Sitzungsberichte

der

mathematisch-naturwissenschaftlichen Abteilung

der

Bayerischen Akademie der Wissenschaften zu München

1941. Heft II/III

Sitzungen Juli-Dezember

München 1941
Verlag der Bayerischen Akademie der Wissenschaften
In Kommission bei der C. H. Beck'schen Verlagsbuchhandlung

Temperatur und Wirbelenergie bei turbulenter Strömung von Gasen in Rohren.

Von Walther Meißner.

Mitteilung aus dem Laboratorium für Technische Physik der Technischen Hochschule München.

Mit 3 Abbildungen.

Vorgelegt in der Sitzung vom 12. Juli 1941.

1. Einleitung.

Mißt man die Temperatur in einem durch ein Rohr schnell strömenden Gas mit einem gegenüber der Rohrwand ruhenden Thermoelement, so erhält man nicht die wahre Gastemperatur, sondern zufolge Kompressions- und Reibungswärme ohne besondere Vorkehrungen eine Temperatur, die, wie ich experimentell zeigte,[1] bei turbulenter Strömung im Rohr zwischen der wahren Gastemperatur und der sog. „Stautemperatur" liegt, d. h. derjenigen Temperatur, die sich bei adiabatischer, reversibler Umsetzung der kinetischen Strömungsenergie des Gases in potentielle Energie errechnet. Es werde der Unterschied zwischen wahrer und Stautemperatur die Stauübertemperatur, der Unterschied zwischen wahrer Temperatur und Anzeige des Thermoelementes („Eigentemperatur" des Thermoelementes) die Thermoelementenübertemperatur genannt. Dann war bei der benutzten Anordnung des Thermoelementes in einem der Länge nach angeströmten Metallröhrchen die Thermoelementenübertemperatur bis zu 36 % kleiner als die Stauübertemperatur. Bei den Versuchen wurde ein beiderseitig offenes Rohr, in dessen Achse das Thermoelementröhrchen angebracht war, auf einem Kreis von 3,6 m Durchmesser durch ruhende Luft von gemessener Temperatur rasch hindurchbewegt.

In der zitierten Arbeit wurde bereits angegeben, daß noch ein anderes Verfahren zur Bestimmung der an der Thermoelementenanzeige anzubringenden Korrektion benutzt werden

[1] W. Meißner, Temperaturmessung in rasch strömenden Gasen, ZSVDI Bd. 82 (1938) S. 401. Forsch. a. d. Geb. d. Ing.-Wes. Bd. 9 (1938) S. 213.

würde. Bei diesem strömt das Gas aus einem Kessel durch ein gegen Wärmeaustausch mit der Umgebung möglichst vollkommen isoliertes Rohr. Man mißt Temperatur und Druck im Kessel, wo die Strömungsgeschwindigkeit zu vernachlässigen ist, sowie Druck und mittlere Strömungsgeschwindigkeit an der Meßstelle im Rohr. Dann kann man, sofern die Wirbelenergie zu vernachlässigen ist, die wahre mittlere Gastemperatur in gewisser Näherung berechnen und mit der mit einem Thermoelement gemessenen mittleren Temperatur vergleichen.

Nach einer ähnlichen Methode prüfte Hilton[1] in einem Windkanal die Anzeige eines Plattenthermometers, d. h. einer dünnen Platte (bei Hilton 3–5 mm dick), die der Länge nach in den Luftstrom gestellt ist und deren Temperatur mit einem an einer Seitenfläche der Platte angebrachten Thermoelement gemessen wurde. Hilton fand bei Verwendung einer Platte mit sehr geringem Wärmeleitvermögen in Übereinstimmung mit einer allerdings nur unter bestimmten Voraussetzungen gültigen Theorie von Pohlhausen[2] folgendes: Die Thermoelementenübertemperatur war 13 % kleiner als die Stauübertemperatur, falls die Lötstelle nahe der vorderen, der Luftströmung zugewandten Kante der Platte angebracht war, dagegen nur um 10 %, falls die Lötstelle nahe der hinteren Kante der Platte lag, wo sich starke Wirbel bilden.

