Die Temperatur unbeheizter Körper in einem Gasstrom hoher Geschwindigkeit

Von E. ECKERT VDI und W. WEISE, Braunschweig

Aus dem Institut für Motorenforschung der Luftfahrtforschungsanstalt Hermann Göring, Braunschweig

Es werden Messungen über die „Eigentemperatur" eines Körpers mitgeteilt, d. h. über die Temperatur, die er ohne Beheizung in einem Luftstrom hoher Geschwindigkeit annimmt. Untersucht wurden quer- und längsangeströmte Zylinder.

1. Einleitung. Ein Körper, dem Wärme weder zugeführt noch entzogen wird, nimmt in einem Luftstrom mit kleiner Geschwindigkeit die Lufttemperatur an. Bei größeren Luftgeschwindigkeiten, die von der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit sind, ist dagegen seine Temperatur höher, da dann der Temperaturanstieg, der dadurch entsteht, daß an der Oberfläche des Körpers die Luft auf die Geschwindigkeit null abgebremst wird und dabei teils durch Anstau und teils durch innere Reibung ihre Temperatur erhöht, bereits merkliche Werte erreicht. Diese Erscheinung ist in verschiedener Hinsicht von technischer Bedeutung. Bei der Messung der Temperatur in einem Gasstrom erfährt natürlich auch das Thermometer die gleiche Temperaturerhöhung, und es muß diese bekannt sein, wenn man aus der Thermometeranzeige die wahre Gastemperatur bestimmen will. Zum anderen ist die Kenntnis der Temperatur des unbeheizten Körpers im Luftstrom Voraussetzung für Wärmeübergangsrechnungen. Hat der Körper infolge Heizens oder Kühlens eine höhere bzw. niedrigere Temperatur, als er sie im unbeheizten Zustand haben würde, so gibt er Wärme an das Gas ab bzw. nimmt Wärme von ihm auf. Am Flugzeug sind diese Erscheinungen bei Kühlflächen (Flügelhautkühlung), bei der Isolierung von Höhenkabinen und bei der Vereisung von Bedeutung.

Die Temperatur, die der unbeheizte Körper im Luftstrom annimmt, soll im folgenden als seine „Eigentemperatur" bezeichnet werden. Aus dem Schrifttum sind außer einigen älteren Versuchen mit Thermoelementen, die in der Achse von Lavaldüsen ausgespannt waren, nur Messungen über die Eigentemperatur von *Meißner* [1]) bekannt. Diese befassen sich jedoch mit einem Thermoelement von bestimmter Form, das für Wärmeübergangsmessungen benutzt worden war. Aus diesem Grunde haben wir einige grundsätzliche Versuche zur Ermittlung der Eigentemperatur an einfachen Körperformen, deren Untersuchung der kleine zur Verfügung stehende Luftstrahl erlaubte, ausgeführt. Nach Abschluß der Versuche erhielten wir Kenntnis von einer Arbeit von *Hilton* [2]), der ähnliche Messungen durchgeführt hat.

Zunächst muß kurz auf Ähnlichkeitsbetrachtungen eingegangen werden, die zur Ableitung der Kenngrößen führen, von denen die Eigentemperatur und allgemein der Wärmeübergang bei hohen Geschwindigkeiten abhängt, da die Meinungen hierüber noch nicht einheitlich sind.

2. Kenngrößen des Wärmeüberganges bei hohen Geschwindigkeiten [3]). Die Gleichungen für den stationären Wärmeaustausch- und Bewegungsvorgang in einem Gase lauten:

Kontinuitätsgleichung:

$$\operatorname{div}(\varrho\,\mathfrak{w}) = 0 \quad \ldots \quad (1),$$

Bewegungsgleichung [3a]):

$$\varrho\,(\mathfrak{w}\,\operatorname{grad})\,\mathfrak{w} = 2\,\operatorname{grad}(\eta\,\operatorname{def}\mathfrak{w}) - \frac{2}{3}\operatorname{grad}(\eta\,\operatorname{div}\mathfrak{w}) - \operatorname{grad} p \quad \ldots \quad (2),$$

Energiegleichung [3a]):

$$\varrho\,g\,(\mathfrak{w}\,\operatorname{grad} c_p\,\vartheta) - \mathfrak{w}\,\operatorname{grad} p = \operatorname{div}(\lambda\,\operatorname{grad}\vartheta) + \eta\,\text{Diss. Fkt.}\left[\left(\frac{\partial w_x}{\partial x}\right)^2 + \ldots\right] \quad \ldots \quad (3).$$

In den Gleichungen bedeutet $\mathfrak{w}$ den Geschwindigkeitsvektor, p den Druck, ϑ die Temperatur, ϱ die Dichte, η die Zähigkeit, λ die Wärmeleitfähigkeit, c_p die spezifische Wärme des Gases und g die Erdbeschleunigung.

Bei kleinen Geschwindigkeiten kann man das Glied mit der Dissipationsfunktion vernachlässigen. Wenn außerdem die Stoffwerte ϱ, η, c_p und λ als konstant angesehen werden, ergibt sich in bekannter Weise, daß für zwei Vorgänge Ähnlichkeit der Geschwindigkeits-, Temperatur- und Druckfelder vorhanden ist, wenn die Berandungen des Problems geometrisch ähnlich sind, wenn

---

[1]) *W. Meißner*, Forsch. Ing.-Wes. Bd. 9 (1938) S. 213/18.

[2]) *W. F. Hilton*, Proc. roy. Soc., Lond. (A) Bd. 168 (1938) S. 43/56.

[3]) s. hierzu *H. Gröber* und *S. Erk*, Die Grundgesetze der Wärmeübertragung, Berlin 1933, S. 121 u. 188. — *A. Busemann*, Gasdynamik, in *W. Wien* und *F. Harms*, Handb. Exp. Phys. Bd. 4, Teil 1, Leipzig 1931. — *Ernst Schmidt*, Einführung in die technische Thermodynamik, Berlin 1936, S. 268.

[3a]) *A. Busemann*, a. a. O., S. 350/56 (s. Fußnote 3); def $\mathfrak{w}$ ist ein dort erklärter Tensor der Deformationsgeschwindigkeiten.

an den Berandungen die Temperaturfelder und die Geschwindigkeitsfelder ähnlich sind und die beiden Kenngrößen $Re = w_0\, l/\nu$ und $Pr = \nu/a$ ($\nu = \eta/\varrho$ kinematische Zähigkeit, $a = \lambda/(\varrho\, g\, c_p)$ Temperaturleitfähigkeit) je die gleiche Größe haben, wobei w_0 eine kennzeichnende, den Randbedingungen zu entnehmende Geschwindigkeit und l eine kennzeichnende Länge ist. Da in den Gleichungen nur Temperaturgefälle und Druckgefälle auftreten, genügt es für die beiden Temperatur- und Druckfelder an den Berandungen, wenn die Differenzen gegen einen gewählten Bezugspunkt für die beiden Vorgänge ähnlich sind. Es sind dann auch in den Temperaturfeldern und Druckfeldern, die sich als Lösung der Gl. 1 bis 3 ergeben würden, die Übertemperaturen und Überdrücke über den gleichen Bezugspunkt ähnlich.

