, die sich auf den Wärmeverlauf und Temperaturverlauf in Körpern beziehen, die von einer Fläche aus angeheizt oder abgekühlt werden, sind auf Grund der Gleichung (16) oder (16') und unter Heranziehung der Nebenbedingungen in Angriff genommen und beantwortet worden. Man findet ein reiches Material in dem Werk von Gröber (l. c.) und anderen Arbeiten. Recht übersichtlich sind einige in der Technik des Ofens auftretende Probleme von Schack<sup>1)</sup> behandelt. In vielen Fällen ist es schwer, die Lösung der Gleichung mit den Nebenbedingungen aufzufinden, und so muß man sich zuweilen mit Näherungsverfahren helfen. Erschwerend kommt in den Aufgaben der hüttenmännischen Praxis hinzu, daß man vielfach die Temperaturabhängigkeit der spezifischen

<sup>1)</sup> A. Schack, Mitt. d. W. 105, 1927.

Wärme mit in Rechnung ziehen muß. In manchen Fällen kommt man mit vereinfachenden Annahmen zum Ziel.

Um wenigstens an einem Beispiel aus der Praxis zu zeigen, um welche Fragen es sich handeln kann, sei hier kurz auf das Problem der Temperaturverteilung in den Blöcken, die durch einen Stoßofen hindurchgeschoben werden, hingewiesen. Im Stoßofen sollen Eisenblöcke auf Walztemperatur gebracht werden. Sie sind mit ihren Längsseiten aneinander gelegt, und wenn am einen Ende ein neuer kalter Block hineingebracht wird, gelangt ein geglühter am anderen Ende hinaus. Die Erwärmung erfolgt in der Regel fast ausschließlich von oben durch Strahlung des Gewölbes und der über die Blöcke hinstreichenden Flammengase, zum kleinen Teil durch direkte Wärmeleitung. Die Heizung muß so eingestellt sein, daß die Blöcke eine gleichmäßige Temperatur von bestimmter Höhe längere Zeit beim Durchwandern durch den Ofen behalten; Kern, Unterseite und Oberseite sollen möglichst gleich temperiert sein. Man muß nun versuchen, die Temperaturverteilung im Block in ihrer Abhängigkeit von den äußeren Bedingungen, den Block- und Ofenabmessungen, den Heizleistungen des Ofens, seiner Bauart und der sich etwa an der Oberfläche der Blöcke zeigenden und pyrometrisch meßbaren Temperatur zu berechnen, um auf sie in geeigneter Weise einwirken zu können. Verhältnismäßig einfach läßt sich die Aufgabe erledigen, wenn man eine konstante Wärmezufuhr über die ganze Ofenlänge annimmt und von der Abhängigkeit des  $c$  und des  $\lambda$  von der Temperatur absieht. Schmidt und Helwig<sup>1)</sup> haben die Rechnung durchgeführt und konnten dann auch angeben, wie sich die Temperaturverteilung unter ganz allgemeinen Bedingungen (beliebig veränderliche Wärmezufuhr, Abhängigkeit der thermischen Eigenschaften des Blockes) finden läßt. Als wichtiges Resultat ergab sich u. a., daß man unter den in der Praxis vorliegenden Verhältnissen den größten Temperaturunterschied im Block in einfacher Weise aus dem mit optischen Pyrometern meßbaren Abfall der Oberflächen-temperatur längs des Ofens errechnen kann, und wie das zu geschehen hat.

---

<sup>1)</sup> E. Schmidt u. E. Helwig, Forschg. Ing.wes. 4, 238, 1933.

## Drittes Kapitel

# Das Verhalten der Gase und Dämpfe

### § 1. Zustandsgrößen von Gasen und ihre Änderungen

Es seien hier in größter Kürze einige Definitionen und Tatsachen aus der Lehre von den Gasen ins Gedächtnis zurückgerufen, weil im folgenden (wie auch in der Praxis des Ingenieurs) immer wieder auf sie Bezug genommen werden muß.

Die Definition des Zustandes eines Körpers geschieht durch die Angabe des Wertes gewisser Zustandsgrößen. So ist der Zustand des kg-Mols Sauerstoff völlig bestimmt durch den Druck  $p$  und die Temperatur  $T$  des Gases, sobald sich das Mol im inneren Gleichgewicht befindet, d. h.  $p$  und  $T$  in allen Volumenelementen, die freilich noch immer groß gegenüber der Ausdehnung der Moleküle angenommen werden müssen, dieselben Werte besitzen. Denn nach dem Gasgesetz (s. o.) gilt für Sauerstoff wie für alle Gase, wenigstens wenn sie weit von der Kondensationsmöglichkeit entfernt sind, was wir zunächst annehmen wollen:

$$(1) \quad p [v] = R_0 T,$$

woraus das Volumen  $[v]$  des kg-Mols des Gases zu berechnen ist <sup>1)</sup>, wenn man die Konstante  $R_0$ , die „Gaskonstante“, kennt. Die Beobachtung lehrt, daß das Volumen  $[v_0]$  eines kg-Mols eines Gases bei einem Druck von  $p_0 = 1$  Atmosphäre (= 760 mm Hg-Druck) = 1,0333 kg\* pro cm<sup>2</sup> und bei der Temperatur des schmelzenden Eises ( $T_0 = 273,16^\circ$ ) 22,412 m<sup>3</sup> beträgt. Daraus folgt die auf das Mol bezogene Gaskonstante:

$$(2) \quad R_0 = \frac{[v_0] p_0}{T_0} = 848 \frac{\text{kg}^* \text{ m}}{\text{kg Grad}} \left( = 8,313 \cdot 10^7 \frac{\text{erg}}{\text{g Grad}} \right).$$

Dieser Wert gilt für alle Gase, denn nach Avogadro (1811) nehmen gleichviel Moleküle (also z. B. 1 kg-Mol) bei gleicher Temperatur und gleichem Druck gleiche Volumina ein, wenn die Gase weit genug von dem Kondensationspunkt entfernt sind, d. h. annähernd den

---

<sup>1)</sup> Mit  $v$  bezeichnen wir im folgenden das Volumen von 1 kg Gas.

„idealen“ Gaszustand zeigen. (Über die Abweichungen der realen Gase von diesem Zustand ist oben gesprochen worden, sie spielen in der Technik selten eine Rolle.)

Aus dem Gesagten ergibt sich, daß im Volumen  $V$ , bei dem Druck  $p$  und der Temperatur  $T$ :

$$\frac{V \cdot p}{T \cdot R_0} = \frac{V}{[v]} \text{ kg-Mol}$$

oder

$$\frac{V \cdot p}{T \cdot R_0/M} \text{ kg,}$$

der Substanz mit dem Molekulargewicht  $M$ , enthalten sein müssen.  $R_0/M = R$  ist die auf 1 kg der Substanz bezogene Gaskonstante, also für Sauerstoff  $26,5 \cdot \frac{\text{kg}^* \text{ m}}{\text{kg} \cdot \text{Grad}}$ , für Wasserstoff 42,4, für Stickstoff 30,2. Endlich ist für Luft, bezogen auf 1 kg Luft:

$$(2') \quad R = 29,27 \frac{\text{kg}^* \text{ m}}{\text{Grad}} \text{ pro kg.}$$

Enthält ein Volumen  $V$  mehrere Gase, und zwar  $V_1, V_2, \dots$  dieser Gase mit den Molekulargewichten  $M_1, M_2, \dots$ , so ist mit

$$(3) \quad V = \sum_i V_i.$$

$$M = \frac{1}{V} \sum_i V_i M_i$$

das „mittlere“ Molekulargewicht. Das mittlere Molekulargewicht der Luft ist 28,95.

Als „spezifisches Volumen“ betrachtet man das Volumen eines kg des Stoffes in  $\text{dm}^3$  oder in  $\text{m}^3$ . Der reziproke Ausdruck ist die „Dichte“ oder die „spezifische Masse“ = Masse des Körpers in kg, dividiert durch sein Volumen in  $\text{dm}^3$  oder  $\text{m}^3$ . Der Dimension nach verschieden davon ist das „Raumeinheitengewicht“ („spezifisches Gewicht“)  $\text{kg}^*/\text{dm}^3$ . In den meisten Tabellenwerken (z. B. Hütte) finden wir es in  $\text{g}^*/\text{cm}^3 = \text{kg}^*/\text{dm}^3$  aufgeführt, wenn es sich um feste und flüssige Körper handelt. Das Raumeinheitengewicht der Gase wird vielfach in  $\text{kg}^*/\text{m}^3$  angegeben, und zwar nach Reduktion auf 760 mm Hg-Druck und  $273,16^\circ$  Temperatur (z. B. von Luft  $1,293 \text{ kg}^* \text{ pro m}^3$ ).

Zur Definition des Zustandes eines „nicht idealen“ Gases genügt ebenfalls die Angabe von zweien der drei Zustandsgrößen  $p, v, T$ , die dann nur nicht mehr durch die Gleichung (1), sondern durch eine



andere, empirisch bestimmte Zustandsgleichung<sup>1)</sup> miteinander verbunden sind. Anders ist es, wenn es sich um einen nassen Dampf handelt, dessen Zustand nur vollständig bekannt ist, wenn sich noch der „Nässegrad“ angegeben findet (s. unten).

Wesentlich komplizierter ist es im allgemeinen, den Zustand eines festen oder flüssigen Körpers zu definieren. Aber das ist auch nur in den seltensten Fällen der Praxis erforderlich, da es sich bei der Behandlung fester und flüssiger Körper in der Regel darum handelt, die Änderung nur ganz bestimmter Zustandsgrößen festzustellen, die andere Zustandsgrößen nicht oder vernachlässigbar berührt.

Zur Darstellung der Zustandsänderungen von Gasen — soweit es sich um „umkehrbare“ Zustandsänderungen handelt<sup>2)</sup> — bedient man sich häufig der  $p$ - $v$ -Ebene mit  $p$  als Ordinate und  $v$  als Abszisse. Jeder von dem Zustandspunkt  $p_0, v_0$  ausgehenden Kurve entspricht eine bestimmte Zustandsänderung. Unter ihnen sind vier, die zu der Form  $p v^m = \text{const}$  gehören, hervorzuheben (vgl. Abb. 16). Es ist die Änderung:

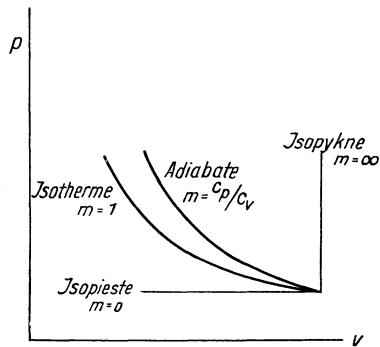


Abb. 16.  
Bevorzugte Zustandsänderungen.

Jeder von dem Zustandspunkt  $p_0, v_0$  ausgehenden Kurve entspricht eine bestimmte Zustandsänderung. Unter ihnen sind vier, die zu der Form  $p v^m = \text{const}$  gehören, hervorzuheben (vgl. Abb. 16). Es ist die Änderung:

- a) bei der  $v$  konstant bleibt (Isopykne,  $m = \infty$ ),
- b) bei der  $p$  konstant bleibt (Isopiaste,  $m = 0$ ),
- c) bei der  $T$ , also  $p v$  konstant bleibt (Isotherme,  $m = 1$ ).

Das sind Änderungen, die nur eintreten können, wenn dem Gas Wärme zu- oder von ihm abgeführt wird. Als vierte wichtige Zustandsänderung ist die zu nennen, bei der kein Wärmeaustausch mit außen stattfindet, die adiabate Zustandsänderung,

- d) bei der  $p v^k$  konstant bleibt, mit  $k = c_p/c_v (= m)$ .

<sup>1)</sup> Z. B. die von v. d. Waals:  $\left(p + \frac{a}{v^2}\right)(v - b) = RT$  mit den Konstanten  $a$  und  $b$ .

<sup>2)</sup> D. h. Übergänge vom Zustand (1) in den Zustand (2) durch eine Reihe von Gleichgewichtszuständen, Übergänge, die in der einen und in der entgegengesetzten Richtung verlaufend vorgestellt werden können.

Ist die Zustandsänderung mit einer Volumenänderung verbunden (unter den genannten: b, c und d), so wird vom Gas oder von außen Arbeit geleistet:

$$(4) \quad L = \int_1^2 p \, d v.$$

Dieses Integral ist zahlenmäßig gleich dem Flächenstück  $F$  (Abb. 17) unter dem die Zustandsänderung darstellenden Kurvenstück ( $p_1, v_1$  bis  $p_2, v_2$ ) bis zur Abszissenachse. Sie hat in den genannten Fällen b, c und d den Wert <sup>1)</sup>:

$$b') \quad L_2 = p (v_2 - v_1) = R (T_2 - T_1),$$

$$c') \quad L_3 = p_1 v_1 \lg \frac{v_2}{v_1} = p_1 v_1 \lg \frac{p_1}{p_2},$$

$$d') \quad L_4 = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left\{ 1 - \left( \frac{v_1}{v_2} \right)^{k-1} \right\} = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left\{ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right\} \\ = \frac{p_1 v_1}{k-1} \left\{ 1 - \frac{T_2}{T_1} \right\}.$$

Nach dem Energieprinzip, dem 1. Hauptsatz der Wärmelehre muß die bei der Zustandsänderung zugeführte Wärme  $q$  als Zunahme der inneren Energie (Temperaturerhöhung) und nach außen geleistete Arbeit (alle Größen mit dem richtigen Vorzeichen gerechnet) in Erscheinung treten. Bezeichnen wir die innere Energie in den beiden Zuständen (1) und (2) mit  $u_1$  und  $u_2$ , so ist daher:

$$q = u_2 - u_1 + \int_1^2 p \, d v.$$

Bleibt das Volumen konstant, Fall a, so gilt die Beziehung (vgl. S. 33)

$$q = \int_1^2 c_v \, d T$$

oder, wenn  $c_v$  als von der Temperatur unabhängig angesehen werden kann,

$$q = c_v (T_2 - T_1).$$

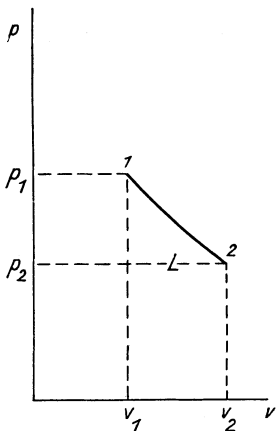


Abb. 17.  
Arbeits-( $p$ - $v$ ) Diagramm.

<sup>1)</sup> Aus dem  $p$ - $v$ -Diagramm ersieht man unmittelbar, daß bei isothermer Kompression von  $v_2$  auf  $v_1$  eine kleinere Arbeit aufzuwenden ist als bei adiabatischer Kompression von  $v_2$  auf  $v_1$ .

Daraus entnehmen wir

$$(5) \quad u_2 - u_1 = c_v (T_2 - T_1) \quad \text{oder} \quad du = c_v dT$$

als Bestimmungsgleichung der Änderung der inneren Energie. Damit ergibt sich für die Wärmemenge, die im Fall b ( $p = \text{const}$ ) zuzuführen ist:

$$q = c_v (T_2 - T_1) + R (T_2 - T_1) = c_p (T_2 - T_1).$$

Im Fall c findet man  $q = L_3$ , und im Fall d ist voraussetzungsgemäß  $q = 0$ , also  $L_4 = -(u_2 - u_1) = -c_v (T_2 - T_1)$ .

Neben der inneren Energie  $u$ , die wie  $p$ ,  $v$ ,  $T$  eine Zustandsgröße ist, freilich mit dem Unterschied, daß nur ihre Änderung, d. h. sie selbst bis auf eine unbekannte Konstante angegeben werden kann, finden noch zwei andere Zustandsgrößen dieser Art bei Beschreibung von Zustandsänderungen Verwendung:  $i$ , der Wärmeinhalt bei konstantem Druck (auch Enthalpie genannt), und  $s$ , die Entropie. Definitionsgemäß ist die Änderung des Wärmeinhalts die Summe der Änderung des  $u$  und der Änderung des  $p v$  bei konstant gehaltenem Druck  $p$ , also

$$(6) \quad di = du + p dv$$

oder

$$(6') \quad i_2 - i_1 = u_2 - u_1 + p (v_2 - v_1) = c_p (T_2 - T_1).$$

Man rechnet oft als Wärmeinhalt eines Gases in einem bestimmten Zustand den Überschuß dieses Wärmeinhalts über den Wert  $i_0$ , den das Gas bei der Temperatur des schmelzenden Eises und dem Druck einer Atmosphäre besitzt. Auch bei Verwendung der Entropie interessiert hier nur die Änderung bei der „umkehrbaren“ Zustandsänderung eines Gases, und diese Entropieänderung ist durch die Definitionsgleichung gegeben

$$(7) \quad ds = \frac{dq}{T},$$

sie ist gleich der dem Gas bei der Zustandsänderung zugeführten Wärme  $dq$ , dividiert durch die Temperatur des Gases. Daß der Wert der Entropieänderung unabhängig vom Weg ist, auf dem das Gas — ja ganz allgemein irgendein System — umkehrbar vom Zustand (1) zum Zustand (2) gelangt, daß also  $dq/T$  ein vollständiges Differential ist, ist eine der verschiedenen Formulierungen des Entropieprinzips, des 2. Hauptsatzes der Wärmelehre.

Als Entropieänderung ergibt sich mit  $dq = du + p dv$  in den drei ersten Fällen:

$$a'') \quad s_2 - s_1 = c_v \lg \frac{T_2}{T_1},$$

$$b'') \quad s_2 - s_1 = c_p \lg \frac{T_2}{T_1},$$

$$c'') \quad s_2 - s_1 = R \lg \frac{v_2}{v_1} = R \lg \frac{p_1}{p_2},$$

im vierten Fall der Wert Null, weshalb man in diesem Fall auch von einer isentropischen Zustandsänderung spricht.

Zur Angabe und zur Darstellung von Zustandsänderungen benutzt man nun sehr oft neben  $p, v, T$  die Zustandsgrößen  $i$  und  $s$ , insbesondere statt der Kombination  $p, v$  die Kombinationen  $T, s$

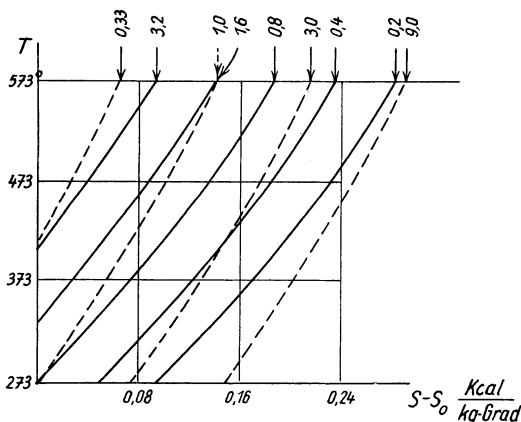


Abb. 18.  $T$ - $s$ -Diagramm für Luft.  
Volumen (----) in  $m^3$ ; Druck (—) in  $kg^*/cm^2$ .

und  $i, s$  und verfolgt die Zustandsänderungen in dem  $T$ - $s$ - und in dem  $i$ - $s$ -Diagramm; um das ohne viel Rechnung durchführen zu können, falls die Zustände teilweise durch Angabe der  $p$ - und  $v$ -Werte definiert sind, sind die  $T$ - $s$ - und  $i$ - $s$ -Tafeln mit den Linien konstanten Druckes, konstanten Volumens und anderer Parameter versehen, vgl. z. B. Abb. 18, auch 23 und 24. Die Bedeutung der Diagramme liegt darin, daß in ihnen die bei den Zustandsänderungen auftretenden Wärmemengen bequem abgemessen werden können; im  $T$ - $s$ -Diagramm treten sie als Flächen unter den die Zustandsänderungen darstellenden Kurvenstücken auf, im  $i$ - $s$ -Diagramm als Differenzen der Ordinaten.

Gelangt das System nach einer Reihe von Zustandsänderungen wieder zum Ausgangspunkt zurück, z. B. in Abb. 19 von Punkt 1 über 2, 3, 4 nach 1, so hat das System einen Kreisprozeß durchlaufen. Die entsprechende geschlossene Linie der Diagramme umschließt eine

und  $i, s$  und verfolgt die Zustandsänderungen in dem  $T$ - $s$ - und in dem  $i$ - $s$ -Diagramm; um das ohne viel Rechnung durchführen zu können, falls die Zustände teilweise durch Angabe der  $p$ - und  $v$ -Werte definiert sind, sind die  $T$ - $s$ - und  $i$ - $s$ -Tafeln mit den Linien konstanten Druckes, konstanten Volumens und anderer Parameter versehen

Fläche, deren Inhalt im  $p$ - $v$ -Diagramm zahlenmäßig die Arbeit angibt, die bei dem Prozeß geleistet wird, im  $T$ - $s$ -Diagramm die dafür notwendige Wärme. Im  $T$ - $s$ -Diagramm erkennt man unmittelbar, daß, um zum Punkt 1 zurückzugelangen, während eines Teils des Kreisprozesses dem Gas Wärme entzogen werden muß (wofür am Gas Arbeit geleistet wird). Es kann somit bei einer periodisch arbeitenden Maschine niemals die auf dem einen Teil des Prozesses zugeführte Wärme bleibend in Arbeit verwandelt werden, vielmehr wird auf dem Rückweg zu Punkt 1 ein Teil der gewonnenen Arbeit wieder in Wärme zurückverwandelt. Man bezeichnet das Verhältnis der während des Kreisprozesses vom Gas geleisteten Arbeit zu der in das System hineingebrachten Wärme als thermischen Wirkungsgrad, indem man die teilweise wieder erzeugte Wärme als in der Maschine nicht mehr verwendbare Energie ansieht. In dem Fall, daß der Prozeß (Abb. 19) aus zwei Isothermen mit den Temperaturen  $T_1$  und  $T_4$  und aus zwei sie verbindenden Adiabaten besteht (im  $T$ - $s$ -Diagramm als Rechteck 1 2 3 4 darstellbar), ist der Wirkungsgrad, wie leicht zu sehen<sup>1)</sup>:

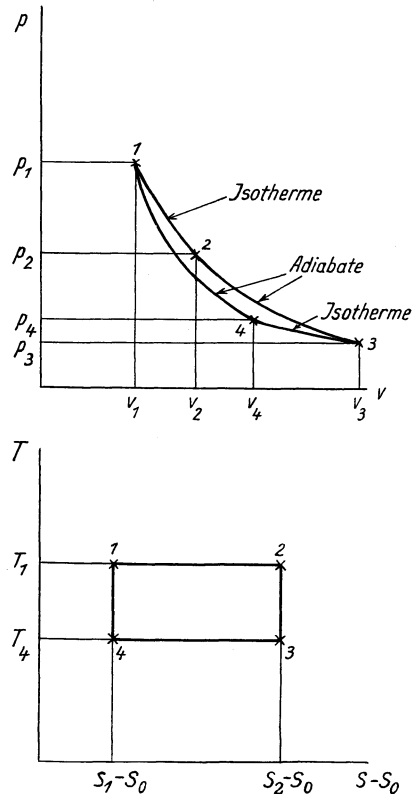


Abb. 19.

Carnotscher Kreisprozeß im  $p$ - $v$ -Diagramm und im  $T$ - $s$ -Diagramm.

$$\eta = \frac{T_1 - T_4}{T_1}.$$

<sup>1)</sup> Man erkennt, daß man prinzipiell mittels einer Maschine, die einen solchen Kreisprozeß ausführt, aus dem experimentell zu bestimmenden Wirkungsgrad das Verhältnis der absoluten Temperaturen  $T_4 : T_1$  berechnen und somit die Temperaturskala des idealen Gases festlegen kann, wenn man die Bestimmung hinzunimmt, daß zwischen Eispunkt und Siedepunkt des

## § 2. Von den Zustandsgrößen des Wasserdampfes

Ein Dampf, der in einem abgeschlossenen Raum über seinem Kondensat sich mit ihm im Gleichgewicht befindet, ist ein gesättigter Dampf und steht, wenn in dem Raum keine anderen Gase oder Dämpfe vorhanden sind, unter einem leicht zu bestimmenden Druck, den man Sättigungsdruck  $p_s$  nennt. Eine isotherme Volumenverminderung ruft eine Kondensation des Dampfes hervor, bei isothermer Vergrößerung des Volumens wird in den Raum hinein Flüssigkeit verdampfen, solange solche vorhanden ist; bei weiterer Vergrößerung wird der bis dahin gleichgebliebene Dampfdruck sinken (die gleiche Molekülzahl muß sich auf einen größeren Raum verteilen); den Dampf bezeichnet man dann als ungesättigten Dampf.

Der Dampfdruck  $p_s$  des gesättigten Dampfes hängt nicht von der Größe des dem Dampf zur Verfügung gestellten Volumens ab, sondern nur von der Temperatur  $T_s$  und steigt mit ihr (meist in nicht ganz einfacher Weise). In den ungesättigten Dampfzustand kann man den Dampf also auch dadurch überführen, daß man den Dampf von seiner Flüssigkeit trennt und nun die Temperatur des Dampfes erhöht; die durch die Temperaturerhöhung bewirkte Druckerhöhung ist, wie die Erfahrung lehrt, geringer als die zu der gleichen Temperaturerhöhung gehörende Sättigungsdruckänderung. Daher ist ein ungesättigter Dampf auch „überhitzter Dampf“ oder „Heißdampf“ genannt.

