

**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

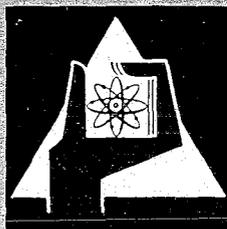
Juli 1967

KFK 638

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Institut für Angewandte Kernphysik

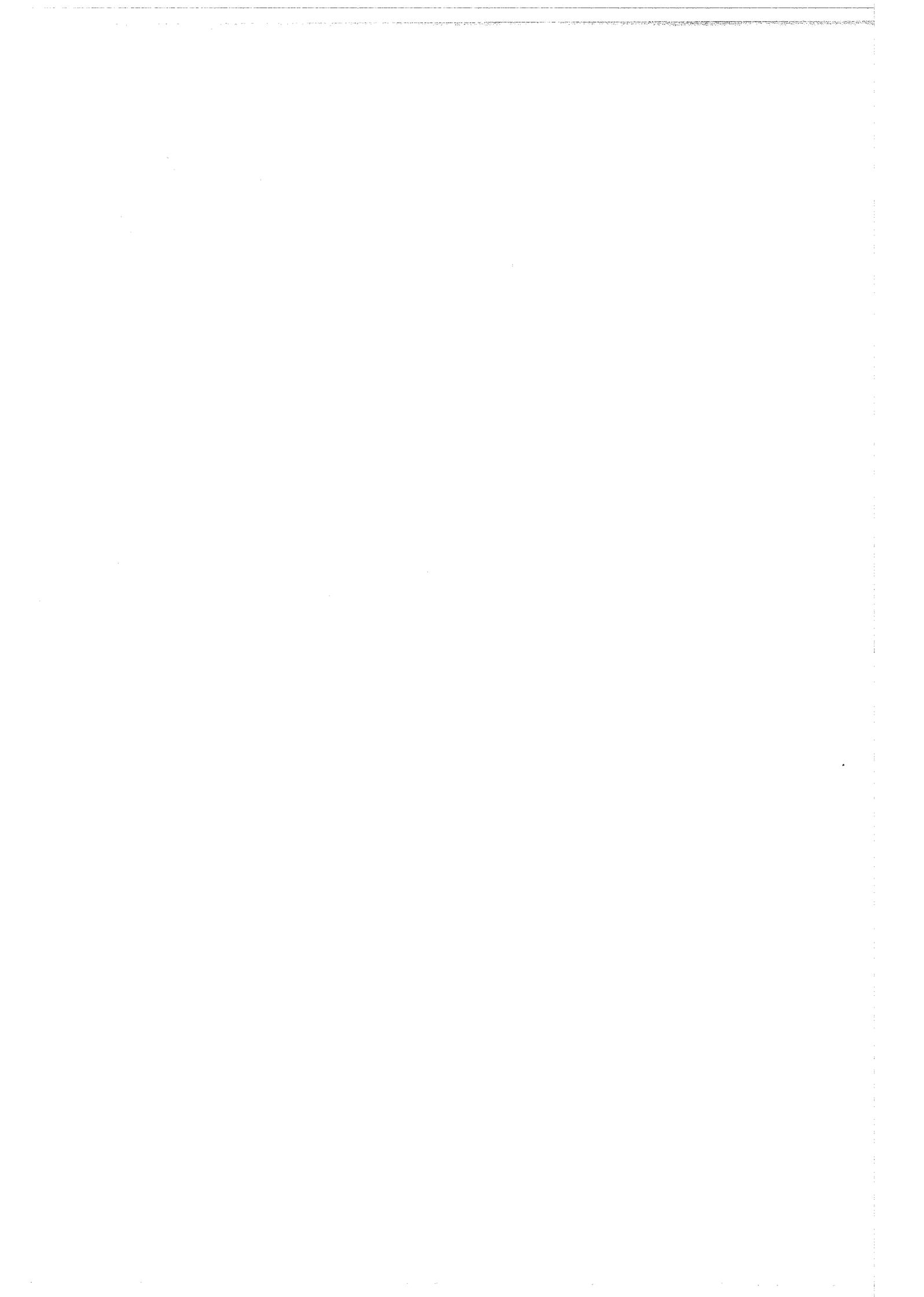
Der Wärmedurchgang durch Kohlefilze

F. Reiß, H. Ripfel, K. Schretzmann



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE



**KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE**

**Juli 1967**

**KFK 638**

**Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Institut für Angewandte Kernphysik**

**Der Wärmedurchgang durch Kohlefilze**

**von**

**F.Reiß, H.Ripfel, K.Schretzmann**

**Gesellschaft für Kernforschung m.b.H., Karlsruhe**

Als Manuskript vervielfältigt.

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor.

Gesellschaft für Kernforschung m.b.H.  
Karlsruhe

## Zusammenfassung

Die neuerdings verfügbaren Fasermaterialien auf Kohlenstoffbasis, insbesondere die Kohlefilze, stellen ein praktisches Wärmeisoliermaterial dar, das bis zu höchsten Temperaturen eingesetzt werden kann. Es kann dazu u.a. in Hochtemperaturöfen und Induktionsschmelzanlagen sowie bei heißen Neutronenstreakörpern, Anordnungen zur Direktumwandlung von Wärme in elektrische Energie, nuklearen Wärmequellen und Heat Pipes angewendet werden. Auf Grund von theoretischen Überlegungen wird gezeigt, daß der Wärmedurchgang durch die stark inhomogenen Kohlefilze zweckmäßigerweise durch eine "Wärmestromfunktion", die ein Temperaturintegral einer der konventionellen Wärmeleitfähigkeit entsprechenden Größe ist, charakterisiert werden kann. Die Wärmestromfunktion von Kohlefilzen im Vakuum wurde bei Temperaturen zwischen  $1000^{\circ}\text{C}$  und  $3000^{\circ}\text{C}$  gemessen. Die Wärmestromrichtung war senkrecht zur Filzoberfläche. Darüber hinaus wurden bei einer Filztype auch Messungen bei Temperaturen bis zu  $-180^{\circ}\text{C}$  herunter sowie in 380 Torr Helium ausgeführt. Der Einfluß der nicht gleichförmigen Oberflächentemperatur der Wärmequelle, der Temperatur der Wärmesenke sowie einer Zusammenpressung des Filzes wurden bei der Auswertung der Messungen eliminiert. Formeln zur Berechnung der Wärmeleistung unter Verwendung der Wärmestromfunktion bei verschiedenen Formen der Isolierung werden angegeben.



