

Prom. Nr. 3547

**Messung der Wärmeleitfähigkeit
von organischen, aliphatischen Flüssigkeiten
und von Gasen nach einem instationären
Absolutverfahren**

Von der
**EIDGENÖSSISCHEN TECHNISCHEN
HOCHSCHULE IN ZÜRICH**
zur Erlangung
der Würde eines Doktors der technischen Wissenschaften
genehmigte

PROMOTIONSARBEIT

vorgelegt von
WOLFRAM JOBST
dipl. Masch.-Ing. T. H. Karlsruhe
deutscher Staatsangehöriger

Referent: Herr Prof. Dr. P. Grassmann
Korreferent: Herr Prof. M. Berchtold

Juris-Verlag Zürich
1964

1. EINLEITUNG

Alle Messungen thermischer Leitfähigkeiten besitzen als Ausgangspunkt die Fourier-Differentialgleichung

$$\partial T / \partial t = a_m \cdot \nabla^2 T \quad \text{Gl. 1.1}$$

Bisher sind die meisten Wärmeleitfähigkeitsmessungen nach stationären Verfahren mit

$$\nabla^2 T = 0 \quad \text{Gl. 1.2}$$

durchgeführt worden. Ohne Kenntnis von Stoffgrössen des Mediums wie ϱ_m und c_{pm} ist die Wärmeleitfähigkeit aus der Messung der Wärmestromdichte und Kenntnis geometrischer Grössen ermittelbar. Die Lösung der Fourier-Gleichung mit Ansatz 1.2 liefert zwar sehr einfache mathematische Ergebnisse, aber die Versuche sind zeitraubend, bedürfen einer sehr sorgfältigen Durchführung und nachträglicher Korrekturen. Die starken Streuungen von Wärmeleitfähigkeitswerten auch für gebräuchliche Stoffe innerhalb eines relativ engen Temperaturbereiches deuten auf erhebliche Messschwierigkeiten hin. Besonders der experimentellen Kontrolle über das Einsetzen der freien Konvektion wird nicht immer die notwendige Sorgfalt gewidmet. Ueblich ist, durch Kontrolle der Rayleigh-Zahl auf Konvektionsfreiheit zu schliessen. Tatsächlich kann Konvektion durch Randeinflüsse und kleine Inhomogenitäten des Temperaturfeldes schon bedeutend früher auftreten, wie Messungen von Dick und McCready (Lit. 1) weiter von Fritz und Poltz (Lit. 2) zeigen. Die instationären Messverfahren basieren zwar auf etwas schwierigeren Ausgangsgleichungen, das Experimentieren ist jedoch weniger schwerfällig und es bedarf nachträglich keinerlei Korrekturen. Ein weiterer erheblicher Vorteil ist die Kontrolle auf rein molekulare Wärmeleitfähigkeit während jeder Messung.

Stålhane und Pyk (Lit. 3) schlugen 1931 erstmals eine instationäre Hitzdrahtmethode vor. Van der Held (Lit. 4), Pfiem (Lit. 5), Eucken und Englert (Lit. 6) gaben mathematische Lösungen der Fourier-Gleichung für Zylindergeometrie an. Die ersten experimentellen Ergebnisse an verfestigten Gasen teilten 1938 Eucken und Englert (Lit. 6) mit. Entsprechende erste Wärmeleitfähigkeitsmessungen an Flüssigkeiten veröffentlichten Weishaupt (Lit. 7), van der Held und van Drunen (Lit. 8). Ein sehr elegantes und rasches Relativverfahren entwickelten P. Grassmann und W. Straumann (Lit. 9, 10). Dieses Verfahren ist nunmehr vom Verfasser zu einem Absolutverfahren weiterent-

wickelt worden. Damit sind auch erstmals Gasmessungen nach einem instationären Hitzdrahtverfahren ausgeführt worden. In jüngster Zeit führte Schlünder (Lit. 58) Wärmeleitfähigkeitsmessungen an Gasen und Gasgemischen nach einem instationären Kugelverfahren aus.

2. THEORIE DES INSTATIONÄREN HITZDRAHTVERFAHRENS

Ein dünner Platin-Draht wird vertikal in dem zu messenden Medium gespannt und elektrisch geheizt. Der Draht dient als Wärmequelle und gleichzeitig als Widerstandsthermometer. Die Lösung der Gl. 1.1 für eine geradlinige, unendlich lange, linienförmige Wärmequelle konstanter Ergiebigkeit in einem unendlich ausgedehnten Medium mit konstanter Anfangsterperatur lautet nach Carlslaw und Jaeger (Lit. 11):

$$T_{\infty}(r, t) = (\dot{q}_L / 4\pi \lambda_m) \cdot \text{Ei}(-r^2 / 4a_m t) \quad \text{Gl. 2.1}$$

Die Reihenentwicklung der Integralexponentiellen $\text{Ei}(-w)$ lautet nach Jahnke-Emde (Lit. 12):

$$\text{Ei}(-w) = \gamma + \ln(w) + \sum_{n=1}^{\infty} (-1)^n \cdot w^n / (n \cdot n!) \quad \text{Gl. 2.2}$$

Die Konvergenzgeschwindigkeit der Reihe wächst sehr rasch mit kleiner werdendem Argument w der Integralexponentiellen. Für grosse Zeiten bzw. kleine Werte des Argumentes w darf daher als Näherungslösung geschrieben werden:

$$T_{\infty}(r, t) = (\dot{q}_L / 4\pi \lambda_m) \left[\ln(4a_m t / r^2) - \gamma \right] \quad \text{Gl. 2.3}$$

Das rein logarithmische Näherungsgesetz gilt mit 99,9 % Genauigkeit oder besser, falls:

$$r^2 / a_m t \leq 0,02 \quad \text{Gl. 2.4}$$

In Gl. 2.4 bedeutet r den Abstand der Temperaturmessstelle von der linienförmigen Wärmequelle. Um die Anlaufzeit, nach der das rein logarithmische Näherungsgesetz gilt, so klein wie möglich zu halten, ist r zu minimalisieren. Der Abstand der Temperaturmessstelle von der linienförmigen Wärmequelle wird wirkungsvoll verkleinert, indem man einen dünnen Pt-Draht gleichzeitig als Wärmequelle und