Als normale Siedetemperatur einer Flüssigkeit gilt die Temperatur, bei der der Sättigungsdruck 760 mm Hg-Druck beträgt. Die Sättigungsdrucke  $p_s$  in  $\text{kg}^*/\text{cm}^2$  einiger Dämpfe sind in Tabelle 11 mitgeteilt, die daneben noch das Volumen  $v''$  des Dampfes und die Verdampfungswärme  $r$  (s. u.) enthält. In vielen Fällen gibt mit großer Genauigkeit die folgende Beziehung den Zusammenhang zwischen  $p_s$  und  $T_s$  wieder:

$$\lg p_s = a - \frac{b}{T_s} - c T_s + 1,75 \lg T_s$$

mit den Konstanten  $a$ ,  $b$ ,  $c$ .

---

Wassers 100 Grade liegen sollen. Diese theoretische Möglichkeit ist praktisch nicht ausnutzbar. Doch läßt sich ein anderer Prozeß mit einem realen Gase durchführen, dessen theoretische Behandlung von der Kenntnis der dabei auftretenden Entropieänderung (auf der Grundlage des zweiten Hauptsatzes) ausgeht und zu einer Beziehung zwischen genau bestimmbar Größen und der absoluten Temperatur führt, ein Prozeß, der zur Definition der absoluten Temperatur wirklich herangezogen wird.

Einen gesättigten Dampf, der von seiner Flüssigkeit getrennt ist, bezeichnet man als trocken gesättigten Dampf, im Gegensatz zum Naßdampf oder feuchten Dampf, der mit seiner Flüssigkeit vermischt ist, was z. B. zuweilen in der Weise in die Erscheinung tritt, daß er kleine Tröpfchen enthält. Den Nässegrad gibt man vielfach in Prozenten an (s. unten).

Um eine Flüssigkeit isotherm in den dampfförmigen Zustand umzuwandeln, muß man ihm Wärme zuführen; bezogen auf 1 g oder 1 kg ist es die Verdampfungswärme  $r$ .

Tabelle 11. Thermische Daten gesättigter Dämpfe.

$t$	Schweflige Säure SO <sub>2</sub>			Ammoniak NH <sub>3</sub>			Kohlensäure CO <sub>2</sub>		
	$p_s$	$v''$	$r$	$p_s$	$v''$	$r$	$p_s$	$v''$	$r$
	kg*/cm <sup>2</sup>	m <sup>3</sup> /kg	kcal/kg	kg*/cm <sup>2</sup>	m <sup>3</sup> /kg	kcal/kg	kg*/cm <sup>2</sup>	m <sup>3</sup> /kg	kcal/kg
- 30°	0,39	0,822	104	1,219	0,963	324,5	14,55	27,001	72,37
- 20	0,65	0,513	102	1,940	0,624	317,3	20,06	19,466	67,79
- 10	1,033	0,330	98,9	2,966	0,418	309,7	26,99	14,194	62,51
0	1,58	0,223	95,5	4,379	0,290	301,5	35,54	10,383	56,13
+ 10	2,34	0,152	92,1	6,271	0,206	292,8	45,95	7,519	48,09
+ 20	3,35	0,107	88,7	8,741	0,149	283,5	58,46	5,258	37,10
+ 30	4,67	0,076	84,6	11,895	0,111	273,6	73,34	2,990	15,05
+ 40	6,35	0,055	80,0	15,850	0,083	262,9			
Kritische Daten	$t_k = 157,3^0$ ; $p_k = 80,3 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$			$t_k = 132,4^0$ ; $p_k = 115 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$			$t_k = 31,0^0$ ; $p_k = 75,5 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$		
Siede- temperat.	- 10,0°			- 33,4°			- 78,48°		

Befindet sich in dem abgeschlossenen Raum über der Flüssigkeit außer dem gesättigten Dampf der Flüssigkeit noch ein anderer Dampf oder ein Gas, so setzt sich der im Raum herrschende Druck aus den Partialdrucken des gesättigten Dampfes und des anderen Dampfes oder des Gases additiv zusammen (Dalton'sches Gesetz der Partialdrucke), unter Umständen allerdings nur angenähert.

Nach diesen Vorbemerkungen wenden wir uns dem Wasserdampf zu, der unter allen Dämpfen in der Technik die größte Bedeutung erlangt hat, sei es als Wärmeträger bei den Wärmekraftmaschinen, sei es als Begleiter der Luft und anderer Gase und Dämpfe als Feuchtigkeit.

In der Technik verwendet man fast immer zur Feststellung der Zustandsgrößen des Wasserdampfes Tabellen, die in verschiedenem

Umfang vorliegen<sup>1)</sup>, und dank den Arbeiten einer großen Zahl von Forschern, unter denen besonders O. Knoblauch und R. Mollier sich durch langjährige systematische Untersuchungen große Ver-

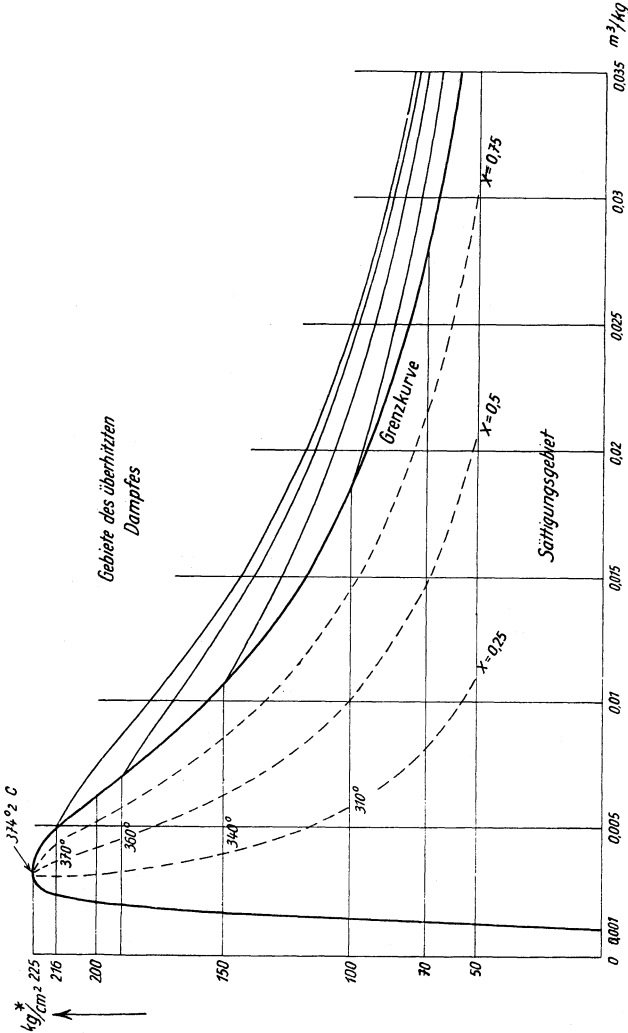


Abb. 20.  $p$ - $v$ -Diagramm des Wasserdampfes.

dienste erworben haben, die Daten mit beachtlicher Genauigkeit wiedergeben. Und mit der Veröffentlichung der „VDI-Wasserdampftabellen“ von We. Koch (1937), in denen dem derzeitigen Stand

<sup>1)</sup> Vgl. u. a. R. Mollier, „Neue Tabellen und Diagramme für Wasserdampf“, Berlin, Jul. Springer, 1932; Habert, „Wärmetechnische Tafeln“,



der Kenntnisse aufs sorgfältigste Rechnung getragen ist, liegt ein Werk vor, das in absehbarer Zeit kaum der Ergänzung bedürfen wird. Die ausführlichen Tabellen enthalten von Grad zu Grad die Sättigungsdrucke, die Volumina des gesättigten Dampfes, die Wärmeinhalte, Verdampfungswärmen und Entropiewerte, ferner die Daten des überhitzten Dampfes. Außer den Tabellen gibt es in großer Zahl graphische Darstellungen, insbesondere die  $i$ - $s$ -Diagramme, die sich einer weiten Verbreitung erfreuen.

So kann man die früher viel benutzten Formeln zur rechnerischen Erfassung der Beziehungen zwischen den Zustandsgrößen des Wasserdampfes meist jetzt entbehren, die überdies, soweit es sich um das Sättigungsgebiet handelt, in der Regel nur für einen engen Temperatur- und Druckbereich Geltung haben. Dazu gehören die folgenden Beziehungen zwischen  $p_s$ ,  $t_s$  und  $v_s$  und die Formel für die Verdampfungswärme  $r$ . Es gilt immerhin mit guter Annäherung: für Temperaturen zwischen 20 und 100° ( $p$  in  $\text{kg}^*/\text{cm}^2$ )

$$\log p_s = 5,9778 - \frac{2224,4}{T_s},$$

für Temperaturen zwischen 100 und 200°

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

Das Volumen des gesättigten Dampfes in  $\text{m}^3/\text{kg}$  folgt der Beziehung:

$$v_s \cdot p_s^{0,957} = 1,7781),$$

das ist zugleich also die Gleichung der Grenzkurve, die das Sättigungsgebiet von dem Gebiet des überhitzten Dampfes trennt (vgl. Abb. 20).

Für die Verdampfungswärme  $r$  in  $\text{kcal}/\text{kg}$  zwischen 0 und 100° wird angegeben:

$$r = 538,86 + 0,5994 (100 - t).$$

Für den überhitzten Wasserdampf konnte We. Koch eine Zustandsgleichung aufstellen, die der Genauigkeit seiner Tabellen im technisch wichtigen Gebiet entspricht, und nur bei hohen Drucken

---

Düsseldorf, Verlag Stahleisen, 1935; F. Henning, „Richtwerte der Wärmetechnik“, Berlin, VDI-Verlag, 1939; Hütte, Bd. I; We. Koch, „VDI-Wasserdampftabellen“, Berlin, Oldenbourg u. Jul. Springer, 1937.

<sup>1)</sup> M. Seiliger, VDI-ZS. 68, 25, 1924, gibt an:  $p_s^{15/16} \cdot v_s = 1,7235$  für Drucke bis 16 at,  $p_s (v_s'' - v_s') = 2,049$  für 16 bis 32 at,  $p_s^{16/15} (v_s'' - v_s') = 2,545$  für 32 bis 60 at;  $p$  gemessen in  $\text{kg}^*/\text{cm}^2$ ,  $v$  in  $\text{m}^3/\text{kg}$ ;  $v_s'$  Volumen des Wassers,  $v_s''$  Volumen des Dampfes im Sättigungszustand.

in Sättigungsnähe mit Annäherung an den kritischen Punkt nicht mehr ganz genügt. Sie hat die Form:

$$(8) \quad v = \frac{RT}{P} - \frac{A}{(T/100^{\circ})^{2,82}} - P^2 \left\{ \frac{B}{(T/100^{\circ})^{14}} + \frac{C}{(T/100^{\circ})^{31,6}} \right\},$$

worin  $v$  in  $\text{m}^3/\text{kg}$  und  $P$  in  $\text{kg}^*/\text{m}^2$  angegeben werden und:

$$R = 47,06 \frac{\text{kg}^* \text{m}}{\text{kg Grad}}, \quad A = 0,9172 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}},$$

$$B = 1,3088 \cdot 10^{-4} \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \left( \frac{\text{m}^2}{\text{kg}^*} \right)^2,$$

$$C = 4,379 \cdot 10^7 \frac{\text{m}^3}{\text{kg}} \left( \frac{\text{m}^2}{\text{kg}^*} \right)^2,$$

bedeutet. Die im Zusammenhang damit von ihm angegebenen Formeln für den Wärmehalt und die Entropie des überhitzten Wasserdampfes mögen in seiner Abhandlung (l. c.) nachgesehen werden.

Einige wenige Zahlen seien in Tabelle 12 und 13 mitgeteilt, um einen Begriff von den Größen zu geben. Aus den graphischen Dar-

Tabelle 12. Zustandsgrößen des Wasserdampfes.

a) Trocken gesättigter Dampf.

$t$ °C	$p$ in $\text{kg}^*/\text{cm}^2$	$v'$ in $\text{m}^3/\text{kg}$	$l'$	$l''$	$r$	$s'$	$s''$
0	0,006228	206,3	0	597,2	597,2	0	2,1863
10	0,012513	106,4	10,04	601,6	591,6	0,0361	2,1253
50	0,12578	12,05	49,95	619,0	569,0	0,1679	1,9287
100	1,0332	1,673	100,04	638,9	538,9	0,3121	1,7561
200	15,857	0,1273	203,5	667,0	463,5	0,5562	1,5358
300	87,61	0,02163	321,0	656,1	335,1	0,7767	1,3613
374,2	225	0,0030	← kritischer Punkt				

Tabelle 13. Zustandsgrößen des Wasserdampfes.

b) Wärmehalt ( $i$  in  $\text{kcal}/\text{kg}$ ) und Volumen ( $v$  in  $\text{m}^3/\text{kg}$ ) des überhitzten Dampfes.

$t$ °C	0,5		1,0		10,0		50,0	
	$i$	$v$	$i$	$v$	$i$	$v$	$i$	$v$
100	640,9	3,489	639,1	1,730	100,2	—	100,9	—
120	650,2	3,681	649,1	1,830	120,4	—	121,1	—
150	664,0	3,967	663,2	1,976	151,0	—	151,6	—
200	687,0	4,442	686,5	2,215	676,1	0,2105	203,8	—
300	733,8	5,388	733,5	2,691	728,1	0,2630	699,5	0,04647
400	782,1	6,332	781,9	3,164	778,4	0,3126	762,8	0,05904
500	832,3	7,274	832,1	3,636	829,8	0,3610	819,5	0,06989

stellungen Abb. 21 und 22 entnehme man den Charakter der Kurven konstanter Werte des Druckes, des Dampfgehaltes und anderer Zustandsgrößen im  $T$ - $s$ - und  $i$ - $s$ -Diagramm (beachte die Beschriftung in den Abbildungen).

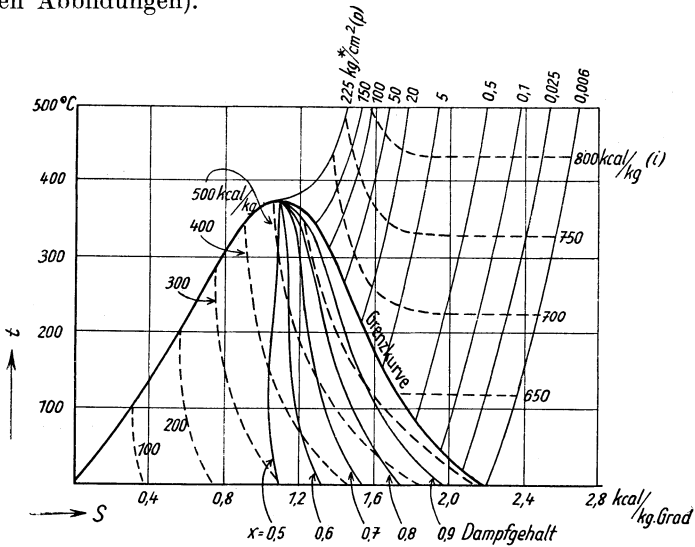


Abb. 21.  $T$ - $s$ -Diagramm des Wasserdampfes.

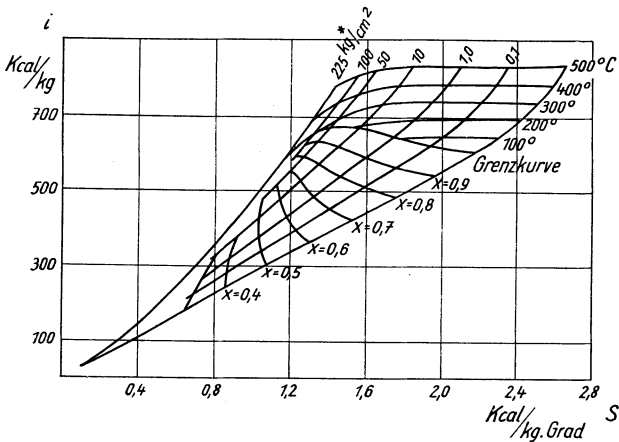


Abb. 22.  $i$ - $s$ -Diagramm des Wasserdampfes.

Endlich sei die häufig gebrauchte Beziehung zwischen  $p$  und  $v$  bei adiabatischer Zustandsänderung des überhitzten Dampfes angegeben, die eine in vielen Fällen genügende Annäherung darstellt:

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

Hier seien nun noch einige Beziehungen mitgeteilt, die üblich geworden sind und den Gebrauch der Tafeln erleichtern. Ganz allgemein werden jetzt die Größen, die sich auf das Wasser beziehen, mit ' versehen, die des trocken gesättigten Wasserdampfes mit'', die des überhitzten Dampfes ohne Akzent. Es bedeuten:

- $u', u''$  die innere Energie in kcal/kg,
- $v', v''$  die spezifischen Volumina in  $\text{m}^3/\text{kg}$ ,
- $i', i''$  die Wärmehalte (Enthalpien) in kcal/kg,
- $s', s''$  die Entropien in kcal/kg Grad.

Da die Verdampfungswärme  $r$  kcal/kg aus der „äußeren“ und der „inneren“ besteht, wobei die äußere für die nach außen geleistete Arbeit ( $P(v'' - v')$ ) aufgewandt wird, schreibt man

$$r = A P(v'' - v') + \varrho = \psi + \varrho$$

und mißt durch  $\varrho$  kcal/kg die „innere Verdampfungswärme“. Im ersten Glied der rechten Seite ist der Faktor  $A = \frac{1 \text{ kcal}}{427 \text{ kg}^* \text{ m}}$  zugefügt, um in Übereinstimmung mit der gewöhnlichen Schreibweise der Formeln zu bleiben, indem wir damit zugleich festsetzen, daß auch in dieser Formel wie in Gleichung (8) und im folgenden  $P$  in  $\text{kg}^*/\text{m}^2$  anzugeben ist. Dann folgt:

$$(9) \quad \begin{cases} i' = u' + A P v', \\ i'' = u'' + A P v'' = i' + r = i' + \psi + \varrho \\ \quad = u' + r + A P v'. \end{cases}$$

$A P v'$  ist angenähert der „Speisungsaufwand“, der zum Einspritzen von Wasser in einen Kessel mit Wasserdampf nötig ist, der aber genauer durch  $A(P - P_0)v'$  gemessen wird, wenn  $P_0$  den Druck im Außenraum bedeutet.

$$\begin{aligned} u'' &= u' + \varrho, \\ s'' &= s' + \frac{r}{T}. \end{aligned}$$

Indem man  $i'$  und  $s'$  für  $0^\circ$  gleich Null setzt, wie das in den Tabellen geschieht, bezieht man die Werte auf den Zustand des Wassers bei  $0^\circ$  als Anfangszustand oder Ausgangszustand. Für  $s'$  ergibt sich, da  $ds' = \frac{dq}{T} = \frac{cdT}{T}$  und  $c$  für Wasser gleich 1 gesetzt werden kann:

$$s' = 2,303 \log \frac{T}{273}.$$

Hat man es mit feuchtem Dampf zu tun, so muß man zu seiner Charakterisierung den „Dampfgehalt“ angeben. Er gibt die Masse  $x$  kg des reinen Dampfes (trocken gesättigten Dampfes) in 1 kg feuchtem Dampf (Naßdampf) an. Die „Dampfnässe“ beträgt  $(1 - x)$  kg; vielfach wird sie in Prozenten des feuchten Dampfes angegeben. Somit hat 1 kg Dampf das Volumen

$$v = x v'' + (1 - x) v'.$$

Die Kurven gleicher Dampfmenge sind bei Drucken  $< 20 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$  mit genügender Genauigkeit „polytrope“ Kurven, entsprechend der Gleichung

$$p v^m = \text{const mit } m = 1,045 = 1/0,957,$$

und es gilt:

$$v \cdot p^{0,957} = 1,778 x,$$

solange  $x \geq 0,5$  ist. Der Wärmehalt des feuchten Dampfes ist dementsprechend:

$$(10) \quad i = x i'' + (1 - x) i'.$$

Ferner gilt für die Entropie:

$$s_x'' = 2,303 \log \frac{T_s}{273} + \frac{x r}{T_s}.$$

### § 3. Wassergehalt in Luft und Industriegasen

Wie wichtig es ist, den Wasserdampfgehalt in den Industriegasen zu kennen oder bestimmen zu können, wird immer wieder in den Betrachtungen über den Wert dieser Gase betont. Besonders wird der Heizwert, die Verbrennungstemperatur und die Mengenummessung von vorhandener Feuchtigkeit beeinflusst. Ihre Berechnung ohne Berücksichtigung des Wasserdampfes hat meist wenig Sinn und kann zu sehr fehlerhaften Schlüssen Anlaß geben. Seine Bestimmung ist daher ein Teil der Analyse. Man benutzt dazu Apparate, die von der Meteorologie (Hygrometrie) her bekannt sind, Apparate, die zur Messung der Luftfeuchtigkeit benutzt werden, mit geeigneten Abänderungen.

#### a) Luftfeuchtigkeit

Man versteht unter „absoluter Feuchtigkeit“  $f'$  die Anzahl kg Wasserdampf in  $1 \text{ m}^3$  (feuchter) Luft. Steht der Wasserdampf in der Luft unter dem Partialdruck  $e$  mm Hg-Druck und hat er die Tem-

peratur  $t^0$  der Luft, so ist, da die Dampfdichte des Wassers, bezogen auf Luft von gleicher Temperatur und gleichem Druck,  $\frac{18}{28,95} = 0,622$  (Verhältnis der Molekulargewichte) beträgt:

$$(11) \quad f' = 0,622 \frac{\delta_0 \cdot e}{(1 + \alpha t) \cdot 760} \text{ in kg/m}^3,$$

worin  $\delta_0$  die Dichte der Luft bei  $0^0$  und 760 mm Hg-Druck = 1,293 kg pro  $\text{m}^3$  und  $\alpha$  der Ausdehnungskoeffizient bedeutet. Es ist also:

$$f' = \frac{1,058 e \cdot 10^{-3}}{1 + 0,00367 t} \text{ in kg/m}^3 \text{ )},$$

$e$  wird auch als „Spannkraft des Wasserdampfes“ oder als „Dunstdruck“ bezeichnet.

Die „relative“ Feuchtigkeit  $\varphi$  oder der Sättigungsgrad ist das Verhältnis des wirklich vorhandenen Wassergehalts  $f'$  zu dem  $f'_s$ , bei welchem die Luft mit Wasserdampf gesättigt wäre. In letzterem Fall wäre der Wasserdampfdruck  $e$  gleich dem Druck  $e_s$  der bei der Temperatur vorhandenen Sättigung. Es ist also

$$(12) \quad \varphi = f' : f'_s.$$

In der Meteorologie gibt man als Feuchtigkeiten die Wasserdampfdrucke an, nennt also  $e$  die „absolute“ Feuchtigkeit und  $e/e_s$  die „relative“. Wir halten uns hier an die erste Definition, die auch in der Hüttenpraxis verwendet wird.

Es mag schon hier betont sein, daß die Werte  $f' : f'_s$  und  $e : e_s$  bei höheren Temperaturen (mit höheren Werten von  $e$  und  $e_s$ ) merklich voneinander abweichen, weil die „normale“ Dichte, die in  $f'$  eingeht, von der theoretischen Dichte 0,622  $\delta_0$  in zunehmendem Maße abweicht. Die Abweichung beträgt bei  $80^0$  rund 1 %, bei  $100^0$  1,5 %, bei  $120^0$  2,1 %.

Vielfach wird im Zusammenhang mit der Feuchtigkeit vom „Taupunkt“ gesprochen, unter dem die Temperatur gemeint ist, bei welcher die Luft mit dem vorhandenen Wasserdampf gesättigt ist.

Wie für Wasserdampf und für Luft sind auch für Wasserdampf-Luftgemische (also für feuchte Luft) Diagramme ausgearbeitet worden, aus denen der Wärmehalt, Entropie usw. zu verschiedenen

---

<sup>1)</sup> Vielfach findet man  $f'$  (und die weiter unten definierten Größen  $f, f'_{vol}, f_{vol}$ ) nicht in  $\text{kg/m}^3$ , sondern in  $\text{g/m}^3$  angegeben, dann sind  $f'$  und  $e$  zahlenmäßig bei Zimmertemperatur ungefähr gleich groß; bei den von uns in Übereinstimmung mit den Angaben der Technik gewählten Einheiten ist angenähert  $f' = 10^{-3} e$ .

Feuchtigkeitsgemischen entnommen werden kann. Mollier<sup>1)</sup>, dem wir diese Tafeln verdanken, benutzt dabei zur Angabe der Feuchtigkeitsgehalte die „spezifische Mengenfeuchtigkeit“, die das Verhältnis der Wassermenge in kg zu 1 kg trockener Luft (vgl. auch Habert, l. c.) angibt.

Man bezeichnet schließlich als „relative Mengenfeuchtigkeit“ das Verhältnis der Wasserdampfmengen, die in dem tatsächlichen Zustand und bei Sättigung auf die gleiche Menge trockener Luft entfallen.

Als Meßinstrumente zur Bestimmung der Feuchtigkeit der Luft sind seit langem bekannt, aber nur brauchbar zur Bestimmung von  $f'$  in größeren Räumen das Haarhygrometer von Saussure (1783), bei dem aus der Längenänderung eines besonders präparierten Menschenhaares auf die relative Feuchtigkeit geschlossen wird, und das Taupunkthygrometer von Daniell (1820) bzw. Charles de Roy (1771), mit dem man den Taupunkt bestimmt, indem man ein blankes Metall sich abkühlen läßt, bis Kondensation eintritt, die durch das „Beschlagen“ (Blindwerden) des Metalls leicht feststellbar ist. Es sei hier ohne näheres Eingehen wenigstens auf die modernen Formen hingewiesen, die ein bequemes und einigermaßen sicheres Arbeiten gestatten, auf das Haarhygrometer nach Ulbrich (Polymeter und Präzisionshygrometer der Firma „Kosmos“, Göttingen) und das Taupunkthygrometer nach Looser (von Firma E. Leybold's Nachf., Köln).