Bei größeren Geschwindigkeiten darf das Glied mit der Dissipationsfunktion nicht vernachlässigt werden. Wenn auch hier noch die Stoffwerte einschließlich der Dichte ϱ als konstant vorausgesetzt werden, kommt zu den obigen Bedingungen aus dem Vergleich des Gliedes in der Energiegleichung, das die Dissipationsfunktion enthält, mit dem ersten Gliede links noch eine weitere Kenngröße hinzu, die nach Multiplikation mit der Reynoldsschen Zahl die Form annimmt: $c_p\, g\, \vartheta_0/w_0^2$, wobei wieder ϑ_0 eine kennzeichnende, den Randbedingungen entnommene Übertemperatur ist. Die Temperaturerhöhung, die durch adiabatischen Stau des mit der Geschwindigkeit w_0 strömenden Gases auf die Geschwindigkeit null entsteht, ist $\vartheta_{ad} = w_0^2/(2\, g\, c_p)$. Es kann also die obige Kenngröße auch in der Form $\vartheta_0/\vartheta_{ad}$ verwendet werden. Im Temperaturfeld lassen sich nun die Übertemperaturen ϑ über den gewählten Bezugspunkt an ähnlich gelegenen Punkten in dimensionsloser Form durch eine Gleichung

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \mathrm{f}\left(Re, Pr, \frac{\vartheta_0}{\vartheta_{ad}}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (4)$$

darstellen. Aus dieser ergibt sich die dimensionslose Wärmeübergangszahl Nu durch Bildung des Temperaturgradienten an der Wand

$$Nu = \frac{\alpha\, l}{\lambda} = \left(\frac{\partial \frac{\vartheta}{\vartheta_0}}{\partial \frac{n}{l}}\right)_w = \mathrm{f}_1\left(Re, Pr, \frac{\vartheta_0}{\vartheta_{ad}}\right) \quad \ldots \ldots \ldots \quad (5)$$

(α Wärmeübergangszahl, n Richtung senkrecht zur Wand). Für den Fall, daß kein Wärmeaustausch mit der Wand stattfindet, erhält man durch Nullsetzen des Differentialquotienten $\left(\frac{\partial \frac{\vartheta}{\vartheta_0}}{\partial \frac{n}{l}}\right)$ eine Gleichung

$$\frac{\vartheta_e}{\vartheta_{ad}} = \mathrm{f}_2\,(Re, Pr),$$

die die Übertemperatur ϑ_e der unbeheizten Wand bestimmt. *Pohlhausen*[4]) hat die Übertemperatur ϑ_e berechnet, die ein plattenförmiges Thermometer in einem rasch fließenden Gasstrom annimmt, wenn die hier gerechtfertigte Annahme gemacht wird[5]), daß die Dichte ϱ konstant und die Grenzschicht laminar ist. Das Ergebnis der Rechnung läßt sich in Übereinstimmung mit dem Vorhergehenden in die Form bringen:

$$\frac{\vartheta_e}{\vartheta_{ad}} = \mathrm{f}\,(Pr) \quad \ldots \ldots \ldots \ldots \ldots \quad (6).$$

Die Abhängigkeit von der Reynoldsschen Kennzahl fällt also bei laminarer Strömung weg. In Zahlentafel 1 ist diese Beziehung dargestellt. Für einen Bereich $Pr = 0{,}6$ bis $Pr = 2$ gilt mit guter Näherung $\vartheta_e/\vartheta_{ad} = \sqrt{Pr}$.

Zahlentafel 1. Eigentemperatur einer längs angeströmten Platte bei laminarer Grenzschicht (nach *Pohlhausen*)

Pr	0,6	0,7	0,8	0,9	1	1,1	10	100	1000
$\vartheta_e/\vartheta_{ad}$	0,77	0,835	0,895	0,95	1	1,05	2,96	6,7	12,9

Ist die Dichte veränderlich, wie es bei den großen Geschwindigkeiten in Wirklichkeit fast stets der Fall ist, dann tritt zu den am Anfang des Abschnittes angeführten Gleichungen noch die Zustandsgleichung $\varrho = \mathrm{f}\,(p, T)$ hinzu. Diese schränkt die Zahl der ähnlichen Fälle stark ein. Die weiteren Betrachtungen sollen auf Gase beschränkt werden, die die Zustandsgleichung $p = g\, \varrho\, R\, T$ befolgen, in der R die Gaskonstante und T die absolute Temperatur des Gases ist. Bei konstantem ϱ genügte

[4]) *E. Pohlhausen*, Z. angew. Math. Mech. Bd. 1 (1921) S. 115/21.
[5]) *E. Eckert* und *O. Drewitz*, Forsch. Ing.-Wes. Bd. 11 (1940) H. 3, S. 116/24.

es, für die beiden verglichenen Vorgänge Ähnlichkeit der Übertemperaturen und der Überdrücke über einen gewählten Bezugspunkt zu fordern. Bei veränderlichem ϱ sollen nun noch die Dichtefelder ähnlich sein. Diese zusätzliche Forderung läßt sich aber mit der Zustandsgleichung nur dann in Einklang bringen, wenn für die absoluten Temperaturen und Drücke Ähnlichkeit vorhanden ist, nicht nur für die Übertemperaturen bzw. Überdrücke.

Die Auswirkung dieser Tatsache soll als Beispiel am Wärmeübergang von Gas, das ein Rohr durchströmt, an die Rohrwand betrachtet werden. Das Gas habe im Eintrittsquerschnitt die konstante Temperatur T_{g0}, die Rohrwand auf ihrer ganzen Länge die konstante Temperatur T_w. Die Felder der Übertemperatur $\vartheta_0 = T_{g0} - T_w$ an der Berandung sind dann für alle möglichen Fälle stets einander ähnlich, gleichgültig welche Größe T_{g0} und T_w im einzelnen haben, und es läßt sich das Feld der dimensionslosen Übertemperaturen allgemein durch eine Gleichung von der Form der Gl. 4 darstellen, solange ϱ konstant ist. Die Felder der absoluten Temperatur dagegen sind nur dann einander ähnlich, wenn T_w/T_{g0} oder ϑ_0/T_{g0} konstant ist. Nur solange an der Berandung diese Bedingung erfüllt ist, gilt für das Temperaturfeld die Gl. 4.

Allgemein für beliebige Temperaturen muß sie daher noch um die Parametergröße ϑ_0/T_{g0} erweitert werden und heißen:

$$\vartheta/\vartheta_0 = \mathrm{f}\,(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, \vartheta_0/\vartheta_{\mathrm{ad}}, \vartheta_0/T_{g0}).$$

Nun läßt sich auch noch die Kenngröße $\vartheta_0/\vartheta_{\mathrm{ad}}$ durch Multiplikation mit dem Kehrwert des Temperaturverhältnisses ϑ_0/T_{g0} umformen:

$$\frac{\vartheta_0}{\vartheta_{\mathrm{ad}}}\,\frac{T_{g0}}{\vartheta_0} = \frac{2\,g\,c_p\,\vartheta_0}{w_0^2}\,\frac{T_{g0}}{\vartheta_0} = \frac{2\,g\,c_p\,T_{g0}}{w_0^2} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots \quad (7).$$

Die Schallgeschwindigkeit unseres Gases im Eintrittsquerschnitt ist gegeben durch

$$a = \sqrt{g\,\varkappa\,R\,T_{g0}} = \sqrt{g\,(\varkappa - 1)\,c_p\,T_{g0}}.$$

Es wird also

$$\frac{\vartheta_0}{\vartheta_{\mathrm{ad}}}\,\frac{T_{g0}}{\vartheta_0} = \left(\frac{a}{w_0}\right)^2 \frac{2}{\varkappa - 1}.$$

Der Ausdruck $\frac{w_0}{a}$ ist die Machsche Kennzahl Ma und $(\varkappa - 1)$ ist bei Gasen für eine bestimmte Prandtlsche Kennzahl konstant. Es kann also statt der obigen Gleichung auch geschrieben werden:

$$\frac{\vartheta}{\vartheta_0} = \mathrm{f}_1\left(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, \mathrm{Ma}, \frac{\vartheta_0}{T_{g0}}\right)\ ^{6)}.$$

In gleicher Weise wie oben muß sich die Eigentemperatur eines Körpers in der Strömung durch Nullsetzen des Temperaturgradienten an seiner Oberfläche bestimmen lassen. Das Ergebnis dieser Maßnahme hat dann die Form:

$$\frac{\vartheta_e}{T_{g0}} = \mathrm{f}_2\,(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, \mathrm{Ma})$$

oder, wenn wir die Gleichung auf beiden Seiten durch die Machsche Zahl zum Quadrat dividieren und links etwas umformen

$$\frac{\vartheta_e}{\vartheta_{\mathrm{ad}}} = \mathrm{f}_3\,(\mathrm{Re}, \mathrm{Pr}, \mathrm{Ma}).$$

