

Interferometrische Beobachtung thermischer Grenzschichten in Gasen bei größeren Temperaturdifferenzen

Interferometric Observation of Thermal Boundary Layers in Gases at Higher Temperature-Differences

B. BRAND und U. GRIGULL, München

Zusammenfassung. Bei den meisten bisherigen interferometrischen Untersuchungen thermischer Grenzschichten in Gasen konnte eine Übereinstimmung zwischen Temperaturfeld und Brechzahlfeld vorausgesetzt werden. Bei größeren Temperaturdifferenzen wird diese Vereinfachung unzulässig. Dies wird durch Betrachtungen an einfachen Modellgrenzschichten nachgewiesen. – Aufgrund der erweiterten Zusammenhänge werden Überlegungen für die Korrekturen durchgeführt, die bei der Auswertung von Interferenzaufnahmen notwendig sind. Anhand einiger ausgewerteter Interferenzbilder laminarer Grenzschichten bei freier Konvektion an der senkrechten Platte werden die Zusammenhänge deutlich aufgezeigt.

Abstract. In the prevailing interferometric studies of thermal boundary layers in gases the temperature-field and the field of refractive index was in satisfactory agreement. At higher temperature-differences this assumption is a not allowed simplification. This is showed by considerations on simple model-boundary layers. – Considerations for correction terms were made for evaluation of interferograms in general case of higher temperature-differences. Some evaluated interferograms of laminar free convection boundary layers at a vertical plate give a good general view and confirm the considerations.

Bezeichnungen

$A = \Delta T_w/T_\infty$	dimensionslose Wandübertemperatur
$C_{1,2}$	Konstanten
$c = d n/d \eta$	Ableitung der Brechzahl nach η
K	maximale Streifenendichte
l	Modelllänge
n	Brechzahl
$\Delta n = n_\infty - n$	Brechzahlunterschied (positiv für $\Delta T > 0$)
$N = \Delta n/\Delta n_w$	Brechzahlprofil
s	Wegkoordinate des Lichtstrahles
S	Streifenordnung
S^+	Streifenordnung, durch Randeffekt erhöht
T	Temperatur
$\Delta T = T - T_\infty$	Temperaturunterschied
y	Grenzschichtkoordinate (Wandabstand)
z	Koordinate in Richtung der optischen Achse
δ	Grenzschichtdicke

$\xi = z/\delta$	dimensionslose Koordinate
$\bar{\xi}$	reduzierte Koordinate nach Gl. (19)
$\eta = y/\delta$	dimensionslose Grenzschichtkoordinate
$\eta' = d \eta/d \xi$	Ableitung von η nach ξ
$\vartheta = \Delta T/\Delta T_w$	Temperaturprofil
λ	Wellenlänge des Lichtes
ρ	Dichte

Indizes

E_b	Endbereich
\max	Maximalwert
0	Wert am Eintritt des Lichtstrahles in die Grenzschicht bzw. einen betrachteten Bereich
w	Wert an der Wand
WP	Wendepunkt
∞	Werte im freien Gasraum

1. Einleitung

Die Methode, durch Lichtstrahlinterferenzen Temperatur- oder auch Konzentrationsunterschiede in optisch durchlässigen Medien sichtbar zu machen, ist schon lange bekannt. Aus der umfangreichen Literatur sei hier nur ein zusammenfassender Beitrag der neueren Zeit [1] erwähnt.

Ein übliches Interferenzbild einer thermischen Grenzschicht in Gasen zeigt Bild 1 a. Die Interferenzstreifen stellen Isothermen dar. Dabei kann man die Temperaturdifferenz zwischen zwei benachbarten Streifen als konstant ansehen [1, 2]. Bild 1 b zeigt ebenfalls eine

thermische Grenzschicht, aber mit einer wesentlich größeren Temperaturdifferenz zwischen Wand und freiem Gasraum als in Bild 1 a. Würde man hier die Annahme konstanter Temperaturdifferenzen zwischen den Streifen aufrechterhalten, müßte der Temperaturgradient irgendwo innerhalb der Grenzschicht sein Maximum haben, und gegen die Wand zu würde er wieder geringer, was aber hier wegen der Wandbindung nicht sein kann. Größere Temperaturdifferenzen bringen also neue Effekte für die interferometrische Beobachtung thermischer Grenzschichten in Gasen mit sich, die im folgenden dargestellt werden sollen.