Wichtiger sind, insbesondere für Zwecke der Meteorologie und der Gasuntersuchung, die beiden anderen Methoden, 1. die sogenannte chemische oder Absorptionsmethode und 2. die psychrometrische Methode.

Zu 1. Man saugt ein bestimmtes Volumen Luft durch ein vorher gewogenes Rohr mit Chlorcalcium und ermittelt den Wassergehalt aus der Gewichtszunahme.

Zu 2. Man bewegt zwei dicht nebeneinander befestigte Thermometer möglichst mit konstanter Geschwindigkeit (Rundlauf) durch die Luft, deren Feuchtigkeit bestimmt werden soll (Psychrometer von August), oder saugt durch einen Aspirator die Luft an den Thermometern vorbei (Psychrometer von Assmann); von diesen ist die Thermometerkugel des einen Thermometers mit einer angefeuchteten Seidengaze umhüllt. Die vorbeistreichende Luft nimmt, wenn sie nicht gesättigt ist, Feuchtigkeit aus der Umhüllung auf und die dadurch hervorgerufene Verdunstung verursacht ein

<sup>1)</sup> R. Mollier, VDI-ZS. 67, 869, 1923 u. 73, 1009, 1929.

Temperaturabsinken. Die Größe der Temperaturdifferenz ( $t - t_1$ ) zwischen dem trockenen und dem angefeuchteten Thermometer, die sich einstellt, hängt hauptsächlich von der relativen Geschwindigkeit zwischen Luft und Thermometer und dem Feuchtigkeitsgehalt der Luft ab, so daß man den Feuchtigkeitsgehalt berechnen kann, wenn der Geschwindigkeit durch Eichung Rechnung getragen ist. Die von Sprung (1888) angegebene Formel lautet im Fall des Assmannschen Instruments (Aspirations-Psychrometer, Firma Fuess, Berlin):

$$e = e_{s_1} - 0,00066 b (t - t_1) \text{ in mm Hg-Druck,}$$

wenn  $b$  den Barometerstand angibt.

### b) Gasfeuchtigkeit

Wenn, wie es in der Technik häufig der Fall ist, nach der Feuchtigkeit in einem Gase gefragt wird, in der Absicht, die Menge des von Feuchtigkeit befreiten Gases feststellen zu können, so eignen sich zuweilen andere Einheiten, in denen die Feuchtigkeit angegeben werden kann, besser als die in obiger Definition benutzten. Mit ihnen und den Umrechnungsfaktoren wollen wir uns zunächst befassen.  $f$  in  $\text{kg}/\text{Nm}^3$  (tr.) bezeichnet die Feuchtigkeit des Gases in  $\text{kg}$ , bezogen auf  $1 \text{ Nm}^3$  trockenen Gases <sup>1)</sup>;  $f_{\text{vol}}$  in  $\text{Nm}^3/\text{Nm}^3$  (tr.) die Feuchtigkeit des Gases in  $\text{Nm}^3$  statt in  $\text{kg}$ , bezogen auf  $1 \text{ Nm}^3$  trockenen Gases, wobei gleich hier angemerkt sei, daß, da die Dichte des Wasserdampfes unter „normalen“ Bedingungen <sup>2)</sup>:

$$(13) \quad 0,622 \cdot \delta_0 = 0,622 \cdot 1,293 \text{ kg}/\text{Nm}^3 = 0,804 \text{ kg}/\text{Nm}^3$$

ist, gilt:

$$f = 0,804 f_{\text{vol}}.$$

<sup>1)</sup> Wir machen hier und im folgenden zuweilen von der Abkürzung  $\text{Nm}^3$  statt  $\text{m}^3$  Gebrauch, um zu betonen, daß es sich hier um das Volumen eines Gases unter normalen Bedingungen handelt (760 mm Hg-Druck und  $0^\circ \text{C}$  Temperatur).

<sup>2)</sup> Sie ergibt sich z. B. auch aus der Gasgleichung (1) folgendermaßen:  
Es ist

$$(13') \quad \frac{p v}{T} = \frac{848}{M_0} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{Grad} \cdot \text{kg}},$$

wenn  $M_0$  das Molekulargewicht 18 des Wasserdampfes bedeutet, und daher

$$v = 47,1 \frac{T}{p} \frac{\text{kg} \cdot \text{m}}{\text{Grad kg}},$$

so daß für die Dichte  $\gamma = 1/v$  des Wasserdampfes bei  $p = 1 \text{ At} = 10333 \text{ kg}^*/\text{m}^2$  und  $T = 273^0$  folgt:

$$\gamma_0 = 0,0213 \cdot \frac{10333}{273} = 0,804 \text{ kg}/\text{Nm}^3.$$



Entsprechend wird neben  $f'$  in  $\text{kg}/\text{Nm}^3$  (f.), also bezogen auf  $1 \text{ Nm}^3$  feuchtes Gas,  $f'_{vol}$  in  $\text{Nm}^3/\text{Nm}^3$  (f.) angegeben mit der Beziehung:

$$f' = 0,804 f'_{vol}.$$

Und so gilt wegen

$$f' = 0,622 \frac{\delta_0 e}{(1 + \alpha t) 760} \quad (\text{s. o.})$$

und wegen

$$f = 0,622 \frac{\delta_0 e}{(1 + \alpha t) 760 - e};$$

$$f'_{vol} = \frac{e}{(1 + \alpha t) 760}$$

und

$$f_{vol} = \frac{e}{(1 + \alpha t) 760 - e}.$$

Ferner:

$$f = \frac{f'}{1 - f'_{vol}} = \frac{f'}{1 - f'/0,804} \quad \text{und} \quad f' = \frac{f}{1 + f_{vol}} = \frac{f}{1 + f/0,804}.$$

Dabei haben wir wieder von der Annahme Gebrauch gemacht, daß der Wasserdampf bis zur Sättigung bei den in Frage kommenden Temperaturen (bis  $80^\circ \text{C}$ ) der einfachen Gasgleichung folgt, die Dichte also aus der theoretischen berechnet werden kann.

Graphische Darstellungen und Tabellen erleichtern die Umrechnung, die zuweilen vorgenommen werden muß.

Es sei hier noch die Dichte  $\gamma'$  eines Gases bei  $\bar{p}$  mm Hg-Druck und  $T^\circ$  Temperatur mit dem Feuchtigkeitsgehalt  $f$  oder  $f'$  hingeschrieben; dabei sei  $\gamma_0$  die Dichte des betreffenden trockenen Gases, bezogen auf 760 mm Hg und  $273^\circ$ ; dann ist die Dichte  $\gamma'_0$  des feuchten Gases bei diesen Normalbedingungen:

$$\gamma'_0 = \frac{\gamma_0 + f}{1 + f_{vol}} \quad \text{oder} \quad \gamma'_0 = \gamma_0 \left(1 - \frac{e}{\bar{p}}\right) + f',$$

und damit

$$\gamma' = \gamma'_0 \frac{273}{760} \frac{\bar{p}}{T} = 0,36 \frac{\bar{p}}{T} \gamma'_0.$$

Für die Volumenmessung mittels Gasuhr oder anderer Mengemesser ist entsprechend:

$$V_0 = \left(1 - \frac{e}{\bar{p}}\right) V' \frac{273}{760} \frac{\bar{p}}{T},$$

worin  $V'$  die Angabe des Instruments ist und  $V_0$  das auf normale Bedingungen reduzierte Volumen des von Feuchtigkeit befreiten Gases.

Zur Messung kommen Instrumente in Frage, die aus den oben angeführten durch geeignete Berücksichtigung der besonderen Bedürfnisse entstanden sind. Zweierlei war bei dem Bau der Apparate hauptsächlich zu beachten, einmal, daß es sich bei den technischen Gasen häufig um Temperaturen über  $60^{\circ}$  handelt, bei denen normalerweise der Unterschied von  $f$  und  $f'$  merkbar wird, und dann, daß die Apparate auch für staubhaltige Gase benutzbar bleiben müssen.

In Abb. 23 ist ein in der Praxis vielfach gebrauchter Feuchtigkeitsmesser gezeigt, das Instrument der Wärmestelle Düsseldorf <sup>1)</sup> (Hersteller Ströhlein & Co., Düsseldorf). Die Anordnung ist unmittel-

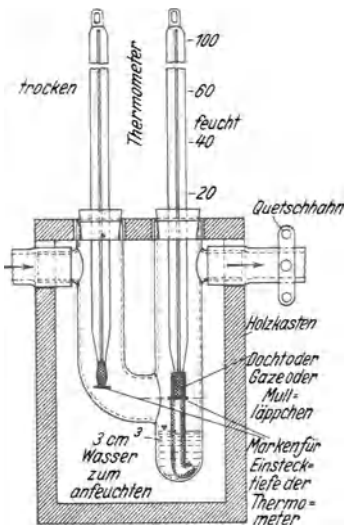


Abb. 23. U-Rohr-Feuchtigkeitsmesser von Ströhlein & Co., Düsseldorf.

bar verständlich, es kommt das Prinzip der Messung der psychrometrischen Differenz zur Anwendung. Dabei ist dafür gesorgt, daß die vom Gas durchströmten Räume klein und gut wärme geschützt und so beschaffen sind, daß der Gasstrom die Quecksilberkugeln der Thermometer genügend umspült. Bei den in der Hüttenpraxis in der Regel vorkommenden höheren Temperaturen ist die oben angegebene Formel (von Sprung) nicht anwendbar wegen des Unterschiedes von  $\gamma : \gamma_s$  und  $e : e_s$  <sup>2)</sup>. Eine einfache Betrachtung <sup>3)</sup>, die aber hier übergangen sei, liefert dafür:

$$f = \frac{f_s \cdot r_1 - c_p (t - t_1)}{i'' - t_1} \text{ kg/Nm}^3(\text{tr.}),$$

worin  $t_1$  sich von der am feuchten Thermometer abgelesenen Temperatur  $t'_1$  ein wenig unterscheidet und durch

$$t - t'_1 = 0,97 (t - t_1)$$

zu berechnen ist. 0,97 nennt man den Gütegrad des Psychrometers.

<sup>1)</sup> Z. B.: F. Lüth, Mitt. d. W. 143, 1931.

<sup>2)</sup> Mit dem Index  $s$  sei wie bisher angedeutet, daß die Zustandsgröße sich auf den gesättigten Dampf bezieht. Mit Index 1 bezieht sie sich auf  $t_1$ .

<sup>3)</sup> Vgl. F. Lüth, l. c., S. 495. In dem Aufsatz findet sich eine graphische Darstellung, aus der leicht zu  $t$  und  $t - t_1$  der Feuchtigkeitsgehalt  $f$  abgelesen werden kann.

(Daß man den mittleren Feuchtigkeitsgehalt, den ein Gas in einer längeren Zeit besitzt, nur erhalten kann, indem man die einzelnen Werte der Feuchtigkeit selbst mittelt, und nicht etwa aus dem Mittel der Temperaturen auszurechnen versuchen darf, braucht nicht näher begründet zu werden.)

Bei ähnlichen Konstruktionen beachte man immer die Fehlermöglichkeit, die dadurch entsteht, daß sich aus den heißen, feuchten Industriegasen an kälteren Wandungen des Apparates ein Teil der Feuchtigkeit niederschlagen kann, die zu einer späteren Zeit wieder mit aufgenommen werden wird, und daher zu falschen Bestimmungen Veranlassung gibt. Auch der Staubgehalt der Industriegase kann die einwandfreie Messung stören, indem er die Umhüllung des „feuchten“ Thermometers zusetzt. Ferner ist für genügende Befuchtung der Umhüllung zu sorgen. Die Trägheit der Einstellung der Quecksilberthermometer ist endlich auch bei diesen Instrumenten einer schnelleren Bestimmung recht hinderlich.

Legt man auf die Schnelligkeit der Feuchtigkeitsbestimmung kein Gewicht, so kann man an Stelle der Psychrometer auch Apparate benutzen, bei denen eine Abkühlung eines gemessenen Gasquantums unter den Taupunkt vorgenommen wird und aus ihm, oder aus der bei ihm abgeschiedenen Feuchtigkeitsmenge auf den Feuchtigkeitsgehalt geschlossen werden kann; unter diesen Apparaten hat sich der Feuchtigkeitsmesser von Naegel als sehr brauchbar erwiesen; es sei auch auf das einfache Instrument von R. Müller hingewiesen<sup>1)</sup>.

Von der Unbequemlichkeit der längeren Zeitdauer oder der Trägheit der Einstellung bei einer Bestimmung kann man sich bei den Feuchtigkeitsmessern wie bei allen Temperaturmeßinstrumenten durch Benutzung elektrischer Thermometer frei machen, die überdies die Möglichkeit der Fernübertragung bieten. Bei dem Instrument von Kaiser & Schmidt, Berlin, wird die Temperaturdifferenz mit Thermoelementen gemessen, die Temperatur des Gasstromes selbst mit Widerstandsthermometer. Dem Apparat von Siemens & Halske<sup>2)</sup> liegt eine sehr sinnreiche Ausnutzung einer empirisch erkannten Möglichkeit zugrunde, der Funktion des  $\varphi$  von  $t$  und  $t_1$  mit guter Annäherung die Form zu geben (vgl. Gl. 12):

$$1 - \varphi = \frac{C(t - t_1)}{A + t - B t^2}$$

<sup>1)</sup> Vgl. die Zusammenstellung von F. Lüth, Mitt. d. W. 143, 1931.

<sup>2)</sup> F. Liengeweg, Ein neuer Feuchtigkeitsmesser auf psychrometrischer Grundlage. Siemens-ZS. 10, 584, 1930. — K. Guthmann, Mitt. d. W. 200, 1934.

und den Quotienten unter Benutzung eines Kreuzspulgalvanometers direkt meßbar zu machen. Eine wertvolle Verbesserung erfuhr das letztere Instrument durch den Einbau eines Koksfilters in den Gasstrom vor Eintritt in den Apparat, wodurch er (besonders die Umhüllung des „feuchten“ Thermometers) für längere Zeit vor Verschmutzung geschützt werden konnte<sup>1)</sup>.

#### § 4. Kältemaschinen

Durch adiabatische Expansion eines Gases mit Arbeitsleistung kann man, wie wir sahen, eine Abkühlung erzielen. Man kann diesen Vorgang zur Kälteerzeugung ausnutzen; man komprimiert das Gas, führt die Kompressionswärme durch Wasserkühlung ab und läßt es

sich mit Arbeitsleistung entspannen. Das Gas ist dabei der „Kälte Träger“. Ungleich viel wirkungsvoller ist die Benutzung der Verdunstungskälte von Flüssigkeiten zur Kälteerzeugung. Will man dabei zu Temperaturen kommen, die einige Grad unter Null liegen, so muß man als Kälte Träger solche Flüssigkeiten verwenden, die bei Zimmertemperatur und 0° nicht zu niedrige Dampfdrucke haben, bei diesen Temperaturen normalerweise im überhitzten Zustand sich befinden. Geeignet

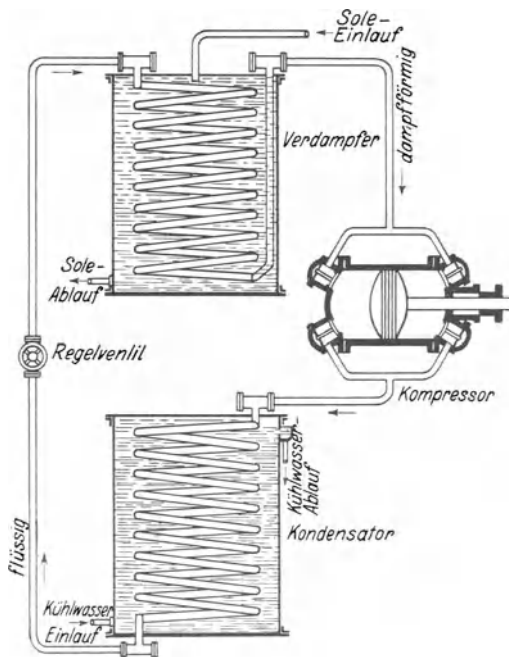


Abb. 24. Schema der Ammoniak-Kältemaschine.

<sup>1)</sup> Eine unbequeme Störungsquelle kann in der Hüttenpraxis das Auftreten des Teergehalts im Gas bilden, der nicht immer in den ersten Rohrleitungen wegen der oft hohen Anfangstemperatur ausgeschieden ist. Unter Umständen muß er mit einer der bekannten Methoden bestimmt werden; sein Gewicht ist dem in der üblichen Weise festgestellten Raumgewicht des Gases zuzuzählen unter Außerachtlassen seines Volumens.

sind  $\text{CO}_2$ ,  $\text{SO}_2$ ,  $\text{NH}_3$ , vgl. Tabelle 11, und besonders viel gebraucht ist  $\text{NH}_3$  in der sogenannten Ammoniakkältemaschine, die wir hier als Beispiel etwas näher behandeln wollen.

Abb. 24 gibt das schematische Bild der Anlage der Kältemaschine. Das geschlossene Rohrsystem, bestehend aus Saugleitung, Kompressor, Druckleitung, Kondensator, Verdampfer, ist mit reinem Ammoniak gefüllt. Zwischen Kondensator und Verdampfer befindet sich ein Regel- oder Drosselventil, das so gestellt ist, daß auf der Kondensatorseite ein Druck  $p_1$  durch den Kompressor aufrechterhalten werden kann, während auf der anderen Seite sich der Druck  $p_2$  ausbildet, mit dem als Ansaugedruck das Gas in den Kompressor eintritt. Der überhitzte Dampf vom Druck  $p_1$  wird im Kondensator durch Kühlwasser, das mit etwa  $10^0$  eintritt, auf  $t_1$  bis zur Kondensation abgekühlt. Das Kühlwasser erfährt dabei eine Temperaturerhöhung und tritt mit etwa  $20^0$  aus. Im Regelventil wird die Flüssigkeit auf den Druck  $p_2$  abgedrosselt, wobei eine teilweise, aber geringe Verdampfung auf den Dampfgehalt  $(1 - x_2)$  eintritt; und nun strömt das Flüssigkeit-Dampfgemisch in den Verdampfer und entzieht bei der weiteren Verdunstung, dem Druck  $p_2$  entsprechend, der das Rohrsystem umspülenden Sole, die mit einer höheren Temperatur in den Verdampfer eintritt, als es die zu  $p_2$  gehörige Sättigungstemperatur ist, Wärme, so daß sich die Sole auf die Temperatur von etwa  $-5^0$  abkühlt. Die Sole wirkt auf das noch kältere Ammoniak wie ein Heizkörper, der die Verdampfung unterhält. Die aus dem Verdampfer abfließende Sole wird zur Kühlung der zu kühlenden Räume oder Körper verwendet.

Die Arbeit, die der Kompressor pro 1 kg Gas leistet, ist im Arbeitsdiagramm Abb. 17 durch das Flächenstück  $[p_1, 1, 2, p_2]$  gegeben, also durch  $L_4 + p_1 v_1 - p_2 v_2$  oder

$$(14) \quad L_0 = \frac{k}{k-1} p_2 v_2 \left\{ \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^{\frac{k-1}{k}} - 1 \right\}.$$

Wie steht es mit der Wärmemenge  $q$ , die von der Sole an das Ammoniak zu seiner Verdampfung abgegeben wird, und die die Sole also seiner Umgebung außerhalb des Verdampfers entziehen kann? Das Verhältnis dieser Wärmemenge  $q$ , bezogen auf 1 kg  $\text{NH}_3$ , zu  $L_0$  ist ein Maß für die spezifische Kälteleistung der Maschine, oder, wenn man  $L_0$  in PS-Std. angibt: „die auf die PS-Std. bezogene Kälteleistung“<sup>1)</sup>.  $q$  finden wir folgendermaßen:

<sup>1)</sup> Wenn  $L$  entsprechend den gebräuchlichen Einheiten von  $p$  und  $v$  in  $\text{m kg}^*$  angegeben ist, so müssen wir das Verhältnis  $q/L$  in  $\text{kcal/m kg}^*$  mit

Würde die Flüssigkeit im flüssigen Zustand durch das Drosselventil gelangen und im Verdampfer völlig verdampfen, so gäbe sie pro 1 kg die Verdampfungswärme  $r$  ab, die zu dem Druck  $p_2(t_2)$  aus Tabellen entnommen werden kann, und  $q$  wäre gleich  $r$ . Wenn aber schon unmittelbar hinter dem Ventil ein kleiner Teil verdampft, nämlich  $x_2$ , und am Ende des Verdampfers noch ein Rest nicht verdampft ist, Dampfgehalt  $x_a$ , so wird an den Verdampfer nur die Wärme  $q = r(x_a - x_2)$  abgegeben.  $r x_2$  können wir angeben, wenn wir die Temperatur vor und nach der Drosselung kennen. Man weiß nämlich (s. unten), daß beim Drosselvorgang eine Änderung des Wärmehalts nicht stattfindet; es muß also, wenn  $u'_1$ ,  $u'_2$  die Flüssigkeitswärmen<sup>1)</sup> bei den Temperaturen  $t_1$  und  $t_2$  sind, die Beziehung gelten:

$$u'_1 = u'_2 + x_2 r_2.$$

Somit finden wir für  $q$  die Beziehung

$$q = r_2 x_a - (u'_1 - u'_2).$$

Beispielsweise nehmen wir an:  $t_1 = 15^\circ$ ; diese Temperatur wird in Anbetracht der guten Kühlung des Kühlwassers wenigstens im unteren Teil des Kondensators herrschen. Zu  $15^\circ$  gehört als Sättigungsdruck (vgl. Tabelle 11)  $p_1 = 7,4 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$ . Aus dem Kompressor wird das Ammoniak freilich unter etwas höherem Druck als dem zu  $15^\circ$  Sättigungstemperatur gehörigen Sättigungsdruck austreten. (Andererseits müssen wir berücksichtigen, daß in der Leitung sich ein Druckverlust geltend macht.) Zu der Ableitung der Kompressorleistung wollen wir daher mit einem höheren Druck, mit dem das Ammoniak den Kompressor verlassen mag, rechnen, nämlich mit  $9,5 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$ .  $t_2$  nehmen wir zu  $-8^\circ$  an; zugehöriger Sättigungsdruck  $3,1 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$ . Die Flüssigkeitswärmen sind bei diesen Temperaturen gegenüber  $0^\circ + 20,6$  und  $-8,3 \text{ kcal pro kg}$ ;  $r_2$  sei  $308 \text{ kcal/kg}$ , und  $x_a = 0,95$ . Es berechnet sich daraus:

$$x_2 = \frac{u'_1 - u'_2}{r_2} = \frac{28,9}{308} = 0,094$$

und

$$q = 292 - 28,9 = 263 \text{ kcal/kg};$$

---

270000 m kg\*/PS-Std. multiplizieren, um die auf 1 PS-Std. bezogene Kälteleistung zu erhalten.

<sup>1)</sup> Die Flüssigkeitswärme bei der Temperatur  $t^\circ$  ist die Wärme, die 1 kg Flüssigkeit im flüssigen Zustand von  $0^\circ$  auf  $t^\circ$  erwärmt und in den praktisch wichtigen Fällen angenähert gleich  $u'$ , gerechnet von  $0^\circ$ , zu setzen.

ferner:

$$L_0 = \frac{1,323}{0,323} \cdot 3,1 \cdot 10\,000 \cdot 0,95 \cdot 0,393 \left[ \left( \frac{9,5}{3,1} \right)^{0,244} - 1 \right]$$

$$= 4,75 \cdot 10^4 [1,315 - 1] = 1,5 \cdot 10^4 \text{ mkg}^*/\text{kg},$$

daher:

$$\frac{q}{L_0} = 0,0175 \text{ kcal/mkg}^* = 4750 \text{ kcal/PS-Std.}$$

Die praktisch wirklich erreichten und erreichbaren Kälteleistungen sind kleiner; sowohl ist  $q$  kleiner, als auch  $L_0$  in Wirklichkeit größer.  $q$  wird herabgedrückt durch unvermeidliche Wärmeverluste, Undichtigkeiten und  $L_0$  heraufgesetzt durch den Kraftbedarf zur Überwindung z. B. von Reibung. Man kommt immerhin zu Werten von 4000 bis 4500 kcal/PS-Std. bei guten Maschinen.

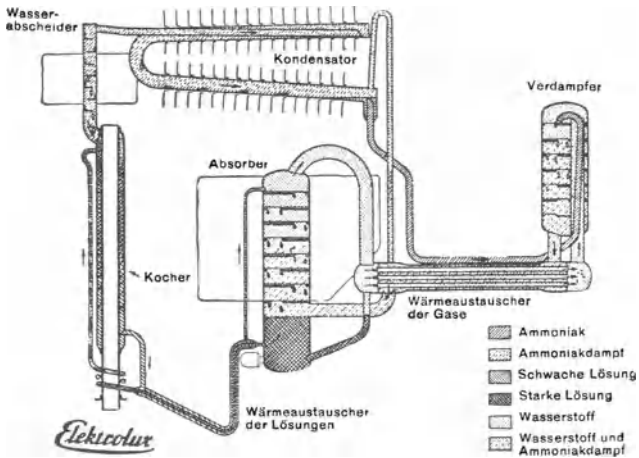


Abb. 25. Schema des Elektrolux. Elektrolux-A.-G., Berlin.

