

**4th International Heat Transfer Conference
Versailles, September 1970**

G. Schödel und U. Grigull:

**Kombinierte Wärmeleitung und
Wärmestrahlung in Flüssigkeiten**

KOMBINIERTE WÄRMELEITUNG UND WÄRMESTRAHLUNG IN FLÜSSIGKEITEN

G. Schödel und U. Grigull
Lehrstuhl und Institut A für Thermodynamik
Technische Hochschule München
Bundesrepublik Deutschland

Zusammenfassung

Der eindimensionale stationäre Wärmetransport durch konvektionsfreie Flüssigkeitsschichten wird theoretisch und experimentell untersucht. Die Berechnung unter Berücksichtigung des von der Wellenlänge abhängigen Absorptionskoeffizienten zeigt, daß der Strahlungsanteil am Wärmestrom in Flüssigkeiten um ein Vielfaches höher sein kann, als bisher angenommen wurde. Dieses Ergebnis wird durch die Auswertung des interferometrisch gemessenen Temperaturverlaufs in Schichten verschiedener Flüssigkeiten bestätigt. Der im Falle kombinierter Leitung und Strahlung nichtlineare Temperaturverlauf wird sichtbar gemacht.

1. Einleitung

Lange Zeit wurde angenommen, daß alle Flüssigkeiten im Ultrarotbereich so stark absorbieren, daß in ihnen kein meßbarer Strahlungswärmestrom zustande kommt. Erst Poltz [1] hat durch Messungen der Wärmeleitfähigkeit mit einer Plattenapparatur variabler Spaltweite nachgewiesen, daß diese Annahme für relativ schwach absorbierende Flüssigkeiten nicht zutrifft: Er stellte bei diesen Flüssigkeiten einen eindeutigen Anstieg der effektiven Wärmeleitfähigkeit mit der Schichtdicke fest, der nicht auf Konvektion zurückzuführen war. Mit Hilfe einer näherungsweise Berechnung [2] schätzte Poltz den Strahlungsanteil am Wärmestrom bei großen Schichtdicken -er konnte nur bis 2 mm Schichtdicke messen- auf bis zu 7,5 %. Dieser Wert kann aber beträchtlich überschritten werden, wie die Untersuchungen [3], über die in dieser Arbeit berichtet wird, gezeigt haben.

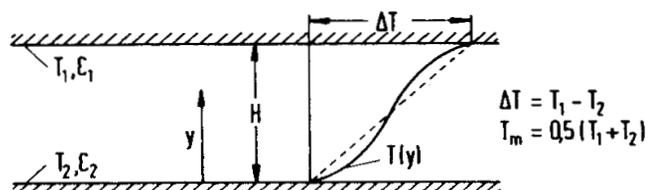
2. Berechnung des Strahlungswärmestroms

2.1 Grundlagen der Berechnung

In einem absorbierenden und emittierenden Medium ändern sich Leitungs- und Strahlungsanteil des Wärmestroms mit der Ortskoordinate y . Der Temperaturverlauf $T(y)$ ist nicht linear (Bild 1).

Bild 1.

Modell für die Berechnung der kombinierten Leitung und Strahlung in einer von parallelen Wänden begrenzten Flüssigkeitsschicht.



Bei der Berechnung des Wärmestroms definierte Poltz [2] Mittelwerte der örtlichen Leitungsstromdichte $q_1(y)$ und der örtlichen Strahlungsstromdichte $q_s(y)$ durch folgende Gleichungen:

$$\bar{q}_1 = \frac{1}{H} \int_0^H q_1(y) \cdot dy = \frac{1}{H} \int_0^H \lambda \cdot \frac{dT}{dy} dy = \frac{1}{H} \cdot \lambda \cdot \Delta T \quad (1)$$

$$\bar{q}_s = \frac{1}{H} \int_0^H q_s(y) \cdot dy \quad (2)$$

Nach Gl.(1) ist die mittlere Leitungsstromdichte \bar{q}_1 genauso groß, wie sie im Falle reiner Wärmeleitung wäre.

Der Strahlungseinfluß auf den Wärmetransport ist also durch die mittlere Strahlungsstromdichte \bar{q}_s nach Gl.(2) gegeben, oder, wenn man eine effektive Wärmeleitfähigkeit λ_{eff} einführt, durch das Verhältnis $\lambda_{eff}/\lambda = (\bar{q}_1 + \bar{q}_s)/\bar{q}_1$.

2.2 Berechnung nach Poltz

Poltz berechnete die mittlere Strahlungsstromdichte \bar{q}_s nach Gl. (2) näherungsweise, indem er zur Formulierung der Werte $q_s(y)$ einen linearen Temperaturverlauf in der Schicht annahm +). Er erhielt als Lösung den Ausdruck

$$\bar{q}_s = \frac{16}{3} \cdot \sigma \cdot T_m^3 \cdot \Delta T \cdot n^2 \cdot \frac{1}{\tau} \cdot Y(\tau, \epsilon_1, \epsilon_2) \quad (3)$$

Für die effektive Wärmeleitfähigkeit der Schicht gilt dann

$$\lambda_{eff} = \lambda + \frac{16}{3} \cdot \sigma \cdot T_m^3 \cdot n^2 \cdot \frac{1}{\kappa} \cdot Y(\tau, \epsilon_1, \epsilon_2) \quad (4)$$