Zur Bestimmung der Wärmeübergangszahl bei hohen Geschwindigkeiten müssen noch einige Überlegungen angestellt werden. An sich wird die Wärmeübergangszahl α in die Berechnungen durch eine willkürliche Definitionsgleichung:

$$\alpha\,\vartheta_0 = \lambda\left(\frac{\partial\vartheta}{\partial n}\right)_w$$

eingeführt. Diese erweist sich insofern zweckmäßig, als für erzwungene Konvektion und kleine Geschwindigkeit die so definierte Wärmeübergangszahl unabhängig von der Temperaturdifferenz ϑ_0 wird, so lange man die Stoffgrößen als konstant ansehen kann, denn weder in der mit der Wärmeübergangszahl gebildeten Nußeltschen Kenngröße $\mathrm{Nu} = \alpha\,l/\lambda$ noch in den übrigen (Re, Pr) kommt die Temperatur vor. Bei freier Konvektion ist zwar durch die Grashofsche Kennzahl ($\mathrm{Gr} = l^3\,g\,\beta\,\vartheta_0/\nu^2$, β Ausdehnungskoeffizient) eine Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz ϑ_0 vorhanden, doch ist diese erfahrungsgemäß klein (bei freier Strömung um eine Platte oder ein Rohr $\sqrt[4]{\vartheta_0}$). Wenn auch bei großen Geschwindigkeiten eine Wärmeübergangszahl definiert wird, so muß hier ebenfalls das Ziel sein, Unabhängigkeit oder wenigstens nur kleine Abhängigkeit derselben von der Übertemperatur zu erreichen. Dies ist sicher nicht der Fall, wenn man, wie bei kleinen Geschwindigkeiten, die Wärme-

[6]) Mit der Kennzahl ϑ_0/T_{g0} ist dann auch die Temperaturabhängigkeit der übrigen Stoffwerte (η, λ, c_p) mit erfaßt, sofern sich diese durch Potenzfunktionen der absoluten Temperatur darstellen lassen.

übergangszahl α auf den Temperaturunterschied der Wand gegen das strömende Gas ($T_{g0} - T_w$) mit der Definitionsgleichung

$$q = \alpha (T_{g0} - T_w) = \lambda \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial n}\right)_w \quad . \; . \; . \; . \quad (8)$$

bezieht, in der q die je Flächen- und Zeiteinheit übergehende Wärmemenge bedeutet. In Bild 1a bis c ist der Temperaturverlauf (T_g) in der Grenzschicht bei hohen Geschwindigkeiten dargestellt. Außerhalb der Grenzschicht soll das Gas die Temperatur T_{g0} haben. Wenn die Wand Wärme weder aufnimmt noch abgibt ($q = 0$), nimmt sie nach dem früheren die Eigentemperatur T_e an. Die Temperatur in der Grenzschicht muß dann den in Bild 1b gezeichneten Verlauf haben. Ist dagegen die Wandtemperatur höher als die Eigentemperatur (Bild 1a), dann gibt die Wand Wärme an das Gas ab; ist sie niedriger, dann nimmt die Wand Wärme auf (Bild 1c). Die Tangente des Winkels ε ist nach Gl. 8 proportional dieser Wärmemenge q. Für die ungeheizte Wand ($q = 0$), die eine Temperatur $T_w = T_e > T_{g0}$ annimmt (Bild 1b), wird nach Gl. 8 die Wärmeübergangszahl $\alpha = 0$. Andererseits muß es dann eine Wandtemperatur $T_w = T_{g0}$ geben, bei der Wärme vom Gas abgegeben wird, also $q \neq 0$ ist. Dieser Fall ist in Bild 1c dargestellt. Jetzt wird nach der Definitionsgleichung $\alpha = \infty$. Es ist also eine sehr starke Abhängigkeit von der Temperaturdifferenz vorhanden. Diese vermeidet man nur, wenn α in folgender Weise definiert wird:

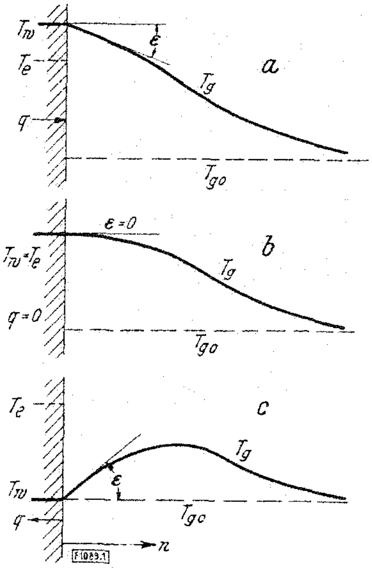


Bild 1a bis c. Temperaturverlauf in der Grenzschicht eines schnellströmenden Gases.

$$q = \alpha (T_e - T_w) = \lambda \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial n}\right)_w \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (9).$$

In dem Falle ist wenigstens in erster Näherung die Wärmeübergangszahl von der Temperatur unabhängig. Voraussetzung für die Berechnung des Wärmeüberganges ist dann allerdings die Kenntnis der Eigentemperatur.

3. Berechnung der Eigentemperatur. *Schirokow*[7]) hat die Grenzschichttheorie des Wärmeüberganges, wie sie von *Prandtl* entwickelt wurde, auch auf große Geschwindigkeiten ausgedehnt. Er kommt für den Wärmeübergang bei turbulenter Strömung im Rohr zu folgender Beziehung:

$$\mathrm{Nu} = K \frac{\xi}{8} \frac{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}{1 + \frac{w_g}{w_0}(\mathrm{Pr} - 1)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (10)$$

$\left(\xi = \frac{2\,\Delta p}{\varrho\, w_0^2} \cdot \frac{d}{l}\right.$ Widerstandszahl des Rohres, w_0 mittlere Strömungsgeschwindigkeit im Rohr, w_g Geschwindigkeit an der Grenze zwischen der laminaren Grenzschicht und der turbulenten Kernströmung$\Big)$. Die Gleichung unterscheidet sich von der Prandtlschen Formel nur durch die Größe K, die folgende Bedeutung hat:

$$K = 1 + \frac{w_0^2}{2\, g\, c_p\, \vartheta_0}\left[1 + \left(\frac{w_g}{w_0}\right)^2 (\mathrm{Pr} - 1)\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (11).$$

Dabei ist die Wärmeübergangszahl in der Nußeltschen Kenngröße der Gl. 10 auf die Übertemperatur $\vartheta_0 = T_{g0} - T_w$ bezogen. Die je Flächen- und Zeiteinheit übergehende Wärme q ist daher:

$$q = \frac{\lambda}{\alpha}\left\{\vartheta_0 + \frac{w_0^2}{2\, g\, c_p}\left[1 + \left(\frac{w_g}{w_0}\right)^2 (\mathrm{Pr} - 1)\right]\right\} \frac{\xi}{8} \frac{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}{1 + \frac{w_g}{w_0}(\mathrm{Pr} - 1)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (12).$$

Diese Wärme q wird null, wenn der Ausdruck in der geschwungenen Klammer gleich null ist. Daraus ergibt sich die Übertemperatur des ungeheizten Rohres über die des strömenden Gases zu

$$\vartheta_e = T_e - T_{g0} = \frac{w_0^2}{2\, g\, c_p}\left[1 - \left(\frac{w_g}{w_0}\right)^2 (\mathrm{Pr} - 1)\right] \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (13).$$

Die Eigentemperatur T_e kann nun ihrerseits wieder in die Gl. 12 eingeführt werden:

$$q = \frac{\lambda}{\alpha}(T_e - T_w) \frac{\xi}{8} \frac{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}{1 + \frac{w_g}{w_0}(\mathrm{Pr} - 1)} \quad . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \; . \quad (14).$$

[7]) *M. Schirokow*, Techn. Physics UdSSR Bd. 3 (1936) S. 1020/27.

Wenn also die Wärmeübergangszahl nach Gl. 9 auf $T_e - T_w$ bezogen wird, fällt die Temperaturdifferenz auf beiden Seiten der Gleichung heraus, und es gilt für die so festgelegte Wärmeübergangszahl die gleiche Formel wie bei kleinen Geschwindigkeiten:

$$\mathrm{Nu} = \frac{\xi}{8} \frac{\mathrm{Re}\,\mathrm{Pr}}{1 + \frac{w_y}{w_0}(\mathrm{Pr} - 1)} \quad \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \quad (15).$$

Die nach Gl. 9 definierte Wärmeübergangszahl ist also nach dieser Theorie tatsächlich temperaturunabhängig. Zum gleichen Ergebnis führt die exakte mathematische Behandlung des Wärmeübergangsproblems an einer ebenen Platte[5]).