Wimmer[3] stellte Temperaturmessungen in einem freien Luftstrahl und bei turbulenter Strömung an und suchte das Thermoelement so anzuordnen, daß es möglichst genau die Stautemperatur anzeigte. Er erreichte es seiner Angabe nach, daß die Thermoelementenübertemperatur dabei nur 6 % kleiner als die Stauübertemperatur war. Nicht ersichtlich ist aber, ob wirklich völlig ausgebildete Turbulenz vorhanden war, da Angaben über Anlaufstrecke, Rohrdurchmesser, Düsendurchmesser fehlen.

---

[1] W. F. Hilton, Thermaleffects on bodies in an air stream, Proc. Roy. Soc. London (A) Bd. 168 (1938) S. 43.

[2] E. Pohlhausen, Der Wärmeaustausch zwischen festen Körpern und Flüssigkeiten mit kleiner Reibung und kleiner Wärmeleitung, Z. f. angew. Math. u. Mech. Bd. 1 (1921) S. 115.

[3] W. Wimmer, Die Messung der Stautemperatur, Ing.-Arch. Bd. 11 (1940) S. 1.

Ferner ist die Berechnung der wahren Lufttemperatur nicht völlig geklärt. Wimmer setzt die Stautemperatur hinter der Düse einfach gleich der Gastemperatur vor der Düse. Abgesehen von der weiter unten erörterten Frage nach dem Einfluß der Veränderung der Wirbelenergie wird hierbei vorausgesetzt, daß bei der Expansion keine Wärme von außen zugeführt wird, was bei der Anordnung Wimmers nicht ohne weiteres sicher scheint. Eine Temperaturerhöhung der Luft hinter der Düse, also eine höhere Lufttemperatur an der Meßstelle als angenommen, läßt aber natürlich den Unterschied zwischen der auf die Temperatur vor der Düse experimentell bezogenen Thermoelementenübertemperatur und der aus der Temperatur vor der Düse berechneten Stauübertemperatur zu klein erscheinen. Außerdem scheint es fraglich, ob sich die Ergebnisse der Versuche im freien Luftstrahl auf die Versuche mit im Rohr strömender Luft übertragen lassen, da die Ableitung der Kompressions- und Reibungswärme am Thermoelement im Rohr unter Umständen größer sein kann als im freien Luftstrahl.

Wimmer zweifelt seinerseits die Richtigkeit der Ergebnisse meiner eingangs zitierten Untersuchung an, weil die Methode, die Thermokräfte mit Bürsten abzunehmen, nach Knoblauch und Hencky[1] außerordentlich ungenau sei und weil alle anderen Beobachter andere Ergebnisse erhalten hätten. Hierzu ist folgendes zu sagen: Alle anderen Beobachter, die Wimmer anführt, außer Brun und Vernotte,[2] die schon vor mir, was mir entgangen war, Versuche an einem Rundlauf angestellt hatten, maßen bei Überschallgeschwindigkeiten und nicht im Rohr. Ihre Ergebnisse sind nicht ohne weiteres auf den Fall der Unterschallgeschwindigkeiten übertragbar. Ferner übersah Wimmer, daß seit den von Knoblauch und Hencky 1928 gemachten Angaben gerade im Knoblauchschen Institut von H. Knoblauch[3] Untersuchungen mit bürstenförmigen Stromabnehmern

[1] O. Knoblauch u. K. Hencky, Anleitung zu genauen Temperaturmessungen, München 1928.

[2] E. Brun u. P. Vernotte, Echauffement d'un thermomètre par un courant gazeux. Applications aerodynamiques, C. R. Bd. 194 (1932) S. 594.

[3] H. Knoblauch, Versuchsbericht Nr. 5 der Forschungsarbeiten für das Kraftfahrwesen des Reichsbundes der Automobilindustrie, August 1932.

für Thermokräfte gemacht wurden, die ihre gute Brauchbarkeit bei geeigneten Maßnahmen erwiesen haben.

Eckert[1] sowie Eckert und Weise[2] berichteten über ähnliche Messungen, wie die von Wimmer angestellten. Sie zeigten durch Versuche, daß es in ihrem Fall wohl berechtigt ist, die Stautemperatur hinter der Düse im freien Luftstrahl aus der wahren Temperatur vor der Düse zu berechnen. Ob aber ihre Ergebnisse, nach denen bei geeigneter Ausbildung der Thermoelementmontierung die Thermoelementübertemperatur in Übereinstimmung mit Pohlhausen nur 13 % kleiner als die Stauübertemperatur ist, auf die turbulente Strömung im Rohr übertragen werden können, ist, abgesehen davon, daß auch Eckert und Weise den Einfluß der Wirbelenergie nicht diskutieren, aus den oben angegebenen Gründen wohl fraglich.