Y ist eine komplizierte Funktion der optischen Dicke $\tau = H \cdot \kappa$; der Emissionszahlen ϵ_1, ϵ_2 der die Schicht begrenzenden Wände und der Art der Reflexion an ihnen (spiegelnd oder diffus ++). Y nimmt mit zunehmender optischer Dicke τ stetig zu und nähert sich dem Grenzwert 1. Nach Gl.(4) nimmt deshalb -bei konstantem Absorptionskoeffizienten ($A\kappa$) κ - die effektive Wärmeleitfähigkeit ebenfalls mit der Schichtdicke zu und nähert sich einem Grenzwert. Führt man das Verhältnis Y/τ ($\tau, \epsilon_1, \epsilon_2$) = R ($\tau, \epsilon_1, \epsilon_2$) als neue Funktion ein und schreibt Gl.(3) in der Form:

$$\bar{q}_s = 4 \cdot n^2 \cdot \sigma \cdot T_m^3 \cdot \Delta T \cdot \frac{4}{3} \cdot R(\tau, \epsilon_1, \epsilon_2) = q_{smax} \cdot \frac{4}{3} \cdot R(\tau, \epsilon_1, \epsilon_2), \quad (5)$$

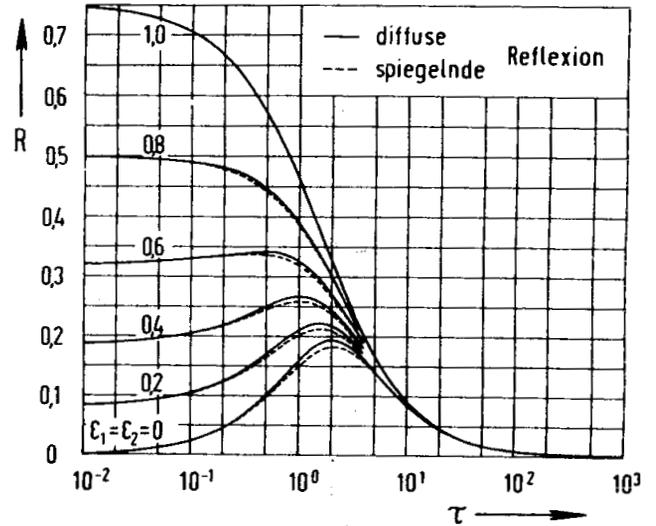
so läßt sich die Lösung in Verbindung mit Bild 2 anschaulich deuten: $4/3 \cdot R$ ist eine Gewichtsfunktion, die die maximale Strahlungsstromdichte q_{smax} , die bei schwarzen Wänden und bei einem diathermanen Medium auftreten würde, auf die tatsächliche Größe reduziert.

+) $q_s(y)$ wird als Differenz der die Ebene y in entgegengesetzten Richtungen durchdringenden Strahlung berechnet. Da zu einer Ebene y Strahlung von Volumenelementen aller Koordinaten $0 \leq y \leq H$ gelangt, hängt $q_s(y)$ vom Temperaturverlauf in der gesamten Schicht ab. Durch die Annahme eines linearen Temperaturverlaufs entsteht bei der Berechnung nur ein kleiner Fehler, weil auch der wirkliche Verlauf bei allen Flüssigkeiten annähernd linear ist [3, S35].

++) Die Funktion Y muß numerisch berechnet werden. Sie wurde von Poltz für verschiedene Emissionszahlen tabelliert.

Bild 2.

Die Funktion $R = Y/\tau$ ist in Abhängigkeit von der optischen Dicke $\tau = H \cdot \kappa$ aufgetragen. Parameter sind verschiedene, jeweils an beiden Wänden gleiche Emissionszahlen ϵ . Mit zunehmender optischer Dicke τ nimmt der Einfluß der Emissionszahlen ab, weil die im Medium absorbierte und emittierte Strahlung immer stärker bestimmend für den Strahlungsstrom wird.



Die Gleichungen (3) und (4) wurden für graue Strahlung abgeleitet, d.h., sie liefern für Flüssigkeiten nur dann richtige Ergebnisse, wenn für die wellenlängenabhängigen Stoffwerte κ und n geeignete Mittelwerte eingesetzt werden. Im Verlauf der Untersuchungen zeigte sich, daß der richtige Mittelwert für den Ak-der effektive Ak- bei schwach absorbierenden Flüssigkeiten sehr stark von der Schichtdicke abhängt und für jeden Fall nur durch genaue Bewertung der spektralen Strahlung ermittelt werden kann. Im nächsten Abschnitt wird ein Verfahren dafür angegeben. Soweit spektrale Abhängigkeiten der Brechzahl n und der Emissionszahlen ϵ_1, ϵ_2 bekannt sind, können auch diese berücksichtigt werden.

2.3 Berücksichtigung wellenlängenabhängiger Stoffwerte

Für den Fall wellenlängenabhängiger Stoffwerte kann man die mittlere Strahlungsstromdichte \bar{q}_s additiv aus der Summe der mittleren Strahlungsstromdichten $\bar{q}_s(\lambda)$ in den einzelnen Wellenlängenintervallen zusammensetzen. Der der Gl.(5) entsprechende Ausdruck wird dann [4]:

$$\bar{q}_s = \int_{\lambda=0}^{\infty} n^2(\lambda) \cdot \pi \cdot \frac{\partial I}{\partial T}(\lambda, T) \cdot \Delta T \cdot d\lambda \cdot \frac{4}{3} \cdot R(\tau(\lambda), \epsilon_1(\lambda), \epsilon_2(\lambda)), \quad (6)$$

wobei $n^2(\lambda) \cdot \pi \cdot \frac{\partial I}{\partial T}(\lambda, T) \cdot \Delta T \cdot d\lambda = q_{smax}(\lambda)$