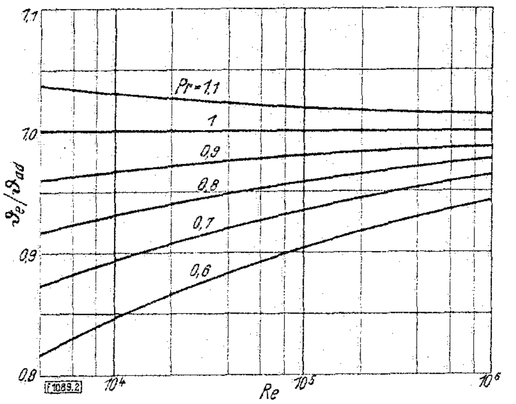
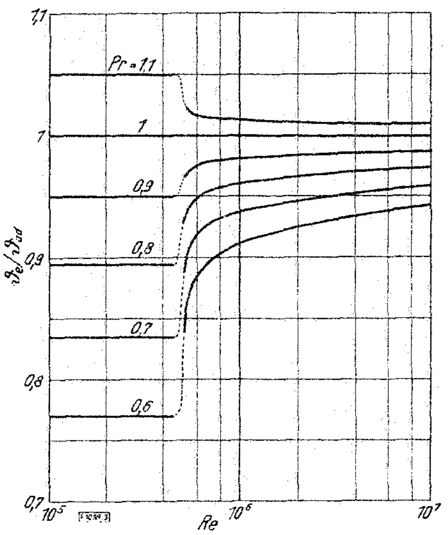


Bild 2. Eigentemperatur der Wand eines vom Gas schnell durchströmten Rohres (nach *Schirokow*[7]).
ϑ_e Übertemperatur des Körpers über den Luftstrom,
ϑ_{ad} adiabatischer Temperaturanstieg.

Bild 3 (rechts). Eigentemperatur einer mit großer Geschwindigkeit längsangeströmten Platte (nach *Schirokow*[7]).
ϑ_e Übertemperatur des Körpers über den Luftstrom.
ϑ_{ad} adiabatischer Temperaturanstieg.
Umschlag der laminaren Grenzschicht in die turbulente bei Re = $5 \cdot 10^5$.



Die Gl. 13 wurde in Bild 2 ausgewertet, wobei das Geschwindigkeitsverhältnis w_y/w_0 von *ten Bosch*[8]) übernommen wurde. Dieselbe Gleichung sowie Gl. 14, in der nur die Widerstandszahl ξ durch die bezogene Schubspannung an der Wand ersetzt werden muß, gilt auch für die Eigentemperatur einer längs angeströmten Platte mit turbulenter Grenzschicht. In Bild 3 ist der Verlauf der Eigentemperatur einer vorn gut zugeschärften Platte über der mit der Entfernung vom Plattenanfang gebildeten Reynoldsschen Zahl dargestellt. An einer solchen Platte bildet sich zuerst eine laminare Grenzschicht aus, die bei einer kritischen Reynoldsschen Zahl in eine turbulente umschlägt. Bei störungsfreiem Zustrom hat diese kritische Reynoldssche Zahl die Größe $5 \cdot 10^5$. Bis zu dieser Reynoldsschen Zahl gilt dann die Theorie von *Pohlhausen*[4]). Von da ab wurde nach Gl. 13 gerechnet, wobei wieder das Geschwindigkeitsverhältnis w_y/w_0 in gleicher Weise wie bei *ten Bosch* berechnet wurde[9]).

4. Die Versuchseinrichtung und die Messungen. Die Eigentemperatur wurde an quer und längs angeströmten Zylindern von Kreisquerschnitt und an einigen pitotrohrähnlichen Formen im Luftstrom bei verschiedener Temperatur und bei Geschwindigkeiten bis nahe an die Schallgeschwindigkeit gemessen. In Bild 4 sind die verschiedenen untersuchten Körper dargestellt.

Als querangeströmte Zylinder (s. Bild 4, *A*) mit Kreisquerschnitt wurden Messingröhrchen von 1; 1,5; 2 und 3 mm Dmr. und 0,1 mm Wandstärke verwendet. Die Röhrchen *a* wurden in der Mitte auf eine Länge von etwa 6 mm mit Lötzinn *b* ausgefüllt. In das Lötzinn tauchten von beiden Seiten die Drähte *c* des Thermoelementes, mit dem die Temperatur des Röhrchens gemessen wurde. Es wurden Thermoelemente aus Manganin-Konstantan von 0,2 mm Drahtstärke verwendet. Über die Drähte sind dünnwandige Glasröhrchen *d* zur elektrischen Isolierung geschoben. Die Messingröhrchen waren nur so lang, daß sie beiderseits etwas über den Luftstrahl hinausreichten. Als Verlängerung waren Glasröhrchen *e* ein- oder bei den kleineren Durchmessern aufgeschoben. Damit wurde das Röhrchen in einem bügelförmigen Halter *e* (Bild 5) befestigt. Durch die geringe Wandstärke der Messingröhrchen und das Einschalten der Glasröhrchen sollte erreicht werden, daß Wärmeverluste durch Ableitung von der Meßstelle möglichst klein bleiben. Die bei verschiedenen Temperaturen des Luftstrahles durchgeführten Messungen, die im folgenden aufgeführt sind, zeigen, daß dies bei den

[8]) *M. ten Bosch*, Die Wärmeübertragung. Berlin 1936. S. 112.

[9]) s. Fußnote 8 a. a. O. S. 141. *ten Bosch* gibt das Geschwindigkeitsverhältnis für eine von Plattenanfang an turbulente Grenzschicht an. Hier wurde in gleicher Weise wie bei ihm w_y/w_0 für eine turbulente Grenzschicht berechnet, die bei Re = $5 \cdot 10^5$ aus der laminaren entsteht.

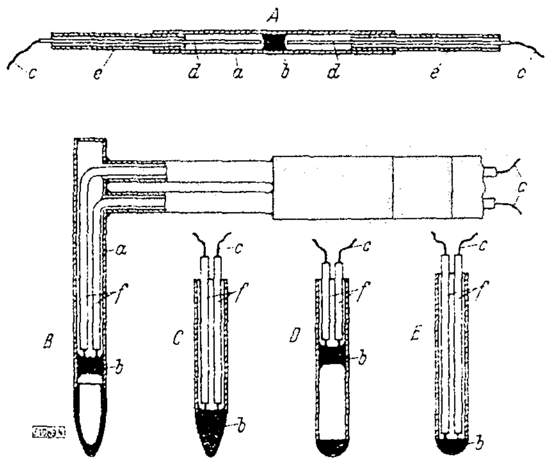


Bild 4. Untersuchte Körper.
A quer angeströmte Zylinder, *B* bis *E* Hakenrohrthermometer, *a* Messingröhrchen, *b* Lötstelle, *c* Thermoelement, *d*, *e* Glasröhrchen, *f* Kunstharz-Isolierschlauch.

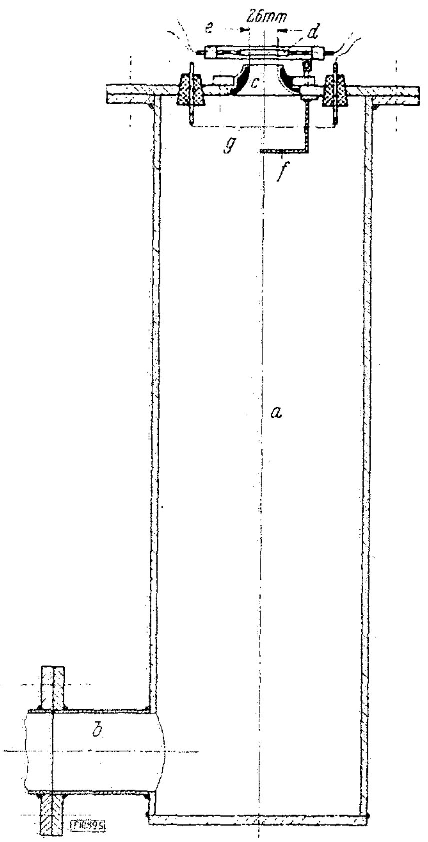


Bild 5 (rechts). Versuchseinrichtung.
a Windkessel, *b* Druckleitung, *c* Düse, *d* untersuchter Körper, *e*, *f* Bügel, *g* Thermoelement.

kleineren Durchmessern auch der Fall war. Bei den Röhrchen mit Durchmessern von 2 und 3 mm konnten dagegen Messungen mit größeren Unterschieden zwischen der Eigentemperatur und der Raumtemperatur nicht ausgeführt werden, da sich bei kleineren Luftgeschwindigkeiten bereits Meßfehler durch Wärmeableitung zeigten. Als Zylinder von 0,2 und 0,5 mm Dmr. wurden die Thermoelemente selbst verwendet, die sorgfältig stumpf aneinander gelötet waren, so daß die Lötstelle keine Verdickung zeigte.