2. Theoretische Grundlagen der neuen Versuche.

Nach allem scheinen, wie schon in meiner ersten Arbeit in Aussicht genommen, ergänzende Versuche nach der zweiten, eingangs angegebenen Methode zur Klärung der vorliegenden Fragen und Kontrolle meiner nach der ersten Methode erhaltenen Ergebnisse wünschenswert. Solche Versuche wurden schon 1939 von Herrn Dipl.-Ing. K. Jaeger unter meiner Leitung in Angriff genommen. Nunmehr wurde das Problem noch erweitert: Es wurde die Wirbelenergie mit in Rechnung gezogen und zur Messung der wahren Temperatur eine optische Methode ausgearbeitet. Über letztere ist im 3. Teil der vorliegenden Arbeit berichtet. Das Schema der Versuchsanordnung gibt, entsprechend dem schon in meiner ersten Arbeit Gesagten, Abb. 1. Aus einem Windkessel, in dem die durch elektrische Heizung einregulierte Temperatur T_0 herrscht, strömt die Luft durch ein genügend langes Rohr zur Meßstelle, an der sicher völlig ausgebildete Turbulenz vorhanden ist. Die von der Meßstelle kom-

[1] E. Eckert, Temperaturmessung in schnell strömenden Gasen, ZSVDI Bd. 84 (1940) S. 813.

[2] E. Eckert u. W. Weise, Die Temperatur unbeheizter Körper in einem Gasstrom hoher Geschwindigkeit, Forsch. a. d. Geb. d. Ing.-Wes. Bd. 12 (1941) S. 40.

mende Luft wird über eine Mengenmeßanordnung wieder dem Windkessel zugeführt. Kessel und Rohr sind nach außen zu thermisch möglichst vollkommen isoliert.

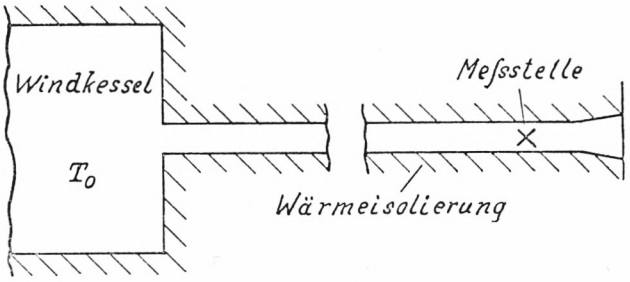

Abb. 1. Schema der Versuchsanordnung

Der Index 0 beziehe sich im folgenden auf den Zustand im Windkessel. Größen ohne Index mögen sich auf die Meßstelle beziehen. Im einzelnen seien folgende Bezeichnungen eingeführt:

r = radialer Abstand von der Rohrachse,
r_1 = Radius der inneren Rohrwand,
T_1 = Temperatur der inneren Rohrwand an der Meßstelle,
T_2 = Temperatur der Luft an der Meßstelle bei $r = 0$,
T_0, T = Temperatur der Luft im Windkessel bzw. an der Meßstelle im radialen Abstand r von der Rohrachse,
p_0, p = Druck der Luft im Windkessel bzw. an der Meßstelle im radialen Abstand r von der Rohrachse,
ρ_0, ρ = Dichte der Luft im Windkessel bzw. an der Meßstelle im radialen Abstand r von der Rohrachse,
i_0, i = Enthalpie/g der Luft im Windkessel bzw. an der Meßstelle im radialen Abstand r von der Rohrachse,
w_0, w = Hauptgeschwindigkeit der Luft im Windkessel bzw. an der Meßstelle im radialen Abstand r von der Rohrachse,
e_0, e = Strömungsenergie/g der Luft im Windkessel bzw. an der Meßstelle im radialen Abstand r von der Rohrachse,
e_{W0}, e_W = Wirbelenergie/g der Luft im Windkessel bzw. an der Meßstelle im radialen Abstand r von der Rohrachse,
M = Luftmasse, die je s durch den gesamten Rohrquerschnitt an der Meßstelle strömt.