## Abstract

Carbon felts now available are a handy material for thermal insulations usable to the highest temperatures. For this purpose they may be used in high temperature furnaces, in arrangements for inductive melting, with hot neutron sources, in arrangements for the direct conversion of heat into electricity, with nuclear heat sources, and with heat pipes. Based on theoretical considerations it is demonstrated that the heat passage through the strongly inhomogeneous felts is suitably described with the help of a "heat current function", an integral of a quantity corresponding to the common thermal conductivity. The heat current functions of carbon felts in vacuum were measured between  $1000^{\circ}\text{C}$  and  $3000^{\circ}\text{C}$ . The heat current was perpendicular to the surface of the felts. Moreover, in one type of felt it was measured down to  $-130^{\circ}\text{C}$  and in helium at 380 Torr. The effects of the inhomogeneous surface temperature of the heat source, of the finite temperature of the heat sink, and of a mechanical compression were eliminated. Formulae are given to calculate the heat power from the heat current function and the form and size of the insulations.



## I n h a l t

1.	Einleitung	Seite	1
2.	Theoretische Betrachtungen zum Wärmedurchgang durch inhomogene Körper		2
2.1	Temperatur und Wärmestrom im Innern		2
2.2	Randeffekte		6
2.21	Energietransformation		6
2.22	Randverdünnung		7
2.3	Temperatur und Wärmestrom bei endlichen Schichtdicken		8
3.	Experimentelle Untersuchungen		9
3.1	Allgemeine physikalische Daten		9
3.2	Wärmeleistungs- und Temperaturmessung		9
3.21	Bereich hoher Temperaturen		9
3.22	Bereich tiefer Temperaturen		11
3.3	Auswertung		12
3.31	Korrektur für ungleichmäßige Oberflächentemperatur der Wärmequelle		12
3.32	Wirkung einer Zusammenpressung		13
3.33	Einfluß der Temperatur der Wärmesenke		15
4.	Ergebnisse und Diskussion		16
4.1	Wärmestromfunktion im Vakuum		16
4.2	Wärmestromfunktion unter Helium		18
4.3	Pyrolyse		19
4.4	Genauigkeit der Ergebnisse		21
5.	Berechnung von Wärmeleistungen		21
5.1	Allgemeines		21
5.2	Vakuum, ebener Wärmestrom		21
5.3	Vakuum, radialer Wärmestrom		22
5.4	Bei Anwesenheit von Gas, ebener Wärmestrom		22
5.5	Bei Anwesenheit von Gas, radialer Wärmestrom		22
6.	Schluß		22
7.	Literatur		24
8.	Tabellen		27
9.	Abbildungen		30



## 1. Einleitung

Im Jahre 1959 wurde bekannt, daß reiner Kohlenstoff in Fasern und als Faserstoff in der Form von Geweben, Filzen, Bändern und Garnen hergestellt werden kann [1,2,3]. Über die Herstellung von derartigen Fasern gibt es umfangreiche Literatur, siehe z.B. in [4]. Diese Faserstoffe sind für viele Anwendungen wegen ihrer außergewöhnlichen Eigenschaften sehr interessant. Sie vertragen genauso wie kompakter Graphit hohe Temperaturen, schmelzen nicht, haben einen niedrigen Sublimationsdruck, eine geringe Wärmedehnung und eine gute Wärmeschockbeständigkeit. Sie sind gegen  $\gamma$ - und Neutronenbestrahlung unempfindlich. Auch ihre chemische Beständigkeit entspricht der von Graphit. Sie vertragen zwar bei Temperaturen über 500°C keinen Sauerstoff, können aber im Vakuum und vor allem unter verschiedenen Schutzgasen ( $N_2$ , Edelgase) bis zu höchsten Temperaturen eingesetzt werden. Zu vielen Metallen besteht, zum mindesten bei höheren Temperaturen, Legierungsneigung (z.B. Mo, Ta, U, W) [5]. In einigen Eigenschaften unterscheiden sich die faserigen Kohlenstoffmaterialien aber vom kompakten Kohlenstoff. Als Ganzes haben sie eine sehr viel kleinere Wärmeleitfähigkeit und einen größeren spezifischen elektrischen Widerstand. Diese Größen können durch die Wahl von Textur und Struktur beeinflusst werden [4]. Die Fasermaterialien haben eine kleine Dichte und vertragen große elastische Verformungen.

Neben der vielversprechenden Möglichkeit, Kohlefasern als Verstärkungen für Plastikmaterialien [6,7] und Metalle [8,9] zu verwenden, dürften sie sich vor allem für Wärmeisolierungen bei hohen Temperaturen eignen. Benötigt werden solche Isolierungen bei elektrisch geheizten Öfen, Induktionsschmelzanlagen und Aufdampfeinrichtungen. Auch elektrisch oder durch  $\gamma$ -Absorption geheizte Streukörper zur Erzeugung "heißer" Neutronen können mit Kohlefilz isoliert werden, da reiner Kohlenstoff selbst einen relativ niedrigen Absorptionsquerschnitt für thermische Neutronen [10] und der Filz bei gutem Wärmeisolierungsvermögen ein kleines Flächengewicht hat. Damit erscheint auch eine Anwendung als Wärmedämmstoff in gasgekühlten Kernreaktoren möglich. Schließlich sollte man mit ihnen auch die Anordnungen zur Direktumwandlung von Wärme in elektrische Energie, die entsprechenden nukleare Wärmequellen sowie die etwa zum Wärmetransport bei hohen Temperaturen eingesetzten Heat Pipes gegen Wärmeverluste isolieren können.

Die Wärmeleitfähigkeit von käuflichen Kohlefilzen und -faserstoffen werden von den Herstellern und teilweise in der Literatur angegeben [4,11]. Sie beziehen sich aber auf Temperaturen um 20°C.

In inhomogenen Körpern, wie z.B. in Schüttungen, porösen Stoffen oder geschichteten Körpern, bestehen bezüglich des Wärmedurchgangs ähnliche Verhältnisse wie bei Kohlefilzen. Die Wärmeleitfähigkeit von inhomogenen Körpern wurde in vielen Fällen gemessen, z.B. an Schüttungen  $\overline{12,13,14,15}$ , porösen Stoffen  $\overline{16}$  und geschichteten Körpern und Faserstoffen  $\overline{12,17,18}$ . Zusammenstellungen finden sich u.a. in  $\overline{19,20}$ . Auch theoretische Untersuchungen über den Wärmedurchgang wurden häufiger angestellt  $\overline{15,16,20,21,22,23,24}$ . Sie erlauben es aber nicht, den Wärmedurchgang durch die komplizierten Strukturen des Kohlefilzes auszurechnen oder die bei Zimmertemperatur gemessenen Wärmeleitfähigkeitswerte mit genügender Sicherheit auf hohe Temperaturen zu extrapolieren. Aus diesem Grund wurden an einigen käuflichen Kohlefilzen Wärmedurchgangsmessungen zwischen  $94^{\circ}\text{K}$  und  $3300^{\circ}\text{K}$  ausgeführt.