Außer an Zylindern wurde noch die Körpertemperatur einiger pitotrohrähnlicher Körper gemessen (Bild 4, *B* bis *E*), die ebenfalls aus Messingrohr *a* von 0,1 mm Wandstärke und 2 bzw. 6 mm Dmr. hergestellt waren und bei denen die Lötstelle *b* vorn (*C* und *E*) oder etwas von der Spitze entfernt (*B* und *D*) angeordnet war. Zwei davon waren vorn abgerundet (*D* und *E*), die anderen beiden mit einer Spitze versehen (*B* und *C*).

Die zur Erzeugung des Luftstrahles benötigte Preßluft wurde von einem einstufigen Rotationskompressor der Firma Klein-Schanzlin und Becker für 400 m³/h Förderleistung geliefert. In seiner Druckleitung waren außer einem Ölabscheider ein Kühler und ein elektrischer Heizkörper eingebaut. Im Kühler wurde die Luft etwa auf Raumtemperatur abgekühlt und durch Ausfallen des Wassers getrocknet. Durch Regeln der elektrischen Heizleistung konnte sie wieder bis auf 50° C erwärmt werden. An die Druckleitung *b* war der in Bild 5 dargestellte Windkessel *a* angeschlossen, aus dem die Luft durch eine rechteckige Düse *c* von 26×11 mm² Querschnitt ins Freie strömte. In den Luftstrahl über der Düse wurden die Körper *d*, deren Eigentemperatur gemessen werden sollte, an einem Bügel *e* gehalten. Einige Messungen wurden an axial angeblasenen Thermoelementen vorgenommen. Diese waren durch die Düse hindurchgespannt und im Windkessel an einem Bügel *f* befestigt.

Der Überdruck im Windkessel wurde mit einem Quecksilbermanometer, die Lufttemperatur mit einem quer vor die Düse gespannten Thermoelement *g* gemessen. Zur Messung der Eigentemperatur wurde das in die Röhrchen eingelötete Thermoelement gegen das im Kessel angeordnete geschaltet, so daß unmittelbar die Differenz Δt zwischen der Lufttemperatur im Kessel und der Eigentemperatur bestimmt wurde. Die Messung erfolgte durch Kompensation mit einem Gerät nach *Lindeck-Rothe*[10]). Zur Auswertung der Messungen ist außerdem die Kenntnis der Temperatur im Luftstrahl nötig. Da sich diese nicht unmittelbar messen läßt, wurde sie aus der mit dem Thermoelement *g* gemessenen Temperatur im Windkessel unter der Annahme berechnet, daß die Luft in der

[10]) *O. Knoblauch* und *K. Henky*, Anleitung zu genauen technischen Temperaturmessungen, München 1926.

Düse adiabatisch bis auf den Außendruck expandiert. Für den Kern des Luftstrahles ist dies sicher richtig, denn die Grenzschicht, in der die Reibungsverluste und etwaige Einflüsse durch Wärmeableitung an die Düsenwand auftreten, hat sich in der kurzen Entfernung über der Düse, in der die Meßkörper angeordnet waren (etwa 5 bis 10 mm), bestimmt noch nicht bis in die Strahlmitte ausgebreitet. Eine Nachprüfung dieser Annahme ist in einfacher Weise dadurch möglich, daß mit einem Staurohr der Staudruck an der Stelle, wo sonst die Röhrchen liegen, gemessen wird. Wenn die Umwandlung von Druck- in Bewegungsenergie verlustlos vor sich geht, muß das Staurohr den Kesseldruck anzeigen, während beim Auftreten von Verlusten der Kesseldruck nicht mehr erreicht werden kann. Die Ausführung dieser Messung ergab bei einem Überdruck im Kessel von 558 mm QS einen Unterschied zwischen diesem und dem vom Staurohr angezeigten Druck von 2 mm QS, also 0,3%. Bei den anderen Geschwindigkeiten im Strahl stellten sich die gleichen Verhältnisse ein.

Die berechnete Lufttemperatur im Strahl gibt also mit großer Genauigkeit den wahren Wert an, und die gemessene Temperatur im Kessel ist gleich der Temperatur, die die Luft im Strahl bei adiabatischem Anstau annimmt. Die Luftgeschwindigkeit im Strahl kann in gleicher Weise aus dem gemessenen Überdruck im Windkessel unter Annahme adiabatischer Expansion berechnet werden.

5. **Die Meßergebnisse.** Die Ergebnisse der vom zweitgenannten Verfasser an den quer angeströmten Zylindern durchgeführten Messungen sind in Zahlentafel 2 zusammengestellt. Außer den gemessenen Werten und den daraus berechneten, der Luftgeschwindigkeit w und dem adiabatischen Temperaturanstieg ϑ_{ad} ist in diese noch das Temperaturverhältnis $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$, d. i. die Übertemperatur des Körpers über die Luft im Verhältnis zum adiabatischen Temperaturanstieg, und endlich die Reynoldssche und die Machsche Kennzahl eingetragen. Für die Berechnung der Kennzahlen wurde die kinematische Zähigkeit und die Schallgeschwindigkeit bei der mittleren Temperatur der Grenzschicht um den Zylinder zugrunde gelegt, also bei der Temperatur $t_s = (\Delta t + \vartheta_{ad})/2$.

Es wurden bei jeder Drahtstärke drei Meßreihen aufgenommen; bei der ersten wurde die Lufttemperatur im Kessel auf etwa 50° C, bei der zweiten etwa auf Raumtemperatur gehalten. Bei der dritten Reihe wurde für jede Geschwindigkeit die Lufttemperatur im Kessel so eingeregelt, daß die Eigentemperatur des Zylinders gleich der Raumtemperatur war und daher keine Meßfehler durch Ableitung entstehen konnten. Bei den Röhrchen mit über 1 mm Dmr. machten sich diese Meßfehler durch Ableitung bei 50° C Lufttemperatur im Kessel schon so deutlich bemerkbar, daß diese Messungen nicht mehr in die Zahlentafel aufgenommen wurden. Da bei den größeren Durchmessern auch ihr Verhältnis zur Strahlbreite (11 mm) ungünstig groß ist, sind die Meßergebnisse bei ihnen unsicherer als bei den kleineren Röhrchen.

In Bild 6 ist das Temperaturverhältnis $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ über der Luftgeschwindigkeit und in Bild 7 über der Machschen Zahl aufgetragen. Durch die Punkte jeder Meßreihe ist eine Linie gelegt, die durch die Nummer der Meßreihe in Zahlentafel 2 gekennzeichnet ist. Die Bilder zeigen, daß besonders bei den Durchmessern von 0,5 und 1 mm eine sehr deutliche Abhängigkeit des Temperaturverhältnisses von der Geschwindigkeit vorhanden ist, und daß sich die Messungen bei verschiedenen Temperaturen der Kesselluft in Abhängigkeit von der Machschen Zahl einigermaßen gut um eine einzige Kurve gruppieren. Die Unterschiede, die zwischen den einzelnen Linienzügen noch vorhanden sind, liegen innerhalb der Genauigkeit, die für die Versuche in Anspruch genommen werden kann. Eine nähere Betrachtung der Kurven lehrt, daß im allgemeinen die Meßreihen mit der hohen Lufttemperatur am tiefsten, die Meßreihen, bei denen die Luft im Kessel Raumtemperatur hatte, am höchsten und die Meßreihen mit der angepaßten Kesseltemperatur dazwischen liegen. Dies zeigt, daß die Unterschiede vor allem durch Wärmeableitung bedingt sind, die bei den kleinen Strahlabmessungen unvermeidlich waren. Bei Auftragung über der Reynoldsschen Kennzahl sind die Unterschiede zwischen den $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$-Werten der einzelnen Meßreihen noch größer als bei der Auftragung über der Geschwindigkeit.