An der Meßstelle ist dann:

1) Mittlere Enthalpie/g $$i_m = \frac{1}{M}\int_0^{r_1} 2\,\pi\,\rho\,w\,c_p\,T\,r\,dr + i_a,$$

wobei c_p die spezifische Wärme bei konstantem Druck und i_a eine willkürliche Konstante ist.

2) Mittlere Strömungsenergie/g $$e_m = \frac{1}{M}\int_0^{r_1} \pi\,\rho\,w^3\,r\,dr.$$

3) Mittlere Wirbelenergie/g $$e_{Wm} = \frac{1}{M}\int_0^{r_1} 2\,\pi\,\rho\,w\,e_W\,r\,dr.$$

Im Kessel ist die Strömungsgeschwindigkeit so klein, daß alle Größen als unabhängig von r angesehen werden können. Nach dem Energieprinzip ist dann, falls, wie es praktisch zutrifft, die Wärmeabgabe durch die Rohrwandung nach außen und die Wärmeleitung parallel zur Rohrachse im Gas und in der Wandung zu vernachlässigen ist,

4) $$i_0 + e_0 + e_{W0} = i_m + e_m + e_{Wm}.$$

Bei genügend großem Durchmesser des Windkessels kann noch gesetzt werden

4a) $$e_0 = e_{W0} = 0.$$

i_0 ist durch T_0 und p_0, die beide im Windkessel, wo die Luft nahezu ruht, leicht zu messen sind, bis auf die auch in i_m enthaltene willkürliche Konstante i_a, bestimmt.

Gilt für das Gas in genügender Annäherung die Gleichung idealer Gase

5) $$p = R\,\rho\,T;\ R = \text{Gaskonstante/g},$$

so wird aus 1)

1a) $$i_m = \frac{2\,\pi}{MR}\int_0^{r_1} w\,r\,p\,c_p\,dr + i_a.$$

Ferner ist dann

1b) $$i_0 = c_{p0}\, T_0 + i_a.$$

p und w können durch Messungen, z. B. mit einem Prandtlschen Staurohr, ermittelt werden, wobei allerdings unter Umständen noch eine Eichung des Gerätes nötig ist. Hierbei geht aber schon die wahre Gastemperatur T ein. Bei adiabatischer Kompression im Staurohr gilt z. B. ohne Berücksichtigung der Reibung, sofern die Geschwindigkeit im Staupunkt 0 ist, 5) zugrunde gelegt und der Druck im Staupunkt mit p_1 bezeichnet wird, in 1. Näherung

6) $$w^2 = 2\, c_p\, T\, \left((p_1/p)^{(\varkappa-1)/\varkappa} - 1\right),$$

wobei $\varkappa = c_p/c_v$ und c_v die spezifische Wärme bei konstantem Volumen ist.

Mit 5) wird aus 6)

6a) $$\rho\, w^2 = \frac{2\, p\, c_p}{R}\, \left((p_1/p)^{(\varkappa-1)/\varkappa} - 1\right).$$

Damit wird aus 2)

2a) $$e_m = \frac{2\,\pi\, c_p}{MR} \int_0^{r_1} p\, \left((p_1/p)^{(\varkappa-1)/\varkappa} - 1\right) w\, r\, dr,$$

mit 1a), 1b), 2a) und 4a) geht 4) über in

$$e_{Wm} = c_{p0}\, T_0 - \frac{2\,\pi\, c_p}{MR} \int_0^{r_1} w\, p\, r\, dr - \frac{2\,\pi\, c_p}{MR} \int_0^{r_1} w\, p\, \left((p_1/p)^{(\varkappa-1)/\varkappa} - 1\right) r\, dr$$

oder mit $R = c_p - c_v$

4b) $$e_{Wm} = c_{p0}\, T_0 - \frac{2\,\pi\,\varkappa}{M(\varkappa-1)} \int_0^{r_1} w\, p\, (p_1/p)^{(\varkappa-1)/\varkappa}\, r\, dr.$$

w ist dabei nach 6), falls diese Näherung ausreicht, zu ermitteln und p direkt zu messen. Falls nicht 5), sondern eine genauere Zustandsgleichung zugrunde gelegt, c_p nicht konstant gesetzt und die Reibung berücksichtigt wird, ergeben sich ähnliche, nur viel kompliziertere Gleichungen, die bei größerer ex-

peri menteller Genauigkeit benutzt werden müssen. Grundsätzlich ändert sich dadurch nichts.