Die Gewichtsfunktion R ist jetzt eine Funktion der Wellenlänge. Um die graphische Auswertung dieses Integrals zu ermöglichen, führt man die Bruchteilfunktion x ein (Bild 3) und schreibt Gl.(6) in der Form +):

$$\bar{q}_s = \frac{16}{3} \cdot \sigma \cdot T_m^3 \cdot \Delta T \int_0^1 n^2(x) \cdot R(x) \cdot dx \quad (7)$$

Da die Brechzahl n bei Flüssigkeiten nur schwach von der Wellenlänge abhängt, kann jeweils ein Mittelwert \bar{n}^2 geschätzt und vor das Integral in Gl.(7) gesetzt werden.

+) Die Bruchteilfunktion ist durch die nebenstehende Gleichung definiert und liegt in tabellierter Form vor [5]. $\int_0^1 \frac{\partial I}{\partial T}(\lambda, T) \cdot d\lambda = 4 \cdot \frac{\sigma}{\pi} \cdot T_m^3 \cdot x$

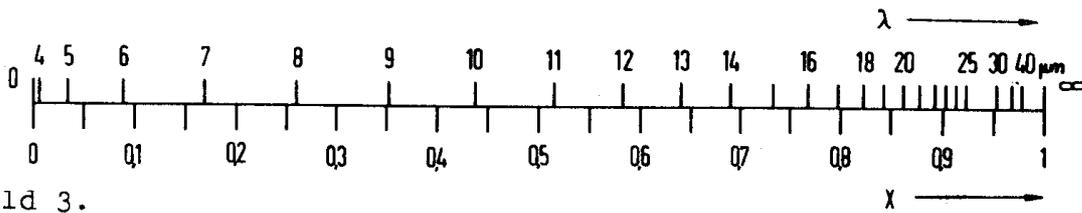


Bild 3.

Zuordnung zwischen Wellenlänge λ und Bruchteilfunktion x bei der Temperatur $T=298 \text{ }^\circ\text{K}$ (25°C), für die alle Untersuchungen durchgeführt wurden. Man sieht, daß bei dieser Temperatur die Strahlung im Wellenlängenbereich zwischen $4 \text{ } \mu\text{m}$ und $40 \text{ } \mu\text{m}$ maßgebend ist.

Bild 4 zeigt ein Beispiel für die Auswertung des Integrals $\int_0^1 R(x) \cdot dx = \bar{R}$. Im 1. Quadranten des Nomogramms ist die für die angenommenen Randbedingungen ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,05$) gültige R -Kurve eingezeichnet. Der 4. Quadrant enthält das Absorptionsspektrum von Tetrachlorkohlenstoff in modifizierter Form: Es sind die spektralen optischen Dicken $\tau(\lambda) = H \cdot \kappa(\lambda)$ aufgetragen, der gesamte Wellenlängenbereich ist entsprechend Bild 3 auf die Länge $x=1$ abgebildet. Das relative Gewicht der monochromatischen Strahlung ergibt sich aus dem zu einer spektralen optischen Dicke gehörigen R -Wert, der im 1. Quadranten abgelesen werden kann und im 3. Quadranten bei der entsprechenden Wellenlänge aufgetragen wird. Die markierte Fläche im 3. Quadranten stellt den gesuchten Integralwert dar. Ausgehend von der gestrichelten Linie \bar{R} , die eine der markierten Fläche gleiche Fläche einschließt, kann nun formal die effektive optische Dicke $\bar{\tau} = H \cdot \bar{\kappa}$ und damit der effektive $Ak \bar{\kappa}$ für den betrachteten Fall gefunden werden.

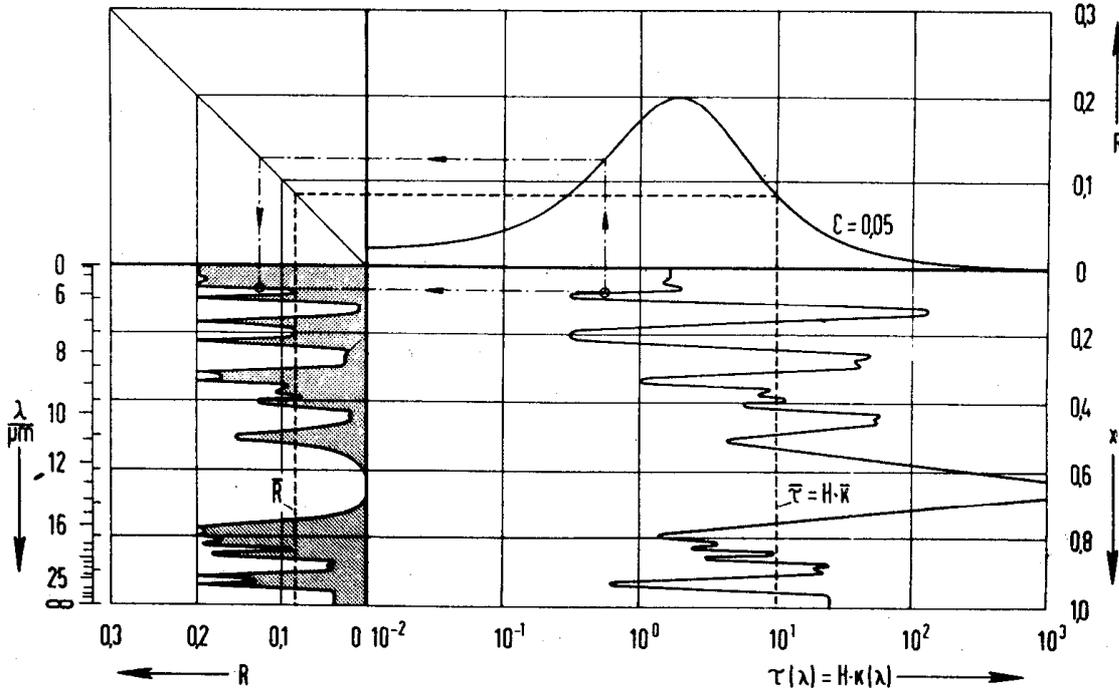


Bild 4.