Eine sehr interessante Benutzung mehrerer in diesem Bändchen besprochener gas- und wärmetheoretischer Prinzipien zur Kälteleistung finden wir in der Kältemaschine „Elektrolux“, die wir deshalb hier noch kurz beschreiben wollen. Sie besitzt den großen Vorteil, daß keine festen Stoffe bewegt werden müssen, wie bei einem Kompressor, daß vielmehr nur eine einfache Gasheizung oder elektrische Heizung benötigt wird. Auch in diesem Apparat ist der eigentliche Kälteträger Ammoniak, das im einen Teil infolge von Luftkühlung und dem vorhandenen Druck sich in flüssigem Zustand befindet und in einem anderen Teil verdampft, das letztere aber da-

durch, daß es in eine Wasserstoffatmosphäre strömt und somit unter einen geringeren (Partial-) Druck kommt. Von dem Wasserstoff trennt sich der Ammoniakdampf an einer dritten Stelle durch einfließendes Wasser, das, wie man weiß, Ammoniak heftig an sich reißt. Das ammoniakhaltige Wasser fließt in eine Spirale, in der durch äußere Wärme das Ammoniak als Dampf aus dem Wasser wieder ausgetrieben wird. Durch die Dampfblasen wird das Wasser aus der Spirale herausbefördert und dorthin, wo es durch Herabrieseln das Ammoniak vom Wasserstoff trennen soll, während der Dampf selber in den Luftkühler gelangt und sich dort infolge des im System vorhandenen Druckes wieder verflüssigt.

Der Wasserstoff dient also nur dazu, das Ammoniak zu verdampfen, und ist in dem System einerseits durch das flüssige Ammoniak, andererseits durch das Wasser (bzw. das ammoniakhaltige Wasser) abgeschlossen. Das Wasser nimmt das unter geringem Partialdruck stehende Ammoniak auf und transportiert es an eine Stelle, an der es durch Erwärmen aus dem Wasser wieder ausgetrieben wird.

Die kurze Beschreibung wird genügen, um die Wirkungsweise dieser guten Erfindung zu verstehen, insbesondere wenn man die schematische Darstellung der Einrichtung (Abb. 25) mit hinzunimmt.



## Viertes Kapitel

# Strömen von Gasen und Dämpfen Mengenmessung

### § 1. Drosselung von Gasen und Dämpfen

Erleidet ein Gas oder ein Dampf beim Durchströmen eines Ventils oder eines Kanals mit enger Öffnung oder eines porösen Pfropfens einen endlichen Druckabfall, so spricht man von Drosselvorgang. In vielen Fällen ist er beabsichtigt (Reduzierventil), in vielen Fällen unbeabsichtigt (Druckverlust in Leitungen). Wir haben zu untersuchen, wie beschaffen die Zustandsänderung des Gases oder Dampfes ist. Dazu nehmen wir zunächst an, daß bei dem Drosselvorgang keine Wärme zu- oder abgeführt wird, die Druckleitung, in der die Druckänderung auftritt, mit wärmeundurchlässiger Schicht umgeben ist. In dem Fall bleibt die gesamte dem Gas innewohnende Energie als solche im Gas vorhanden, sofern sie nicht in Arbeit umgewandelt wird.

Vor der Drosselstelle sei der Druck  $p_1$ , das Volumen der Masseneinheit  $v_1$ , die Temperatur  $T_1$ , hinter der Drosselstelle  $p_2$ ,  $v_2$ ,  $T_2$ . Die Energie der Masseneinheit sei  $u_1$  und  $u_2$ , die Geschwindigkeiten des Gasstromes  $w_1$ ,  $w_2$ ; dann muß gelten:

$$(1) \quad u_1 + \frac{w_1^2}{2} + p_1 v_1 = u_2 + \frac{w_2^2}{2} + p_2 v_2.$$

Um in Übereinstimmung mit der in technischen Lehrbüchern und Abhandlungen üblichen Schreibweise zu bleiben, beziehen wir die Energie und das Volumen jetzt aber auf die Gewichtseinheit (= Masseneinheit  $\times 9,81 \text{ m/s}^2$ ) und multiplizieren das 2. und 3. Glied jeder Seite der Gleichung mit  $A = \frac{1}{427} \text{ kcal/mkg}^*$ ; es seien also auch  $u_1, u_2$  in  $\text{kcal/kg}^*$ ,  $w_1, w_2$  in  $\text{m/s}$ ,  $p_1, p_2$  in  $\text{kg}^*/\text{m}^2$  und  $v_1, v_2$  in  $\text{m}^3/\text{kg}^*$  gemessen und angegeben. Den folgenden Entwicklungen legen wir damit die Gleichung zugrunde:

$$(1') \quad u_1 + A \frac{w_1^2}{2g} + A p_1 v_1 = u_2 + A \frac{w_2^2}{2g} + A p_2 v_2.$$

Von dem Kolben 1 in Abb. 26 wird — so können wir uns den Vorgang denken — die Arbeit  $p_1 v_1$ , von dem Kolben 2 die Arbeit  $p_2 v_2$  geleistet.

Bringen wir Gleichung (1') in die Form

$$(2) \quad u_1 + A p_1 v_1 - (u_2 + A p_2 v_2) = i_1 - i_2 = A \left\{ \frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g} \right\},$$

so erkennen wir, daß die Abnahme des Wärmeinhalts gleich ist der Zunahme der Bewegungsenergie. Sind die Räume vor und hinter der Drosselstelle mit den Drucken  $p_1$  und  $p_2$  groß, so kann vielfach von der Bewegungsenergie in einer gewissen Entfernung von der Drosselstelle abgesehen und dann  $i_1 = i_2$  geschrieben werden: Der Wärmeinhalt bleibt konstant. Das ist eine äußerst wichtige Aussage. Für ideale Gase folgt daraus, daß beim Drosselvorgang

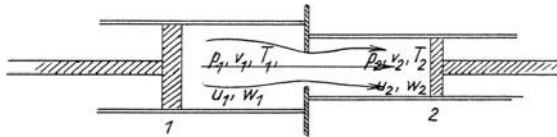


Abb. 26. Zum Drosselvorgang.

die Temperatur konstant bleibt, da  $di_1 = c_p dt_1$  und  $c_p$  von der Temperatur unabhängig ist. (Bei den wirklichen Gasen ist das nicht der Fall, „Joule-Thomson-Effekt“.) Es gilt das, wie gesagt, nur in einer gewissen Entfernung von der Drosselstelle, in der von der Wirbelbildung hinter und vor der Drosselstelle nichts mehr zu merken ist und auch die Temperaturungleichmäßigkeiten, die infolge von Reibung und Stoß auftreten, ausgeglichen sind.

Mit  $t_1 = t_2$  gilt ferner für ideale Gase  $p_1 v_1 = p_2 v_2$ .

Um einen tieferen Einblick in den Vorgang zu erhalten, wollen wir noch nach der Entropieänderung fragen. Wegen

$$dq = du + A p dv$$

ist

$$dq = di - A v dp$$

und mit  $di = 0$  folgt, daß bei der Druckänderung ( $p_2 - p_1$ ) die Wärme  $\int_1^2 dq$  und die Arbeit  $A \int_1^2 v dp$  auftritt. Letzteres ist gerade der Betrag, den wir bei der Entspannung von  $p_1$  auf  $p_2$  an Arbeit gewinnen können. Sie dient zur Überwindung der Reibung an der Drosselstelle (im Pfropfen) und tritt als Erwärmung der Drosselstelle auf, eine Erwärmung, die vom Gas abgeführt wird und um so kleiner ist,

je mehr kinetische Energie die Gasmasse mitnimmt, um so größer, je weniger  $w_2$  in Erscheinung tritt. Als Entropieänderung finden wir bei  $di = 0$

$$(3) \quad s_2 - s_1 = \int_1^2 \frac{dq}{T} = -A \int_1^2 \frac{v}{T} dp = AR \lg \frac{p_1}{p_2},$$

was im  $is$ -Diagramm mit den eingezeichneten  $p$ -Kurven leicht zu verfolgen ist.

Muß man die Bewegungsenergie berücksichtigen, so ist  $i$  und damit  $t$  nicht mehr konstant. Wenn man beachtet, daß durch die Querschnitte  $F_1$  und  $F_2$  der Leitungen, die an die Drosselstelle angeschlossen sind, die gleiche Gasmenge pro Zeiteinheit fließen muß (Kontinuitätsbedingung), also:

$$(4) \quad \frac{F_1 w_1}{v_1} = \frac{F_2 w_2}{v_2}$$

ist, ergibt sich mit  $i = c_p t$  als Temperaturänderung beim Durchströmen der Drosselstelle:

$$(5) \quad t_1 - t_2 = \frac{A w_1^3}{c_p 2g} \left\{ \left( \frac{F_1 v_2}{F_2 v_1} \right)^2 - 1 \right\}.$$

Sind die Leitungen gleich weit ( $F_1 = F_2$ ) und setzen wir  $\frac{v_2}{v_1} = \frac{p_1}{p_2}$ , da die Temperaturänderung ja sehr klein ist, so folgt:

$$(6) \quad t_1 - t_2 = \frac{A w_1^3}{c_p 2g} \left\{ \left( \frac{p_1}{p_2} \right)^2 - 1 \right\},$$

und somit für  $\frac{p_1}{p_2} = 2$  und Luft bei  $w_1 = 20$  m/s:

$$t_1 - t_2 = 0,6^\circ.$$

Die Temperatur nimmt also in dem Fall bei der Entspannung ab.

Kann man  $w_2$  vernachlässigen (Einströmen in ein großes Gefäß), so tritt eine Temperaturerhöhung auf, die aber auch nur bei ganz bedeutenden Werten von  $w_1$  beträchtlich wird.

Zur Bestimmung der Zustandsgrößen der Gase und ebenso der überhitzten und der gesättigten Dämpfe bei der Drosselung leisten die  $is$ - und  $Ts$ -Tafeln mit den eingezeichneten  $p$ - und  $v$ -Kurven und den  $T$ - bzw.  $i$ -Kurven ganz erhebliche Dienste. Das gilt natürlich besonders für den Fall, daß  $i$  konstant ist, daß also  $w_1$  und  $w_2$  nicht berücksichtigt werden brauchen. Da bei dem überhitzten Wasserdampf die Kurven konstanten Wärmehalts den Kurven konstanter

Temperatur nicht genau parallel laufen, so ändert sich die Temperatur (sie sinkt) bei Drosselung, auch unter Vernachlässigung von  $w_1$  und  $w_2$  (vgl. die Tafel  $ts$  oder  $is$ ).

Bei feuchten Dämpfen verursacht die Drosselung eine Änderung des Dampfgehalts, und zwar tritt eine Trocknung ein, oder gegebenenfalls bei hohem Flüssigkeitsgehalt eine stärkere Verdampfung. Um das in dem  $is$ -Diagramm für Wasserdampf zu erkennen, braucht man nur eine Drosselung (längs einer Kurve konstanten Wärmeinhalts, also einer Horizontalen) von einem höheren Druck (z. B.  $10 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$ ) auf einen niedrigeren Druck ( $1 \text{ kg}^*/\text{cm}^2$ ) zu verfolgen. Die Horizontalen führen entweder von einem Zustandspunkt des Sättigungsgebiets zu einem solchen des Überhitzungsgebiets oder im Sättigungsgebiet zu geringerem Flüssigkeitsgehalt. Wegen (siehe S. 70).

$$(7) \quad i = u' + xr + A p v'$$

folgt leicht:

$$(8) \quad x_2 = x_1 \frac{r_1}{r_2} + \frac{u'_1 - u'_2}{r_2} + A \frac{p_1 - p_2}{r_2} v',$$

woraus das Gesagte auch rechnerisch übersehen werden kann.

## § 2. Strömung von Flüssigkeiten und Gasen

Wir befassen uns im folgenden mit den Gesetzen der Strömung nur, sofern sie zum Verständnis der Apparate der Mengemessung im Hüttenbetrieb notwendig sind, und beschränken uns daher auf die Behandlung der Strömung in Rohren, Kanälen und aus Öffnungen von Gefäßen. Ihr stellen wir einen äußerst wichtigen und fruchtbaren Erfahrungssatz voran, das ist das Ähnlichkeitsgesetz. Es sagt folgendes aus: Strömungen gleicher Art [z. B. 1. Flüssigkeits- und Gasströmung in Kanälen oder 2. Bewegung eines Gegenstandes in einem (unendlich ausgedehnten) strömenden Medium] zeigen den gleichen Verlauf, wenn sie durch die gleiche Reynoldssche Zahl  $\Re$  charakterisiert sind, wobei:

$$\Re = \frac{w \cdot d}{\nu}$$

ist und  $w$  die Geschwindigkeit des strömenden Mediums,  $d$  eine die Begrenzung des strömenden Mediums kennzeichnende Länge (in Beispiel 1: Kanaldurchmesser, in 2: Durchmesser des bewegten Gegenstandes, senkrecht zur Strömung gemessen, oder dgl.),  $\nu$  die kinematische Zähigkeit des Mediums =  $\eta/\delta$ , d. h. innere Reibung  $\eta$

durch Dichte  $\delta$  bedeutet. So ist beispielsweise die Strömung von Flüssigkeiten und Gasen in Rohren laminar, wenn  $\Re < 2000$  ist, turbulent, wenn  $\Re > 2000$ . Dabei versteht man unter einer laminaren Strömung eine solche, bei der die Stromfäden durch einen Rohrquerschnitt in Richtung der Rohrachse verlaufen, unter turbulenter Strömung eine solche mit starker Durchwirbelung. In allen Fällen kann man bei stationärer Strömung<sup>1)</sup> immerhin von einer mittleren Geschwindigkeit  $w_m$  der Stromteilchen durch den Querschnitt in Richtung der Achse sprechen, aus der durch Multiplikation mit dem Querschnitt die in der Sekunde durch den Querschnitt hindurchtretende Menge berechnet werden kann; die Geschwindigkeitsverteilung durch den Querschnitt ist etwa die der Abb. 27.

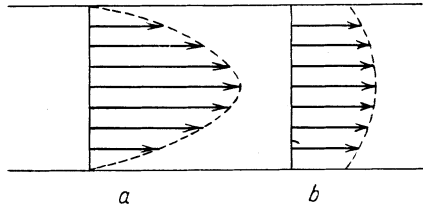


Abb. 27.  
Geschwindigkeitsverteilung in Rohrquerschnitten bei laminarer (a) und turbulenter (b) Strömung.

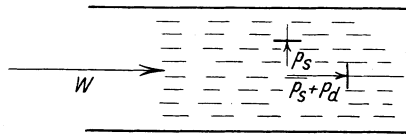


Abb. 28.  
Der statische und der dynamische Druck.

Durch den Querschnitt  $F$  fließt in einer stationären Strömung pro Sekunde die Menge  $V_s$  dem Volumen nach,  $G_s$  dem Gewicht nach, dann ist

$$(9) \quad V_s = F \cdot w_m = G_s v = G_s \frac{1}{\gamma}.$$

Die Kontinuität (s. o.) verlangt für die beiden Querschnitte  $F_1, F_2$ :

$$(4') \quad F_1 w_{m_1} \gamma_1 = F_2 w_{m_2} \gamma_2,$$

oder bei tropfbaren Flüssigkeiten, die als inkompressibel angenommen werden dürfen,

$$(10) \quad F_1 w_{m_1} = F_2 w_{m_2}.$$

In einer solchen Flüssigkeit herrscht ein zuweilen vom Ort abhängiger statischer Druck  $p_s$ . Es ist der Druck, den die Flüssigkeit an der Stelle zeigen würde (nach allen Richtungen hin gleich), wenn sie plötzlich ohne Bewegung wäre, der also z. B. von einem in der Flüssigkeit mitbewegten Manometer angezeigt würde,

<sup>1)</sup> Als stationär gilt eine Strömung in einem Rohrsystem, wenn die Geschwindigkeit in einem jeden Querschnitt unabhängig von der Zeit ist.

oder der z. B. in senkrechter Richtung zur Strömung bemerkbar ist, oder der in die Zustandsgleichung der strömenden Flüssigkeit einzuführen wäre. In Richtung der Strömung wirkt außer diesem statischen Druck noch der dynamische  $p_a$ , Abb. 28, der von der Geschwindigkeit abhängt; er ist

$$(11) \quad p_a = \frac{w^2 \gamma}{2g}.$$

Leicht läßt sich einsehen, daß in den verschiedensten Querschnitten einer horizontalen stationären Strömung die Summe aus statischem und dynamischem Druck ein und denselben Wert haben muß. Es gilt:

$$(12) \quad p_s + p_a = p_s + \frac{w^2 \gamma}{2g} = H.$$

$H$  ist der Gesamtdruck. Statt dessen können wir schreiben:

$$p_s v + \frac{w^2}{2g} = \text{const}$$

oder:

$$(13) \quad - \int_{p_1}^{p_2} v dp_s = \frac{w_2^2}{2g} - \frac{w_1^2}{2g}$$

gültig für die beiden Querschnitte 1 und 2.

Da  $H$  und  $p_s$  leicht zu messen sind, kann man mittels Gleichung (12) die Strömungsgeschwindigkeit

$$(14) \quad w = \sqrt{\frac{2g(H - p_s)}{\gamma}}$$

berechnen. Diese Überlegung liegt den gebräuchlichen Instrumenten zur Messung der Strömungsgeschwindigkeit zugrunde, Instrumente, die nach Gleichung (9) zugleich auch als Mengenmeßapparate verwendet werden können.

Bevor wir uns diesen Instrumenten zuwenden, seien noch einige weitere Formeln angemerkt und einige Folgerungen gezogen.

### § 3. Ausströmen von Gasen

Strömen Flüssigkeiten oder Gase aus einem Raum durch eine Öffnung vom Querschnitt  $F$  aus und ist die Geschwindigkeit  $w_1$  in dem Raum zu vernachlässigen, dann gilt nach obigem:

$$(15) \quad w_2 = \sqrt{-2g \int_{p_1}^{p_2} v dp_s}$$

oder bei Inkompressibilität (tropfbarer Flüssigkeit):

$$w_2 = \sqrt{2 g v (p_1 - p_2)}.$$

(Es ist das die bekannte Formel von Toricelli:  $w = \sqrt{2 g H_0}$  für die Ausströmung einer Flüssigkeit aus einer Öffnung eines Gefäßes unter dem Druck einer Flüssigkeitssäule der Höhe  $H_0$ .)

Würde der Druck  $p$  in  $h$  mm H<sub>2</sub>O-Säule angegeben, so wäre

$$w_2 = w = \sqrt{\frac{2 g h}{\gamma}} = \sqrt{2 g v h} = 4,43 \sqrt{\frac{h}{\gamma}} \frac{\text{m}}{\text{s}}.$$

Als Ausflußmenge und Ausflußgewicht ergäbe sich dann bei  $F$  m<sup>2</sup>-Öffnung:

$$(16) \quad \begin{cases} V_s = F w = 4,43 F \sqrt{\frac{h}{\gamma}} \text{ m}^3/\text{s}, \\ G_s = F w \gamma = 4,43 F \sqrt{h \cdot \gamma} \text{ kg}^*/\text{s}. \end{cases}$$

Bemerkenswert ist, daß diese Formeln angenähert gelten für Gase (kompressibel) bei kleinen Druckänderungen. Ist die Druckänderung größer, so müssen wir auf (15) zurückgehen und die Art der Entspannung angeben können, um  $\int_{p_1}^{p_2} v dp$  zu berechnen. Im allgemeinen wird sie angenähert adiabatisch sein. Dann gilt  $p v^k = \text{const}$  und

$$-\int_{p_1}^{p_2} v dp_s = \frac{k}{k-1} v_1 p_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]$$

und

$$(17) \quad w = \sqrt{2 g \frac{k}{k-1} v_1 p_1 \left[ 1 - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k-1}{k}} \right]}.$$

Weiter findet man für das Ausflußgewicht:

$$(18) \quad G_s = F \sqrt{2 g \frac{k}{k-1} \frac{p_1}{v_1} \left[ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right]}$$

und mit der Abkürzung

$$(18') \quad \begin{aligned} \psi &= \sqrt{\frac{k}{k-1}} \sqrt{\left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}}} \\ G_s &= F \cdot \psi \sqrt{2 g \frac{p_1}{v_1}}. \end{aligned}$$

Bei dem gleichen Druckverhältnis  $\frac{p_2}{p_1}$  ergibt sich eine um so größere Menge  $G_s$ , je größer  $\sqrt{\frac{p_1}{v_1}} = \frac{p_1}{\sqrt{R T_1}}$  ist, oder also, gleiche Anfangstemperatur vorausgesetzt, je größer  $p_1$  ist. Dagegen ist  $w$  bei gleichem Druckverhältnis dem Wert  $\sqrt{p_1 v_1}$  proportional, ein Wert, der bei trockenem Sattdampf nur wenig vom Druck abhängt und bei Gasen nur durch die Temperatur bestimmt wird. Das ist sehr beachtlich, da es bedeutet, daß  $w$  nur vom Druckverhältnis abhängt, wenn wir gleiche Anfangstemperatur voraussetzen.

Die nähere Betrachtung der Funktion  $\psi$  [vgl. z. B. W. Schüle<sup>1)</sup>, dem wir hier gefolgt sind] lehrt, daß  $\psi$  für

$$(19) \quad \frac{p_2}{p_1} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

einen maximalen Wert annimmt. Das bedeutet, daß  $w$  und  $G_s$  bei gegebenem Anfangswert über einen gewissen Betrag nicht hinauswachsen können, wenn man auch  $p_2/p_1$  noch so klein macht. Es wird

$$(20) \quad w_{max} = \sqrt{2g \frac{k}{k+1} p_1 v_1}$$

und

$$(21) \quad G_{max} = F \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{1}{k-1}} \sqrt{\frac{2gk}{k+1} \frac{p_1}{v_1}}.$$

Bei einem Druckverhältnis  $p_2/p_1$ , das kleiner ist als das in (19) angegebene, sollten  $w$  und  $G_s$  wieder kleinere Werte annehmen. Dazu kommt es nicht, weil an einer Stelle in der Mündung (der Öffnung) das größere Druckverhältnis  $p/p_1$  herrscht, das für die Geschwindigkeit ausschlaggebend ist. Die Geschwindigkeit  $w_{max}$  ist die Schallgeschwindigkeit, wie Gleichung (20) leicht erkennen läßt; führen wir nämlich für  $p_1 v_1$  das Produkt  $p_m v_m$  ein, wenn  $p_m$  und  $v_m$  die Druck- und Volumenwerte an der Stelle der Mündung sind, in der die maximale Geschwindigkeit auftreten muß, so daß also

$$\frac{p_m}{p_1} = \left( \frac{2}{k+1} \right)^{\frac{k}{k-1}}$$

ist, so erhalten wir:

$$w_{max} = \sqrt{g k p_m v_m},$$

<sup>1)</sup> W. Schüle, Leitfaden der technischen Wärmemechanik, Berlin, Jul. Springer, 1920; s. auch W. Schüle, Technische Thermodynamik, Berlin, Jul. Springer, 1923.



und rechts steht der Ausdruck für die Schallgeschwindigkeit. Eine weitere Beschleunigung kann in einer ungeordnet sich bewegenden Gasmasse nicht erzielt werden. Man kann aber dadurch noch das restliche Druckgefälle (von  $p_m$  bis  $p_2$ ) zur Arbeitsleistung ausnutzen, daß man von der kritischen Stelle an dem Gas einen bestimmten Weg vorschreibt, indem man es durch eine angesetzte Düse strömen läßt, die einen hinreichend kleinen,  $10^\circ$  nicht wesentlich überschreitenden Öffnungswinkel (Kegelwinkel) besitzt (Laval'sche Düse). Laval zeigte, daß bei Verwendung einer solchen Düse eine weitere (angenähert adiabatische) Expansion auf den äußeren Druck eintritt mit einem entsprechenden Zuwachs der bewegten Gasmasse an Geschwindigkeit (Abb. 29).

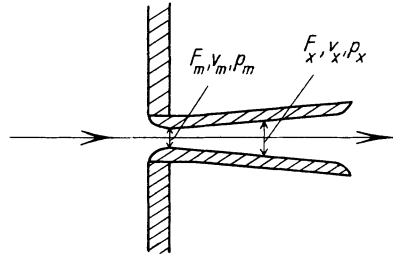


Abb. 29. Schema der Lavaldüse.

Sind die Querschnitte der Düse an der kritischen Stelle (mit dem Druck  $p_m$ )  $F_m$  und weiter vorn  $F_x$ , und die zu den Drucken  $p_m$  und  $p_x$  gehörigen spezifischen Volumina  $v_m$  und  $v_x$ , so gilt, da die gleiche Gewichtsmenge  $G_s$  Gas durch die beiden Querschnitte in der Sekunde getrieben wird:

$$G_s = \frac{F_m \cdot w_m}{v_m} = \frac{F_x \cdot w_x}{v_x}.$$

Darin bedeutet  $w_x$  die Geschwindigkeit im Querschnitt  $F_x$ . Diese Gleichung fordert immer dann ein  $w_x > w_m$ , wenn

$$\frac{F_m}{F_x} \frac{v_x}{v_m} > 1.$$

Da bei der Entspannung  $v_x > v_m$  ist, wird die Bedingung mit einem  $F_x > F_m$  erfüllt werden können, wenn nur  $\frac{F_x}{F_m} < \frac{v_x}{v_m}$ . (Das wurde von größter Bedeutung für den Turbinenbau.)