Es handelt sich nun darum, die in 6) noch unbekannte Temperatur T in Abhängigkeit von r zu ermitteln.

Wegen der Adiabasiebedingung an der Rohrwand muß an dieser $dT/dr = 0$ sein. Sieht man aber von der sehr dünnen Grenzschicht an der Rohrwand, die auf den mittleren Wert von T im Rohrquerschnitt nur verschwindenden Einfluß hat, ab, so kann man in 1. Näherung, ähnlich wie es bei w als Funktion von r üblich ist, setzen

$$T_1 - T = (1 - r/r_1)^{1/\varphi} (T_1 - T_2), \tag{7}$$

wobei φ und T_2, der Wert von T bei $r = 0$, noch unbekannt sind.

Um diese beiden Unbekannten zu ermitteln, bestimmen wir experimentell nach der im nächsten Abschnitt geschilderten optischen Methode zwei Mittelwerte der Temperatur längs 2 Sehnen des Rohrquerschnittes. Mit den Bezeichnungen von Abb. 2

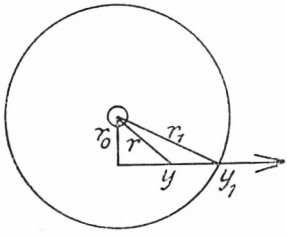

Abb. 2. Schema für die Temperaturmittelwerte

wird der Mittelwert von T_y von T längs der Sehne von der Länge $2\,y_1$ wegen der Kreissymmetrie

$$T_y = \frac{1}{y_1} \int_0^{y_1} T\,dy. \tag{8}$$

Für die durch den Querschnittsmittelpunkt gehende Sehne wird speziell mit $r_0 = 0$

$$T_m = \frac{1}{r_1} \int_0^{r_1} T\,dr. \tag{9}$$

Setzt man

$$10)\qquad r/r_0 = \psi;\ r_1/r_0 = \psi_1;\ y/y_1 = \sqrt{r^2 - r_0^2}\,/\,\sqrt{r_1^2 - r_0^2} = \\ = \sqrt{\psi^2 - 1}\,/\,\sqrt{\psi_1^2 - 1},$$

so ergibt sich aus 8) mit 7) nach einigen Umformungen

$$8a)\qquad \frac{T_1 - T_y}{T_1 - T_2} = \frac{1}{\sqrt{\psi_1^2 - 1}} \int_1^{\psi_1} \frac{\psi\left(1 - \frac{\psi}{\psi_1}\right)^{\frac{1}{\varphi}} d\psi}{\sqrt{\psi^2 - 1}}.$$

Aus 9) folgt mit 7) ohne 10) nach Ausführung der Integration

$$9a)\qquad \frac{T_1 - T_m}{T_1 - T_2} = \frac{\varphi}{\varphi + 1}.$$

Bestimmt man nach der im nächsten Abschnitt geschilderten optischen Methode T_m und T_y, letzteres z. B. für $\psi_1 = r_1/r_0 = 2$, so kann man aus 8a) und 9a) die Unbekannten φ und T_2 numerisch ermitteln. Dazu kann man z. B. versuchsweise Werte von φ annehmen und mit ihnen aus 8a) und 9a), bei 8a) z. B. durch graphische Integration, T_2 berechnen, wobei sich zunächst 2 verschiedene Werte von T_2 ergeben. Durch Interpolation zwischen den verschiedenen, versuchsweise angesetzten Werten von φ kann man dann den Wert von φ finden, der nach 8a) und 9a) denselben Wert von T_2 ergibt.

Hat man φ und T_2 so bestimmt, so erhält man nach 7), da T_1 direkt gemessen wird, T als Funktion von r.