Nomogramm für die Auswertung des Integrals $\int_0^1 R(x) \cdot dx = \bar{R}$
 Beispiel: Tetrachlorkohlenstoff,
 Schichtdicke $H=20 \text{ mm}$, Emissionszahlen der Wände $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,05$.

In Tafel 1 sind Ergebnisse für den Strahlungseinfluß bei Tetrachlorkohlenstoff ($\lambda = 0,0964$ W/m grd, $\bar{n} = 1,4$) zusammengestellt, die mit Hilfe des Absorptionsspektrums nach Gl.(7) und Bild 4 ermittelt wurden (Ergebnisse für andere Flüssigkeiten in Tafel 2).

Tafel 1. +)

Effektiver Absorptionskoeffizient $\bar{\kappa}$ und Strahlungseinfluß $\lambda_{\text{eff}}/\lambda$ bei Tetrachlorkohlenstoff. Parameter sind die Schichtdicke H und verschiedene Emissionszahlen der begrenzenden Wände.

H mm	$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,05$		$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,5$		$\epsilon_1 = \epsilon_2 = 1,0$	
	$\bar{\kappa}_{\pm 10\%}$ 1/m	$\lambda_{\text{eff}}/\lambda$	$\bar{\kappa}_{\pm 10\%}$ 1/m	$\lambda_{\text{eff}}/\lambda$	$\bar{\kappa}_{\pm 10\%}$ 1/m	$\lambda_{\text{eff}}/\lambda$
2	3800	1,035 ± 0,005	1500	1,07 ± 0,01	700	1,13 ± 0,02
5	1480	1,09 ± 0,013	800	1,15 ± 0,02	390	1,27 ± 0,04
10	870	1,16 ± 0,02	520	1,25 ± 0,035	330	1,38 ± 0,05
15	610	1,23 ± 0,03	406	1,33 ± 0,05	284	1,48 ± 0,07
20	500	1,28 ± 0,04	350	1,40 ± 0,06	255	1,56 ± 0,08
100	200	1,75 ± 0,1	175	1,88 ± 0,12	160	1,99 ± 0,14
500	136	2,16 ± 0,16	132	2,20 ± 0,17	128	2,24 ± 0,17
∞	125	2,33 ± 0,2	125	2,33 ± 0,2	125	2,33 ± 0,2

2.5 Diskussion der Ergebnisse

Die bei den Werten in Tafel 1 angegebenen Toleranzen beruhen ausschließlich auf Unsicherheiten des verwendeten Absorptionsspektrums und des Mittelwerts der Brechzahl. Fehler infolge des bei der Berechnung angenommenen linearen Temperaturverlaufs sind vernachlässigbar klein, wie eine Abschätzung ergeben hat.

Der für Tetrachlorkohlenstoff bei unendlicher Schichtdicke ermittelte Grenzwert von $\lambda_{\text{eff}}/\lambda = 2,33$ ist beträchtlich größer als der von Poltz angegebene Wert von 1,075. Dieser letztgenannte Wert wurde aus Gl.(4) mit dem Grenzwert $Y = 1$ ermittelt, wobei für den Ak κ jener Wert eingesetzt wurde, der sich aus einem bei kleiner Schichtdicke ($H \approx 2$ mm) gemessenen Wert von λ_{eff} ergab. Wie Tafel 1 zeigt, nimmt aber der effektive Ak mit steigender Schichtdicke noch stark ab, sodaß der Strahlungseinfluß zunimmt.

Aus diesem Grunde ist es bei einer schwach absorbierenden Flüssigkeit nicht möglich, aus einem bei einer bestimmten Schichtdicke H gemessenen Wert λ_{eff} auf den Wert bei einer anderen Schichtdicke zu schließen. Es kann also weder die reine Leitfähigkeit (für die Schichtdicke null) noch der Grenzwert für die effektive Leitfähigkeit bei großer Schichtdicke angegeben werden. Dazu ist die Kenntnis des Absorptionsspektrums einer Flüssigkeit nötig.

+) Tetrachlorkohlenstoff gehört wohl zu den am schwächsten absorbierenden Flüssigkeiten, also zu denen, bei denen der Strahlungseinfluß auf den Wärmetransport am größten ist.

3. Experimentelle Untersuchungen

3.1 Versuchstechnik

Um den Einfluß der Strahlung bei einer bestimmten Flüssigkeit festzustellen, wurde der stationäre Temperaturverlauf in einer von oben beheizten und von unten gekühlten Schicht dieser Flüssigkeit mit einem Mach-Zehnder-Interferometer untersucht. Da der örtliche Leitungswärmestrom dem örtlichen Temperaturgradienten proportional ist, und da der Gesamtwärmestrom nicht vom Ort abhängt, beweist ein nichtlinearer Temperaturverlauf in einer Schicht, daß auch durch Strahlung oder Konvektion Wärme transportiert wird. Es konnte nachgewiesen werden, daß die Flüssigkeitsschichten in der Meßkammer, die bei den Versuchen verwendet wurde, konvektionsfrei waren [3]. Ein nichtlinearer Temperaturverlauf trat deshalb nur infolge von Wärmestrahlung auf.