Wir wollen endlich der Gleichung (15) noch eine andere Form geben. Das Integral unter der Wurzel ist gleich der Arbeit  $L_0$ , die bei der Expansion auftritt. Sie ist, wie aus Abb. 17 abgelesen werden kann:

$$L_0 = p_1 v_1 - p_2 v_2 + \int_{v_1}^{v_2} p dv.$$

Geht der Vorgang adiabatisch vor sich, so ist das Integral gleich der Differenz der Werte der inneren Energie im Punkt 1 und 2; wir können also schreiben (vgl. auch § 1):

$$\begin{aligned} A L_0 &= u_1 + A p_1 v_1 - (u_2 + A p_2 v_2) \\ \text{oder} \qquad &= i_1 - i_2. \end{aligned}$$

Das gilt auch für den Fall des Dampfes, wo  $i = u' + x r + A p v'$ . Demnach ist

$$L_0 = 427 (i_1 - i_2)$$

und

$$(22) \quad w = \sqrt{2 g L_0} = 91,53 \sqrt{i_1 - i_2} \text{ m/s.}$$

Man kann daher  $L_0$  und  $w$  unmittelbar auch dem  $i s$ -Diagramm entnehmen, in das die  $p$ - und  $v$ -Kurven und bei Dämpfen die Kurven konstanten Feuchtigkeitsgehalts usw. eingetragen sind, indem man die  $i$ -Werte voneinander abzieht, die zu den Drucken  $p_1$  und  $p_2$  und den Volumina  $v_1$  und  $v_2$  gehören, wobei wegen der adiabatischen Entspannung der Punkt  $p_2 v_2$  vertikal unter dem Punkt  $p_1 v_1$  liegen muß.

In Wirklichkeit wird nicht die errechnete Geschwindigkeit bei der Ausströmung erreicht; insbesondere verzehrt Wandreibung Energie und man hat daher einen „Geschwindigkeitskoeffizienten“  $\varphi$  eingeführt, der als das Verhältnis der wahren zur theoretischen Geschwindigkeit definiert wird:

$$w' = \varphi w.$$

An Strömungsenergie wird erhalten  $L_0 \varphi^2$ , so daß verloren geht:

$$L_v = L_0 (1 - \varphi^2) = L_0 \xi,$$

wobei  $\xi$  der „Widerstandskoeffizient“ genannt wird.

Daß überdies nicht die aus Geschwindigkeit und Querschnitt der Ausflußöffnung berechenbare Menge ausfließt, beruht auf der „Kontraktion“ des ausfließenden Strahles, dessen engster Querschnitt an Stelle der Ausflußöffnung in die Rechnung einzusetzen ist.  $\mu$  ist das „Kontraktionsverhältnis“, d. h. das Verhältnis des engsten Querschnitts zur Ausflußöffnung, und es ist:

$$(23) \quad G'_s = \mu F w' \gamma.$$

## § 4. Apparate zur Mengemessung

### a) Pitot-Rohr, Prandtl-Rohr, Staurohr

Der Benutzung des Staurohres zur Mengemessung liegen die Gleichungen (14) und (16) zugrunde. Das Prinzip ist in Abb. 30 leicht erkennbar. Der Apparat besteht aus einem doppelwandigen Rohr; das innere ist an dem der Strömung zugekehrten Ende (bei 1) offen, das äußere, das vorn mit dem inneren verlötet ist, hat seitlich (bei 2) einige über die Mantelfläche verteilte Öffnungen; das innere Rohr und der Zwischenraum zwischen den zwei Rohren ist mit je einer Seite eines Flüssigkeitsmanometers verbunden, das also die Druckdifferenz  $H - h_s = h_a = h$  mißt und die Strömungsgeschwindigkeit

$w = \sqrt{\frac{2gh}{\gamma}}$  und die sekundlich

durchströmende Menge  $V = F \cdot w$

berechnen läßt. Tritt bei der Messung zusätzliche Druck- oder Saugwirkung durch Wirbelung u. dgl.

auf, so muß man dem  $\sqrt{\frac{2gh}{\gamma}}$  einen Faktor  $\beta$  hinzufügen, um die richtige Geschwindigkeit zu erhalten. Bei Messungen mit dem von

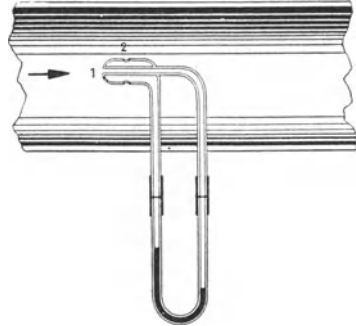


Abb. 30. Schema des Staurohres, Leybolds Nachf., A.-G.

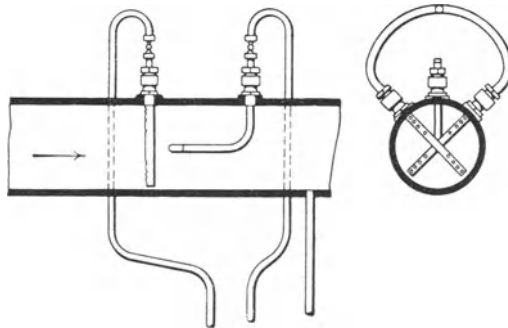


Abb. 31. Netzmessung mit gekreuzten Staurohren. (Aus Mitt. d. W. 76.)

Prandtl und von Brabée angegebenen Apparat darf man  $\beta = 1$  setzen. Andere Apparate bedürfen der Eichung.

Zu beachten ist, daß die Strömung im Querschnitt eines Rohres verschieden stark ist, weshalb ein Mittelwert genommen werden muß;

bei mäßiger Turbulenz kann man den Mittelwert aus dem in der Achse gefundenen Wert durch den Faktor 0,84<sup>1)</sup> finden, so daß der Mittelwert

$$(24) \quad \begin{cases} w_m = 0,84 \beta \sqrt{\frac{2g h}{\gamma}}, \\ V = 0,84 \beta \cdot F \sqrt{\frac{2g h}{\gamma}} \end{cases}$$

ist.

Zuverlässiger ist die sogenannte Netzmessung, die Abtastung des Querschnitts längs zweier senkrecht zueinander stehender Durchmesser, wobei man aber die Einzelablesungen zur Mittelbildung mit verschiedenem Gewicht in Rechnung setzen muß, wenn nicht, wie bei einigen Apparaten „mit gekreuzten Staurohren“ (Abb. 31), die Löcher in solchen Abständen angebracht sind, daß sie in flächengleichen Kreisringen den Druck messen lassen.

#### b) Staurand, Düse, Venturirohr

Das Schema dieser Instrumente sehen wir in Abb. 32, 33. Messen wir den Druck  $p_1$  vor dem Instrument und  $p_2$  an der engsten Stelle, so ist nach obigem:

$$(25) \quad w_2^2 - w_1^2 = 2g\Phi, \quad \text{wenn} \quad \Phi = - \int_1^2 v dp.$$

Sind die Querschnitte, in denen die Druckmessungen vorgenommen werden,  $F_1$  und  $F_2$ , so gilt ferner (s. o. Gleichung 4')

$$w_1 = w_2 \frac{F_2 \gamma_2}{F_1 \gamma_1},$$

also ist

$$(26) \quad w_2^2 (1 - m^2) = 2g\Phi \quad \text{mit} \quad m = \frac{F_2 \gamma_2}{F_1 \gamma_1}.$$

Es war bereits in § 3 darauf hingewiesen, daß wenn die Druckdifferenz ( $p_2 - p_1$ ) klein gegen den Anfangsdruck, man auch im Fall eines Gases in Gleichung (25)  $v$  als konstant annehmen kann. Daß der Fehler, den man dabei begeht, im allgemeinen klein ist, zeigt folgende Rechnung: Bei adiabatischer Expansion ändert sich  $v$ , da  $p v^k = \text{const}$  ist, mit Änderung von  $p$  auf  $p - dp$  entsprechend der Gleichung:

$$-\frac{dv}{v} = \frac{1}{k} \frac{dp}{p};$$

<sup>1)</sup> Bei Rauheit anders. Mitt. d. W. 182, 1933.

<sup>2)</sup>  $m$  ist unter Umständen noch mit dem Kontraktionsverhältnis  $\mu$  (s. oben) zu multiplizieren.

der Druckdifferenz ( $p_2 - p_1$ ) wird also eine Abweichung des  $v$  vom Mittelwert  $v_0 = \frac{v_2 + v_1}{2}$ , bezogen auf den Mittelwert  $v_0$ , entsprechen, die die Größe hat:

$$\frac{1}{v_0} \frac{v_2 - v_1}{2} = \frac{1}{2k p_0} (p_1 - p_2),$$

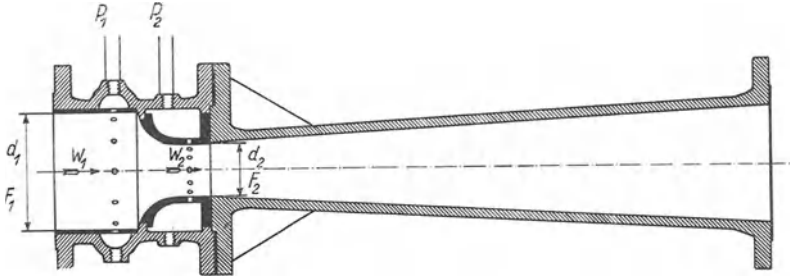


Abb. 32.

Abb. 32, 33.

Venturirohr und Meßdüse.

(Aus Germer, s. u.)

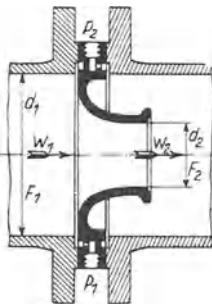


Abb 33.

Abb. 34.

Staurand mit Ringschlitzten.

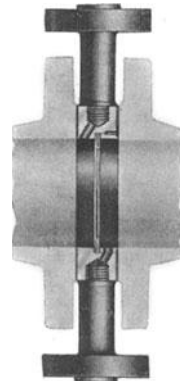
(Aus Bopp & Reuther, Meßtechn.  
Abt., Sammeliste, Me 225.)

Abb. 34.

das ist bei  $p_0 = 1$  at und  $p_1 - p_2 = 10$  cm Wassersäule = 0,01 at mit z. B.  $k = 1,2$  nur 0,4 %. Unter diesen in der Praxis meist eingehaltenen Bedingungen geht Gleichung (26) über in:

$$(27) \quad w_2 = \frac{1}{\sqrt{1 - m^2}} \sqrt{2g \frac{p_1 - p_2}{\gamma}} \quad \text{mit} \quad m = \frac{F_2}{F_1}.$$

Die Geschwindigkeitsmessung kommt also auf die Messung der Differenz der Drucke vor und in der Düse oder dem Staurand oder dem Venturirohr hinaus und bei geeigneter Eichung des die Differenz anzeigenden Manometers kann an ihm unmittelbar die Geschwindigkeit und auch die Menge pro Sekunde abgelesen werden.

Da die Formel ideale Strömungsbedingungen voraussetzt, liefert sie freilich Werte, die einer Korrektur bedürfen, wenn sie auf den praktischen Fall angewendet wird. Es zeigt sich, daß  $p_2$  wirklich an der engsten Stelle gemessen werden muß, und daß schon das Anbringen des Druckmeßröhrchens<sup>1)</sup> und der Staurand selbst die Strömung in nicht genau erfaßbarer Weise stört; es spielt dabei die Reibung an der Wand und am Rand, die Strahleinschnürung und der Stoßverlust infolge der plötzlichen Geschwindigkeitsänderung eine Rolle. Man trägt diesen Einflüssen Rechnung durch die „Durchflußziffer“  $\alpha$ , die empirisch bestimmt werden muß und für bestimmte

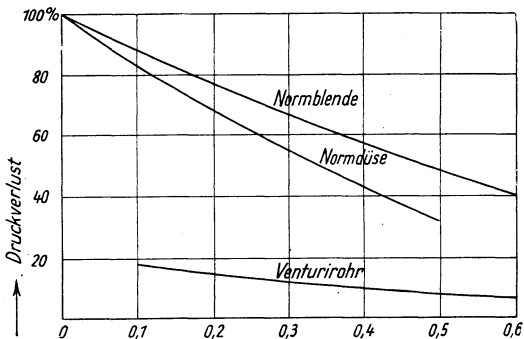


Abb. 35. Druckverlust im Staurand und Venturirohr.

Formen der Staugeräte bestimmt worden ist. Sogenannte „Normaldüsen“, „Normalblenden“ des VDI<sup>2)</sup> mit Eichwerten sind von Firmen wie Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., Bopp & Reuther, Mannheim-Waldhof u. a. zu beziehen<sup>3)</sup>.

Das Venturirohr bietet vor dem Staurand und der einfachen Düse den Vorteil, daß in ihm der durch die Verengung entstehende Druckverlust zum größeren Teil wiedergewonnen wird. Wie erheblich er im Fall des Staurandes und der Düse ist, zeigt Abb. 35, in der als Abszisse  $(d_2/d_1)^2$  das Öffnungsverhältnis, d. h. das Verhältnis der

<sup>1)</sup> Von Wichtigkeit ist, daß die Anzapfung an mehreren symmetrisch verteilten Stellen des Rohrumfanges (z. B. Ringschlitzten) geschieht, vgl. Abb. 34.

<sup>2)</sup> Vgl. „Regeln für die Durchflußmessung mit genormten Düsen und Blenden“ (VDI-Durchflußmesserregeln), Berlin, VDI-Verlag, 1937.

<sup>3)</sup> Vgl. auch W. E. Germer, Die Grundlagen der Dampfmessung nach dem Differenzdruckprinzip. München, Oldenbourg, 1927. — W. Koennecke, Neue Düsenformen für Durchflußmessung bei kleinen und mittleren Reynoldszahlen. ATM., Nov. 1938, Jan. 1939.

Querschnitte, in denen die Drucke abgenommen werden, aufgetragen ist, und als Ordinate die Druckdifferenz hinter und vor der Düse in Prozenten des Druckes vor der Düse; das Venturirohr verursacht infolge von Reibung einen Druckverlust von 10 bis 15 %.

Jordan<sup>1)</sup> gibt in seiner ausführlichen Behandlung der Mengemessung an, welche Korrektion man an die Formel (16) anbringen muß, wenn man die Änderung von  $\gamma$  bei der Expansion berücksichtigen will. Der „Ausgleichswert“  $\varepsilon$ , der, wie leicht durch Vergleich mit Gleichung (18) abgeleitet werden kann, gegeben ist durch

$$\varepsilon = \frac{\sqrt{\frac{k}{k-1} \left\{ \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{2}{k}} - \left( \frac{p_2}{p_1} \right)^{\frac{k+1}{k}} \right\}}}{\sqrt{1 - \frac{p_2}{p_1}}}$$

und mit dem  $G_s$  zu multiplizieren ist, wenn man diese Änderung in die Rechnung einführen will, ist für Messungen an Wasserdampf mit  $k = 1,135$  und an Preßluft mit  $k = 1,40$  graphisch dargestellt; auch für überhitzten Dampf und nassen Dampf kann man mit Hilfe von Tabellen und graphischen Darstellungen unschwer diesen Korrektionswert finden, wie Jordan in seiner Arbeit zeigt.

Trotz sorgfältiger Eichung wird häufig über Ungenauigkeit der Angaben der genannten Geräte geklagt. Meist läßt sie sich auf nachlässigen Einbau, mangelhafte Anschlüsse, Verschmutzung zurückführen. Aber auch bei Vermeidung dieser Fehlerquellen kommt man unter eine Unsicherheit von 3 % kaum herunter. Die Durchflußziffern hängen von der Wandbeschaffenheit (Rauigkeit) und von der Reynoldsschen Zahl ab. Man sollte bei Ermittlung der Durchflußziffer (Eichung) mit kleinem Flächenverhältnis ( $d_2/d_1$  höchstens 0,5) und mit einer Reynoldsschen Zahl nicht  $< 50000$  arbeiten; die Erfahrung scheint zu lehren, daß man die so gewonnene Ziffer dann noch bis herunter zu einer unteren Grenze von 10 % der oberen Reynoldsschen Zahl, also zu etwa  $\Re = 5000$ , gebrauchen kann. Große Genauigkeit ist besonders für die Ferngasversorgung anzustreben.

Für die Gasmengenbestimmung nach den genannten Methoden bedarf man in der Regel auch noch der Kenntnis der Temperatur, des Druckes und der Feuchtigkeit.

Besonders schwierig ist die Bestimmung kleiner Strömungsgeschwindigkeiten wegen der Ungenauigkeit der Druckdifferenz-

<sup>1)</sup> H. Jordan, Mitt. d. W. 76, 1925.

messung in diesen Fällen, und für die Gasmengenmessung ist dann häufig nur eine der unter (c) genannten Methoden anwendbar. Rheinländer<sup>1)</sup> gibt einige gute Ratschläge in dieser Richtung.

Als wertvolle Zusatzgeräte seien hier noch genannt die Apparate, die gestatten, die Druckdifferenz vergrößert auf ein Schreibwerk zu übertragen. Man benutzt zu dem Zweck z. B. die Membrandruck-

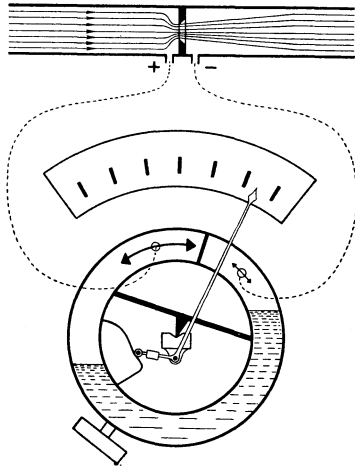


Abb. 36. Schema der Ringwaage.  
(Aus Hartmann & Braun, Liste GA.)

wandler und besonders häufig die Ringwaage-Gasmesser von Hartmann & Braun, Frankfurt a. M., und ähnliche Instrumente anderer Firmen. In den Membrandruckwandlern wirkt die Druckdifferenz, die sich an der Venturidüse, dem Staurohr oder einem anderen dieser Meßgeräte ausbildet, auf ein Membranmanometer, dessen Einstellung die Druckdifferenz vergrößert wiedergibt und registriert. Das Prinzip des Ringwaage-Gasmessers sehen wir in Abb. 36: Der ringförmige Hohlkörper, bis etwa zur Hälfte mit Flüssigkeit gefüllt, ist mit einer in

der Achse liegenden Schneide auf einer Unterlage drehbar gelagert. Der Raum über der Flüssigkeit ist durch eine Trennwand in zwei Kammern geteilt, die mit den beiden Druckleitungen der Düsen oder der ähnlichen Druckmeßinstrumente verbunden werden. Die Druckdifferenz ruft durch Einwirkung auf den Stand der Flüssigkeit eine Drehung des Hohlkörpers hervor, welcher ein Gewicht entgegenwirkt und die auf einen Zeiger übertragen wird und registriert werden kann.

### c) Gasuhren; volumenometrische Messung

Eine direkte Volumenmessung kann und wird man vielfach durch die Gasuhr (den trockenen und den nassen Gasmesser), durch den Flügelradmesser, den Taumelscheibenmesser und ähnliche Instrumente durchführen. In diesen Apparaten wird die Strömung zur rotierenden oder hin- und hergehenden Bewegung von festen Flächenstücken verwendet, die in die Strömung eingebracht sind. Auf ihre Konstruktion braucht hier nicht im einzelnen eingegangen zu werden.

<sup>1)</sup> P. Rheinländer, Mitt. d. W. 130, 1929.



Sie sind brauchbar für kleine und große Leistungen, und im allgemeinen sehr haltbar; die mit ihnen gewonnenen Ergebnisse zeichnen sich in der Regel durch große Genauigkeit aus; ihre Anschaffung verursacht aber, wenn es sich um Messung großer Leistungen handelt, hohe Kosten. Zuweilen findet man in größeren Werksanlagen zur Messung des Gesamtgasverbrauchs oder der Gesamtgasabgabe einen „Stationsgasmesser“, der zur Kontrolle für Verrechnungszwecke herangezogen wird. Die Eichung geschieht durch Vergleich mit Normalgasuhren. Fehler können eigentlich nur durch Undichtheiten in den Leitungen, eventuell auch in den Apparaten entstehen, oder in einer ungenügenden Berücksichtigung der Temperatur.

Es sei hier noch auf die Möglichkeit der Mengemessung durch das sogenannte „Impfverfahren“ hingewiesen<sup>1)</sup>. Mit Erfolg ist es bei der Messung von großen Wassermengen in einer Großversuchsanlage am Walchenseekraftwerk angewandt worden. Man führte dem stationären Wasserstrom an einer Stelle als „Impfstoff“ gemessene Quantitäten Kochsalz zu und bestimmte in einiger Entfernung davon den Gehalt an Kochsalz im Wasserstrom. Die Genauigkeit des Verfahrens war in diesem Falle überraschend groß. In analoger Weise hat man versucht, Gasstromgeschwindigkeiten durch Impfen mit Wasserstoff zu bestimmen. Auch da scheint das Verfahren brauchbare Resultate liefern zu können; als Dauermeßverfahren wird es einstweilen wegen der Kosten nicht in Betracht kommen, die mit der Zufuhr der erforderlichen großen Mengen von Wasserstoff verbunden sind.

---

<sup>1)</sup> G. Neumann, Mitt. d. W. 220, 1936.

# Fünftes Kapitel

## Feuerungstechnik

### § 1. Technische Brennstoffe

Bei der Verbrennung in technischen Feuerungen handelt es sich in der Hauptsache um die Oxydation von Kohlenstoff und Wasserstoff, die die Hauptbestandteile der technischen Brennstoffe bilden, zu Kohlensäure und Wasserdampf. Je nach dem Gehalt an C und H und je nach der Art (Verbindung), in der sie in den Brennstoffen vorkommen, ferner je nach Gehalt und Art der sonstigen verbrennlichen und der nicht verbrennlichen Nebenbestandteile der Brennstoffe, zeigen sie feuerungstechnische Verschiedenheiten und besitzen sie verschiedenen Wert.

In den festen Brennstoffen (Holz, Torf, Kohle, bituminöser Schiefer, Koks, Briketts) finden wir neben dem C und H sauerstoffhaltige Kohlenstoffverbindungen vermischt mit (mineralischer) Asche und Feuchtigkeit, außerdem meist 1 bis 2 % Schwefel. Eine der vordringlichsten Forderungen, die man an einen guten festen Brennstoff stellen muß, ist die, daß gerade die drei letztgenannten Bestandteile nur einen geringen Prozentsatz des Ganzen ausmachen; die Aschenmenge, die anfällt, darf einen bestimmten, freilich von dem Verwendungszweck und der Feuerungsart abhängigen Betrag nicht überschreiten; auch auf die Beschaffenheit der Asche kommt es an; leicht schmelzende fließende Asche (Schlacke) kann unter Umständen den Wert der Kohle stark herabsetzen. Zu große Feuchtigkeit kann dem Brennstoff unter Umständen in großen Trockenanlagen oder durch Liegenlassen an der Luft in genügendem Maße entzogen werden.

Kohlen unterscheidet man häufig nach ihrem Gasgehalt und bezeichnet als trockene Kohle (mit langer Flamme) solche mit 40 bis 50 % flüchtigen Bestandteilen, fette Kohle (Gaskohle mit langer Flamme, Koks-kohle mit kurzer Flamme) solche mit 20 bis 35 % flüchtigen Bestandteilen, Magerkohle (Anthrazit mit kurzer Flamme) solche mit 10 bis 20 % flüchtigen Bestandteilen.

Die Wartung einer Feuerung mit festen Brennstoffen ist bekanntlich umständlich und erfordert gewissenhaftes Personal, da sorgfältig

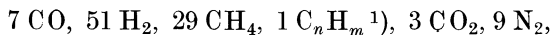
dafür gesorgt werden muß, daß der Rost, auf dem die Feuerung liegt, sauber ist und die Schlacken nicht die Luftzufuhr hindern.

In den flüssigen Brennstoffen ist meist wenig Unverbrennliches enthalten; sie bestehen aus Kohlenwasserstoffen verschiedenster Art bei einem Schwefelgehalt von 0,5 bis rund 5 %. Wir nennen hier im besonderen das Erdöl mit 80 bis 86 % C und 10 bis 13 % H<sub>2</sub> und die von ihm gewonnenen, jetzt in größtem Ausmaß synthetisch hergestellten Benzine, Kohlenwasserstoffe von aliphatischer Konstitution, C<sub>n</sub>H<sub>2n+2</sub>, oder von ungesättigtem Aufbau, C<sub>n</sub>H<sub>2n</sub>, ferner das aus dem Steinkohlenteer gewonnene Benzol, C<sub>6</sub>H<sub>6</sub> und seine Abkömmlinge; als Destillate sind diese viel gebrauchten Brennstoffe fast frei von Wasser und Asche. Nur die Rückstände (z. B. Masut), die als Heizöle für Ölfeuerungen, und die mittleren Destillate, die als Treiböl in den Dieselmotoren verwendet werden, besitzen etwa 2 bis 3% bzw. 0,5 bis 1% Wasser und etwa 2% bzw. 0,05% Asche. Andererseits findet auch noch immer der hauptsächlich in den Brennereien gewonnene Spiritus weitgehende Verwendung.

Für die Anwendbarkeit der flüssigen Brennstoffe ist ihre Zähigkeit von großer Bedeutung. Die Benzine und Benzole zeigen eine innere Reibung, die bei 20° einen „Englergrad“ nicht erreicht. Die Zähigkeit der Dieselmotorenöle, durch die ihre Zerstäubungsmöglichkeit stark beeinflußt wird, sollte 3 „Englergrade“ bei 20° nicht übersteigen. Gegenüber den festen Brennstoffen besitzen die flüssigen den großen Vorteil, sehr leicht in die Heizungsanlage eingebracht werden zu können (z. B. durch Pumpen), den Vorteil der guten Raumausnutzungsmöglichkeit bei der Lagerung, und den, sich weniger leicht selbst zu entzünden (Kohlenbrände sind, wie es scheint, nicht ganz zu vermeiden).