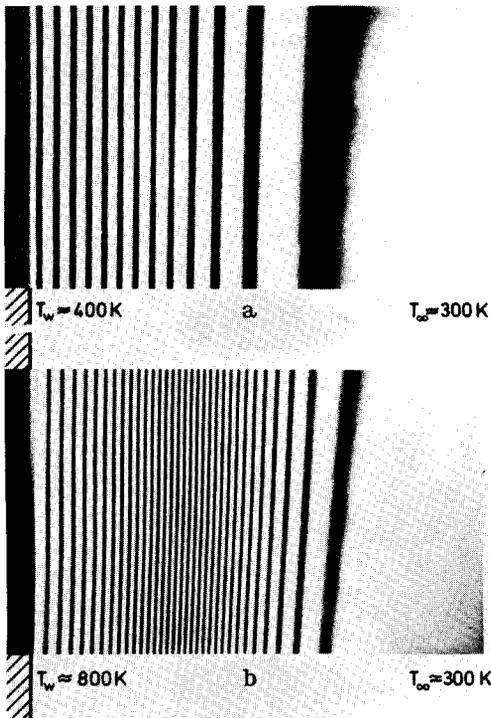


Bild 1. Interferenzaufnahmen thermischer Grenzschichten bei verschieden großen Temperaturdifferenzen (100 und 500 K)

2. Theoretische Überlegungen

2.1 Grundlagen der Interferometrie von Temperaturgrenzschichten

In jedem Interferometer (Bild 2) wird ein Lichtstrahl in einen Meßstrahl, der das zu untersuchende Medium durchläuft, und in einen Vergleichsstrahl, der normalerweise durch völlig homogenes Medium läuft, aufgespalten. Die Strahlen werden wieder vereinigt, und es entstehen in der Bildebene Interferenzlinien. Es wird im folgenden die sog. Nullfeldeinstellung des Interferometers vorausgesetzt, d. h. z. B. ein helles Gesamtbild, wenn auch im Meßstrahlengang ein homogenes Medium

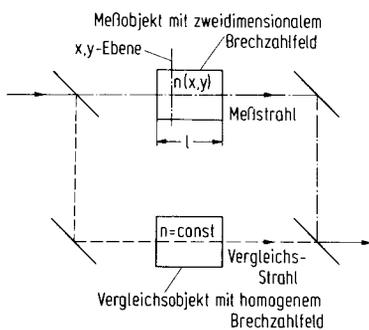


Bild 2. Zum Prinzip der Interferometrie (Erläuterung an einem Mach-Zehnder-Interferometer)

mit der konstanten Brechzahl n_∞ vorliegen würde. Das Interferometer macht bei dieser Einstellung das Brechzahlfeld, das im Meßobjekt vorliegt, durch Unterschiede der optischen Weglängen sichtbar nach folgender allgemeinen Gleichung:

$$\int (n_\infty - n) ds = S \lambda \quad (1)$$

S wird Streifenordnung genannt. Ein ganzzahliges S bedeutet unter unseren Voraussetzungen z. B. Helligkeitsmaxima im Interferenzbild; Werte von S als ungeradzahlige Vielfache von $1/2$ bedeuten dann Helligkeitsminima im Interferenzbild.

Mit den zwei vereinfachenden Annahmen (vgl. Bild 2), daß erstens die Brechzahl n im Meßobjekt in allen x, y-Ebenen senkrecht zum Strahlengang die gleiche Verteilung aufweist, und daß zweitens der Lichtstrahl geradlinig verläuft, ergibt sich die Gleichung der idealen Interferometrie zu:

$$\Delta n \cdot l = S \cdot \lambda \quad (2)$$

Damit wird, ausgehend von einem Bezugsniveau n_∞ , jeder Stelle im Interferenzbild eine bestimmte Brechzahldifferenz Δn zugeordnet. Die Brechzahl ändert sich von einem Streifen zum nächsten jeweils um ein konstantes Δn .