Bild 5 zeigt eine Aufnahme der Meßkammer. Der 50 mm lange und 80 mm breite Flüssigkeitsraum wird seitlich durch einen Rahmen aus geschliffenem Glas, oben und unten durch je eine 5 mm dicke Silberplatte begrenzt. Die Silberplatten - sie wurden entweder metallisch blank ($\epsilon \approx 0,05$) oder mit einem dünnen galvanischen Überzug aus Platin ($\epsilon \approx 0,5$) verwendet - sind über Aluminiumquader wärmeleitend mit Kupferplatten verbunden, deren Temperatur während eines Versuchs durch Thermostatwasser konstant gehalten wird. Für Untersuchungen bei verschiedenen Schichtdicken waren Glasrahmen mit den Höhen 5, 10, 15 und 20 mm verfügbar.

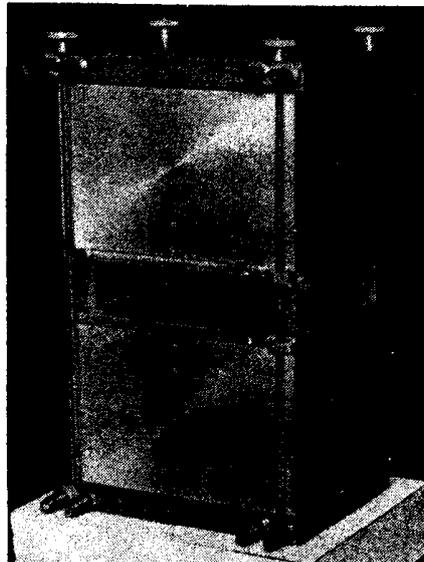


Bild 5. Die Meßkammer

Die Bilder 6 und 7 zeigen zwei typische Interferenzaufnahmen von einer Flüssigkeitsschicht in der Meßkammer.

Bei der Aufnahme von Bild 6 war das Interferometer in seiner Grundstellung justiert, das heißt, die Interferenzstreifen geben die Lage von Isothermenflächen in der Flüssigkeit an. Die über die gesamte Breite der Flüssigkeitsschicht geradlinigen Streifen zeigen, daß die Isothermenflächen horizontale Ebenen sind: Die Wärmeströmung ist im gesamten Flüssigkeitsraum eindimensional, Randstörungen sind vernachlässigbar klein. Durch Ausmessen des Abstands a zwischen zwei Streifen kann der örtliche Temperaturgradient dT/dy bestimmt werden. Wenn die Brechzahl n linear von der Temperatur abhängt, wie es bei allen untersuchten Flüssigkeiten, ausgenommen Wasser, der Fall war, dann gilt für den örtlichen Gradienten dT/dy , bezogen auf den Gradienten $(dT/dy)_m$ in Schichtmitte, die einfache Beziehung

$$\frac{dT/dy}{(dT/dy)_m} = \frac{a_m}{a} \quad (8)$$

In Abschnitt 3.2 und 3.3 wird beschrieben, wie aus dem Verlauf des durch Gl.(8) definierten bezogenen Temperaturgradienten in der Schicht, der Strahlungseinfluß ermittelt werden kann.

Die in Bild 7 sichtbaren Interferenzstreifen gehen aus denen von Bild 6 hervor, wenn ein Spiegel des Interferometers geeig-
net verkippt wird +). Die Form dieser Interferenzstreifen bei
"Streifenvorgabe" gibt sofort Aufschluß über den qualitativen
Temperaturverlauf in der Flüssigkeitsschicht: Sind die Streifen
gerade, so ist der Temperaturverlauf linear, sind sie gekrümmt,
so gibt die Streifenform unmittelbar den Temperaturverlauf an.
Die Abweichung vom linearen Verlauf - dem die geradlinige Ver-
bindung der Endpunkte eines Streifens entsprechen würde - wird
allerdings durch die Art der Streifenvorgabe stark übertrieben.

Bild 6 und 7: Interferenzaufnahmen von Tetrachlorkohlenstoff,
Schichtdicke $H = 15 \text{ mm}$, Temperaturdifferenz $\Delta T = 0,89 \text{ K}$.
Die senkrechten schwarzen Linien sind am Glasrahmen eingezätzte
Marken (Abstand 20 mm) zur Feststellung des Vergrößerungsmaß-
stabs eines Bildes.

Bild 6: Interferenzstreifenbild, wenn das Interferometer in
seiner Grundstellung justiert ist. Die Interferenzstreifen
geben die Lage von Isothermenebenen in der Flüssigkeit an.