Es erwies sich als zweckmäßig, zur Charakterisierung des Isoliervermögens in Abhängigkeit von der Temperatur das Temperaturintegral einer Größe, die der konventionellen Wärmeleitfähigkeit entspricht, als Funktion der oberen Grenze bei fester unterer Grenze zu verwenden. Dieses Temperaturintegral wird als Wärmestromfunktion bezeichnet werden.

## 2. Theoretische Betrachtungen zum Wärmedurchgang durch inhomogene Körper

### 2.1 Temperatur und Wärmestrom im Innern

Ohne Stoffströme ist ein Wärmetransport durch Strahlung und Leitung möglich. In Faserstoffen spielen ebenso wie in Schüttungen, geschichteten Körpern oder porösen Stoffen beide Prozesse eine Rolle. Wie innerhalb eines Faserstoffs Wärmeströme fließen und wie das Temperaturfeld aussieht, ist aber nicht ohne weiteres klar. Die Temperatur kann innerhalb eines Faserstoffs auch an sehr nahe benachbarten Stellen sehr unterschiedliche Werte haben. Das kann z.B. der Fall sein, wenn sich zwei Fasern, von denen die eine weit ins "heiße" Gebiet und die andere weit ins "kalte" hineinragt, sehr nahe kommen. Auf der einen ist die Temperatur sehr hoch, auf der anderen sehr tief und zwischen ihnen hat die Temperatur einen mittleren Wert, und erst in unmittelbarer Nähe der Fasern wird sie von dem mittleren Wert auf den der jeweiligen Faser ansteigen oder absinken. Für makroskopische Zwecke genügt es aber, wenn das Temperaturfeld durch Mittelwerte auf größeren Flächen - "Kontrollflächen" - beschrieben wird, siehe Abb.1. Eine solche Kontrollfläche wird von einer bestimmten, endlichen

Zahl von Fasern durchstoßen. Die Temperaturen  $T_i$  der Fasern an den Durchstoßpunkten können angegeben werden. Sie werden mit der Querschnittsfläche  $F_i$  der betreffenden Faser multipliziert und aufaddiert. Weiterhin bildet man das Flächenintegral der Temperatur  $T_K$  der Kontrollfläche, soweit sie nicht von Fasern durchsetzt ist.  $T_K$  kann man zum mindesten theoretisch mit einem hinreichend kleinen Thermometer, das das Strahlungsfeld nicht stört, messen.

Dieses Thermometer nimmt die Temperatur an, bei der es gerade so viel Wärme abstrahlt, wie ihm von allen von ihm sichtbaren Faseroberflächen zugestrahlt wird. Die dem Thermometer nächst benachbarten Fasern tragen dazu aus geometrischen Gründen am meisten bei. Daher wird sich der Mittelwert von  $T_K$  vom Mittelwert von  $T_i$  nicht sehr stark unterscheiden. Die gewogene Summe der Fasertemperaturen und das Temperaturintegral der restlichen Kontrollfläche werden addiert und durch die Größe  $F_K$  der Kontrollfläche dividiert. Man erhält damit eine mittlere Temperatur  $T$  der Kontrollfläche

$$T = \frac{\sum T_i F_i + \int_{F_K - F_i} T_K df}{F_K} \quad (1)$$

Die mittlere Temperatur der Kontrollfläche wird im allgemeinen von der Größe, der Form und der Lage der Fläche im Raum abhängen. Ein Temperaturgefälle kann in dem Faserstoff mit zwei parallelen, ebenen Kontrollflächen leicht festgestellt werden. Wird die Richtung der gemeinsamen Flächennormale bei konstantem gegenseitigen Abstand der Flächen geändert, dann wird sich im allgemeinen ihre Temperaturdifferenz ändern. Die Richtung der Flächennormale, bei der die Temperaturdifferenz ein Maximum ist, gibt, bis auf das Vorzeichen, die Richtung des Temperaturgefälles an.

Bewegt man eine kleine Kontrollfläche, die im Mittel nur von wenigen Fasern durchstoßen wird und deren Flächennormale zum Temperaturgefälle parallel ist, in Richtung des Temperaturgefälles durch den Faserstoff, dann ist die mit der kleinen Kontrollfläche bestimmte Temperatur im allgemeinen weder eine stetige noch eine monotone Funktion der Ortskoordinate. Das kommt daher, daß die Zahl und die Richtung der Fasern, die berücksichtigt werden, bei jeder Plazierung der Kontrollfläche anders sind. So kann z.B. das Erreichen einer relativ dicken und langen Faser, die weit ins "heiße" Gebiet hineinreicht, die Temperatur plötzlich erhöhen. Wenn diese Faser beim Weiterrücken der Kontrollfläche nicht mehr erfaßt wird, sinkt die Temperatur u.U. wieder ab; siehe Abb.1. Die Temperatur hat als Funktion



Bei parallelem Wärmestrom müssen die Kontrollflächen Ebenen, bei rotationssymmetrischem, rein radialem Wärmestrom konzentrische Kreiszyylinder sein.

An sich muß man damit rechnen, daß  $\bar{\lambda}$  in Filzen und Faserstoffen nicht nur von der Temperatur sondern auch von der Richtung des Temperaturgefälles abhängig ist. Die Filze sind nicht isotrop. Bei der Herstellung der Filze werden die abgeschiedenen Fasern mehr oder weniger gut ausgerichtet und sind damit zum mindesten teilweise parallel angeordnet. Der Grad der Ausrichtung ist vom Herstellungsverfahren sowie von der Größe und Beschaffenheit der verwendeten Fasern abhängig. Lange, gerade Fasern werden sich bevorzugt parallel legen, bei kurzen oder stark gekrümmten Fasern wird sich eine Orientierung nicht so deutlich ausbilden können. Die Orientierung muß sich auch auf den Wärmetransport auswirken. Trotzdem werden wir in den folgenden Betrachtungen von der Anisotropie absehen, weil wir die Filze bezüglich des Wärmedurchganges nur in einer Richtung untersucht haben, nämlich Wärmestrom senkrecht zur Ebene der Filzplatten, und weil auch bei Anwendungen eine andere Orientierung von Wärmestrom und Filz nur selten vorkommen dürfte.