Aus dem Interferenzbild soll eine Aussage über die Temperaturverteilung gewonnen werden. Kann man dabei innerhalb des Interferenzbildes die Ableitung der Brechzahl nach der Temperatur dn/dT als konstant ansehen, ergibt sich der eingangs erwähnte einfache Zusammenhang, daß zwischen zwei benachbarten Streifen auch konstante Temperaturdifferenz vorliegt. Ganz allgemein jedoch läßt sich der Zusammenhang zwischen der Brechzahl eines Gases und dessen Zustandsgrößen aus der Lorentz-Lorenz-Beziehung für die spezifische Refraktion herleiten (vgl. [1]):

$$\frac{n - 1}{n_\infty - 1} = \frac{\rho}{\rho_\infty} \quad (3)$$

Für ein ideales Gas wird daraus bei den in Grenzschichten gegebenen isobaren Verhältnissen:

$$\frac{n - 1}{n_\infty - 1} = \frac{T_\infty}{T} \quad (4)$$

2.2 Temperaturprofil und Brechzahlprofil

In Bild 3 ist allgemein eine Temperaturgrenzschicht dargestellt. Die Temperatur fällt vom Wert T_w an der Wand innerhalb der Grenzschichtdicke δ praktisch auf den Wert T_∞ der Umgebung ab. Mit den dimensionslosen Koordinaten:

$$\eta = y/\delta \quad \text{und} \quad \vartheta = \Delta T/\Delta T_w = (T - T_\infty)/(T_w - T_\infty)$$

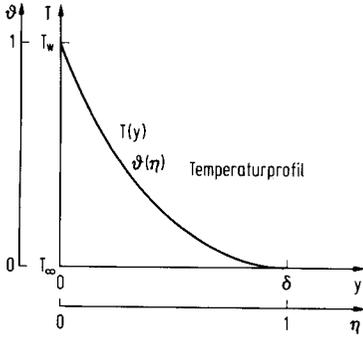


Bild 3. Allgemeine Darstellung des Temperaturprofils

läßt sich die Funktion $\vartheta(\eta)$ angeben. Sie wird Temperaturprofil genannt.

Hierfür kann man bestimmte Ansätze machen, von denen drei erwähnt werden sollen (vgl. [1]):

$$\vartheta = (1 - \eta)^2, \tag{5 a}$$

$$\vartheta = (1 - \eta)^3(1 + \eta) = 1 - 2\eta + 2\eta^3 - \eta^4, \tag{5 b}$$

$$\vartheta = \exp(-2\eta). \tag{5 c}$$

Diese Ansätze können als Modell der laminaren thermischen Grenzschicht verwendet werden, wobei die Gl. (5 b) die Randbedingungen am besten erfüllt (vgl. [2]).

Das Temperaturprofil der Grenzschicht bedingt ein Brechzahlfeld nach Gl. (4). Es wird:

$$\Delta n = n_\infty - n = (n_\infty - 1) \Delta T/T. \tag{6}$$

Dies läßt sich ebenfalls dimensionslos machen:

$$N = \frac{\Delta n}{\Delta n_w} = \frac{T_w}{T} \frac{\Delta T}{\Delta T_w}. \tag{7}$$

Unter Einführung des Temperaturprofils ergibt sich

$$N = \frac{(1 + A) \vartheta}{1 + A \vartheta} \tag{8}$$

mit

$$A = \Delta T_w/T_\infty \tag{9}$$

als Parameter der dimensionslosen Wandübertemperatur. N wird analog zu ϑ kurz Brechzahlprofil genannt.

Es erscheint sinnvoll, dieses allgemeine Ergebnis kurz zu diskutieren:

Als erstes sei der Fall sehr kleiner Wandübertemperaturen genommen. Für $A \rightarrow 0$ ergibt sich $N(\eta) \rightarrow \vartheta(\eta)$, d. h. Übereinstimmung von Brechzahlprofil und Temperaturprofil. Dies war ja zumeist für die Interferometrie bei Grenzschichten in Gasen vorausgesetzt

und auch erfüllt. Dabei entsprach konstantem Δn auch konstantes ΔT . Allgemeiner gilt für $A > 0$, daß $N(\eta) > \vartheta(\eta)$.

Von Interesse ist noch die Ableitung des Brechzahlprofils

$$\frac{dN}{d\eta} = \frac{1 + A}{(1 + A\vartheta)^2} \frac{d\vartheta}{d\eta}. \tag{10}$$

Diese wird nur Null, wenn die Ableitung des Temperaturprofils Null wird. Aber es wird:

$$\frac{dN}{d\eta} \cong \frac{d\vartheta}{d\eta} \text{ für } \vartheta \cong \frac{\sqrt{1+A} - 1}{A}. \tag{11}$$

Wenn ein Wendepunkt im Brechzahlprofil auftritt, interessiert noch die zweite Ableitung:

$$\frac{d^2 N}{d\eta^2} = \frac{1 + A}{(1 + A\vartheta)^3} \left[\frac{d^2 \vartheta}{d\eta^2} - \frac{2A}{1 + A\vartheta} \left(\frac{d\vartheta}{d\eta} \right)^2 \right]. \tag{12}$$

Ein Wendepunkt, d. h. verschwindende zweite Ableitung liegt dort, wo der Klammerausdruck Null wird.