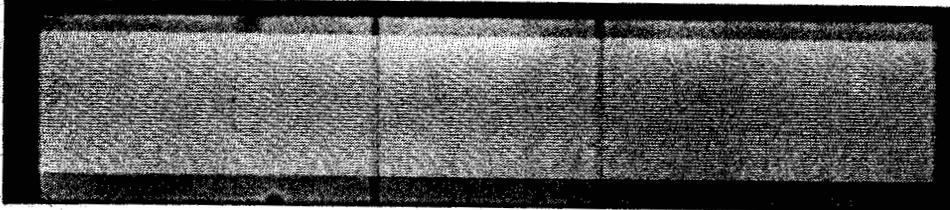
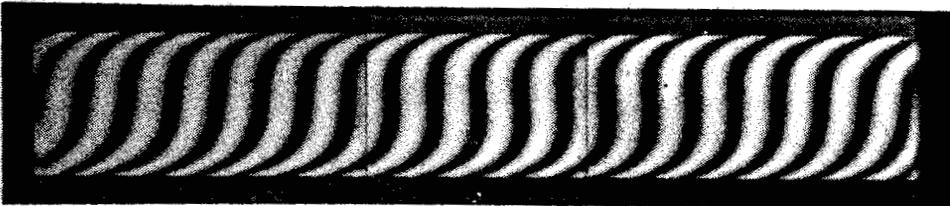


Bild 7: Interferenzstreifen bei "Streifenvorgabe". Die Form der
Streifen gibt den qualitativen Temperaturverlauf in der Schicht
an.



3.2 Bestimmung des Verhältnisses $\lambda_{\text{eff}}/\lambda$

An Hand von Bild 8 soll gezeigt werden, wie das Verhältnis $\lambda_{\text{eff}}/\lambda$
aus dem gemessenen Temperaturgradientenverlauf ermittelt
werden kann.

Die die Meßpunkte (nach Gl.(8)) verbindende Kurve gibt den Ver-
lauf des bezogenen Temperaturgradienten, und damit gleichzeitig
den Verlauf des örtlichen Leitungsstroms an (bezogen auf den in
der Schichtmitte). Die die Kurve schneidende senkrechte Gerade
gibt an, wie groß im Vergleich dazu der Leitungsstrom im Falle
reiner Wärmeleitung wäre. Diese Gerade muß so gelegt werden,
daß die markierten Flächen links und rechts von ihr gleich groß

+) Der Spiegel wurde jeweils so verkippt, daß die Interferenz-
streifen in Schichtmitte senkrecht verlaufen, und daß sich
etwa fünf Streifen zwischen den beiden Markierungen befinden.

sind, denn es ist $\int_0^H \frac{dT}{dy} \cdot dy = \frac{\Delta T}{H} \cdot H$

$\Delta T/H$ ist der im Falle reiner Wärmeleitung überall in der Schicht konstante mittlere Temperaturgradient.

Die rechte senkrechte Gerade gibt den an jedem Ort gleich grossen Gesamtwärmestrom an (ebenfalls bezogen auf den Leitungsstrom in Schichtmitte). Diese Gerade kann eingezeichnet werden, wenn der örtliche Strahlungswärmestrom mindestens an einer Stelle bekannt ist. Für den in Bild 8 betrachteten Fall mit sehr kleinen Emissionszahlen ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,05$) kann der Strahlungsstrom an den Wänden auf etwa 1 % des Gesamtwärmestroms geschätzt werden [3, S.102]. Das gesuchte Verhältnis λ_{eff}/λ ist damit, als Verhältnis von Gesamtwärmestrom zu Wärmestrom im Falle reiner Wärmeleitung, gefunden.

Leider hängt die Genauigkeit des ermittelten Werts sehr stark davon ab, wie die Kurve für den bezogenen Temperaturgradienten zu den Wänden hin - in unmittelbarer Wandnähe kann nicht gemessen werden - extrapoliert wurde. Wäre etwa für die Auswertung der in Wandnähe gestrichelte Kurvenverlauf angenommen worden, so hätte sich für λ_{eff}/λ ein um 2 % höherer Wert ergeben.

Bild 8:

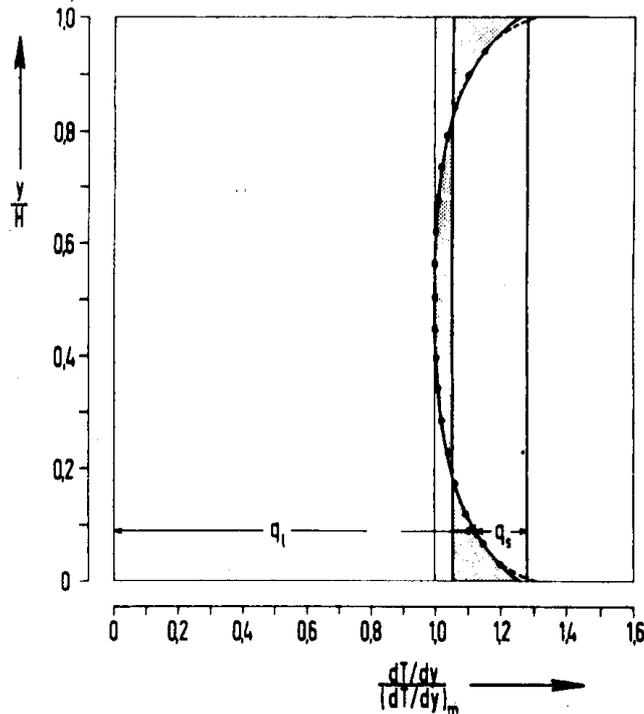
Bestimmung von λ_{eff}/λ aus dem gemessenen Temperaturgradientenverlauf.

Beispiel:

Tetrachlorkohlenstoff, Schichthöhe $H = 15$ mm, Emissionszahlen der Wände $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,05$.