Um nachzuprüfen, ob der flachere Verlauf der $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$-Linien für Durchmesser von 1,5 mm aufwärts auf die kleinen Luftstrahlabmessungen zurückzuführen ist, wurden die gleichen Versuche mit zwei größeren Düsen (14×39 mm und 19×44 mm) wiederholt. Für die Zylinderdurchmesser 0,2; 0,5 und 1 mm decken sich die so erhaltenen Meßergebnisse gut mit denen in Bild 7. Für die Durchmesser 2 und 3 mm dagegen liegen die in den größeren Luftstrahlen gemessenen Temperaturverhältnisse $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ niedriger als in Bild 7 und nähern sich dem Verlaufe der $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$-Linien für 0,5 und 1 mm, wodurch die Vermutung, daß ihr flacherer Verlauf durch die begrenzten Strahlabmessungen bedingt ist, bestätigt wird.

Die den Vorgang in erster Linie bestimmende Kennzahl ist nach Bild 7 die Machsche. Daneben ist aber auch ein Einfluß der Reynoldsschen Kenngröße vorhanden, sonst müßten die $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$-Werte für 0,2 mm Drahtstärken mit denen für 0,5 und 1 mm Dmr. zusammenfallen. Das Umbiegen der zuerst mit steigender Machscher Zahl absinkenden $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$-Werte nach oben, das die Durchmesser

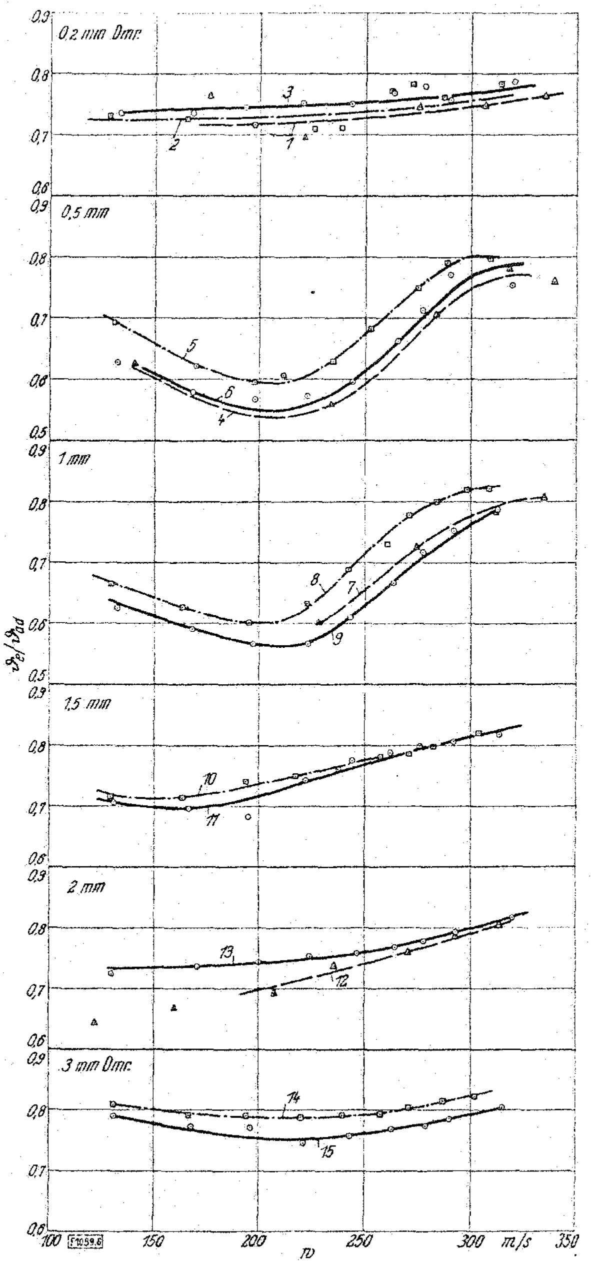


Bild 6. Verhältnis der Übertemperatur des Körpers ϑ_e zum adiabatischen Temperaturanstieg ϑ_{ad} für querangeströmte Zylinder in Abhängigkeit von der Luftgeschwindigkeit w.

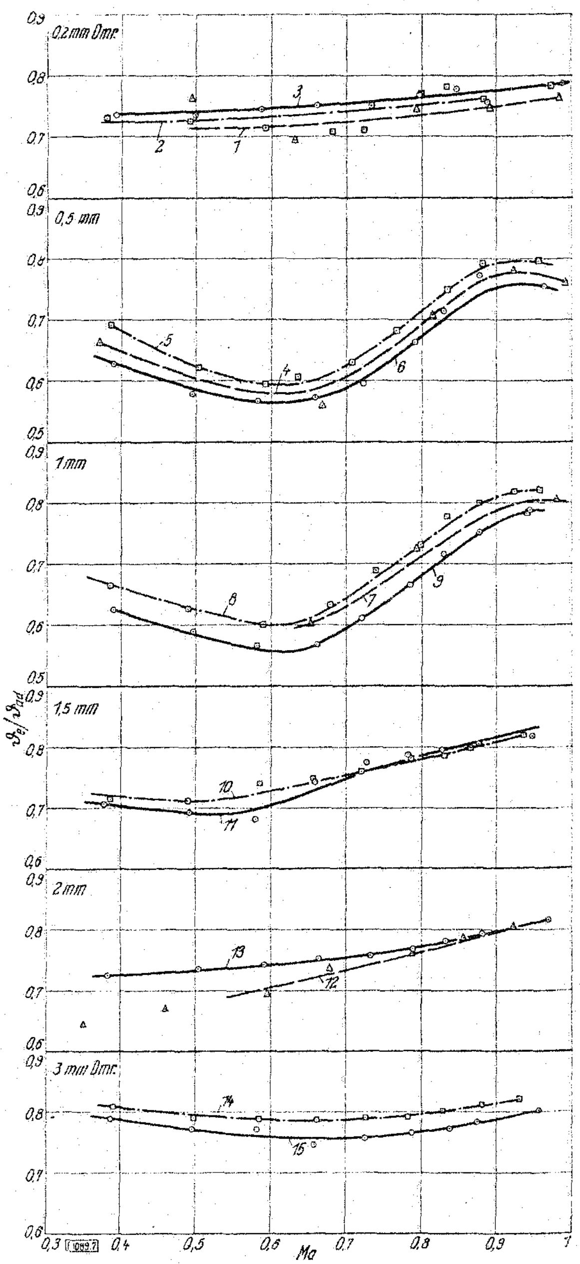


Bild 7. Verhältnis $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ für querangeströmte Zylinder in Abhängigkeit von der Machschen Zahl.

Die Zahlen an den Linienzügen weisen auf die Nummern der Meßreihe in Zahlentafel 2 hin.

von 0,5 und 1 mm besonders deutlich zeigen, das aber auch bei den anderen Zylinderdicken angedeutet ist, dürfte darauf zurückzuführen sein, daß bei der entsprechenden Machschen Zahl die größte am Zylinderumfang auftretende Geschwindigkeit gleich der Schallgeschwindigkeit wird. Bei Potentialströmung eines unzusammendrückbaren Mediums ist bekanntlich die größte am Zylinderumfang auftretende Geschwindigkeit doppelt so groß wie die Anströmgeschwindigkeit. Im zusammendrückbaren Medium ist sie noch etwas größer. Von *Kaplan*[11]) wurde die mit der Anströmgeschwindigkeit gebildete Machsche Zahl, bei der die größte Geschwindigkeit gleich der Schallgeschwindigkeit ist, zu 0,425 berechnet. Die Machsche Zahl, bei der in den Bildern das Minimum von $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ auftritt, liegt allerdings bei etwa 0,6. Das kommt daher, daß wegen des Ablösens der Grenzschicht die größte am Zylinder auftretende Geschwindigkeit kleiner ist als in der Potentialströmung.

[11]) *C. Kaplan*, Twodimensional subsonic compressible flow past elliptic cylinders, NACA-Rep. Nr. 624 (1938).