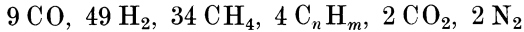
Unter den gasförmigen Brennstoffen spielen 1. die bei der Kokerei gewonnenen Gase („Starkgase“: Koksofengas, Leuchtgas) und 2. die durch Vergasung im Generator und im Hochofen erhaltenen Gase („Schwachgase“: Generator-, Gicht-, Wassergas) in der Technik eine besonders wichtige Rolle. Die brennbaren Bestandteile sind CO, H<sub>2</sub> und Kohlenwasserstoffe; als Unverbrennliches enthalten sie Stickstoff, Kohlensäure und Wasserdampf. Im einzelnen sei über sie wenigstens folgendes mitgeteilt.

α) Koksofengas, jetzt hauptsächlich für Ferngasanlagen verwendet, zeigt je nach Herkunft etwas verschiedene Zusammensetzung, beispielsweise (die Zahlen sind Volumenprozent):



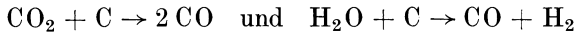
1) C<sub>n</sub>H<sub>m</sub> Sammelbezeichnung für die höheren ungesättigten Kohlenwasserstoffe.

mit einem Heizwert<sup>1)</sup> von 4150 kcal/m<sup>3</sup>. Für Leuchtgas wird z. B. angegeben:

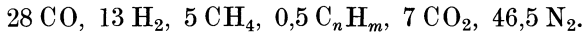


mit 5000 kcal/m<sup>3</sup>.

β) Generatorgas. Es wird als kaltes, gereinigtes und als heißes, nur vom größten Flugstaub befreites Gas verwendet. Man gewinnt es durch unvollkommene Verbrennung von Braunkohlenbriketts oder Steinkohlen, indem man durch die Kohlen, die auf dem Rost von zylindrischen oder ähnlichen Schachttöfen verbrennen ( $\text{C} + \text{O}_2 \rightarrow \text{CO}_2$  und  $2 \text{ H}_2 + \text{O}_2 \rightarrow 2 \text{ H}_2\text{O}$ ), Luft und Wasserdampf (letzteren hauptsächlich zum Lockerhalten der Schlacke) einbläst und die Vorgänge:

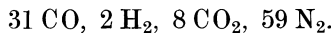


hervorrufft. Eine mittlere Zusammensetzung ist z. B.:



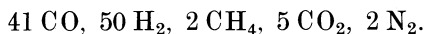
Der Vorteil der heißen Gase ist der wegen des Teergehalts höhere Heizwert (1500 gegen 1200 kcal/m<sup>3</sup> bei den kalten Gasen) und der infolge der höheren Temperatur vorhandene größere Wärmeinhalt; Verwendung finden sie bei Martinöfen und Glühöfen. Die kalten Gase führen dafür weniger leicht zu Verstopfungen von Leitungen, was besonders bei stark verzweigten Leitungen zu den Brennstellen beachtlich ist; in Anbetracht der guten Reinigung hat man ferner in ihnen Gase für Kraftzwecke.

γ) Gicht- (Hochofen-) Gas wird beim Betrieb von Eisenhochöfen gewonnen und besitzt entsprechend dem geringeren H<sub>2</sub>-Gehalt einen niedrigeren Heizwert (900 bis 1100 kcal/m<sup>3</sup>) als das Generatorgas. Seine Zusammensetzung ist beispielsweise:



Es findet Anwendung zum Betrieb von Winderhitzern, Gasmaschinen und zum Heizen von Öfen.

δ) Wassergas, das beim Überleiten von Wasserdampf über glühende Kohlen gewonnen wird (in zwei Perioden: dem Heißblasen der Kohlen mit Verbrennung und dem Kaltblasen mit Vergasung), dient vielfach zur Streckung (Vermischung) von Leuchtgas, zum Teil aber auch zur Wasserstoffgewinnung, zum Schweißen u. a. Als Heizwert findet man z. B. 2700 kcal/m<sup>3</sup> bei einer Zusammensetzung von:



<sup>1)</sup> Über Heizwerte s. unten.

## § 2. Heizwert der Brennstoffe

Eine der wichtigsten Größen zur Beurteilung der Brennstoffe ist ihr Heizwert oder ihre Verbrennungswärme. Unter Verbrennungswärme eines Stoffes versteht man die Wärmemenge in kcal pro kg des Stoffes, die bei der vollständigen Verbrennung auftritt; da sie von Druck, Temperatur, Aggregatzustand, Modifikation u. a. abhängt — wenn auch meist in geringem Maße —, muß die chemische und physikalische Beschaffenheit des Stoffes vor und nach der Verbrennung angegeben sein. Ändern sich z. B. die Molzahlen der gasförmigen Bestandteile der Stoffe bei der Verbrennung, so muß man zwischen der Verbrennungswärme bei der Verbrennung unter konstantem Druck und bei der unter konstantem Volumen unterscheiden (wegen des Energieaufwandes für die Volumenvergrößerung im ersten Fall).

In der Technik spricht man häufig vom Heizwert statt von der Verbrennungswärme; es ist dabei freilich ein bestimmter Endzustand nach der Verbrennung vorausgesetzt, entsprechend dem Normenblatt Din DVM 3716. Danach versteht man im Fall der Verbrennung fester und flüssiger Brennstoffe unter dem „oberen Heizwert“  $H_o$  eines Stoffes die Wärmemenge, die bei vollständiger Verbrennung von 1 kg des Stoffes verfügbar wird, wenn a) die Temperatur des Stoffes vor der Verbrennung und der Stoffe nach der Verbrennung  $20^{\circ}$  beträgt, b) die Verbrennungserzeugnisse von Kohlenstoff und Schwefel restlos als Kohlendioxyd und Schwefeldioxyd in gasförmigem Zustand vorhanden sind (eine Oxydation des Stickstoffs soll nicht stattfinden) und c) das vor der Verbrennung im Brennstoff flüssig vorhandene und das bei der Verbrennung zusätzlich gebildete Wasser sich nach der Verbrennung in flüssigem Zustand befindet. Als „unteren Heizwert“  $H_u$  eines Stoffes bezeichnet man die Wärmemenge, die bei vollständiger Verbrennung von 1 kg des Stoffes verfügbar wird, wenn die unter a) und b) gestellten Bedingungen für den oberen Heizwert erfüllt sind und statt der obigen Bedingung c) das vor der Verbrennung im Brennstoff flüssig und dampfförmig vorhandene und das bei der Verbrennung zusätzlich gebildete Wasser sich nach der Verbrennung in dampfförmigem Zustand bei  $20^{\circ}$  befindet.

Den Heizwert  $H_o$  und  $H_u$  der gasförmigen Brennstoffe definiert man in gleicher Weise, abgesehen davon, daß man ihn in der Technik auf  $1\text{ m}^3$  des Stoffes, statt auf 1 kg des Stoffes bezieht.

Einheiten der Heizwerte sind also bei festen und flüssigen Stoffen kcal/kg, bei gasförmigen kcal/m<sup>3</sup>. Einige Angaben von Heizwerten s. Tabelle 14.

Tabelle 14. Heizwert ( $H_u$ ) und Verbrennungstemperatur ( $t_v$ ).

	$H_u$ kcal/kg		$H_u$ kcal/kg	$t_v$ Grad
Holz . . . . .	4500	Erdölprodukte..	10 000—10 600	2200
Braunkohle ..	5000—7000	Braunkohlen-		
Steinkohle ...	7500—8400	teerprodukte	9 400— 9 800	2300
Anthrazit ....	8300—8500	Steinkohlen-		
		teerprodukte	9 000— 9 300	2250

	$H_u$ kcal/m <sup>3</sup>	$t_v$ Grad		$H_u$ kcal/m <sup>3</sup>
Kohlenoxyd, CO ...	3050	2240	Äthan, C <sub>2</sub> H <sub>6</sub> . . . . .	15150
Wasserstoff, H <sub>2</sub> . . . . .	2560	2220	Propan, C <sub>3</sub> H <sub>8</sub> . . . . .	21 750
Methan, CH <sub>4</sub> . . . . .	8580	2065	Benzoldampf, C <sub>6</sub> H <sub>6</sub>	34500

	$H_u$ kcal/m <sup>3</sup>	$t_v$ Grad
Leuchtgas . . . . .	5000	etwa 2500
Koksogas . . . . .	4150	„ 2100
Wassergas . . . . .	2400—2700	„ 2200
Generatorgas . . . . .	1200—1600	„ 1950
Gichtgas . . . . .	800—1100	„ 1600

Die Bestimmung des Heizwertes geschieht entweder rechnerisch aus der chemischen Zusammensetzung (indirekte Methode) oder experimentell mit Hilfe der Kalorimeter (direkte Methode). Die Berechnung kann bei festen und flüssigen Stoffen, wenn eine Elementaranalyse vorliegt, nach der sogenannten Verbandsformel (Dulong) erfolgen:

$$\frac{1}{100} H_o = 81 c + 340 \left( h - \frac{o}{8} \right) + 22 s \text{ kcal/kg,}$$

$$\frac{1}{100} H_u = 81 c + 340 \left( h - \frac{o}{8} \right) + 22 s - 6 (w + 9 h) \text{ kcal/kg,}$$

wenn  $c$ ,  $h$ ,  $o$ ,  $s$ ,  $w$  in Gewichtsteilen den Gehalt des Brennstoffes an Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Schwefel, Wasser angibt. Doch kann der so berechnete Wert keinen Anspruch auf große Genauigkeit machen, weil zur Trennung der in den Brennstoffen vorliegenden Verbindungen positive und negative Wärmemengen nötig sind, die ja in den Formeln keine Berücksichtigung finden; wenn die berechneten Werte annähernd richtige Resultate ergeben, liegt das daran, daß diese Wärmemengen in der Regel sehr gering sind.

Die berechneten Werte beziehen sich auf Reinkohle, d. h. auf die von Asche und Feuchtigkeit befreite Rohkohle; bei guter Rohkohle muß man mit 5 bis 10 % Asche rechnen.

Für den Heizwert der gasförmigen Brennstoffe gilt die Formel:

$$\frac{1}{100} H_u = 30,5 \text{ CO}' + 25,6 \text{ H}_2' + 85,8 \text{ CH}_4' + 141 \text{ C}_n \text{ H}_m' \text{ kcal/m}^3,$$

wenn  $\text{CO}'$ ,  $\text{H}_2'$ ,  $\text{CH}_4'$ ,  $\text{C}_n \text{ H}_m'$  in Volumenteilen den Gehalt des Brennstoffes an den betreffenden Gasen angibt.

Zur experimentellen Heizwertbestimmung fester Stoffe dient die Berthelot-Bombe im Kalorimetergefäß<sup>1)</sup>. Abb. 37 zeigt einen Durchschnitt durch die Bombe der üblichen Ausführung mit rund 300 cm<sup>3</sup> Inhalt. Die abgewogene Probe von der Menge  $G$  (etwa 1 g) wird von der Schale  $s$  aufgenommen, die Bombe nach Durchströmen von Sauerstoff ( $a$  Einlaß-,  $b$  Auslaßöffnung) mit Sauerstoff von 25 bis 30 kg\*/cm<sup>2</sup> Druck gefüllt und danach in ein mit Wasser beschicktes Kalorimetergefäß gebracht; nach Temperatúrausgleich wird die Kalorimetertemperatur mit in  $1/100^\circ \text{C}$  geteiltem Thermometer gemessen und nun die Verbrennung der Probe durch einen kleinen Zünddraht, der von  $z$  durch  $s$  an die metallische Befestigung von  $s$  geführt ist und an elektrische Spannung gelegt wird (Anschlüsse bei  $p_1$  und  $p_2$ ), eingeleitet. Entsteht dabei die Wärmemenge  $Q$  und ruft sie eine Temperaturerhöhung  $\Delta t$  des gesamten Kalorimetergefäßes mit Wasser und Bombe (einschließlich Rührer und Thermometer) hervor, so ist:

$$\frac{Q}{G} = H_o = \frac{W_0 \cdot \Delta t - H_z}{G},$$

wenn  $W_0$  den gesamten „Wasserwert“ der Anordnung und  $H_z$  den Heizwert des Zünddrahtes<sup>2)</sup> (z. B. bei Eisen 1,6 kcal/g) bedeutet. Die Bestimmung des „Wasserwertes“ geschieht am besten mit Hilfe einer Eichsubstanz, z. B. durch Verbrennung von 1 g Benzoesäure

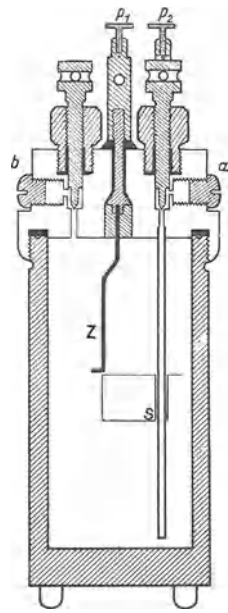


Abb. 37. Schnitt durch die Berthelotsche Bombe.

<sup>1)</sup> Genaue Ausführungsbestimmung mit Beispiel s. Din DVM 3716.

<sup>2)</sup> Gegebenenfalls ist in  $H_z$  noch diejenige Wärmemenge mitaufzunehmen, die dadurch frei wird, daß der im Sauerstoff und Brennstoff enthaltene Stickstoff zu Salpetersäure verbrennt, sowie die, die bei der Bildung von

in der Bombe, die  $H_o = 6,324 \text{ kcal/g}$  ergibt. Bei der Bestimmung von  $\Delta t$  muß die Wärmeabgabe des Kalorimeters nach außen berücksichtigt werden (zur Feststellung der durch die Wärmeableitung notwendigen Korrektur beobachtet man in bekannter Weise den Temperaturgang vor und nach der Verbrennung und wählt überdies die Temperatur zu Anfang zweckmäßig so tief unter Zimmertemperatur, als sie durch die Verbrennung voraussichtlich etwa steigt). Man erhält so den oberen Heizwert  $H_o$ , da der bei der Verbrennung entstehende Wasserdampf sich kondensiert, also seine Kondensationswärme mit zur Erwärmung des Kalorimeters dient. Den unteren Heizwert  $H_u$  findet man, indem man von  $H_o$  den Wert  $600 m_0$ <sup>1)</sup> abzieht, falls sich bei der Verbrennung die Wassermenge  $m_0 \text{ kg}$ , bezogen auf  $1 \text{ kg}$  Brennstoff, ergab. Zur Bestimmung des Wassergehalts leitet man nach dem Verbrennungsversuch durch die im Ölbad geheizte Bombe einen trockenen Luftstrom, der das Wasser aufnimmt und an ein dahintergeschaltetes Chlorcalciumrohr abgibt<sup>2)</sup>.

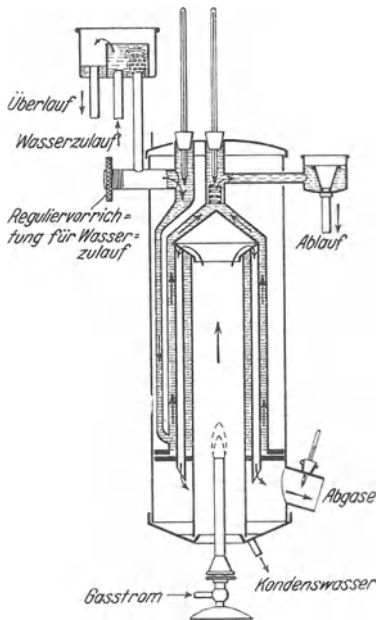


Abb. 38. Junkers-Kalorimeter.

Auch von Flüssigkeiten kann man auf diese Weise den Heizwert bestimmen, meist benutzt man aber in dem Fall das für Gasheizwertbestimmungen in Gebrauch befindliche Junkers-Kalorimeter.

Schwefeltrioxyd in Lösung aus Schwefeldioxyd entsteht ( $1 \text{ cm}^3 0,1 \text{ n-Salpetersäure}$  entspricht  $1,5 \text{ cal}$ ;  $1 \text{ cm}^3 0,1 \text{ n-Schwefelsäure}$  entspricht  $3,6 \text{ cal}$ ). Zur Bildungsmöglichkeit der Lösungen bringt man in die Bombe außer der Probe vor dem Versuch  $5 \text{ cm}^3$  destilliertes Wasser.

<sup>1)</sup> Die vom Wasserdampf bei der Kondensation und Abkühlung auf die Bezugstemperatur von  $20^\circ$  abgegebene Wärme ist ungefähr  $600 \text{ kcal/kg}$ .

<sup>2)</sup> Enthält der Brennstoff viel Feuchtigkeit, so trocknet man ihn zuweilen zweckmäßig vor Einbringen in die Bombe, muß dann aber den entzogenen Wassergehalt durch Wägung feststellen und bei Angabe des Heizwertes berücksichtigen.



Einen schematischen Schnitt durch das Junkers-Kalorimeter<sup>1)</sup> zeigt Abb. 38. Das zu untersuchende Gas verbrennt am Brenner, der von unten in den Apparat eingeführt ist. Es erwärmt dabei das durchlaufende Wasser (Zulauf und Ablauf sind in der Abbildung gekennzeichnet), dessen Zulauf so geregelt wird, daß sich im stationären Zustand eine Temperaturdifferenz von 20 bis 30° einstellt. Nachdem der stationäre Zustand eingetreten ist, läßt man für eine bestimmte Zeit das Wasser aus dem Ablauf in einen Meßzylinder fließen, und bestimmt mit ihm die in der Zeit durchgelaufene und von  $t_1$  auf  $t_2$  erwärmte Wassermenge  $W$ ; außerdem mißt man mittels einer Gasuhr die in der Zeit verbrannte Gasmenge  $G$ . Bezeichnen wir wieder den oberen Heizwert des Gases mit  $H_o$ , so gilt:

$$H_o = \frac{W (t_2 - t_1)}{G}.$$

Um den unteren Heizwert zu finden, müssen wir die pro  $m^3$  Gas kondensierte Wasserdampfmenge bestimmen; zu dem Zweck befindet sich am Boden des Gefäßes ein Ablauf für das Kondenswasser, dessen Menge  $m$  kg während der Beobachtungszeit mit einem untergesetzten Meßzylinder gemessen wird. Dann ist:  $H_u = H_o - 600 m/G$ . Der kleine Fehler, der dadurch entsteht, daß etwas Wärme von dem Kalorimeter von außen aufgenommen oder nach außen abgegeben wird, kann meist vernachlässigt werden, wenn man dafür sorgt, daß die Zimmertemperatur etwa in der Mitte zwischen  $t_1$  und  $t_2$  liegt. Der Bau, insbesondere die äußere Hülle des Kalorimeters ist derart gestaltet, daß auch sonst meist der Fehler unberücksichtigt bleiben kann.

Handelt es sich um die Bestimmung des Heizwertes von Flüssigkeiten, so muß man den gewöhnlichen Gasbrenner durch einen solchen Brenner ersetzen, der mit einem Reservoir, das die zu untersuchende Flüssigkeit enthält, in geeigneter Weise verbunden ist; die Menge der verbrannten Flüssigkeit wird durch Wägung gefunden<sup>2)</sup>.

### § 3. Die zur Verbrennung notwendige Luftmenge

Kennt man die Zusammensetzung des Brennstoffes, so kann man die zur Verbrennung nötige Sauerstoff- bzw. Luftmenge berechnen

<sup>1)</sup> S. z. B. Mitt. d. W. 62, 1924. Junkers & Co., Dessau.

<sup>2)</sup> Die Junkers-Werke liefern auch ein automatisches Kalorimeter mit Registrierung für Dauerkontrolle des Gases.

und es ist leicht einzusehen, daß die folgenden Beziehungen gelten müssen<sup>1)</sup>. Es bezeichnen dabei:

$c, h, o, n, s, w, a$  in Gewichtsteilen den Gehalt eines Brennstoffes an Kohlenstoff, Wasserstoff, Sauerstoff, Stickstoff, Schwefel, Wasser, Asche (wie oben);

$\text{CO}', \text{H}'_2, \text{CH}'_4, \text{N}'_2 \dots$  den Gehalt eines gasförmigen Brennstoffes (oder nicht getrockneten Abgases) an den betreffenden Gasen in Volumenteilen (wie oben);

$\text{CO}_2, \text{O}_2, \text{N}_2, \text{CO} \dots$  den Gehalt des Abgases an den betreffenden Gasen in Volumenteilen, wenn das Abgas getrocknet ist (den üblichen Analysenwerten entsprechend);

$\text{C}, \text{N}, \text{H}$  den Gehalt der Mengeneinheit des Brennstoffes an Kohlenstoff, Stickstoff, Wasserstoff in  $\text{m}^3$ ;

$O_m$  und  $L_m$  die zur vollkommenen Verbrennung der Mengeneinheit des Brennstoffes nötige Sauerstoff- und Luftmenge in  $\text{m}^3$ ;

$V$  die gesamte,  $V_t$  die trockene (wasserfreie) Abgasmenge in  $\text{m}^3$  für eine Mengeneinheit des Brennstoffes,  $V_0$  die bei theoretischer Verbrennung zu erwartende;

$\mathfrak{B}_0$  sei das Molvolumen, es wird bei  $0^0$  und 760 mm Hg-Druck zu  $22,4 \text{ m}^3$ , bei  $20^0$  und 760 mm Hg-Druck zu  $24,0 \text{ m}^3$  angenommen.

1. Die Sauerstoffmenge, die zur Verbrennung von festen und flüssigen Brennstoffen nötig ist, ergibt sich aus:

$$O_m = \mathfrak{B}_0 \left\{ \frac{c}{12} + \frac{h}{4} + \frac{s}{32} - \frac{o}{32} \right\} \text{ m}^3/\text{kg},$$

die Luftmenge aus:

$$L_m = \frac{\mathfrak{B}_0}{0,21} \left\{ \frac{c}{12} + \frac{h}{4} + \frac{s}{32} - \frac{o}{32} \right\} \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Aus 1 kg entsteht bei vollkommener Verbrennung dann:

$$\frac{c}{12} \mathfrak{B}_0 \text{ m}^3 \text{ Kohlensäure/kg},$$

$$\frac{h}{2} \mathfrak{B}_0 + \frac{w}{18} \text{ m}^3 \text{ Wasserdampf/kg},$$

$$\frac{s}{32} \mathfrak{B}_0 \text{ m}^3 \text{ Schwefeldioxyd/kg}.$$

In der Praxis muß indessen mehr  $\text{O}_2$  zugeführt werden, weil nicht alle  $\text{O}_2$ -Moleküle infolge nicht genügender Vermischung zur Ver-

<sup>1)</sup> In der Bezeichnungsweise schließen wir uns der „Hütte“ an: Bd. I, 4. Abschnitt, VII.

brennung führen. Man spricht daher von der Luftüberschußzahl, die das Verhältnis der wirklich zugeführten zur theoretisch notwendigen Luftmenge,  $\lambda = L/L_m$ , angibt, oder von dem Luftüberschuß  $\lambda - 1 = n$ . Wird weniger als notwendig zugeführt, so spricht man von Luftmangel; dann ist  $\lambda < 1$ ; in diesem Falle ist die Verbrennung unvollständig und es wird Unverbranntes, aber Brennbares zurückbleiben, oder unverbranntes CO im Abgas mit fortgeführt. Bei Luftüberschuß befindet sich im Abgas noch

$$(\lambda - 1)O_m \text{ m}^3 \text{ Sauerstoff/kg}$$

und

$$\frac{0,79}{0,21} \lambda O_m \text{ m}^3 \text{ Stickstoff/kg.}$$

Die Abgasmenge pro 1 kg Brennstoff ist dann:

$$\begin{aligned} V_g &= \mathfrak{B}_0 \left\{ \frac{c}{12} + \frac{h}{2} + \frac{w}{18} + \frac{s}{32} \right\} + (\lambda - 1)O_m + \frac{1 - 0,21}{0,21} \lambda O_m \\ &= \mathfrak{B}_0 \left\{ \frac{c}{12} + \frac{h}{2} + \frac{w}{18} + \frac{s}{32} \right\} + \frac{\lambda O_m}{0,21} - O_m \\ &= \mathfrak{B}_0 \left\{ \frac{c}{12} + \frac{h}{2} + \frac{w}{18} + \frac{s}{32} \right\} + L - \mathfrak{B}_0 \left\{ \frac{c}{12} + \frac{h}{4} + \frac{s}{32} - \frac{o}{32} \right\} \\ &= L + \mathfrak{B}_0 \left\{ \frac{h}{4} + \frac{w}{18} + \frac{o}{32} \right\} \text{ m}^3/\text{kg.} \end{aligned}$$

$\lambda = L/L_m$  muß bei Ölf Feuerungen zu etwa 1,2 bis 1,25, bei Rostfeuerungen zu etwa 1,5 bis 1,6 gewählt werden, wenn man sicher sein will, daß eine vollständige Verbrennung eintritt.

2. Die zur Verbrennung von Gasen notwendige Sauerstoff- und Luftmenge ist

$$O_m = \frac{1}{2} (\text{CO}' + \text{H}'_2) + 2 \text{CH}'_4 + 3 \text{C}_2\text{H}'_4 - O'_2 \text{ m}^3/\text{kg}$$

und  $L_m = O_m/0,21$ . Daher besteht bei Luftüberschuß das Abgas aus:

$\text{CO}'_2 + \text{CO}' + \text{CH}'_4 + 2 \text{C}_2\text{H}'_4$	$\text{m}^3 \text{ Kohlensäure/m}^3 \text{ Brennstoff,}$
$\text{H}'_2 + 2 (\text{CH}'_4 + \text{C}_2\text{H}'_4)$	$\text{m}^3 \text{ Wasserdampf/m}^3 \text{ Brennstoff,}$
$0,21 L - O_m$	$\text{m}^3 \text{ Sauerstoff/m}^3 \text{ Brennstoff,}$
$\text{N}'_2 + 0,79 L$	$\text{m}^3 \text{ Stickstoff/m}^3 \text{ Brennstoff.}$

Bei Gasfeuerung erfordert die vollständige Verbrennung in der Regel  $\lambda = 1,1$ .