Gl.(3) kann allgemein integriert werden und liefert im ebenen Fall (eindimensionaler Wärmestrom)

$$\bar{q}(x_2 - x_1) = - \int_{T_1}^{T_2} \bar{\lambda}(T) dT \quad (4)$$

Man sieht sofort, daß die Wärmestromdichte bei festgehaltenen Temperaturen an den Punkten  $x_2$  und  $x_1$  dem Abstand dieser Stellen umgekehrt proportional ist. Im übrigen ist sie nur eine Funktion der Temperaturen. Die Bestimmung dieser Funktion ist das wesentliche Ziel der vorliegenden Arbeit. Sie ist hier als Temperaturintegral einer unbekanntem Wärmeleitfähigkeit dargestellt. Durch Aufspalten des Integrals von Gl.(4) in zwei Teilintegrale mit fester unterer Grenze erhält man

$$\bar{q}(x_2 - x_1) = - \int_{T_u}^{T_2} \bar{\lambda}(T) dT + \int_{T_u}^{T_1} \bar{\lambda}(T) dT \quad (5)$$

Bei den jetzt auftretenden Integralen wird die untere Grenze ein für allemal festgehalten und zu  $T_u = 0^\circ\text{K}$  gewählt. Sie sind dann nur noch von der oberen Grenze abhängig und werden mit  $\Lambda$  abgekürzt.

$$\int_0^T \bar{\lambda}(T) dT = \Lambda(T) \quad (6)$$

$\Lambda$  stellt eine für den betreffenden Stoff charakteristische Funktion, die "Wärmestromfunktion" dar.

## 2.2 Randeffekte

### 2.21 Energietransformation

Gegen eine Ausdehnung der Integration der Gln.(4) bzw. (5) bis zum Rand der Filzschicht bestehen zunächst einige Einwände. Bei gleichzeitigem Wärmetransport durch Wärmeleitung und Wärmestrahlung in inhomogenen Körpern kann der Temperaturgradient auch bei überall gleichem Wärmestrom an den Rändern des Körpers anders sein als im Innern. Das ist der Fall, wenn das Verhältnis des durch Strahlung transportierten Wärmestroms zu dem durch Wärmeleitung transportierten in dem inhomogenen Körper anders ist als in dem angrenzenden Körper [24]. Der Temperaturgradient wird am Rande größer, wenn im benachbarten Körper das Verhältnis von Wärmeleitung zu Strahlung größer ist als in dem inhomogenen Körper. Das ist z.B. der Fall, wenn der poröse Körper mit einem Metall in Kontakt ist (Abb.3). Wenn der poröse Körper oder der Faserstoff an einen Körper anschließt, in dem das Verhältnis von Wärmeleitung zu Wärmestrahlung kleiner ist, das ist z.B. immer im Vakuum der Fall, ist der Temperaturgradient in der Randzone des inhomogenen Körpers kleiner als im Innern. Der Grund ist in diesem Fall leicht zu erkennen. In der Randzone muß der durch Wärmeleitung transportierte Wärmestrom bis zur Oberfläche des inhomogenen Körpers in Wärmestrahlung umgewandelt werden. Das geschieht dadurch, daß sich in den Randzonen eine höhere Temperatur einstellt als sie sich bei Extrapolation aus dem Innern des Körpers ergeben würde. Vermöge der höheren Temperatur in der Randzone kann der Körper in der Randzone in Richtung des Wärmestroms mehr abstrahlen als in seinem Innern. Grenzt der Körper ans Vakuum, dann muß der Temperaturgradient am Rande 0 sein.

Die Ausdehnung  $\delta$  der Übergangszone ist nach [23,24]

$$\delta = \frac{1}{\sqrt{a(a+2s)}} = \frac{1}{a} \sqrt{1 + \frac{2s}{a}} \quad (7)$$

wo  $a$  die Absorptions- und  $s$  die Streukonstante bedeuten.  $\delta$  kann nach [21] aus den makroskopischen Daten des Stoffes näherungsweise abgeschätzt werden:

$$\delta \approx \frac{\rho_f \cdot d_f}{s} \quad (8)$$

Dabei bedeuten  $\rho_f$  die Dichte des kompakten Materials,  $\rho_s$  die scheinbare Dichte des Faserstoffes und  $d_f$  den Durchmesser der Fasern. Wenn  $\delta$  im Verhältnis zur Schichtdicke  $d$  des Körpers klein ist -  $\delta/d < 1/5$  [21] - dann spielt die Temperaturabweichung durch den vom Innern abweichenden Temperaturgradienten in der Randzone gegen die gesamte Temperaturdifferenz praktisch keine Rolle.

Das Verhältnis der Schichtdicke  $d$  zu  $\delta$  ist die optische Dicke  $D$

$$D = \frac{d}{\delta} = \frac{d \cdot \rho_s}{d_f \cdot \rho_f} = \frac{F}{d_f \cdot \rho_f} \quad (9)$$

$F$  ist das Flächengewicht. Die Größen  $F$  und  $d_f$  haben wir bei allen untersuchten Filzen,  $\rho_f$  bei zwei Filzsorten bestimmt. Daraus wurde  $D$  ausgerechnet. Die erhaltenen Werte sind in Tab.1 wiedergegeben. Man sieht, daß  $D$  mit Ausnahme von zwei Filzen größer als 10 ist. Auch bei letzteren kann der Einfluß der Übergangszone ausgeschaltet werden, wenn mindestens zwei Lagen verwendet werden.

## 2.22 Randverdünnung

Das mittlere Raumbgewicht eines Filzes ist im allgemeinen in unmittelbarer Nähe des Randes kleiner als im Innern. An dem Rand, der z.B. von den Fasern senkrecht durchsetzt wird, werden sich die Fasern, deren Schwerpunkt rechts vom "Rand" liegt, aus dem Filz lösen und abfallen. Bei den Fasern, die tiefer im Filz stecken, kann man annehmen, daß sie in ihm haften bleiben. Die mittlere Dichte wird somit über eine Strecke, die der Faserlänge entspricht, in der Nähe des Randes vom Wert im Innern kontinuierlich auf Null abnehmen. Bei Grenzflächen, die parallel zu den Fasern liegen, erfolgt der Dichteabfall über eine Strecke, die etwa der mittleren Durchbiegung der im allgemeinen nicht geraden Filzfasern entspricht. Wenn der Filz an einen festen Körper angepreßt wird, wird die Ausdehnung der

Verdünnungszone kleiner, da die herausgewölbten Fasern zurückgedrückt werden. Man kann damit rechnen, daß die Verdünnungszone dann eine Ausdehnung hat, die in der Größenordnung des mittleren Faserabstandes liegt.