Zahlentafel 2. Messung der Eigentemperatur quer angeströmter Zylinder

Meß-reihe	Zylinder-durch-messer mm	Kessel-temperatur t_i °C	Raum-temperatur t_R °C	Kessel-überdruck Δp_i mm QS	Atmosph. Druck p_a mm QS	Temp.-Diff. zw. Kessel- u. Eigentemp. Δt °C	Luft-geschwin-digkeit w m/s	Adiab. Temperatur-abfall ϑ_{ad} °C	$\frac{\vartheta_e}{\vartheta_{ad}} = 1 - \frac{\Delta t}{\vartheta_{ad}}$	Re	Ma
1	0,2	49,9		91	755,0	2,45	176	10,3	0,762	2020	0,494
		49,9		253	755,0	7,56	221	25,8	0,695	2680	0,630
		49,9		409	755,0	9,55	275	37,4	0,745	3500	0,793
		49,9		552	755,0	11,8	306	46,5	0,746	4030	0,890
		49,9		706	755,0	13,1	335	55,4	0,764	4550	0,983
2		15,9		79	752,0	2,22	127	8,25	0,731	1790	0,378
		15,7		139	752,0	3,73	165	13,7	0,725	2370	0,491
		14,8		206	752,0	5,49	197	19,2	0,715	2910	0,591
		15,2		278	752,0	7,30	225	25,0	0,709	3380	0,680
		14,9		327	752,0	8,17	238	28,2	0,711	3670	0,722
		14,8		417	752,0	7,82	262	33,9	0,770	4110	0,799
		15,2		458	752,0	7,99	272	36,6	0,782	4300	0,831
		15,3		528	752,0	9,74	287	40,7	0,761	4620	0,882
		15,3		652	752,0	10,24	314	47,4	0,784	5190	0,971
3		20,4	18,4	84	766,0	2,33	133	8,81	0,735	1870	0,392
		22,1	18,6	140	766,0	3,68	168	13,8	0,735	2410	0,498
		23,6	18,6	196	766,0	4,80	193	18,8	0,745	2820	0,585
		24,3	18,6	260	766,0	6,05	220	24,0	0,751	3290	0,659
		26,5	18,6	334	766,0	7,32	243	29,3	0,751	3710	0,732
		27,4	18,7	404	766,0	7,94	263	34,2	0,768	4100	0,797
		27,7	18,6	471	766,0	8,50	278	38,3	0,778	4400	0,846
		28,6	18,6	523	766,0	10,18	290	41,6	0,756	4670	0,887
		29,7	18,6	690	766,0	10,83	320	50,8	0,787	5330	0,987
4	0,5	53,4		82	743,0	3,54	140	9,5	0,626	3990	0,368
		53,4		255	742,0	11,75	233	26,6	0,559	6590	0,667
		53,4		425	741,0	11,51	283	39,2	0,707	8750	0,813
		53,4		592	740,0	11,10	318	50,3	0,781	10150	0,922
		53,4		705	740,0	14,09	339	56,8	0,759	11150	0,991
5		17,7		80	751,0	2,64	130	8,4	0,692	4500	0,384
		17,7		144	751,0	5,47	169	14,2	0,622	6010	0,503
		17,7		202	751,0	7,78	197	19,1	0,595	7240	0,591
		17,7		239	751,0	8,78	211	22,0	0,606	7800	0,634
		18,2		302	751,0	10,1	234	27,1	0,630	8800	0,706
		17,9		370	751,0	10,1	252	31,4	0,682	9640	0,765
		18,8		454	751,0	9,27	274	36,7	0,750	10580	0,833
		17,7		536	751,0	8,69	288	41,3	0,792	11360	0,881
		17,2		649	751,0	9,68	309	47,3	0,797	12510	0,954
6		21,1	17,6	83	766,0	3,24	132	8,6	0,627	4580	0,387
		23,6	18,1	140	766,0	5,89	168	13,9	0,578	5870	0,495
		27,0	18,2	198	766,0	8,32	197	19,2	0,567	6910	0,580
		28,3	18,4	263	766,0	10,4	222	24,4	0,573	7910	0,657
		31,1	18,4	330	766,0	12,0	244	29,8	0,595	8700	0,722
		30,7	18,3	409	766,0	11,7	265	34,9	0,663	9650	0,789
		29,0	18,7	463	766,0	11,8	277	38,0	0,714	10280	0,829
		28,4	18,7	530	766,0	9,62	290	41,9	0,771	10910	0,876
		31,4	18,9	683	766,0	12,4	319	50,7	0,755	12210	0,962
7	1	49,9		252	756,0	10,1	228	25,5	0,602	14240	0,651
		49,9		405	756,0	10,2	274	37,1	0,725	17740	0,793
		49,9		579	756,0	10,4	312	47,9	0,783	20850	0,940
		49,9		708	756,0	10,8	335	55,7	0,806	22980	0,981
8		12,5		80	750,0	2,70	129	8,2	0,665	9810	0,384
		12,5		135	750,0	4,99	163	13,1	0,627	11940	0,489
		12,1		201	749,0	7,56	195	18,8	0,602	14710	0,589
		12,2		272	749,0	8,95	222	24,2	0,633	17190	0,676
		12,5		342	749,0	9,18	242	29,1	0,688	18950	0,739
		12,9		408	749,0	9,07	260	33,4	0,731	20580	0,796
		12,2		465	749,0	8,19	271	36,5	0,778	21720	0,833
		12,7		530	749,0	8,19	284	40,5	0,800	22980	0,875
		13,0		596	749,0	8,44	298	44,0	0,819	24450	0,922
		13,2		652	749,0	8,44	308	46,9	0,821	25500	0,955

Meß-reihe	Zylinder-durch-messer mm	Kessel-temperatur t_i °C	Raum-temperatur t_R °C	Kessel-überdruck Δp_i mm QS	Atmosph. Druck p_a mm QS	Temp.-Diff. zw. Kessel- u. Eigentemp. Δt °C	Luft-geschwin-digkeit w m/s	Adiab. Temperatur-abfall ϑ_{ad} °C	$\frac{\vartheta_e}{\vartheta_{ad}} = 1 - \frac{\Delta t}{\vartheta_{ad}}$	Re	Ma
9	1	19,8	16,9	83	766,5	3,24	132	8,6	0,625	9230	0,388
		22,4	17,2	139	766,5	5,76	168	14,0	0,590	11820	0,495
		26,5	17,6	198	766,5	8,33	197	19,1	0,566	13850	0,581
		27,2	16,8	266	766,5	10,6	223	24,6	0,566	16020	0,661
		29,3	18,2	327	766,5	11,4	243	29,3	0,611	17530	0,721
		31,1	18,6	405	766,5	11,5	264	34,4	0,666	19160	0,785
		29,0	18,8	462	766,5	10,7	277	37,9	0,717	20570	0,829
		30,1	19,0	530	766,5	10,4	292	42,1	0,752	21870	0,875
		30,3	19,6	647	766,5	10,3	313	48,7	0,787	23820	0,943
10	1,5	11,8		81	761,5	2,35	129	8,2	0,715	14100	0,384
		11,8		137	761,5	3,80	163	13,2	0,713	18200	0,489
		13,7		200	761,5	4,82	194	18,6	0,741	21800	0,583
		13,7		254	761,5	5,67	217	22,6	0,750	24800	0,655
		14,4		327	761,5	6,64	237	27,8	0,762	27500	0,719
		14,4		402	761,5	7,16	257	32,7	0,782	30400	0,784
		14,1		467	761,5	7,80	271	36,4	0,786	32600	0,830
		14,9		514	761,5	7,94	282	39,4	0,799	34200	0,864
		15,4		637	761,5	8,24	304	45,9	0,820	37500	0,937
11		18,3	16,4	78	765,0	2,40	128	8,1	0,706	13400	0,377
		20,9	16,0	136	765,0	4,16	166	13,5	0,692	17500	0,490
		22,1	15,9	200	765,0	6,05	195	18,8	0,682	20900	0,578
		25,2	18,7	266	765,0	6,28	222	24,4	0,743	23800	0,658
		25,8	18,7	336	765,0	6,65	244	29,4	0,775	26600	0,726
		27,2	19,0	400	765,0	7,25	262	34,0	0,788	28700	0,781
		27,0	19,4	463	765,0	7,70	276	37,8	0,797	30700	0,826
		27,9	19,6	540	765,0	8,20	292	42,4	0,807	32900	0,877
		28,7	19,8	655	765,0	8,83	314	48,8	0,819	36000	0,948
12	2	34,4	17,3	62	761,0	2,64	122	7,4	0,643	15400	0,350
		36,2	18,1	120	761,0	4,21	160	12,6	0,668	20300	0,460
		41,5	18,9	210	761,0	6,53	207	21,2	0,693	26400	0,595
		44,0	19,7	287	761,0	7,36	235	27,9	0,736	30200	0,677
		44,4	19,9	404	761,0	8,72	271	36,3	0,760	35700	0,787
		44,5	19,6	501	761,0	9,08	293	42,5	0,787	39400	0,855
		44,4	19,6	608	761,0	9,58	314	48,9	0,804	43300	0,922
13		19,4	18,2	79	752,5	2,30	130	8,3	0,724	17900	0,382
		22,2	18,5	144	752,5	3,83	171	14,4	0,735	23600	0,504
		23,7	18,6	205	752,5	5,12	200	19,8	0,742	28300	0,591
		25,4	18,6	266	752,5	6,16	224	24,8	0,752	31700	0,663
		26,1	18,7	335	752,5	7,28	246	29,9	0,757	35300	0,732
		27,6	18,9	402	752,5	8,00	264	34,5	0,768	38100	0,788
		27,8	18,6	463	752,5	8,40	278	38,3	0,781	40700	0,831
		27,4	19,0	535	752,5	8,79	293	42,6	0,794	43700	0,881
		28,0	19,0	685	752,5	9,32	320	50,6	0,816	48600	0,969
14	3	12,2		85	762,0	1,64	131	8,5	0,808	28500	0,390
		12,2		143	762,0	2,87	166	13,6	0,790	36900	0,497
		12,7		200	762,0	3,90	194	18,5	0,790	43800	0,583
		13,3		267	762,0	5,04	219	23,7	0,788	50400	0,660
		13,7		335	762,0	5,90	239	28,3	0,792	55600	0,725
		14,2		400	762,0	6,70	257	32,7	0,793	60900	0,783
		14,9		461	762,0	7,12	271	36,2	0,803	64800	0,827
		15,4		543	762,0	7,62	287	40,9	0,814	69700	0,880
		16,0		631	762,0	8,12	302	45,6	0,822	74200	0,930
15		18,9	17,8	81	764,5	1,78	131	8,4	0,789	27400	0,385
		20,8	18,6	141	764,5	3,18	168	13,9	0,772	36000	0,495
		22,8	17,2	266	764,5	5,68	221	24,2	0,746	48200	0,657
		24,0	17,1	335	764,5	7,15	243	29,4	0,757	53500	0,725
		25,0	16,9	407	764,5	8,00	263	34,2	0,767	58700	0,788
		25,4	16,9	476	764,5	8,75	279	38,5	0,773	63100	0,838
		25,8	16,8	531	764,5	9,07	290	41,7	0,783	66400	0,874
		26,2	17,0	674	764,5	9,70	315	49,2	0,803	73800	0,956
		20,9	17,2	202	765,0	4,37	196	19,0	0,771	42400	0,582