Diese Ergebnisse sollen in Bild 4 a bis c an den drei oben genannten Modell-Grenzschichten verdeutlicht werden: Für $A \rightarrow 0$ stimmen Temperaturprofil und Brechzahlprofil überein. Für wachsendes A weicht das Brechzahlprofil immer mehr vom Temperaturprofil ab. Im Brechzahlprofil treten dabei Wendepunkte auf, die für zunehmendes A von der Wand weg in die Grenzschicht hineinwandern. Diese Wendepunkte geben die

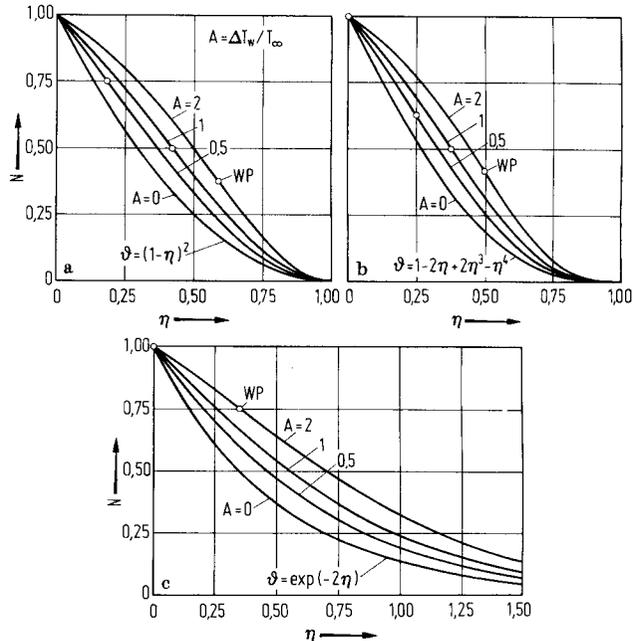


Bild 4 a bis c. Brechzahlprofile von drei Modellgrenzschichten (WP bedeutet Wendepunkt)

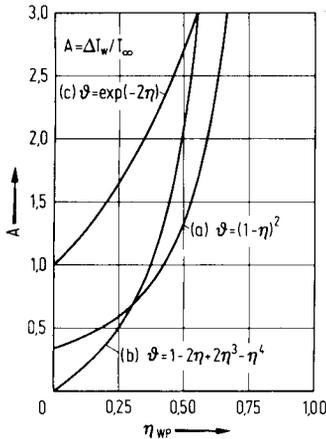


Bild 5. Lage des Wendepunktes der Brechzahlprofile nach Bild 4 (Maximum der Streifendichte) in Abhängigkeit von der dimensionslosen Wandübertemperatur A

Lage des Maximums der Streifendichte an. Obwohl von einem Interferenzstreifen zum nächsten konstante Brechzahldifferenz vorliegt, wird die zugehörige Temperaturdifferenz immer größer, je näher man an die Wand kommt. Die Lage der Wendepunkte der Brechzahlprofile für die drei Modell-Grenzschichten ist in Bild 5 in Abhängigkeit vom Parameter A der dimensionslosen Wandübertemperatur dargestellt. Aus dieser Darstellung kann man übrigens entnehmen, daß das Grenzschichtmodell nach Gl. (5b) die physikalischen Verhältnisse der thermischen Grenzschicht für unsere Zwecke am besten wiedergibt, da nicht einzusehen ist, warum erst ab einem bestimmten Wert von A das Maximum der Streifendichte von der Wand weg wandern sollte.

3. Konsequenzen für die praktische Auswertung

Die gezeigten Abweichungen des Brechzahlprofils vom Temperaturprofil haben Konsequenzen auf die Auswertung des Interferenzbildes. Es handelt sich darum, jene Korrekturglieder zu finden, die die wirklichen Verhältnisse gegenüber der eingangs dargestellten idealen Interferometrie berücksichtigen.

3.1 Korrektur für wirklichen Strahlengang

Ideale Interferometrie setzt einen geradlinigen, wandparallelen Lichtstrahl über die gesamte Modelllänge voraus. In Wirklichkeit läuft der Lichtstrahl bei den thermischen Grenzschichten mit heißer Wand leicht gekrümmt von der Wand weg (Bild 6). Dies führt einmal dazu, daß das Integral für die optische Weglänge in der Grenzschicht nach Gl. (1) ausgewertet werden muß, und außerdem scheint der Lichtstrahl letztlich aus einer anderen Richtung zu kommen. Für beide Effekte muß unter Umständen eine Korrektur gegenüber der idealen Interferometrie angebracht werden.