Ergebnis: $\lambda_{eff}/\lambda = 1,21$

Die Kurve unterteilt den Gesamtwärmestrom in seine örtlichen Anteile von Leitung (q_l) und Strahlung (q_s)



3.3 Abschätzung eines effektiven Absorptionskoeffizienten

Eine Berechnung der kombinierten Leitung und Strahlung -unter Annahme grauer Absorption- zeigte, daß sich der Verlauf des bezogenen Temperaturgradienten mit dem Wert des Ak κ charakteristisch ändert. Deshalb ist es möglich, den effektiven Ak $\bar{\kappa}$, und damit den Strahlungseinfluß, aus dem gemessenen Kurvenverlauf für den bezogenen Temperaturgradienten abzuschätzen. Bild 9 zeigt ein Beispiel dafür.

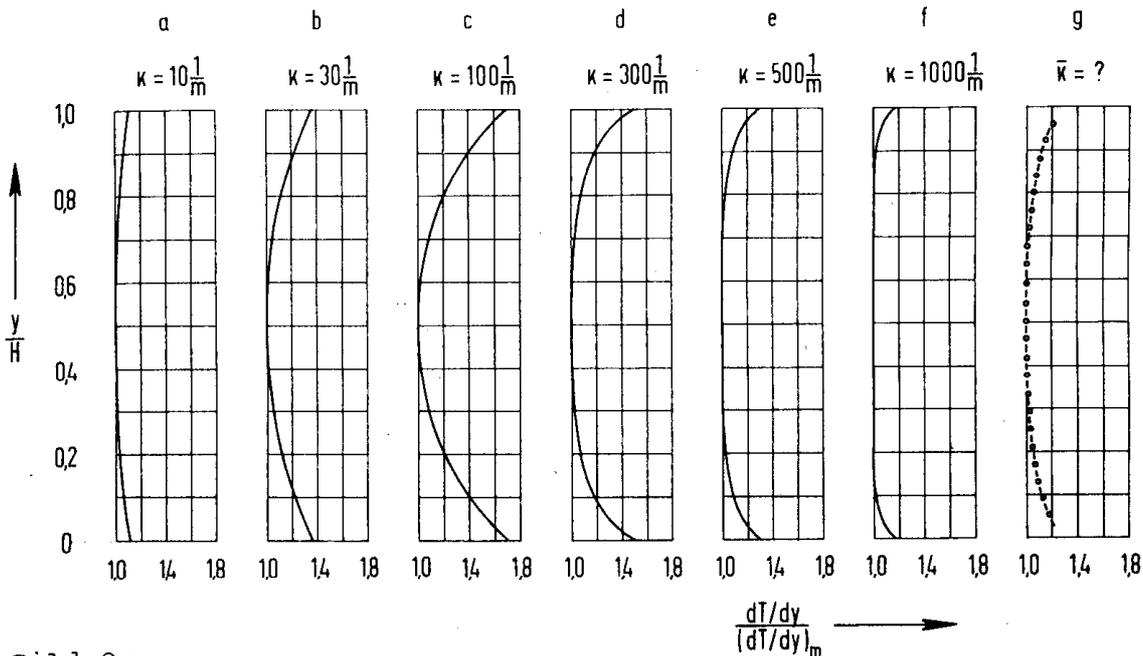


Bild 9:

Beispiele für den Verlauf des bezogenen Temperaturgradienten bei einer Schichtdicke von $H = 15 \text{ mm}$ und bei Emissionszahlen der begrenzenden Wände von $\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,05$. Die Kurve g wurde für Tetrachlorkohlenstoff interferometrisch gemessen. Die Kurven a bis f wurden numerisch berechnet. Variiert wurde bei der Berechnung nur der A_k ; für die Wärmeleitfähigkeit λ und die Brechzahl n wurden Werte eingesetzt, die etwa denen von Tetrachlorkohlenstoff entsprechen ($\lambda = 0,0964 \text{ W/m grad}$ und $n = 1,4$). Durch Vergleich mit den berechneten Kurven läßt sich für Tetrachlorkohlenstoff bei der betrachteten Anordnung ein effektiver A_k der Größenordnung $\bar{K} = 500 \text{ 1/m}$ abschätzen. Dieser Wert stimmt gut mit dem aus dem Absorptionsspektrum abgeleiteten Wert $\bar{K} = 610 \text{ 1/m}$ überein (s. Tafel 1).

3.4 Einige charakteristische Interferenzbilder

Die Bilder 10 bis 15 zeigen Ausschnitte aus Interferenzaufnahmen mit "Streifenvorgabe" wie in Bild 7. Die Schichtdicke ist in allen Fällen $H = 15 \text{ mm}$. Die Interferenzen wurden mit Ne-He-Laserlicht erzeugt.

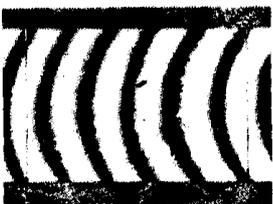


Bild 10: Wasser, $\Delta T = 4,42 \text{ K}$.



Bild 11: Methanol, $\Delta T = 2,07 \text{ K}$.

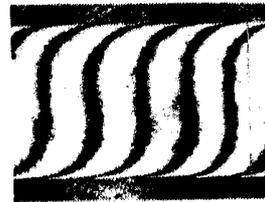


Bild 12: Paraffinöl, $\Delta T = 3,97 \text{ K}$.

Bild 10: Bei Wasser hängt -im Gegensatz zu allen anderen untersuchten Flüssigkeiten- der Wert dn/dT stark von der Temperatur ab. Deshalb ist der Streifenverlauf, trotz eines linearen Temperaturverlaufs in der Schicht -es liegt reine Wärmeleitung vor- nicht geradlinig.