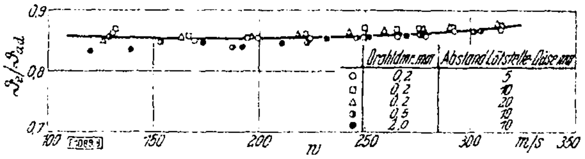


Bild 8. Verhältnis der Übertemperatur des Körpers ϑ_e zum adiabatischen Temperaturanstieg ϑ_{ad} für längsangeströmte Drähte.

In Bild 8 sind die Meßergebnisse für die längsangeströmten Drähte von 0,2; 0,5 und 2 mm Dmr. wiedergegeben. Die Temperatur im Windkessel war bei diesen Versuchen etwa gleich der Raumtemperatur. Wenn man die Reynoldssche Zahl mit der Drahtlänge vom Beginn des engsten Düsenquerschnittes bis zur Lötstelle bildet, liegt sie bei den Messungen zwischen $0{,}5 \cdot 10^5$ und $5 \cdot 10^5$. Bei störungsfreier Strömung ist in diesem Bereich noch laminare Grenzschicht vorhanden. Aus Bild 3 bzw. Zahlentafel 1 entnimmt man für Luft von Raumtemperatur, die eine Prandtlsche Kennzahl $Pr = 0{,}714$[12]) hat, ein Temperaturverhältnis $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ von 0,842. Dieses stimmt mit dem hier gemessenen recht gut überein. Die Dicke der laminaren Grenzschicht am Zylinder ist bei den angegebenen Reynoldsschen Zahlen etwa $^1/_{10}$ mm. Trotzdem dieser Wert bei dem schwächsten Draht nicht mehr klein gegenüber dessen Durchmesser ist, hat also die Krümmung der Grenzschicht noch keinen Einfluß auf die Eigentemperatur.

Die Messungen mit den staurohrähnlichen Körpern *B* bis *E* (Bild 4) zeigten das gleiche Bild wie beim längs angeströmten Zylinder. Das Temperaturverhältnis $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ war praktisch unabhängig von der Geschwindigkeit. Bei den Formen *D* und *E* lag das Temperaturverhältnis $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ bei etwa 0,8, bei Form *B* und *C* hatte es etwa die gleiche Größe wie beim längsangeströmten Zylinder in Bild 8 (0,83 bei kleineren Geschwindigkeiten mit einem leichten Anstieg bis 0,86 bei 300 m/s). Solche Körper sind also zur Temperaturmessung in einem rasch fließenden Luftstrom recht geeignet[13]).

6. Vergleich mit den Messungen anderer Forscher. *Hilton*[2]) führte im Hochgeschwindigkeits-Windkanal Messungen an einem Plattenthermometer aus einem schlecht wärmeleitenden Material (Tufnol) durch. Er fand bei Reynoldsschen Zahlen von etwa $0{,}8 \cdot 10^5$ bis $3{,}6 \cdot 10^5$ Werte von $\vartheta_e/\vartheta_{ad} =$ 0,87 bis 0,89, die etwas höher liegen als die von uns an axial angeblasenen Drähten gemessenen. Daneben führte er einige Messungen an quer angeströmten Zylindern von Tropfenquerschnitt und Kreisquerschnitt aus dem gleichen isolierenden Werkstoff durch, und zwar maß er die örtliche Eigentemperatur. Auch er beobachtet Unstetigkeiten im Verlauf derselben in Abhängigkeit von der Geschwindigkeit und führt diese ebenfalls auf das Auftreten örtlicher Überschallgeschwindigkeiten, verbunden mit Stoßwellen, zurück. An einem Kreiszylinder von 6 mm Dmr. maß er die Eigentemperatur an verschiedenen Stellen und fand am vorderen Staupunkt ein Temperaturverhältnis $\vartheta_e/\vartheta_{ad}$ von etwa 0,88, seitlich von 0,46 und hinten von 0,22. Auch dieses Ergebnis deutet darauf hin, daß der flachere Verlauf der Kurven in Bild 7 bei den Zylinderdurchmessern über 1 mm auf die zu kleinen Strahlabmessungen zurückzuführen ist.

7. Zusammenfassung. Es wurden Messungen über die Temperatur durchgeführt, die längs und quer angeblasene Zylinder von 0,2 bis 3 mm Dmr. in einem Luftstrom von 100 bis 300 m/s Geschwindigkeit und verschiedener Temperatur annehmen. Diese Temperatur ist bei längs angeblasenen Zylindern in dem untersuchten Meßbereich, der laminare Grenzschicht erwarten läßt, praktisch unabhängig von der Geschwindigkeit und steht in guter Übereinstimmung mit den von *Pohlhausen*[4]) theoretisch berechneten Werten. Bei querangeströmten Zylindern dagegen ist besonders bei bestimmten Durchmessern eine sehr starke Abhängigkeit von der Geschwindigkeit vorhanden, und zwar sinkt das Verhältnis der Übertemperatur des Körpers zur adiabatischen Stautemperatur mit wachsender Geschwindigkeit erst ab und steigt dann von einer Machschen Zahl 0,6 ab wieder an. Die Bedeutung dieser „Eigentemperatur" des Körpers für Wärmeübergangsrechnungen bei hohen Geschwindigkeiten wird aufgezeigt. [RF 1089]

[12]) *F. Henning*, Wärmetechn. Richtwerte, Berlin 1938.

[13]) *E. Eckert*: Z. VDI Bd. 84 (1940) S. 813/17.