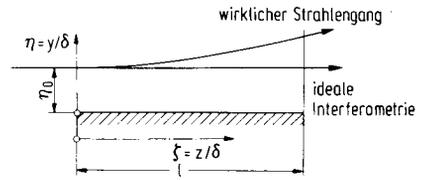


Bild 6. Ideale Interferometrie und wirklicher Strahlengang

Für den Strahlengang gilt allgemein (auch für nicht wandparallele Strahlen) die folgende Gleichung, die sich direkt aus dem Snellius'schen Brechungsgesetz ableiten läßt (vgl. [2]):

$$\frac{1 + \eta'^2}{1 + \eta_0'^2} = \left(\frac{n}{n_0}\right)^2 \tag{13}$$

mit $\eta' = d\eta/d\xi$ und $\xi = z/\delta$. Formt man diese Gleichung unter Einführung des Brechzahlprofils $N(\eta)$ um, so erhält man die folgende Integralgleichung:

$$\xi = \int_{\eta_0}^{\eta} \frac{d\eta}{\sqrt{C_1 + C_2 [N(\eta_0) - N(\eta)]}} \tag{14}$$

Dies führt für die Polynomansätze des Temperaturprofils zu recht komplizierten Integralen, deren Auswertung zu wenig übersichtlichen Ergebnissen führt.

Wie in [2] gezeigt ist, wird die Lichtstrahlkurve im η, ξ -Koordinatensystem eine Parabel, wenn längs des Strahlenweges mit einer konstanten Ableitung $d n/d\eta$ gerechnet werden kann. Mit dem Ansatz für die Brechzahl:

$$n = n_0 + c_0 \cdot (\eta - \eta_0) \tag{15}$$

mit $c = d n/d\eta$, ergibt sich für die Lichtstrahlgleichung (vgl. [2]):

$$\eta - \eta_0 = \eta_0' \xi + (1 + \eta_0'^2) \frac{c_0}{n_0} \frac{\xi^2}{2} \tag{16}$$

Für diese Näherung sind alle notwendigen Korrekturen bereits berechnet [1]. Deshalb lag es nahe nachzuprüfen, inwieweit bei den hier untersuchten thermischen Grenzschichten diese Parabelnäherung anwendbar ist. Diese Untersuchung wurde in [3] durchgeführt. Dabei wurde so vorgegangen, daß der Strahlengang in immer kleineren Bereichen durch glatt aneinandergefügte Parabelstücke zusammengesetzt wurde, solange, bis durch eine noch feinere Unterteilung kein unterscheidbares Ergebnis mehr herauskam. Das ist gleichbedeutend mit einer beliebig feinen Annäherung des Brechzahlprofils durch ein Sehnenpolygon, wobei für jeden Abschnitt des Polygonzuges ein Parabelstück als Lichtstrahlweg exakt ist.

In die Rechnung wurde das Brechzahlprofil eingeführt:

$$n = n_\infty - \Delta n_w \cdot N(\eta) = n_\infty - (n_\infty - 1) \frac{A}{1 + A} \cdot N(\eta) \tag{17}$$

Daraus läßt sich unter Einführung des Temperaturprofils errechnen:

$$\frac{c_0}{n_0} = - \left(\frac{n_\infty - 1}{n_\infty} \right) \frac{A}{(1 + A \vartheta_0)(1 + A \vartheta_0/n_\infty)} \left(\frac{d \vartheta}{d \eta} \right)_0 \quad (18)$$

Mit $A \vartheta_0/n_\infty \approx A \vartheta_0$ und $\eta'_0 \ll 1$ und mit der weiteren reduzierten Koordinate

$$\bar{\xi} = \sqrt{\frac{n_\infty - 1}{n_\infty}} \xi \quad (19)$$

wird dann aus Gl. (16):

$$\eta - \eta_0 = \eta'_0 \sqrt{\frac{n_\infty}{n_\infty - 1}} \bar{\xi} - \frac{A}{(1 + A \vartheta_0)^2} \left(\frac{d \vartheta}{d \eta} \right)_0 \frac{\bar{\xi}^2}{2} \quad (20)$$