3. Es ist von großer Wichtigkeit,  $\lambda$  zu kennen und die Luftmenge zu kontrollieren. Denn bei Mangel an Luft entsteht unvollständige

Verbrennung und ein Stoffverlust, indem noch Brennbares mit den Abgasen zum Schornstein hinausgeht; zuviel Luft wirkt als Ballast, drückt also den Wirkungsgrad der Feuerung herunter. Man kontrolliert  $\lambda$  durch die Abgasanalyse, indem man z. B. den  $\text{CO}_2$ -Gehalt oder den  $\text{O}_2$ -Gehalt im Rauchgas bestimmt.

Es sei hier eine Beziehung angegeben, die dazu dienen kann, den Luftüberschuß bei vollkommener Verbrennung zu berechnen, wenn der Sauerstoffgehalt des trockenen Rauchgases durch eine Analyse bekannt ist. Ist  $W_0$  der Wassergehalt bei theoretischer Verbrennung in der theoretischen gesamten Abgasmenge  $V_0$  und  $W$  der Wassergehalt in der mit Luftüberschuß versehenen gesamten Abgasmenge  $V$ , so ist bei  $\lambda = n + 1$

$$W : W_0 = V_0 : V = V_0 : (V_0 + (\lambda - 1) L_m).$$

Nun gilt ferner:

$$O_2' V = O_2 (V - V W) = O_2 V (1 - W) = O_2 V \left( 1 - \frac{W_0}{1 + n \frac{L_m}{V_0}} \right)$$

und

$$O_2' = \frac{0,21 n L_m}{V_0 + n L_m}.$$

Aus diesen beiden Gleichungen folgt

$$O_2 \left( 1 + n \frac{L_m}{V_0} - W_0 \right) = 0,21 n \frac{L_m}{V_0}$$

und

$$n = \frac{V_0 O_2 (1 - W_0)}{L_m (0,21 - O_2)}.$$

Für den Fall des sehr geringen und daher zu vernachlässigenden Wassergehaltes  $W_0$  ist

$$n = \frac{V_0 O_2}{L_m (0,21 - O_2)}$$

und

$$\lambda = \frac{V_0}{L_m} \frac{0,21}{0,21 - O_2}.$$

Bei festen Brennstoffen ist vielfach  $V_0$  angenähert gleich  $L_m$ , so daß man mit  $\lambda = \frac{0,21}{0,21 - O_2}$  rechnen darf, was häufig geschieht.

4. Empirische Beziehung zum Heizwert. Rosin und Fehling haben versucht, eine Beziehung zwischen Heizwert und  $L_m$  zu finden,

die den praktischen Bedürfnissen genügt. Es bewährt sich besonders für schnelle Überschlagsrechnungen bei festen Brennstoffen:

$$L_m = \frac{1,01}{1000} H_u + 0,5 \text{ m}^3/\text{kg},$$

bei flüssigen Stoffen:

$$L_m = \frac{0,85}{1000} H_u + 2,0 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Auch für die Rauchgasmenge als Funktion des Heizwertes fester Stoffe sind Ausdrücke angegeben worden, die von Wert sein können. Heiligenstaedt<sup>1)</sup> empfiehlt

$$V_0 = \frac{0,92}{1000} H_u + 1,5 \text{ m}^3/\text{kg}.$$

Bei Gasen darf man, wie Heiligenstaedt zeigt, folgende Formeln anwenden:

Bei Koksofengas normaler Herkunft mit Heizwert  $> 3500 \text{ kcal/m}^3$ :

$$L_m = 1,088 \frac{H_u}{1000} - 0,270 \text{ m}^3/\text{m}^3,$$

$$V_0 = 1,062 \frac{H_u}{1000} + 0,560 \text{ m}^3/\text{m}^3;$$

bei Gichtgas, das ein Rauchgas von ungefähr der Zusammensetzung  $24 \text{ CO}_2$ ,  $2 \text{ H}_2\text{O}$ ,  $74 \text{ N}_2$  gibt:

$$L_m = 0,88 \frac{H_u}{1000} + 0,004 \text{ m}^3/\text{m}^3$$

$$V_0 = 0,647 \frac{H_u}{1000} + 0,977 \text{ m}^3/\text{m}^3.$$

Wassergas hat in der Regel einen Bedarf an Luft von  $2,4 \text{ m}^3/\text{m}^3$  und liefert etwa  $2,9 \text{ m}^3$  Rauchgas/ $\text{m}^3$ .

Zuweilen bezieht man den Heizwert, insbesondere von Gasen, nicht auf die Menge Brennstoff, sondern auf die Menge des mit der zugeführten Luft vermischten Brennstoffes. Dieser „Gemischheizwert“ ist natürlich sehr viel kleiner als der auf reinen Brennstoff bezogene „untere Heizwert“, gibt aber vielfach einen bequemen Überblick über die wirklichen Verhältnisse und Wirkungsgrade.

Als „feuerungstechnischen Wert“ eines Brennstoffes bezeichnet man den auf  $1 \text{ m}^3$  Rauchgas bezogenen Heizwert  $H = H_u/V_0$ . Beim

<sup>1)</sup> W. Heiligenstaedt, Regeneratoren, Rekuperatoren, Winderhitzer, S. 19. Leipzig, Spamer, 1931.

Vergleich von Brennstoffen findet man diesen Wert sehr häufig angegeben; man könnte in  $H$  den Wärmeinhalt des Rauchgases sehen. Eine Übersicht der  $H$  verschiedener Brennstoffe in kcal/m<sup>3</sup> gibt Abb. 39, die nach Heiligenstaedt gezeichnet ist. Abb. 40 zeigt

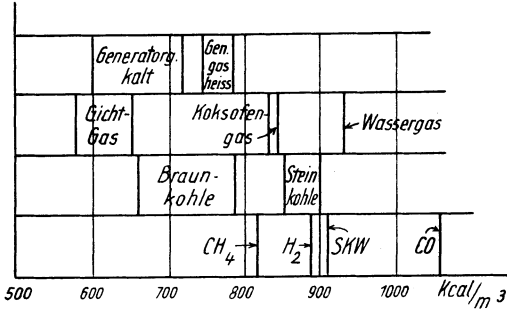


Abb. 39.  $H_u/V_0 = H$  des Rauchgases.

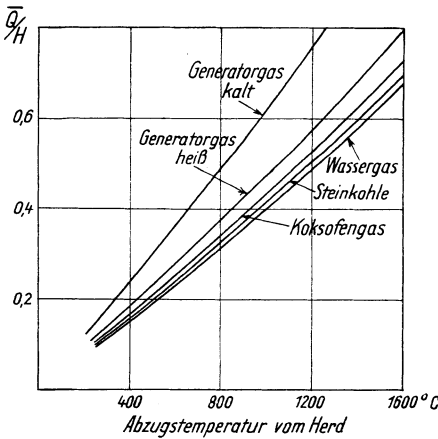


Abb. 40. Wärmemenge  $\bar{Q}$  im Rauchgas zu  $H$  bei der Abzugstemperatur  $t^0$ .

ferner die Wärmemenge  $\bar{Q}$ , die im Rauchgas noch bei der Abzugstemperatur steckt und also dem Ofen verlorenght, im Verhältnis zu diesem größtmöglichen Wärmeinhalt  $H$ ; in ihr ist  $\bar{Q}/H$  als Ordinate, die Abgastemperatur als Abszisse aufgetragen. Als  $\bar{Q}$  ist das Produkt aus spezifischer Wärme und Abgastemperatur genommen.

#### § 4.

### Selbstentzündlichkeit der Brennstoffe

Für die Brauchbarkeit der Brennstoffe ist nicht allein der Heizwert und der Gehalt an brennbarer Materie maßgebend. Wir sahen, daß Art und Gehalt der

Asche, der Schwefelgehalt und der Feuchtigkeitsgehalt der festen und flüssigen Brennstoffe bestimmten Forderungen genügen müssen. Aber auch eine gewisse Entflammbarkeit und Entzündlichkeit ist wichtig, wenn die Brennstoffe für diesen oder jenen Zweck verwendbar sein sollen. So sind denn zur Charakterisierung der Güte eines Brennstoffes auch wertmäßige Angaben der Entflammbarkeit, der Entzündlichkeit, des Zündverzuges, möglichst auch der Verdampfungs- und Sieverhältnisse notwendig.

Von diesen Eigenschaften wird die Entflammbarkeit durch den sogenannten Flammpunkt bestimmt, der freilich hauptsächlich für die Lagerung des Brennstoffes Bedeutung hat, weniger für den eigentlichen Verbrennungsvorgang; denn er ist die Temperatur, „bei der erstmals kurzes Aufflammen auftritt, wenn der Brennstoff langsam erwärmt und seiner Oberfläche eine Zündflamme genähert wird; er ist maßgebend für die gesetzlichen Verordnungen über Lagerung und Transport von flüssigen Brennstoffen“<sup>1)</sup>. Demgegenüber spielt offenbar die Kenntnis der Bedingungen, die erfüllt sein müssen, wenn die Selbstentzündung, d. h. Zündung ohne besondere Zündflamme eintreten soll, in vielen Fällen der technischen Verwendung von Brennstoffen für die Einleitung und den weiteren Verlauf der Verbrennung eine weit größere Rolle; man denke z. B. an die Verwendung in Verbrennungsmotoren, in denen zum Teil die Zündung von Flüssigkeitsnebeln durch die Temperaturerhöhung bei der Kompression erfolgt, und man denke an die Verwendung der Verbrennungsgase, die in den technischen Öfen infolge ihrer hohen Temperatur und der geeigneten Vermischung mit der zur Verbrennung notwendigen Luft sich entzünden und mehr oder weniger lange Flammen ergeben.

Die Selbstentzündlichkeit von flüssigen und festen Brennstoffen ist erst in den letzten Jahrzehnten mit Erfolg und systematisch untersucht worden. Während früher unklare Vorstellungen über die Bedingungen der Selbstzündungsmöglichkeit herrschten, haben die neueren Untersuchungen gezeigt, in welchem hohem Maße die Zündung außer von der Temperatur von dem Sauerstoffgehalt der die Brennstoffoberfläche berührenden Atmosphäre bestimmt wird, abgesehen von der Einwirkungsmöglichkeit von Katalysatoren. Mit einer verhältnismäßig einfachen Versuchsanordnung hat Jentzsch die Abhängigkeit der Zündtemperatur von dem Sauerstoffgehalt der umgebenden Atmosphäre nachgewiesen und sich mit seinem sogenannten „Zündwertprüfer“<sup>2)</sup> einen Überblick über das Verhalten verschiedener Brennstoffe in dieser Beziehung zu verschaffen verstanden. Das Prinzip des Apparates (s. die schematische Abb. 41) ist das folgende: Man bringt einen Tropfen des Brennstoffes mittels einer Pipette auf den Boden („Vergasungsteller“) eines oben offenen Zylinders („Eingabekammer des Tiegels“), der auf bestimmte Temperatur durch elektrische Heizung gebracht ist, und läßt in den Zylinder von unten

1) „Hütte“, I., 6. Abschnitt, XI. „Bei Erwärmung über den Flammpunkt hinaus erreicht man den Brennpunkt, die Temperatur, bei der eine bleibende Flamme auftritt“.

2) Alleinhersteller: H. Schlotfeld, Kiel.

Sauerstoffblasen in geringerer oder größerer Zahl eintreten, die sich mit der im Zylinder vorhandenen Luft vermischen und so ihren Sauerstoffgehalt erhöhen. Die Temperatur des Zylinders und die zugeführte Sauerstoffmenge im stationären Strom (Blasenzahl pro Minute) wird bestimmt. Trägt man die Blasenzahl als Ordinate auf, die zur Zündung bei einer bestimmten Temperatur notwendig ist, die Temperatur als Abszisse, so erkennt man leicht, daß bei einer ganzen Reihe von Stoffen, bei Benzol, Treibspiritus u. a. ein einfacher und verständlicher Gang zwischen Temperatur und Sauerstoffzufuhr

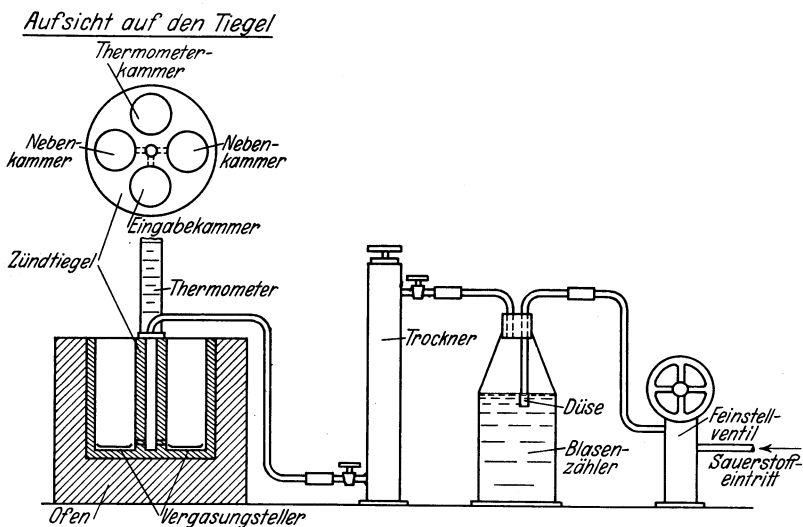


Abb. 41. Schema des Zündwertprüfers von Jentzsch.  
(Aus Schiffsbautechn. Ges. Berlin.)

besteht: Von einer gewissen Temperatur an, unterhalb der auch bei sehr reichlicher Sauerstoffzufuhr keine Zündung erfolgt, und die Selbstzündpunkt (*Sz<sub>p</sub>*) genannt wird <sup>1)</sup>, wird mit wachsender Temperatur zur Zündung immer weniger Sauerstoff nötig, bis eine Temperatur erreicht ist, bei welcher schon mit der in der normalen Luft enthaltenen Sauerstoffmenge die Zündung erfolgt, dem oberen Zündpunkte (*Z<sub>o</sub>*). Viele Stoffe aber zeigen eine bemerkenswerte Abweichung von dieser Regelmäßigkeit. Ein Tropfen Benzin z. B. entzündet sich unterhalb einer Temperatur von 280° noch nicht, bei 280 bis 300° aber plötzlich mit ganz geringer Sauerstoffzufuhr

<sup>1)</sup> Die Bezeichnungen und Abkürzungen sind die von Jentzsch eingeführten.



und braucht zur Zündung bei etwas höheren Temperaturen wieder erheblich mehr Sauerstoff, bis von einer Temperatur von  $380^{\circ}$  an der normale Gang einsetzt (vgl. Abb. 42). Man kann hier mit Recht von einer Zündlücke sprechen, die in dem Temperaturbereich von  $S_{zp}-Z_o$  hervortritt. Die Dämpfe dieser Stoffe zeigen offenbar eine von der Temperatur abhängige Zusammensetzung und damit von der Temperatur abhängige Zündeigenschaften. In einer Reihe von Untersuchungen sind mit dem „Zündwertprüfer“ wichtige Zusammenhänge zwischen chemischer Konstitution der Brennstoffe und ihrer Selbst-

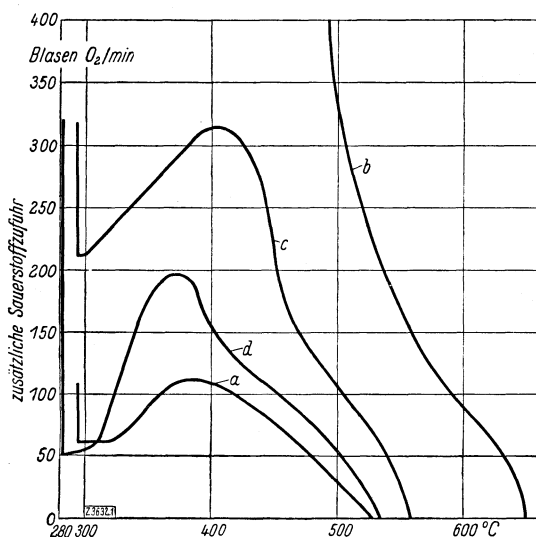


Abb. 42. Selbstzündungslinien von Braunkohlenteeröl (a), Steinkohlenteeröl (b), Gemisch beider (c), Erdheizöl (d). (Aus VDI-ZS. 80, 1525.)

entzündlichkeit aufgefunden worden. So ergab sich, daß im allgemeinen die aromatischen Kohlenwasserstoffe und die Alkohole zu der ersten Gruppe von Stoffen zu rechnen sind, die aliphatischen Abkömmlinge des Erdöls und der Braunkohle die Zündlücke zeigen. Die vielen Einzelergebnisse mögen in der Literatur nachgelesen werden<sup>1)</sup>.

Eine große praktische Bedeutung haben diese Untersuchungen, abgesehen davon, daß sie zu einer genaueren Kenntnis der Brenn-

<sup>1)</sup> U. Mohr, Über die Zusammenhänge zwischen Selbstzündungseigenschaften und motorischer Verbrennung bei klopfhindernden Zusätzen. Öl u. Kohle 12, 715, 1936. — C. Zerbe u. F. Eckert, Selbstentzündungseigenschaften und chem. Konstitution. Angew. Chem. 45, 593, 1932.

stoffe selbst führten, dadurch gewonnen, daß sie einen engen, inneren Zusammenhang der so bestimmten Entzündlichkeit zu der „Klopffestigkeit“ der im Motor verwandten Brennstoffe ergaben. Der „Kennzündwert“ der verschiedenen untersuchten Brennstoffe,  $\frac{Z_o - Szp}{b_u + 1}$ , ein Ausdruck, in dem  $b_u$  die geringste notwendige Sauerstoffblasenzahl bei  $Szp$  bedeutet, ist um so höher, je größer die Klopffestigkeit des Betriebsstoffes ist, so daß es möglich erscheint, die Klopffestigkeit<sup>1)</sup> durch den Kennzündwert oder eine mit dem Kennzündwert zusammenhängende Größe zu charakterisieren<sup>2)</sup>.

Allgemein ergibt sich für die Entzündbarkeit der Flüssigkeitsnebel (oder Dämpfe) bei der Kompression des Dampf-Luftgemisches die Forderung, daß durch die Kompression eine ganz bestimmte Mindestsauerstoffdichte<sup>3)</sup> (der absolute Sauerstoff-Partialdruck) geschaffen werden muß, deren Höhe von der durch die Kompression erreichte Temperatur und dem verwendeten Brennstoff abhängt, solange diese Temperatur nicht etwa 650° überschreitet.

Was die Entzündlichkeit der Verbrennungsgase in den technischen Öfen betrifft, so ist in der Praxis der „obere Zündpunkt“ in der Regel weit überschritten, so daß die Zündung nur von der genügenden Berührung (Durchmischung) mit der Luft abhängt und bei genügender Berührung außerordentlich schnell erfolgt (s. unten). —

Ein störungsfreier Verlauf des Verbrennungsvorgangs von Brennstoffen (insbesondere z. B. von den Dieselmotorenölen in den Dieselmotoren) ist endlich nur gewährleistet, wenn Zündverzug gering und Verdampfungsgeschwindigkeit groß ist. Auch diese Größen lassen sich vergleichsweise für den flüssigen Brennstoff mit dem Zündwertprüfer<sup>4)</sup> bestimmen.

<sup>1)</sup> Bisher wird die Klopffestigkeit u. a. durch die „Oktanzahl“ angegeben, die die prozentuale Menge Isooktan bedeutet, die man n-Heptan zusetzen muß, damit das Gemisch die Klopffestigkeit des Versuchsstoffes erreicht.

<sup>2)</sup> Untersuchungen sind im Gang, den „Kennzündwert“ auf Größen zurückzuführen, die weniger stark von der Apparatur abhängig sind.

<sup>3)</sup> Einstweilen ist der Betrag noch nicht berechenbar, weil aus den Beobachtungen mit dem Zündwertprüfer die Zusammensetzung der den Tropfen umgebenden Atmosphäre bei Einführen einer bestimmten Blasenanzahl nicht hervorgeht. Nach freundlicher privater Mitteilung sind Versuche im Gang, durch die eine Umrechnung möglich wird.

<sup>4)</sup> Der Zündwertprüfer wird wegen der Möglichkeit, durch ihn Aufschluß über die Verwendbarkeit von Motorenbetriebsstoffen zu erhalten, vielfach heutigentages zu Rate gezogen, wenn es sich um Ankauf der Betriebsstoffe handelt, ausgiebig z. B. bei der Marine.

## § 5. Verbrennungstemperatur

Letzten Endes soll in den hüttenmännischen Öfen nun eine bestimmte Temperatur, z. B. die Schmelztemperatur des Ofeneinsatzes, erreicht werden, und es entsteht die Frage, ob mit der zugeführten Wärme das möglich ist. Die sich einstellende Endtemperatur hängt von sehr vielen Umständen ab und läßt sich daher nicht leicht mit einiger Sicherheit errechnen. Einmal wird sie bestimmt durch die Verbrennungswärme des benutzten Brennstoffes und die Wärmekapazität der Verbrennungsgase; dann aber erfordert die Berechnung auch die Kenntnis der Beschaffenheit des Ofens, der Wärmekapazität und Wärmeleitung der Ofenwände, der Wärmeverluste durch Strahlung, des Wärmeverbrauchs durch Wasserkühlung und Luftkühlung an den Ofentüren und anderen Ofenteilen u. dgl. Die Bestimmung läuft also 1. auf das Problem der Ermittlung der Verbrennungstemperatur ohne Rücksicht auf Wärmeaustausch unter Annahme rein adiabatischer Zustandsänderung hinaus und 2. auf eine Untersuchung des Wärmeübergangs auf Grund der genauen Kenntnis des Ofens. Hier wollen wir uns kurz wenigstens mit dem ersten Teil der Aufgabe beschäftigen, mit der Frage, welche Temperatur kann der Verbrennungsvorgang liefern, wenn er adiabatisch verläuft.

Man bezeichnet diese Temperatur  $t_v$  als die theoretische Verbrennungstemperatur (oder auch Flammentemperatur) und als pyrometrischen Heizwert <sup>1)</sup> und findet sie offenbar aus der Gleichung

$$(1) \quad (t_v - t_{v0}) c_{p_m} \cdot G = H_u.$$

Der untere Heizwert  $H_u$  ist hier einzusetzen, weil der Wasserdampf bei der Temperatur sich nicht in kondensiertem Zustand befindet;  $c_{p_m}$  ist die mittlere spezifische Wärme pro 1 kg der nach der Verbrennung im Ofen vorhandenen Gase;  $G$  ist die Menge der Stoffe in kg, die aus 1 kg Brennstoff bei der Verbrennung im Ofen auftritt (Verbrennungsprodukte und Ballaststoffe). Statt  $c_{p_m} \cdot G$  wird häufig geschrieben  $c'_{p_m} \cdot V$ , wenn  $V$  das Volumen der Menge  $G$  in  $m^3$  und  $c'_{p_m}$  die spezifische Wärme von 1  $m^3$  bedeutet; endlich ist  $t_{v0}$  die Temperatur des Stoffes im Zustand vor der Verbrennung.

Mit der Kenntnis der Zusammensetzung des Brennstoffes und mit der Kenntnis des Luftüberschusses oder Luftmangels bei der Verbrennung kann man  $c'_{p_m} \cdot V = c_{p_m} \cdot G$  berechnen als die Summe

<sup>1)</sup> Man findet auch die Bezeichnung „kalorimetrische Temperatur“.

der Produkte der spezifischen Wärmen  $c'_i$  und der Bestandteile  $V_i$ . Dabei tritt freilich die Unbequemlichkeit auf, daß man, da die spezifischen Wärmen ein wenig von der erst zu bestimmenden Temperatur abhängen, diese zunächst schätzen muß, um einen Wert der spezifischen Wärmen annehmen zu können, und unter Umständen den richtigen Wert durch sukzessive Annäherung abzuleiten hat. Man kann diese Rechnung vermeiden, wenn man für die Abhängigkeit der spezifischen Wärmen von der Temperatur den Ansatz macht

$$c'_i = a_{0i} - \frac{a_{1i}}{t}$$

mit den beiden Konstanten  $a_{0i}$  und  $a_{1i}$ , was für ein begrenztes, immerhin meist genügend großes Temperaturbereich ohne bedenklichen Fehler möglich ist<sup>1)</sup>. Dann ergibt sich z. B. mit

$$c'_{pm} \cdot V = \sum c'_i V_i = \sum a_{0i} V_i - \frac{1}{t_v - t_{v0}} \sum a_{1i} V_i$$

aus Gleichung (1)

$$t_v - t_{v0} = (H_u + \sum a_{1i} V_i) : (\sum a_{0i} V_i),$$

was einfach auszurechnen ist.

In Tabelle 14 sind einige Verbrennungstemperaturen zusammengestellt. Sie unterscheiden sich bemerkenswerter Weise nicht erheblich und liegen meist etwas höher als 2000° trotz der großen Differenzen in den Heizwerten. Es liegt das daran, daß die Heizwerte von der Verbrennungsgaszusammensetzung abhängen, die auch die Art des Rauchgases und damit seine spezifische Wärme bestimmt, diese aber in dem Sinne ändert, daß für die ebenfalls von den spezifischen Wärmen abhängende Verbrennungstemperatur immer einigermaßen derselbe Wert herauskommt<sup>2)</sup>.