Die Randverdünnung beeinflusst den Wärmedurchgang. In der Verdünnungszone ist das Verhältnis von Wärmeleitung zu Wärmestrahlung kleiner als im Innern des Filzes. Daher muß die in 2.21 beschriebene Energietransformation am Rande auch dann auftreten, wenn der Filz an einen Körper grenzt, der das gleiche Verhältnis von Wärmeleitung zu -strahlung besitzt wie der Filz, z.B. beim Kontakt von zwei gleichen Filzen. Die Randverdünnung kann der Energietransformation durch Anschluß an "Fremdkörper" auch entgegenwirken, z.B. beim Kontakt mit Metall. Hier wird die vom Metall herrührende Temperaturdepression durch die Temperaturerhebung in der Verdünnungszone ganz oder teilweise aufgehoben oder gar übertroffen.

Bei den von uns untersuchten Filzen war nach unseren Abschätzungen die Gesamtstärke der Verdünnungszonen an den beiden Oberflächen nie größer als 1/40 der Filzdicke, so daß die davon entstandenen Fehler, die nicht von der Depression kompensiert wurden, vernachlässigt werden konnten.

### 2.3 Temperatur und Wärmestrom bei endlichen Schichtdicken

Wenn die Voraussetzungen, die in 2.21 und 2.22 genannt sind, erfüllt sind, kann die Integration der Gl.(3) bis an den Rand des Filzes ausgedehnt werden und ergibt unter Verwendung von Gl.(6) bei ebenem Wärmestrom

$$\bar{q} \cdot d = \Lambda(T_2) - \Lambda(T_1) \quad (10)$$

Die Wärmestromdichte ist also bei festen Randtemperaturen zur Dicke der Filzschicht umgekehrt proportional.

Man verifiziert leicht, daß bei Zylindersymmetrie und rein radialem Temperaturgefälle der Wärmestrom pro Längeneinheit der Achsenkoordinate

$$q_o = \frac{2 \pi}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \left\{ \Lambda(T_2) - \Lambda(T_1) \right\} \quad (11)$$

ist. Hier bedeuten  $r_2$  und  $r_1$  die Radien mit den Temperaturen  $T_2$  und  $T_1$ .

Da sich die Wärmestromfunktion  $\Lambda(T)$  aus den Messungen unmittelbar ergibt und bei allen Berechnungen von Wärmeströmen aus Temperaturen wieder benötigt wird, verzichten wir darauf, aus ihr durch Differentiation die Wärmeleitfähigkeit auszurechnen und beschäftigen uns im folgenden nur noch mit  $\Lambda$ . Die Wärmestromfunktion ist praktischer als die in der Cryotechnik oft benutzte scheinbare oder effektive Wärmeleitfähigkeit  $\bar{k}$  [25]:

$$\bar{k}(T_1, T_2) = \frac{\int_{T_1}^{T_2} \lambda(T) dT}{T_2 - T_1} \quad (12)$$

### 3. Experimentelle Untersuchungen

#### 3.1 Allgemeine physikalische Daten

Die allgemeinen physikalischen Daten der Kohlefilze, die zur Verfügung standen, sind in Tab.1 zusammengestellt. Ein Großteil der Werte beruht auf den Angaben der Hersteller. Um die uns speziell interessierenden Werte der optischen Dicke nach (9) auszurechnen, reichten diese Angaben jedoch nicht. Wir haben daher das Flächengewicht durch einfaches Wiegen von ausgestanzten runden Stücken mit 41 mm  $\varnothing$  bestimmt. Die Faserstärke wurde mit einem Meßmikroskop festgestellt. Die Fasern eines Filzes sind stets etwas verschieden stark. Wo die Faserstärken sehr unterschiedlich sind, ist in der Tabelle ein Bereich für die Faserstärke angegeben. Die Dichte der Fasern wurde nach der Schwebemethode bestimmt. Meßflüssigkeiten waren wäßrige Phosphorsäurelösungen in verschiedenen Konzentrationen und Tetrachlorkohlenstoff. Bei den Filzen, bei denen die Dichte der Fasern nicht bestimmt wurde, wurde für die Berechnungen der Mittelwert der gemessenen Dichten verwendet.

#### 3.2 Wärmeleistungs- und Temperaturmessung

##### 3.21 Bereich hoher Temperaturen

Bei allen Messungen wurde als Wärmequelle ein zylinderförmiger Körper K, vgl. Abb.4, verwendet. Er wurde allseitig mit dem Filz umhüllt, dessen Isoliervermögen bestimmt werden sollte. Bei hohen Temperaturen ( $T > 1300^\circ\text{K}$ ) wurde stationär gemessen, d.h. dem zylindrischen Körper wurde ständig Wärme zugeführt, und es wurden die Wärmeleistung und die Temperatur des Körpers gemessen. Dazu wurde der Meßkörper samt der Filzumhüllung F in ein

Quarzrohr Q gesteckt, das seinerseits konzentrisch in ein Glasrohr G eingesetzt war. Als Wärmequellen K wurden bis auf eine Messung Graphitklötze mit einer Länge von 50 mm und einem Durchmesser zwischen 23 mm und 33 mm verwendet. In ihnen wurden mit Hilfe der außen um das Glasrohr herumgelegten Spule C, die an einen Hochfrequenzgenerator angeschlossen war, Induktionsströme erregt. Die Frequenz lag bei 400 kHz. Der Windungsabstand der Induktionsspule war an den beiden Enden kleiner als in der Mitte. Dadurch stand an den Enden eine größere Wärmeleistungsdichte zur Verfügung als in der Mitte, und es konnte der Temperaturabfall zu den Enden durch den Wärmeabfluß an den Stirnseiten kleiner gehalten werden.

Im Kohlefilz entstehen ebenso wie im Meßklotz Induktionsströme. Wegen der im Vergleich zum kompakten Graphit geringen elektrischen Leitfähigkeit, siehe Tab.1, sind die Stromdichten aber sehr viel kleiner. Mit den in  $\overline{26}$  abgeleiteten Formeln rechnet man leicht aus, daß bei für diese Experimente typischen Abmessungen von Meßklotz (23 mm Durchmesser) und Filzpackung (41 mm Außendurchmesser) die im Filz erzeugte Wärmeleistung  $10^6$ -mal kleiner ist als die im Meßklotz erzeugte. Sie kann also ohne weiteres vernachlässigt werden.

In dem Spalt zwischen dem Quarz- und dem Glasrohr floß Kühlwasser, dessen Stromstärke und Temperaturerhöhung gemessen wurden. Daraus ergaben sich die Werte der Wärmeleistung. Durch diese Anordnung war außerdem sichergestellt, daß die Temperatur an der Außenseite der Filzpackung - bis auf die Stirnseiten - stets nahezu gleich der Kühlwassertemperatur und somit von der Wärmeleistung und von der Temperatur des Meßkörpers unabhängig waren.