Ergebnisse einer solchen Rechnung für das Temperaturprofil vierter Ordnung nach Gl. (5b) bei wandparallelem Lichtstrahleintritt sind in Bild 7 aufgetragen. Die einfache Parabelnäherung für die gesamte Lauflänge mit den Werten am Lichtstrahleintritt (ϑ_0 und $(d \vartheta/d \eta)_0$) und der aus beliebig feiner Parabelstückelung errechnete exakte Lichtstrahlweg weichen bei größerem $\bar{\xi}$ um so mehr voneinander ab, je größer die dimensionslose Wandübertemperatur A ist. Mit zunehmendem A wer-

den bei einer festen Modelllänge l allerdings immer mehr Streifen auftreten. Für die Streifendichte im Interferenzbild gibt es aber eine obere Grenze für die praktische Auswertung, wie schon Rottenkolber [4] angibt. Diese maximal auswertbare Streifendichte sei

$$(d S/d y)_{\max} = K .$$

Nach Gl. (2) mit Gl. (17) gilt

$$\frac{d S}{d y} = \frac{d(\Delta n) \cdot l}{d y \cdot \lambda} = \frac{n_\infty - 1}{\lambda} \frac{A}{1 + A \delta} \left(- \frac{d N}{d \eta} \right) \quad (21)$$

Bei den betrachteten thermischen Grenzschichten wird mit der maximal zu erwartenden Steigung des Brechzahlprofils $(-d N/d \eta)_{\max} \approx 2$:

$$\bar{\xi}_{\max} = \frac{l_{\max}}{\delta} \sqrt{\frac{n_\infty - 1}{n_\infty}} = \frac{\lambda}{\sqrt{n_\infty(n_\infty - 1)}} \frac{(1 + A)}{2 A} K . \quad (22)$$

Diese Grenzen sind im Bild 7 für $\lambda = 0,5461 \cdot 10^{-6} \text{ m}$; $n_\infty - 1 = 2,5 \cdot 10^{-4}$ und $K = 20 \text{ mm}^{-1}$ eingetragen.

Als Ergebnis läßt sich zusammenfassen, daß die einfache Parabelnäherung innerhalb des praktisch interessierenden Bereiches mit dem exakten Strahlengang bei den untersuchten Grenzschichten zufriedenstellend übereinstimmt.

Somit können die in [1] angegebenen Korrekturen für die Lichtstrahlablenkung übernommen werden. Man kann jedoch auch ohne diese Korrekturen auskommen. Hierzu muß man die Fokussierebene für das Interferenzbild so auswählen, daß der vom Lichtstrahl nach Gl. (1) aufintegrierte optische Wegunterschied genau dem Δn an dem Orte der Fokussierebene entspricht, aus dem der abgelenkte Lichtstrahl zu kommen scheint. Diese Bedingung ist für die Parabelnäherung mit wandparallelem Lichtstrahleintritt bei Fokussierung auf $2/3$ der Modelllänge, gerechnet vom Lichtstrahleintritt, exakt erfüllt. Dies wurde bereits von Svensson [5] nachgewiesen.

3.2 Korrektur für den Modellrand

Eine weitere wichtige Korrektur ist notwendig, da die thermische Grenzschicht am Modellrand nicht plötzlich aufhört. Der Lichtstrahl integriert auf seinem Weg durch den Endbereich, wo die Grenzschicht um die Modellkante irgendwie umbiegt (Bild 8), einen weiteren optischen Wegunterschied auf:

$$\int \Delta n \, ds = \Delta S_{Eb} \lambda . \quad (23)$$

Macht man nun nach Rottenkolber [4] die plausiblen Annahmen, daß erstens der Lichtstrahl geradlinig und wandparallel verläuft, und daß zweitens die Isothermen

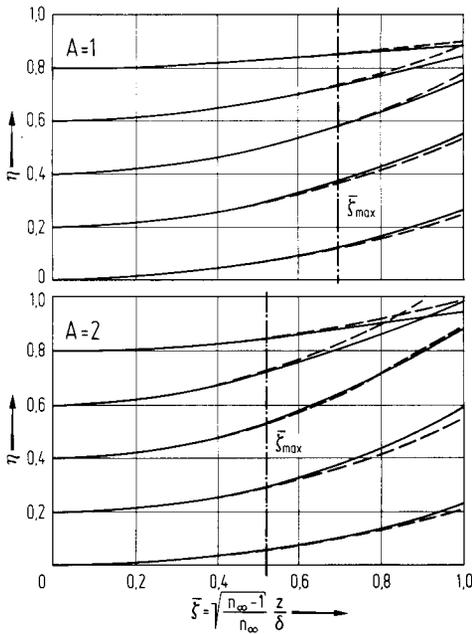
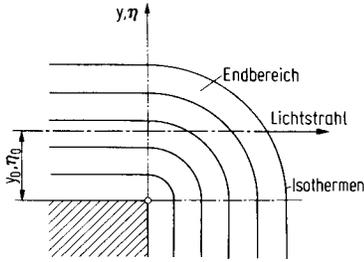