Bild 11. Bei dem ebenfalls sehr stark absorbierenden, dünnflüssigen Methanol sind die Streifen gerade. Der Temperaturverlauf ist linear, es liegt reine Wärmeleitung vor.

Bild 12. Der S-förmige Streifenverlauf bei dem hochviskosen Paraffinöl beweist einen Wärmetransport durch kombinierte Leitung und Strahlung.

Tafel 2: Strahlungseinfluß bei verschiedenen Flüssigkeiten und bei verschiedenen Schichtdicken H.

Flüssigkeit	H mm	Verhältnis $\lambda_{\text{eff}}/\lambda$ ermittelt aus:			
		Absorptions- spektrum	interfero- metrische Messung	kalorische Messung [3]	
Wasser	H ₂ O	beliebig	1,00	1,00	
Methanol	CH ₃ OH	" "	1,00	1,00	
Athanol	C ₂ H ₅ OH	" "	1,00		
Propanol	C ₃ H ₇ OH	" "	1,00		
Nitrobenzol	C ₆ H ₅ NO ₂	15	1,01		
Azeton	CH ₃ COCH ₃	15	1,02		
Toluol	C ₆ H ₅ CH ₃	5	1,05		
		10	1,063		
		15	1,066	1,07	
		20	1,07		
		100	1,075		
		∞	1,085		
Benzol	C ₆ H ₆	5	1,055		
		10	1,085		
		15	1,105	1,10	
		20	1,11		
		100	1,16		
		∞	1,18		
Paraffinöl	C _n H _{2n+2}	5	1,07	1,07	
		10	1,095		
		15	1,11	1,13	
		20	1,12	1,13	
		100	1,15		
		∞	1,155		
Chloroform	CHCl ₃	15	1,10		
n-Hexan	C ₆ H ₁₄	15	1,13		
Cyklohexan	C ₆ H ₁₂	15	1,18		
Schwefel- kohlenstoff	CS ₂	15	1,21		
Tetrachlor- kohlenstoff	CCl ₄	5	1,09	1,07	1,12
		10	1,16	1,15	
		15	1,23	1,21	1,25
		20	1,28	1,23	1,29
		100	1,75		
		500	2,16		
		∞	2,33		

Bild 13 bis 15. Aufnahmen von Schwefelkohlenstoff. Im Falle kombinierter Leitung und Strahlung hängt der Temperaturverlauf in der Flüssigkeit von den Emissionszahlen der Wände ab. Die Streifenform ist symmetrisch, wenn die Emissionszahlen beider Wände gleich sind (Bild 13) und asymmetrisch, wenn sie verschieden sind (Bild 14 und 15). In diesen Fällen ist der Leitungsanteil des Wärmestroms, und damit der Temperaturgradient, an der Wand mit der kleineren Emissionszahl immer größer. Die effektive Wärmeleitfähigkeit der Schichten in Bild 14 und 15 ist, wegen der größeren Emissionszahl einer Wand, um etwa 4 % höher als die der Schicht in Bild 13 (Schwefelkohlenstoff absorbiert ähnlich schwach wie Tetrachlorkohlenstoff).



Bild 13: $\Delta T = 1,94$ K. Bild 14: $\Delta T = 1,94$ K. Bild 15: $\Delta T = 2,04$ K.

4. Ergebnisse für verschiedene Flüssigkeiten

Tafel 2 enthält alle Werte $\lambda_{\text{eff}}/\lambda$ die für den Fall sehr kleiner Emissionszahlen der Wände ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = 0,05$) nach verschiedenen, voneinander unabhängigen Methoden ermittelt wurden.

5. Formelzeichen

a	mm	Interferenzstreifenabstand
H	mm	Schichtdicke
I	W/m ³	Intensität der Strahlung
n	-	Brechzahl
q	W/m ²	Wärmestromdichte
R	-	Funktion definiert durch Y/τ
T	°K	Absolute Temperatur
T _m	°K	Mitteltemperatur $T_m = 0,5(T_1 + T_2)$
ΔT	K	Temperaturdifferenz $\Delta T = T_1 - T_2$
x	-	Bruchteilfunktion
y	mm	Höhenkoordinate
Y	-	Funktion in Gl.(3) und (4)
ϵ	-	Emissionszahl der Wand
K	1/m	Absorptionskoeffizient
λ	W/m grad	Wärmeleitfähigkeit
λ	μm	Wellenlänge der Strahlung
σ	W/(m ² grad ⁴)	Konstante des Stefan-Poltzmannschen Gesetzes
τ	-	Optische Dicke $\tau = H \cdot K$

Indices

eff	effektiv
l	Leitung
m	Schichtmitte
s	Strahlung
1	obere, warme Wand
2	untere, kalte wand

6. Literatur

- [1] H. Poltz: Int. J. Heat Mass Transfer 8, 609-620 (1965).
- [2] H. Poltz: Int. J. Heat Mass Transfer 8, 515-527 (1965).
- [3] G. Schödel: Kombinierte Wärmeleitung und Wärmestrahlung in konvektionsfreien Flüssigkeitsschichten. Diss. T. H. München (1969).
- [4] M. Kohler: Z. Angew. Phys. 18, 356-361 (1965)
- [5] M. Czerny und A. Walther: Tabellen der Bruchteilfunktion zum Planckschen Strahlungsgesetz. Springer, Berlin (1961).