Die Temperaturen wurden pyrometrisch gemessen. Dazu war das Quarzrohr oben mit einer planparallel geschliffenen Scheibe versehen. Die Graphitklötze hatten auf der oberen Stirnseite einige axiale Bohrungen von 2 mm Durchmesser. Die Bohrung  $B_1$ , siehe Abb.5, war in der Nähe der Außenseite angebracht und reichte bis in die Mittelebene des Meßkörpers. In ihr konnte die Temperatur in der Mitte der Außenseite,  $T_o$ , gemessen werden. In der kurzen ebenfalls auf einem großen Radius angebrachten Bohrung  $B_2$  konnte die Temperatur am Ende der Außenseite,  $T_e$ , gemessen werden. In der kurzen Bohrung  $B_3$  auf dem halben Außenradius wurde die mittlere Temperatur der Stirnseite,  $T_s$ , bestimmt. Die anfänglich verwendeten Meßkörper hatten noch mehr Bohrungen, um einen möglichst genauen Überblick über das Temperaturfeld in den Graphitklötzen zu gewinnen. Es zeigte

sich jedoch, daß die Oberflächentemperaturen mit den drei gemessenen Werten genügend genau interpoliert werden können. In die lange Bohrung wurden Graphitstäbchen mit 1,5 mm Durchmesser eingefüllt, auf die das Pyrometerfernrohr scharf eingestellt wurde. In dem Spalt zwischen den Stäbchen und den Bohrungen herrschte Strahlungsgleichgewicht, so daß die so gebildeten Spalten in den Meßbohrungen wie schwarze Strahler wirkten und entsprechende Korrekturen entfallen konnten. Die obere Filzpackung hatte Bohrungen zum Durchtritt der Lichtstrahlung.

In einem Fall war der Meßkörper eine Natrium-gefüllte Heat Pipe [27] von 20 mm Durchmesser und 500 mm Länge. Ihre Temperatur wurde mit Thermoelementen gemessen. Dieser Versuch wurde ausgeführt, um zu prüfen, ob die Auswertung der Messungen trotz der vereinfachenden Annahme über den Verlauf der Wärmestromlinien in den Filzpackungen, insbesondere an dem Übergang von der zylindrischen Außenseite zu den Stirnseiten, richtige Ergebnisse für die Wärmestromfunktion liefert. Bei der im Verhältnis zum Durchmesser langen Heat Pipe spielen die Wärmeströme an dem Übergang von der Außenseite zu den Stirnseiten keine Rolle. Außerdem ist die Temperatur an der Oberfläche der Heat Pipe überall gleich.

Am oberen Ende des Quarzrohres befand sich ein Anschluß, durch den die Meßanordnung evakuiert oder mit Gas gefüllt werden konnte. An einer Filzprobe wurden Wärmestrommessungen bei 380 Torr Helium ausgeführt. In allen anderen Fällen war der Druck bei den Messungen stets kleiner als  $10^{-4}$  Torr.

### 3.22 Bereich niedriger Temperaturen

Da uns der Wärmedurchgang durch die Filze nicht nur wegen der Anwendungen sondern auch wegen des physikalischen Vorgangs des gemischten Strahlungs-Leitungs-Wärmetransports interessierte, haben wir die Messungen bei einer Filztype bis zu tiefen Temperaturen ( $94^{\circ}\text{K}$ ) ausgedehnt. Bei Zentraltemperaturen unter  $1300^{\circ}\text{K}$  ist die Wärmeleistung bei den von uns verwendeten Geometrien so niedrig, daß sie mit dem Wasserstromkalorimeter nicht mehr genau genug gemessen werden konnte. Daher wurde instationär gemessen. Die Wärmeleistung wurde aus der Abkühlgeschwindigkeit, der Masse und der spezifischen Wärme des Meßkörpers bestimmt. Als Meßkörper wurden Kupferzylinder verwendet, da die spezifische Wärme des Kupfers über einen weiten Temperaturbereich gut bekannt ist [28]. Zu Messungen bei Temperaturen über  $300^{\circ}\text{K}$  wurde der Meßkörper in einer Anordnung ähnlich wie in Abb.4 mit

Hochfrequenz induktiv aufgeheizt, oder es wurde das Quarzrohr mit dem filzummüllten Meßkörper in einem Ofen erwärmt. Bei der Aufheizung im Ofen wurde zur Verbesserung der Wärmeübertragung in das Quarzrohr Helium eingelassen. Zu Messungen bei Temperaturen unter 300°K wurde das Quarzrohr stets in flüssigen Stickstoff eingetaucht. Die Temperatur der Kupferklötze wurde mit Eisen-Konstantan-Thermoelementen, über 300°K auch mit NiCr-Ni-Thermoelementen gemessen. Die Thermospannung wurde während der langsamen Abkühlung mit einem Schreiber über Zeiten bis zu einigen Tagen registriert. Da die Wärmeleitfähigkeit des Kupfers im Vergleich zu Graphit groß ist und bei diesen Messungen wegen der absolut kleinen Wärmeleistungen im Filz auch in den Meßkörpern nur sehr kleine Ausgleichswärmeströme flossen, reichte für die Temperaturbestimmung eine Meßstelle am Kupferklotz aus.

### 3.3 Auswertung

#### 3.31 Korrektur für ungleichmäßige Oberflächentemperatur der Wärmequelle

Wie schon erwähnt, können bei hohen Temperaturen die Temperaturunterschiede auf der Oberfläche des Meßkörpers nicht mehr vernachlässigt werden. Insbesondere müssen die Unterschiede zwischen der Mitte und dem Ende der Außenseite ( $T_o - T_e$ ) und zwischen den Mitten der Außenseite und der Stirnseite ( $T_o - T_s$ ) bei der Auswertung berücksichtigt werden. Dazu wird angenommen, daß die Wärmestromfunktion im Filz in Abhängigkeit von der Temperatur in der Umgebung von  $T_o$  zumindest in einem kleinen Temperaturbereich als Potenzfunktion von  $T$  dargestellt werden kann und daß in dieser Funktion nur ein Glied, etwa das mit  $T^n$  eine maßgebliche Rolle spielt.