Bild 7. Wirklicher Strahlenverlauf (—) und Parabelnäherung (---) für A = 1 und A = 2 beim Temperaturprofil nach Gl. (5b)



4. Praktische Ergebnisse

Einige ausgewertete Beispiele sind in Bild 9 gegeben. Dabei wurde bei der Auswertung für die Modellrandkorrektur nach Gl. (26) mit einem Sehnepolygon gerechnet. Aus dem Brechzahlfeld wurde das Temperaturfeld berechnet. Aufgetragen sind in den verschiedenen Punktsymbolen das Temperatur- und Brechzahlprofil aus den Messungen in verschiedenen Höhen einer

Bild 8. Prinzipische Skizze zur Modellrandkorrektur

in Kreisbögen um die Ecke biegen, läßt sich schreiben $s = \sqrt{y^2 - y_0^2}$ mit $y \geq y_0$.

Hiermit und mit Gl. (17), d. h. mit Einführung des Brechzahlprofils, bekommt Gl. (23) die folgende Form (unter Berücksichtigung, daß ein solcher Endbereich nach Bild 8 am Modellanfang und am Modellende auftritt):

$$\Delta S_{Eb} = 2(n_\infty - 1) \frac{\delta}{\lambda} \frac{A}{1 + A} \int_{\eta_0}^1 N(\eta) \frac{\eta d\eta}{\sqrt{\eta^2 - \eta_0^2}} \quad (25)$$

Diese Integration ist für $N(\eta) = \vartheta(\eta)$ noch verhältnismäßig einfach möglich. Rottenkolber [4] hat dies für das Temperaturprofil nach Gl. (5 a) durchgeführt und gibt für das Integral in Gl. (25) die Näherung $\vartheta(\eta_0)/3$ an. Im allgemeinen Fall aber macht diese Integration Schwierigkeiten und führt zu wenig übersichtlichen Ergebnissen. Es lassen sich auch kaum weitere Vereinfachungen treffen, weil diese Korrektur bei den entsprechend kurzen Modelllängen für größere Temperaturdifferenzen (nach Gl. (22)) durchaus 10% der tatsächlich gemessenen Streifenordnung S^+ ausmachen kann.

Deshalb wird vorgeschlagen, vor allem wenn ein Computer zur Verfügung steht, diese Randkorrektur bei der Auswertung solcher Interferenzbilder direkt durchzuführen nach folgender Gleichung:

$$\Delta n(y_0) = S^+ \frac{\lambda}{l} - \frac{2}{l} \int_{y_0}^{\delta} \Delta n(y) \frac{y dy}{\sqrt{y^2 - y_0^2}} \quad (26)$$

Über das gesuchte Brechzahlfeld Δn braucht dabei keinerlei Annahme gemacht werden, wenn die Auswertung vom freien Rand der Grenzschicht beginnt. Das Integral läßt sich dann, entsprechend wie bei einem zylindrischen Schlierenmodell (vgl. [1] S. 267–274), mit einem Treppen- oder Sehnepolygon von Streifen zu Streifen annähernd berechnen. Dabei führt der jeweils letzte Schritt dieser Integration zu einer Iteration für das gesuchte $\Delta n(y_0)$, die aber rasch konvergiert. Hierdurch wird das gesamte Brechzahlfeld schrittweise bis zur Wand berechnet, ohne daß eine Annahme über ein bestimmtes Profil zugrunde liegt.