Ist die Genauigkeit der Messungen so groß, daß die durch 7) gegebene Annäherung nicht genügt, so kann man statt 7) etwa setzen

$$7a)\qquad T_1 - T = \left(A\,(1 - r/r_1)^{1/\varphi_1} + (1 - A)(1 - r/r_1)^{1/\varphi_2}\right)(T_1 - T_2)$$

und die Mitteltemperatur T_y statt auf 2 auf 4 verschiedenen Sehnen des Rohrquerschnittes bestimmen. Man hat dann 4 Gleichungen zur Bestimmung von φ_1, φ_2, A und T_2. In ähnlicher Weise läßt sich die Genauigkeit der Darstellung von T als Funktion von r beliebig steigern, sofern die experimentelle Genauigkeit dies gestattet.

Man kann nun außerdem die Temperatur im Rohr für verschiedene Werte von r mit einem Thermoelement bestimmter Anordnung messen und durch Vergleich der so erhaltenen Temperaturen mit den nach der optischen Methode unter Benutzung von 7) oder 7a) erhaltenen wahren Temperaturen die Korrektionen der Thermoelementanzeige für verschiedene Werte von r, also auch von w, ermitteln.

Ferner kann man nun e_{Wm} mit 6) nach 4 b) berechnen, während bisher e_{Wm} nur mit Hilfe des Prandtlschen Mischungsweges abgeschätzt werden konnte. Eine solche Abschätzung ergibt, wie hier nicht näher gezeigt werden mag, daß e_{Wm} bei der Rohrströmung kleiner als 0,01 e_m wird, falls w kleiner als die Schallgeschwindigkeit ist. Es fragt sich, ob diese Schätzung durch die direkte Messung bestätigt wird.

Eine Kontrolle für die Richtigkeit der Messungen und Berechnungen ergibt sich noch aus der Beziehung

$$M = \int_0^{r_1} 2\,\pi\,\rho\,w\,r\,dr, \tag{11}$$

da auch ρ aus p und T nach 5) oder einer genaueren Gleichung für jeden Wert von r zu berechnen ist und die gesamte Masse M gemessen wird.

3. Optische Temperaturmessung.

E. Schmidt[1] untersuchte das Temperaturfeld warmer Körper nach der Schlierenmethode.

Von Schardin[2] wurde die Temperaturverteilung um ein geheiztes Rohr mit einem Mach-Zehnderschen Interferenzrefraktor bestimmt. Dabei liefen die Lichtstrahlen parallel zur Rohrachse. Bei uns handelt es sich darum, die mittlere Temperatur auf einer senkrecht zur Rohrachse im Rohrquerschnitt verlaufenden Sehne $2y_1$ (Abb. 2) zu messen. Hierbei tritt die

[1] E. Schmidt. Schlierenaufnahmen des Temperaturfeldes in der Nähe wärmeausgebender Körper. Forsch. a. d. Geb. d. Ing.-Wes. Bd. 3 (1932) S. 181.

[2] H. Schardin, Theorie und Anwendungen des Mach-Zehnderschen Interferenzrefraktors, Z. f. Instr.Kde Bd. 53 (1933) S. 396.

Schwierigkeita uf, daß der Lichtweg längs der Sehne $2y_1$ verhältnismäßig klein ist. Man kann ihn aber durch mehrfache Spiegelung des Lichtstrahles grundsätzlich beliebig vergrößern. Die unter Benutzung dieses Gedankens auf meine Veranlassung von Herrn Dipl.-Ing. K. Jaeger ausgearbeitete Methode ent-

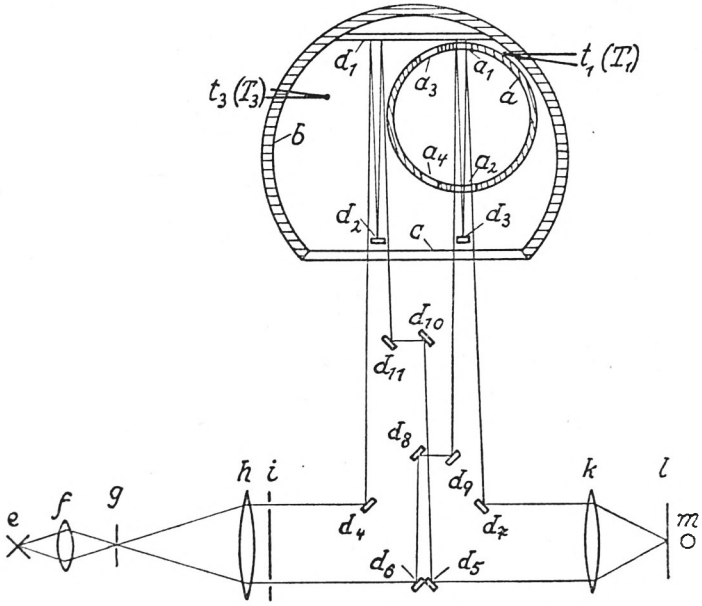

Abb. 3. Anordnung zur optischen Temperaturmessung

spricht der Anordnung von Abb. 3, bei der zunächst als Sehne die durch den Querschnittsmittelpunkt gehende (Messung von T_m) angenommen ist.