$$\Lambda(T) = \Lambda(T_o) \cdot \left(\frac{T}{T_o}\right)^n \quad (13)$$

Des weiteren wird vorausgesetzt, daß die Temperatur auf der äußeren Oberfläche des Meßkörpers,  $T_a$ , in Abhängigkeit von der Entfernung  $z$  von der Mittelebene in eine Potenzreihe entwickelt werden kann. Sie muß für  $z = 0$  den Wert  $T_o$  und für  $z = h/2$  den Wert  $T_e$  annehmen, wenn  $h$  die Länge des Meßkörpers bedeutet. Die Reihenentwicklung enthält wegen der Symmetrie um die Ebene  $z = 0$  nur gerade Potenzen von  $z$  und lautet

$$T_a = T_o - (T_o - T_e) \left(\frac{2z}{h}\right)^2 \pm \dots \quad (14)$$

Nimmt man dazu noch an, daß die Wärme in der zylindrischen Filzschicht an der Außenseite des Klotzes rein radial und in den Filzschichten an den Stirnseiten rein axial fließt, dann kann man durch Einsetzen der Gln.(13) und (14) in die Gln.(10) bzw. (11) die gesamte Wärmeleistung, die im Klotz entwickelt wird, ausrechnen:

$$Q = \left\{ \Lambda(T_o) - \Lambda(T_R) \right\} \left\{ F_s \left( \frac{1}{d_{s1}} + \frac{1}{d_{s2}} \right) \cdot \left( \frac{T_s}{T_o} \right)^n + \frac{2\pi}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \int_{-\frac{h}{2}}^{+\frac{h}{2}} \left( \frac{T_o - (T_o - T_e) \cdot \left( \frac{2z}{h} \right)^{2n}}{T_o} \right) dz \right\} \quad (15)$$

Hier bedeuten  $F_s$  die Stirnflächen des Klotzes,  $d_{s1}$  und  $d_{s2}$  die Dicken der Isolation der Stirnseiten und  $r_2$  und  $r_1$  den Außen- und Innenradius der Filzschicht wie in Abb.5. Durch Entwickeln von (15) nach den Abweichungen von  $T_o$  und Ausintegrieren erhält man bei Vernachlässigung der Glieder höherer Ordnung

$$Q = \left\{ \Lambda(T_o) - \Lambda(T_R) \right\} \cdot \left\{ F_s \cdot \left( \frac{1}{d_{s1}} + \frac{1}{d_{s2}} \right) \left( 1 - n \frac{T_o - T_s}{T_o} \right) + \frac{2\pi h}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \left( 1 - \frac{n}{3} \cdot \frac{T_o - T_e}{T_o} \right) \right\} \quad (16)$$

Für die Wärmestromfunktion  $\Lambda(T)$ , die nun direkt aus den Messungen gewonnen werden kann, gilt

$$\Lambda(T_o) - \Lambda(T_R) = Q / \left\{ F_s \left( \frac{1}{d_{s1}} + \frac{1}{d_{s2}} \right) \left( 1 - n \frac{T_o - T_s}{T_o} \right) + \frac{2\pi h}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \left( 1 - \frac{n}{3} \cdot \frac{T_o - T_e}{T_o} \right) \right\} \quad (17)$$

Um mit dieser Formel aus den Messungen  $\Lambda$  zu ermitteln, kann zunächst  $Q$  gegen  $T_o$  auf Potenzpapier aufgetragen werden. Hieraus gewinnt man für jedes interessierende  $T_o$  einen zugehörigen Wert von  $n$  und rechnet mit ihm und den anderen gemessenen Größen  $\Lambda$  nach Gl.(17) aus. Bei der Auswertung der Experimente zeigte es sich, daß  $\Lambda$  bei gleicher Temperatur von nahezu derselben Potenz von  $T$  abhängt wie  $Q$ , so daß die Rechnung im allgemeinen nicht wiederholt werden muß.

Die nichtstationären Messungen können ebenfalls nach Gl.(17), jedoch unter Weglassen der Korrekturterme, ausgewertet werden.

### 3.32 Wirkung einer Zusammenpressung

Nicht für alle Filzproben wurden im Durchmesser genau passende Meßkörper hergestellt. In einigen Fällen war daher die Differenz der Radien von Meßkörper und Quarzrohr ( $r_2 - r_1$ ) kleiner als die natürliche Dicke  $d$  des Filzes. Bei geringer Pressung werden zwar die Kontaktflächen von Wand und Filz

beeinflusst, es hat aber die Zusammenpressung bei ebenem Wärmestrom auf den Wärmedurchgang keinen Einfluß, da die Wärmeübertragung durch Strahlung vom Abstand der strahlenden Fläche unabhängig ist und die Länge der Strecken, über die Wärme geleitet wird (Faserlänge), beim Zusammenpressen ungeändert bleibt. Angewendet auf die Gl.(10) bedeutet das, wenn  $\wedge'$  die Wärmestromfunktion des gedrückten Filzes und  $d'$  die Dicke des zusammengedrückten Filzes bedeuten:

$$\frac{\wedge}{d} = \frac{\wedge(T_2)}{d} - \frac{\wedge(T_1)}{d} = \frac{\wedge'(T_2)}{d'} - \frac{\wedge'(T_1)}{d'} \quad (18)$$

Diese Gleichung kann für beliebige Werte von  $T_1$  und  $T_2$  nur erfüllt werden, wenn allgemein

$$\frac{\wedge}{d} = \frac{\wedge'}{d'} \quad (19)$$

ist. Damit ergibt sich die Wärmestromfunktion des zusammengepreßten Filzes aus der des ungepreßten Materials zu:

$$\wedge' = \wedge \frac{d'}{d} \quad (20)$$

Führt man bei dem gepreßten Filz den Wert der neuen Wärmestromfunktion  $\wedge'$  des von  $d$  auf  $d'$  zusammengepreßten Materials in die Gleichung für den radialen Wärmestrom (11) ein, dann erhält man

$$Q_o = \frac{2\pi}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \frac{r_2 - r_1}{d} \cdot \left\{ \wedge(T_2) - \wedge(T_1) \right\} \quad (21)$$

Nach dieser Gleichung kann man den Wärmedurchgang durch zylindrische Isolierschichten ausrechnen, wenn diese Isolierschichten zusammengepreßt sind und der Wert der Wärmestromfunktion für das ungepreßte Material bekannt ist. Um zu sehen, wie das Zusammenpressen den Wärmestrom verändert, wird die Größe  $Q_o/Q_o'$ , das Verhältnis des Wärmestroms im ungepreßten Fall zum Wärmestrom im zusammengedrückten Fall gebildet:

$$\frac{Q_o}{Q_o'} = \frac{d}{d'} \cdot \frac{\ln \frac{r_1 + d'}{r_1}}{\ln \frac{r_1 + d}{r_1}} = \frac{d}{d'} \cdot \frac{\ln \left( 1 + \frac{d'}{r_1} \right)}{\ln \left( 1 + \frac{d}{r_1} \right)} \quad (22)$$