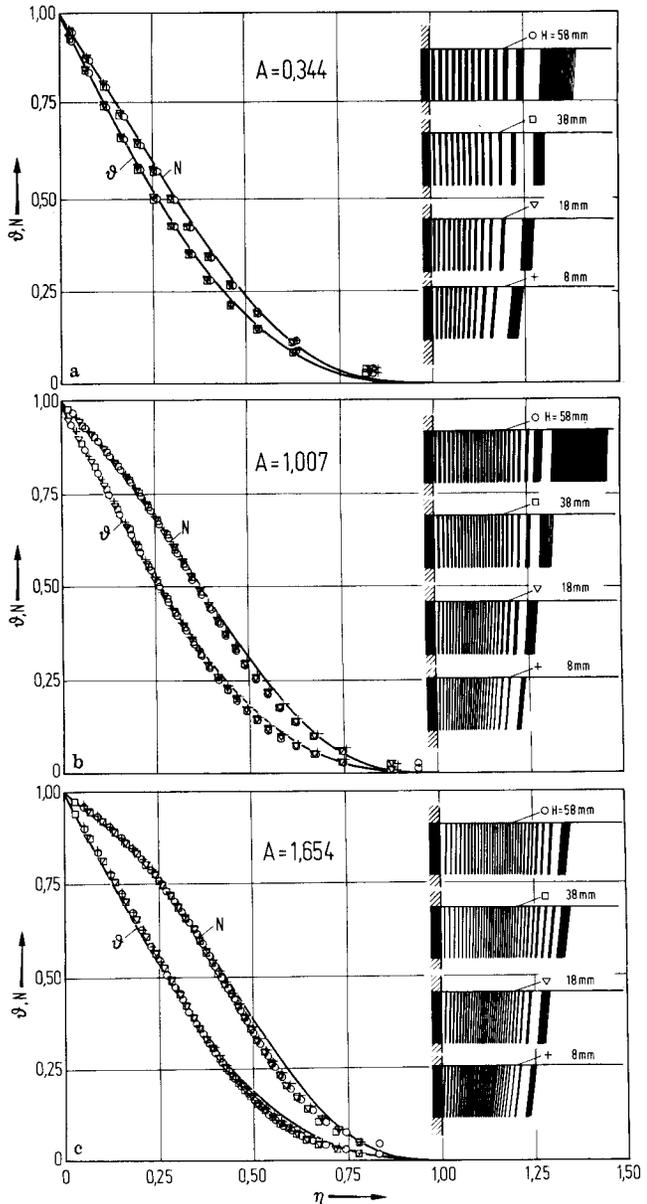


Bild 9a bis c. Ausgewertete Interferenzbilder (für $A \approx 1/3$, $A \approx 1$ und $A \approx 5/3$) laminarer Grenzschichten an einer senkrechten Platte bei freier Konvektion (H = Höhe über Plattenunterkante) und Vergleich mit dem Temperaturprofil nach Gl. (5 b) und dem Brechzahlprofil

senkrechten Platte bei freier Konvektion. Gleichzeitig ist als Kurvenzug das Temperaturprofil vierter Ordnung nach Gl. (5 b) und das dazugehörige Brechzahlprofil eingezeichnet. Die Übereinstimmung zwischen Messung und der hier verwendeten Modellgrenzschicht ist gut.

Zusammenfassend kann folgendes gesagt werden: Die bei der interferometrischen Beobachtung thermischer Grenzschichten in Gasen aufgetretenen neuen Effekte, insbesondere das ausgeprägte Maximum der Streifen-dichte innerhalb der Grenzschicht, kann aus dem exakten Zusammenhang zwischen Brechzahl und Temperatur voll erklärt werden. Die entscheidende Rolle spielt dabei, allgemein gültig für jedes nur mögliche Temperaturprofil, der Parameter A der dimensionslosen Wand-über-temperatur.

Literatur

1. Hauf, W., Grigull, U.: Optical Methods in Heat Transfer, aus: Advances in Heat Transfer 6 (1970) 133/366 (Academic Press, New York).
2. Grigull, U.: Einige optische Eigenschaften thermischer Grenzschichten. Int. J. Heat Mass Transfer 6 (1963) 669/679.
3. Gehlich, K.: Überlegungen für optische Untersuchungen von Temperaturgrenzschichten in Gasen. Unveröffentlichte Studienarbeit. Inst. A f. Thermodynamik TU München (1973).
4. Rottenkolber, H.: Neue einfache Interferenzverfahren und ihre Anwendung auf thermische Grenzschichten, Fortschr. Ber. VDI-Z. 6, Nr. 8 (1965).
5. Svensson, H.: The Second-Order Aberrations in the Interferometric Measurement of Concentration Gradients. Opt. Acta 1 (1954) 25/32.

Dipl.-Ing. B. Brand
 Prof. Dr.-Ing. U. Grigull
 Institut A für Thermodynamik
 der Technischen Universität München
 D-8000 München 2, Postfach 202420
 (Deutschland)

Eingegangen am 10. April 1974