Das im Querschnitt gezeichnete Versuchsrohr a besitzt 2 schmale Schlitze a_1 und a_2 von einigen Millimetern Länge. Sie stören die Strömung nicht, falls außerhalb der Schlitze derselbe Druck wie an der Meßstelle herrscht. Dazu ist das Rohr a an der Meßstelle von einer geschlossenen Kammer b mit planparallelem Glasfenster c umgeben. In der Kammer sind Oberflächenspiegel d_1, d_2 und d_3 angebracht, deren spiegelnde Flächen parallel zur Rohrachse liegen.

Zur Messung wird ein abgeändertes Loewesches Gasinterferometer (langes Modell) benutzt. Von der Lichtquelle e wird weißes

Licht durch den Kondensor f auf einen Spalt g geworfen. Das Lichtbündel wird durch den Kollimator h parallel gemacht. Durch die Doppelblende i mit 2 Spalten erhält man 2 feine kohärente Lichtbündel, die durch die Spiegel d_4 bis d_{11} in die Meßkammer b und weiter zur Sammellinse k geleitet werden. Durch diese werden die beiden Lichtbündel in der Bildebene l zur Interferenz gebracht. Die Interferenzstreifen werden mit der als Okular dienenden Zylinderlinse m beobachtet. In der Meßkammer b werden die beiden Bündel durch die Spiegel d_1, d_2 und d_3 mehrfach hin- und hergeworfen (gezeichnet ist eine zweifache Reflexion). Das eine Lichtbündel läuft dabei durch das Versuchsrohr a, das andere daneben durch ruhende Luft.

Die Kesseltemperatur T_0 (Abb. 1) wird so einreguliert, daß die mit Thermoelement t_3 gemessene Temperatur T_3 in der Meßkammer (Abb. 3) nahezu Zimmertemperatur ist. Man stellt zunächst einen Versuch ohne Strömung im Rohr an und beobachtet die Lage des mittelsten Interferenzstreifens relativ zu einem Vergleichsstreifensystem, das von einem (oberen) Teil der kohärenten Lichtbündel erzeugt wird, der nicht durch die Meßkammer läuft, weil er oberhalb der Spiegel d_4 bis d_7 liegt. Nach Ingangsetzung der Strömung reguliert man T_0 so ein, daß der mittelste Interferenzstreifen wieder dieselbe Lage wie vorher hat. Dann ist $T_m = T_3$. Die Rohrtemperatur T_1 wird mit dem Thermoelement t_1 gemessen. Ähnlich verfährt man bei der Bestimmung von T_y für eine andere als die durch den Mittelpunkt gehende Sehne. Für diese Messung hat das Versuchsrohr zwei weitere Spalte a_3 und a_4. Die Spiegel d_2 und d_3 und das Interferometer mit den Spiegeln d_4 bis d_{11} sind parallel zur Interferometerachse verschiebbar, so daß $a_3 a_4$ in den Strahlengang gebracht werden kann. Bei der Bestimmung von T_y kann man, statt die Kesseltemperatur zu ändern, bis $T_3 = T_y$ ist, auch T_0 konstant lassen, und $T_y - T_3$ aus der Verschiebung des mittelsten Interferenzstreifens nach Eichung mit monochromatischem Licht ermitteln.

Voraussetzung für die Anwendbarkeit der geschilderten Methode zur Bestimmung von T_m und T_y ist, daß die Wirbelbewegung der Luft im Versuchsrohr keine unzulässige Schwankung der Lage der Interferenzstreifen hervorruft. Dies dürfte

sicher erfüllt sein, falls die Wirbelenergie entsprechend der Schätzung mit Hilfe des Prandtlschen Mischungsweges kleiner als 1 % der kinetischen Energie der fortschreitenden Bewegung der Luft im Versuchsrohr ist.