<sup>1)</sup> A. Schack, der dieses Verfahren vorschlug (Mitt. d. W. 87, 1926), gibt für  $c'_{pm}$  in kcal/Nm<sup>3</sup> · Grad der wichtigsten Bestandteile der Rauchgase, gültig in dem Bereich von 0° bis  $t^0$ , an:

Bestandteil	$t$ zwischen	
	800° und 1800°	1700° und 2800°
N <sub>2</sub> und O <sub>3</sub>	0,364—32/ $t$	0,400—93,5/ $t$
CO <sub>2</sub> . . . . .	0,591—80/ $t$	0,621—128/ $t$
H <sub>2</sub> O . . . . .	0,477—75/ $t$	0,695—448/ $t$

<sup>2)</sup> E. Hofmann (Diss. Clausthal 1937) gibt dafür ein lehrreiches Beispiel, auf das er bei der Untersuchung des Heizwertes verschiedener Koksofengase und ihrer Verbrennungstemperaturen stieß. Er weist dabei darauf hin, daß, wenn doch in der Praxis in solchen Fällen zuweilen erhebliche Tem-

Das oben mitgeteilte Verfahren, die Verbrennungstemperatur zu berechnen, setzt voraus, daß in dem Ofen während der Verbrennung der Gase mit dem Heizwert  $H_u$  keine anderen positiven und negativen Wärmetönungen auftreten. Diese Annahme ist deshalb nicht zutreffend, weil bei den sich ergebenden hohen Temperaturen Kohlendioxid, Wasserdampf und vermutlich auch Wasserstoff nicht unerheblich dissoziieren. Schack <sup>1)</sup> gibt an, wie auch dieser Umstand rechnerisch zu berücksichtigen ist, worauf wenigstens hier hingewiesen sei. Der Einfluß der Dissoziation drückt die theoretische Verbrennungstemperatur bei Koksstoffgas mit einem Heizwert von  $3800 \text{ kcal/m}^3$  um etwa  $100^\circ$  herunter. —

Man kann die Höhe der Verbrennungstemperatur nach beiden Richtungen hin beeinflussen:

1. Heraufsetzen kann man die Verbrennungstemperatur dadurch, daß man Luft oder Gas oder beides vorwärmt, bevor man den Stoff dem Ofen zuführt. Diese Vorwärmung geschieht in der Regel unter Ausnutzung der „Abwärme“  $Q_r$ , die mit den Rauchgasen den Ofen verläßt, also durch „Rückgewinnung“ von Wärme. Dient in einer Anlage der Teil  $r$  von  $Q_r$  zur Vorwärmung und ist der Wirkungsgrad der Vorwärmungsanlage  $\eta$ , so steht zur Erreichung einer bestimmten Ofentemperatur, bezogen auf  $1 \text{ m}^3$  Rauchgas, die Wärmemenge:

$$\frac{H_u}{V} + \eta r \frac{Q_r}{V} = q + \eta r a \quad \left( a = \frac{Q_r}{V} \right)$$

zur Verfügung und es folgt:

$$(t_p - t_{v0}) c'_p = q + \eta r a.$$

Welche Temperaturen  $t_v$  man durch Vorwärmung von Luft und Gas erreichen kann, läßt sich daraus leicht errechnen; denn da  $\eta r a$  zur Erhöhung des Wärmeinhalts des Luft- und Gasquantums verbraucht wird, das  $1 \text{ m}^3$  Rauchgas liefert, ist:

$$\eta r a = i_l l + i_g g,$$

wenn  $l = L_m/V$  die für die Entstehung von  $1 \text{ m}^3$  Rauchgas nötige Luftmenge und  $g = G_0/V$  die für die Entstehung von  $1 \text{ m}^3$  Rauchgas

---

peraturunterschiede gefunden worden sind, das damit zusammenhängt, daß die Heizwertschwankungen mit Änderungen der Ofenatmosphäre verbunden sind, die Temperaturänderungen verursachen.

<sup>1)</sup> A. Schack, Mitt. d. W. 79, 1925.

verbrauchte Verbrennungsgasmenge bedeutet, also  $l + g = 1$  ist. Die Wärmehalte  $i_l$  und  $i_g$  von  $1 \text{ m}^3$  Luft und  $1 \text{ m}^3$  Verbrennungsgas sind aus den spezifischen Wärmen zu berechnen, es ist

$$i_l = \int_0^t c'_{pl} dt \quad \text{und} \quad i_g = \int_0^t c'_{pg} dt.$$

Bei Kenntnis der  $c'_{pl}$ ,  $c'_{pg}$  und der  $l$  und  $g$  kann man leicht zu bestimmt gewählten Vorwärmertemperaturen von Luft und Gas die Größe  $\eta r a$  finden und damit weiter die Temperatur  $t_v$ .

Um an einem Beispiel den Einfluß der Vorwärmung auf  $t_v$  zu zeigen, diene Abb. 43, in der als Abszisse  $\eta r a$  in kcal/m<sup>3</sup> aufgetragen ist und als Ordinate die Temperatur  $t_v$ . Kurve 1 ergibt die Abhängigkeit der Temperatur  $t_v$  von  $\eta r a$  ohne Berücksichtigung der Dissoziation, Kurve 2 die mit Berücksichtigung der Dissoziation.

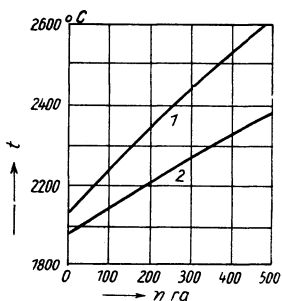


Abb. 43.

Verbrennungstemperaturen  
von Koksofengas in Abhängigkeit  
von der Vorwärmung.

2. Erniedrigend auf die Verbrennungstemperatur wirkt, wenn mit Luftüberschuß oder Luftmangel verbrannt wird. Es wird dann offenbar ein Ballast von Luft oder brennbarem Gas mitgeschleppt, der keine Wärme liefert, aber auf die Ofentemperatur gebracht werden muß. Der Heizwert, bezogen auf  $1 \text{ m}^3$  Rauchgas, wird dadurch kleiner. In welchem Maße sich das bei Koksgas auswirkt, zeigt die der

Arbeit von Hofmann (l. c.) entnommene Darstellung (Abb. 44), in der auf der rechten Hälfte der „wirksame Heizwert“  $H_{uw}$  bei Luftmangel (gestrichelt) eingetragen und an der rechten Seite ablesbar ist. Aus dieser Abbildung läßt sich auch entnehmen, welchen Einfluß Luftmangel und Luftüberschuß auf die theoretische Verbrennungstemperatur, die an der linken Seite abgelesen werden kann, bei Vorwärmung der Luft auf verschiedene Temperaturen hat, die an die Kurven angeschrieben sind. Die den Ofenwirkungsgraden  $\eta = 100\%$  bis  $\eta = 50\%$  entsprechenden Linien auf der linken Hälfte der Abbildung lassen zur theoretischen Verbrennungstemperatur auch sofort die zu erwartende Ofentemperatur unten ablesen. (Man verfolge das Beispiel, das durch die mit Pfeilspitzen versehenen, gestrichelten Linien angedeutet ist, und das von der

Voraussetzung ausgeht:  $n = 0,97$  und Temperatur der zugeführten Luft  $800^{\circ}$ . Das ergibt einen wirksamen Heizwert von  $3980 \text{ kcal/m}^3$ , eine theoretische Verbrennungstemperatur von  $2550^{\circ}$  und bei einem dem Rekuperator zukommenden Wirkungsgrad  $\eta = 68\%$  eine Ofentemperatur von  $1730^{\circ}$ .)

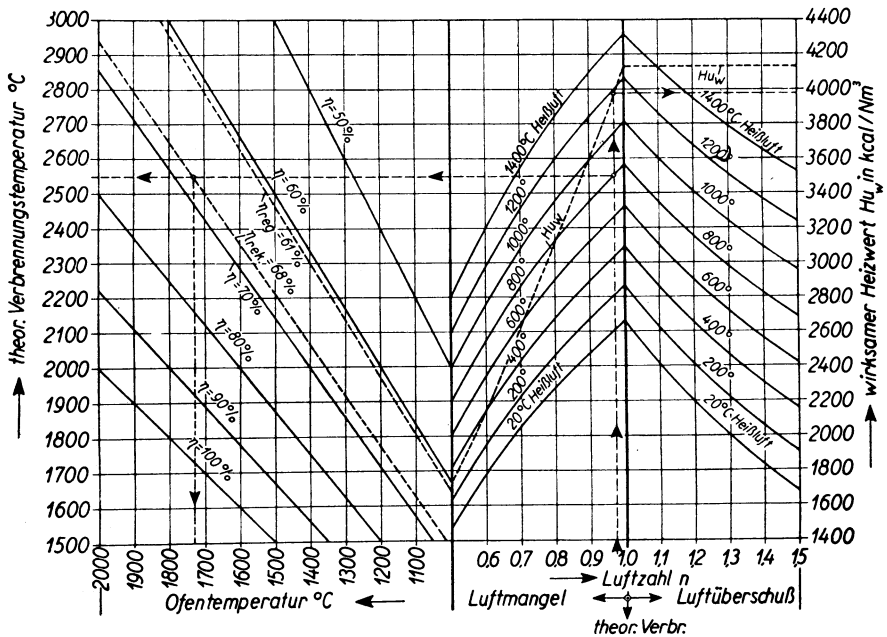


Abb. 44.

Theoretische Verbrennungstemperatur, wirksamer Koksgasheizwert und Ofentemperatur.

(Aus Hofmann, Diss. Clausthal 1937.)

Zum Schluß ein Wort über die wahre Ofentemperatur und damit über die Mitberücksichtigung des Wärmeverlustes durch Ableitung (2. Teil der Aufgabe).

Die berechneten „theoretischen“ Verbrennungstemperaturen weichen im allgemeinen sehr stark von den wirklich auftretenden Temperaturen ab, weil die Annahme des adiabatischen Verlaufs der Verbrennung durchaus nicht der Wirklichkeit entspricht. Es war bereits eingangs darauf hingewiesen, daß die Wärmeabgabe an die Ofenwände und nach außen berücksichtigt werden muß, wenn man sich ein Bild der wahren Ofentemperaturen machen will. Die Berechnung der Wärmeabgabe ist aber dadurch erschwert,

daß die Verbrennung von 1 m<sup>3</sup> oder 1 kg Brennstoff, ein Quantum, auf das der Heizwert bezogen wird, nicht plötzlich und an einer Stelle eines Ofens, z. B. am Brennermund, vor sich geht, sondern im Ablauf einer gewissen Zeit und in räumlicher Ausdehnung. So haben sich eigentlich trotz allen Bemühens nur einige allgemeine Schlüsse ableiten lassen und man ist bei der Bestimmung der Temperaturverteilung im Ofen auf die auch nicht einfache direkte Temperaturmessung angewiesen. Leicht läßt sich voraussehen, daß, wenn die Verbrennung längs der Achse eines zylindrischen Ofens vor sich geht, also eine langausgedehnte Flamme auftritt, weder am Brennermund noch am Ofenende sich die höchste Temperatur ausbilden wird; denn in Richtung der Ofenachse muß die Flamme am Anfang und am Ende hin größere Temperaturgefälle zeigen als in der Mitte (senkrecht zur Ofenachse wird das Gefälle an allen Stellen der Achse als annähernd gleich angesehen werden dürfen). Sowohl Messungen mit Durchflußpyrometern, wie die Versuche der rechnerischen Behandlung des ganzen Problems haben die Voraussage bestätigt. Würden bei der Verbrennung keine Wärmeverluste eintreten, so ergäbe sich bei Annahme der räumlichen Ausdehnung des Verbrennungsvorgangs ein anderes Resultat, die höchste Temperatur träte am Ofenende auf. Die wahre Temperaturverteilung im Ofen bei verschiedenen Brennern und für verschieden gestaltete Räume berechnen zu können, wäre von großem Wert, da es dann gelänge, Brennerstellung und Ofenbau sachgemäß vorzunehmen oder zu ändern und das Auftreten unzulässig hoher Temperaturen an gewissen Stellen des Ofens vorherzusehen und zu unterdrücken.

Die ausnutzbare höchste wahre Ofentemperatur hat man experimentell in vielen Fällen gemessen und dabei gefunden, daß sie bei normalen Öfen 0,7 bis 0,8 der theoretischen Verbrennungstemperatur beträgt, beide Temperaturen in der absoluten Skala gerechnet. Man bezeichnet das Verhältnis dieser beiden Temperaturen als den Ofenwirkungsgrad.

## § 6. Verbrennungsgasverteilung im Ofen

Um die Verteilung und Strömung der Verbrennungs- und Rauchgase im Ofen kennenzulernen, wodurch das Studium des Verbrennungsvorganges selbst erst ermöglicht wird, saugte man an den verschiedenen Stellen der Öfen mit Hilfe von eingeführten Metall- oder Porzellanröhrchen Gasproben heraus, deren Analyse den gewünschten Aufschluß geben kann. So erhält man ein Bild über die Schnelligkeit



der Verbrennungsausdehnung, auch über Störungen in der Ausbreitung der Flammen, über den Einfluß der einspringenden und her austretenden Ecken im Ofeninnern, über den Einfluß der Ofentüren u. dgl. auf die Verbrennung und kann aus diesen Erfahrungen Schlüsse für den zweckmäßigen Ofenbau ziehen. Eine gute Übersicht über den Fortgang der Verbrennung im Innern verschafft man sich dann, wenn man die Analysenresultate graphisch darstellt, indem man in das Bild des Ofens, z. B. in Schnitte senkrecht der Ofenachse und längs der Ofenachse, Kurven gleichen Gehalts an Kohlensäure oder an Sauerstoff usw. einzeichnet, oder Kurven, die die Abhängigkeit des Gehalts an Unverbranntem ( $\text{CO} + \text{H}_2 + \text{CH}_4 + \text{C}_n\text{H}_m$ ) und an freiem Sauerstoff erkennen lassen.

Rummel<sup>1)</sup> empfiehlt mit Recht, zur Wiedergabe des vollständigen Bildes und zur Untersuchung des Verbrennungsfortschrittes die folgenden drei Kurvenscharen aufzuzeichnen. 1. Kurven durch die Ofenraumelemente gleichen Gehalts an noch unverbranntem Gas  $G'$ , 2. Kurven gleichen Gehalts an Luft  $L'$ , 3. Kurven gleichen Gehalts an Verbrennungsprodukten  $R'$  (Rauchgas, oder wie es Rummel nennt, „Reaktionsgas“). Die Diskussion dieser

Kurvenscharen brachte ihm eine Bestätigung seiner Überlegungen, daß im allgemeinen der Feuerraum in sieben Gebiete aufgeteilt werden kann, die in formal einfacher Weise gegeneinander abgegrenzt sind. In dem Fall nebeneinander in den Raum eingeführter Gas- und Luftmengen sind sechs dieser Gebiete in einem Schnitt übersichtlich schematisch darstellbar, der wie Abb. 45 die Ofenachse sowie die Mittellinie der Gas- und der Luftströmung enthält. Die Fläche 3 ( $G' + L'$ ) umschließt den Raum, der die noch kalte Mischung enthält, in dem infolge der niedrigen Temperatur die Zündung noch nicht eingesetzt, was in der Grenze  $R' = 0$  erfolgt. Man darf sich natürlich die Grenzen nicht ganz konstant an derselben Stelle

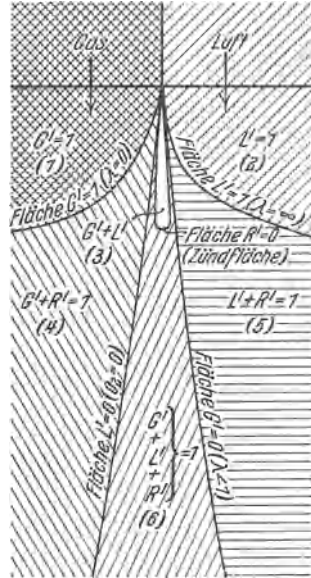


Abb. 45. Trennungsfächerschaubild (Felder des Verbrennungsraumes).

Nach Rummel, Mitt. d. W. 242.

<sup>1)</sup> K. Rummel, Mitt. d. W. 242–248, 1937/1938.

des Raumes verankert denken; es sind Schwankungen in diesen Trennungsflächen, da die Zusammensetzung der strömenden Materie zufälligen Änderungen unterworfen ist.

Rummel hat, um von der Verbrennungsgasverteilung und der Ausbildung der Flammen ein anschauliches Bild zu erhalten, noch andere Flächenscharen, oder andere Kurvenscharen als Schnitte dieser Flächenscharen mit durch den Ofenraum gelegten Ebenen aufgezeichnet und untersucht. Von ihnen gaben ihm die einen ein Bild des Fortschrittes der Mischung von Gas und Luft ohne Rücksicht auf die Verbrennung, und die anderen ein Bild des Fortschrittes der Verbrennung. Aus der Ähnlichkeit des Verlaufs der Gruppen ließ sich ablesen, daß für den Fortschritt der Verbrennung die Güte der Vermischung praktisch entscheidend ist. Der Verlauf der Scharen ergab nun, daß die Mischung auf dem Wege der Konvektion und in erster Linie durch Wirbelung geschieht, während die Diffusion eine untergeordnete Rolle spielt<sup>1)</sup>. Und die andere Gruppe von Scharen führte zu der Überzeugung, daß wo Gas und Luft geeignet gemischt sind, sie miteinander verbrennen, sobald die Zündtemperatur erreicht ist, und zwar mit einer Reaktionsgeschwindigkeit, die in der Praxis die Geschwindigkeit der Vermischung weit übertrifft und bei den praktischen, feuerungstechnischen Fragen als unendlich groß angesehen werden darf.

Nach der sehr wichtigen Erkenntnis, daß der Verlauf der Verbrennung, z. B. also auch die Ausbildung einer langen oder einer kurzen Flamme, in engster Beziehung zum Grad der Vermischung steht, geradezu von ihm bestimmt ist, lag es nahe, das einer Untersuchung leichter zugängliche Problem der Vermischung von zwei Gasstrahlen verschiedener Beschaffenheit und verschiedener örtlicher Lage zueinander abzutrennen und allein zu behandeln. Rummel griff diese Aufgabe in sehr origineller Weise an, indem er in einer Modellstrecke, die einem kleinen technischen Ofen ähnelt, die Vermischung eines Stromes reiner Luft und eines neben ihm, parallel oder geneigt zu ihm in die Strecke eintretenden Stromes von mit 0,5% Wasserstoff „geimpfter“ Luft studierte. Der Grad der Vermischung an verschiedenen Stellen der Strecke ließ sich aus dem dort vorhandenen Wasserstoffgehalt ermitteln, der leicht auf 0,01% genau bestimmt werden konnte. Mit dieser Anordnung konnte er ohne Schwierigkeit den Einfluß von „Brenner“öffnung (Querschnittsgröße und Form

---

<sup>1)</sup> Bei Kohlenstaubverbrennungen tritt dagegen die Diffusion sehr stark in Erscheinung, durch die der Sauerstoff an den Brennstoff herangebracht wird.

der Strahlen beim Eintritt), von Weite des Raumes, in den die Ströme eintraten, von der Gestalt des Raumes, von der Strahlgeschwindigkeit u. a. auf die Vermischung, also auf die Flammenausbildung untersuchen und damit zur Kenntnis der komplizierten „Aerodynamik der Feuerungen“ einen wertvollen Beitrag liefern. Von den vielen wichtigen Ergebnissen sei hier kurz einiges wenige mitgeteilt (zum Teil mit den eigenen Worten des Forschers):

„Beim Aufprall eines brennenden Strahles auf senkrecht zum Strahl eingebaute Wände tritt kurz vor der Wand eine sehr starke Mischung und damit eine sehr schnelle Verbrennung ein. Der Strahl bis kurz vor der Wand entwickelt sich ungefähr so, als wenn eine Wand überhaupt nicht vorhanden wäre.“

„Bei Brennern, wie sie bei mit Generatorgas gefeuerten Siemens-Martin-Öfen üblich sind, bei denen also Einflüsse der Schrägstellung der Strahlen gegeneinander und gegen die Herdfläche sowie Einflüsse verschiedener Geschwindigkeit von Gas und Luft sich überlagern, ergaben Versuche, daß man durch passende Wahl der Einflußgrößen eine innerhalb der praktisch vorkommenden Verhältnisse beliebig kurze oder lange und ruhige Flammen erzielen kann. Eine unruhige Flamme ist stets ein Zeichen falschgewählter Einflußgrößen, und falsche Bemessung kann zu einem Zerflattern der Flamme und Angriff des Gewölbes und der Seitenwände und Türpfeiler führen. Auch die Regelung des reduzierenden oder oxydierenden Charakters der Atmosphäre über dem Ofengut ist bei Beachtung aller Erkenntnisse beherrschbar.“

„Höhe und Lage der Badebene zu dem Brenner ist innerhalb der praktischen Grenzen, die im Siemens-Martin-Betrieb vorkommen können, nur von geringer Bedeutung“, außer etwa in den Fällen, in denen der Gasstrahl zu scharf auf die Ebene prallt.

## § 7. Rauchgasuntersuchungen

Aus dem Vorstehenden ergibt sich die Notwendigkeit, die Zusammensetzung der Abgase unter Kontrolle zu halten, und das erfordert eine mehr oder weniger ausgedehnte und eingehende Analyse dieser Gase. Vielfach sind die Abgase noch mit Frischgasen vermischt, auf die also das Analysenverfahren ausdehnbar sein muß. Letzteres schon deshalb, weil auch die Zusammensetzung der Frischgase selbst (Leuchtgas, Koksofengas, Generatorgas, Gichtgas) häufig bestimmt werden soll. Zur Durchführung dieser Analysen ist seit langem ein Apparat in Verwendung, der Orsat-Apparat,

der in seiner heute benutzten Form weitgehenden Genauigkeitsansprüchen genügt. Ein abgemessenes Quantum ( $100\text{ cm}^3$ ) des zu untersuchenden Gases wird in eine Bürette gesaugt, dann werden die Anteile bestimmt, die in Kalilauge, in Pyrogalllösung und in Kupferchlorür-Salzsäurelösung absorbiert werden, das sind die Anteile  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$  und  $\text{CO}$ . Wasserstoff und Methan werden in einer Explosions-(Verbrennungs-)Pipette verbrannt und ihr Anteil unter Berücksichtigung der dazu nötigen und zugeführten Luft- oder Sauerstoffmenge aus der eintretenden Volumenverminderung berechnet. Sind schwere Kohlenwasserstoffe vorhanden, so müssen sie vor der Behandlung des Gases mit Pyrogalllösung zur Sauerstoffabsorption durch Bromwasser oder durch rauchende Schwefelsäure entfernt werden. Der handliche und gut durchkonstruierte Apparat in einfacher (zur Analyse auf  $\text{CO}_2$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ) und erweiterter (zur Vollanalyse auf  $\text{CO}_2$ ,  $\text{C}_m\text{H}_n$ ,  $\text{O}_2$ ,  $\text{CO}$ ,  $\text{H}_2$ ,  $\text{CH}_4$ ) Ausführung ist von verschiedenen Firmen zu beziehen; sehr beliebt ist das Modell von Dr. R. H a s e, Hannover, und das von Ströhlein & Co., Düsseldorf. Ausführliche Beschreibungen der Handhabung werden den Apparaten immer beigegeben. Ohne auf Einzelheiten hier eingehen zu wollen, sei doch betont, daß nur bei sorgfältiger Beachtung der Vorschriften einwandfreie Ergebnisse erzielt werden können und eine gewisse Gewandheit bei der Arbeit mit diesen Apparaten gefordert werden muß. Schwierigkeiten und praktische Richtlinien, die bei den gasanalytischen Untersuchungen zu beachten sind, behandeln Neumann und Sträuber<sup>1)</sup>, und auf ihren Aufsatz sei besonders hingewiesen.

Es gibt eine Reihe von selbsttätig arbeitenden Rauchgasprüfern zur dauernden Betriebsüberwachung. Sie sind mit Schreibern verbunden und liefern den  $\text{CO}_2$ - oder den  $\text{O}_2$ -, den  $\text{H}_2$ - und den  $\text{CO}$ -Gehalt. Der  $\text{CO}_2$ -Messer von Siemens benutzt die Abhängigkeit des Wärmeleitvermögens des Gases vom  $\text{CO}_2$ -Gehalt; ein kleiner Teil des Gases wird durch ein Rohr geleitet, in dessen Achse ein elektrisch geheizter Draht ausgespannt ist, dessen Temperatur und damit dessen Widerstand ein Maß für den  $\text{CO}_2$ -Gehalt abgibt und leicht registriert werden kann. Die anderen viel gebrauchten Instrumente (Ados, Debro u. a.) sind Absorptions- oder Verbrennungsgeräte, in die in kurzen Zeitabständen bestimmte Gasquanten eingesaugt werden und in denen ihr Gehalt an den zu bestimmenden Gasen automatisch festgestellt und aufgezeichnet wird.

Ein neues einfaches Analysenverfahren für technische Gasuntersuchungen wurde vor einigen Jahren von Schmiedeßen

---

<sup>1)</sup> G. Neumann u. F. Sträuber, Mitt. d. W. 123, 1929.

und Barth<sup>1)</sup> bei der Wärmestelle Düsseldorf ausgearbeitet und empfohlen, bei dem nur die Absorption von  $\text{CO}_2$  durch Kalilauge und Verbrennungen mit zugemischter Luft oder zugemischtem Wasserstoff eingeleitet werden, aber die Absorption durch Pyrogallol, Kupferchlorür, Phosphor vermieden wird, deren Wirksamkeit von ihrem Zustand abhängt. Die Verfasser zeigen, daß man sehr zuverlässige quantitative Bestimmungen aller Anteile der Rauchgase, ja sogar der Frischgase mit Kohlenwasserstoffen unter Anwendung dieser Methode ausführen kann.

Bei den Angaben und Berechnungen muß man stets beachten, daß die meisten Analysen an getrockneten Gasen vorgenommen werden.

---

<sup>1)</sup> H. Schmiedeßen u. G. Barth, Mitt. d. W. 202, 1934.