Welche Genauigkeit bei der Bestimmung von T_m und T_y erreichbar ist, ergibt folgende Überlegung:

Ist n die Brechungszahl der Luft, so gilt in 1. Näherung

$$(n - 1) / \rho = \text{const}, \tag{12}$$

oder da in 1. Näherung der Druck p längs y_1 konstant ist, mit 5)

$$(n - 1)\, T = \text{const}. \tag{12a}$$

Ist l der gesamte Weg des mehrfach hin- und hergespiegelten Strahlenbündels im Versuchsrohr, Δn eine Änderung von n, λ die Wellenlänge des benutzten monochromatischen Lichtes, so ist die Δn entsprechende Änderung Δs der Zahl der auf l entfallenden Wellenlängen und daher die Zahl der Δn entsprechenden, am mittelsten Vergleichsstrnifen vorbeiwandernden Streifen

$$\Delta s = \Delta\lambda\, l / \lambda^2 = \Delta n\, l / \lambda, \tag{13}$$

oder wegen 12a) bei Außerachtlassung des Vorzeichens nach kurzer Zwischenrechnung

$$\Delta T / T = \lambda\, \Delta s / l\, (n - 1). \tag{14}$$

Für Natriumlicht und Luft unter Normbedingungen ist $\lambda = 5{,}9 \cdot 10^{-5}$ cm, $n - 1 = 2{,}9 \cdot 10^{-4}$. Bei dreifacher Reflexion an d_3 und mit $2 r_1 = 1$ cm wird $l = 8$ cm. Am Loeweschen Interferometer ist bei Verwendung von Natriumlicht noch $^1/_{30}$ Streifenbreite ablesbar. Nach 14) ergibt sich daher mit $T = 290^0$ K als noch feststellbare Temperaturänderung

$$\Delta T_{min} / T = 8{,}5 \cdot 10^{-4};\ \Delta T_{min} = 0{,}25^0. \tag{14a}$$

Werden alle anderen Größen mit erheblich größerer Genauigkeit als T_m und T_y gemessen, so daß die Gesamtgenauigkeit nur durch $\Delta T_{min} / T$ bestimmt ist, so kann nach 4b) $e_{Wm} / c_{p0} T_0$ bis auf $4{,}3 \cdot 10^{-4}$ genau berechnet werden. Denn in dem Integral auf der rechten Seite von 4b) ist nach 6) w proportional $T^{1/2}$, also $\Delta w_{min} / w = \frac{1}{2}\, \Delta T_{min} / T$.

Ist an der Meßstelle die mittlere Geschwindigkeit w_m im Rohrquerschnitt 300 m/s und $T_0 = 335^0$, so wird

$$e_m/c_{p0}\, T_0 = \tfrac{1}{2}\, w_m^2 / c_{p0} T_0 = 0{,}13.$$

Dann kann also e_{Wm}/e_m nach unserer Methode bis auf $4{,}3 \cdot 10^{-4}/0{,}13 = 3 \cdot 10^{-3}$ genau ermittelt werden.

Im vorhergehenden wurde vorausgesetzt, daß die Lichtwege im Versuchsrohr Gerade sind. Dies trifft nicht genau zu, da die isothermen Flächen keine Ebenen sind. Wegen der Kreiszylindersymmetrie tritt der Lichtstrahl, falls er senkrecht zur Rohrachse eintritt, zwar mit gleicher Richtung wieder aus, hat aber im Innern des Rohres eine etwas gekrümmte Bahn.

Die hierdurch etwa nötig werdenden Korrektionen der gemessenen Werte von T_m und T_y kann man nach provisorischer Bestimmung der isothermen Flächen ermitteln und so eine 2. Näherung der Werte von T_m und T_y gewinnen.

Bei den von Herrn Dipl.-Ing. K. Jaeger angestellten Vorversuchen konnte bei einmaliger Reflexion des Lichtbündels an dem Spiegel d_3 (Abb. 3) T_m bis auf $0{,}5^0$ bestimmt werden. Da Herr Jaeger wieder zum Heeresdienst einberufen ist, können die Messungen vorläufig nicht fortgesetzt werden, so daß ich zunächst nur über die grundsätzlichen Fragen berichten konnte.