Mit der Reihenentwicklung für den Logarithmus wird hieraus:

$$\frac{Q_o}{Q_o'} = \frac{1 - \frac{1}{2} \frac{d'}{r_1} + \frac{1}{3} \left( \frac{d'}{r_1} \right)^2 \pm \dots}{1 - \frac{1}{2} \frac{d}{r_1} + \frac{1}{3} \left( \frac{d}{r_1} \right)^2 \pm \dots} \quad (23)$$

Weil  $d'$  kleiner als  $d$  ist, ist der Ausdruck der Gl.(23) stets größer als 1. Das bedeutet, daß bei rein radialem Wärmestrom das Zusammenpressen des Filzes bei festgehaltenem Innenradius und Temperaturen den Wärmestrom herabsetzt. Anschaulich läßt sich das damit erklären, daß beim Zusammenpressen des Filzes die äußeren Filzschichten auf Radien gedrückt werden, auf denen die Wärmestromlinien aus geometrischen Gründen enger beisammen liegen. Dann erzeugt die aus geometrischen Gründen höhere Wärmestromdichte in dem Material einen stärkeren Temperaturabfall. Hält man andererseits die Temperaturdifferenzen konstant, nimmt der Wärmestrom ab. Wendet man die Ergebnisse der Gln.(18) und (21) auf Gl.(17) an, dann erhält man für die Auswertung der Messungen im gepreßten Filz anstelle von Gl.(16)

$$\Delta(T_o) - \Delta(T_R) = Q / \left\{ F_s \left( \frac{1}{d_{s1}} + \frac{1}{d_{s2}} \right) \cdot \left( 1 - n \frac{T_o - T_s}{T_o} \right) + \frac{2\pi h}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \frac{r_2 - r_1}{d} \cdot \left( 1 - \frac{n}{3} \cdot \frac{T_o - T_e}{T_o} \right) \right\} \quad (24)$$

$d_{s1}$ ,  $d_{s2}$  und  $d$  sind die natürlichen (ungepreßten) Dicken,  $r_1$  und  $r_2$  die Radien im gepreßten Zustand.

Vorstehende Überlegungen galten nur für den Fall, daß sich der Filz im Vakuum befindet. Enthält der Filz aber eine Gasfüllung, dann sind die Wirkungen der Zusammenpressung etwas anders, und es gilt, was hier nicht bewiesen werden soll, anstelle von Gl.(24):

$$\Delta(T_o) - \Delta(T_R) = Q / \left\{ F_s \left( \frac{1}{d'_{s1}} + \frac{1}{d'_{s2}} \right) \cdot \left( 1 - n \frac{T_o - T_s}{T_o} \right) + \frac{2\pi h}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \left( 1 - \frac{n}{3} \cdot \frac{T_o - T_e}{T_o} \right) \right\} \quad (25)$$

Darin bedeuten  $d'_{s1}$  und  $d'_{s2}$  die Dicken der stirnseitigen Filzschichten, die sie in gepreßtem Zustand haben, und  $r_1$  und  $r_2$  wieder die Radien des Filzes im gepreßten oder ungepreßten Zustand.

### 3.33 Einfluß der Temperatur der Wärmesenke

Um aus den Messungen nach den im vorigen Absatz angegebenen Formeln die Wärmestromfunktion  $\Delta$  ausrechnen zu können, ist es notwendig, den Wert der Wärmestromfunktion bei der Temperatur der Wärmesenke,  $\Delta(T_R)$ , zu kennen. Dieser Wert kann im allgemeinen nicht direkt bestimmt werden. Wenn die Temperatur der heißen Seite und die Temperatur der Wärmesenke weit auseinander liegen, z.B.  $2000^\circ\text{K}$  und  $300^\circ\text{K}$ , dann ist  $\Delta(T_R)$  sehr viel kleiner als  $\Delta(T_o)$  und kann vernachlässigt werden. Wenn  $T_o$  und  $T_R$  aber vergleichbar werden, kann  $\Delta(T_R)$  gegen  $\Delta(T_o)$  nicht mehr vernachlässigt werden. In Einzelfällen

kann  $\Lambda(T_R)$  dadurch gemessen werden, daß man einen zusätzlichen Wärmedurchgangsversuch macht, wo man dann  $T_R$  deutlich tiefer wählt als bei den hauptsächlichlichen Messungen. Eine nachträgliche Messung von  $\Lambda(T_R)$  war z.B. dort möglich, wo zuerst  $T_R = 288^\circ\text{K}$  (Kühlwasser) war. Die separate Bestimmung von  $\Lambda(T_R)$  bei der Temperatur  $T_O = 288^\circ\text{K}$  und  $T_R = 77^\circ\text{K}$ , wie in 3.22 beschrieben, liefert dann einen für die Hochtemperaturmessungen genügend genauen Wert von  $\Lambda(288^\circ\text{K})$ . Wo diese Möglichkeit aber nicht bestand, z.B. bei den Messungen bei  $94^\circ\text{K}$ , mußte man den Wert  $\Lambda(T_R)$  durch Extrapolation der  $\Lambda$ -Werte, die bei mittleren Temperaturen gewonnen waren, bestimmen und den gewonnenen Betrag zu allen gemessenen  $\Lambda$ -Werten addieren.

#### 4. Ergebnisse und Diskussion

##### 4.1 Wärmestromfunktion im Vakuum

Die nach den verschiedenen Meßmethoden (stationärer Wärmedurchgang oder Abkühlung, Thermoelement oder Pyrometer,  $T_R = 288^\circ\text{K}$  oder  $T_R = 77^\circ\text{K}$ ) erhaltenen Werte schließen gut aneinander an, siehe Abb.6. Auch der mit einer Heat Pipe als Meßkörper gewonnene Wert paßt zu der eingezeichneten Kurve. Das bestätigt, daß die zur Auswertung gemachte Annahme über den Verlauf der Wärmestromlinien im Filz, nämlich, daß die Stromlinien, die an der Außenseite des Meßkörpers beginnen, rein radial, und daß die an den Stirnseiten beginnenden rein axial verlaufen und daß durch das Übergangsgebiet keine Stromlinien gehen, zulässig war.

Bei dem Filz der Type U 6048 erstrecken sich die Messungen im Vakuum -Kurve a in Abb.6- über einen Temperaturbereich von  $94^\circ\text{K}$  bis  $3160^\circ\text{K}$ .  $\Lambda$  geht dabei von  $2,3 \cdot 10^{-4}$  W/cm bis  $30,2$  W/cm. Die Werte von  $\Lambda$  wachsen bei tiefen Temperaturen etwa wie  $T^{2,05}$ , bei den höchsten Temperaturen etwa wie  $T^{2,7}$ . Daraus sieht man, daß die Wärme weder überwiegend durch Strahlung - dazu würde ein Exponent in der Nähe von 4 - noch überwiegend durch Leitung - dazu würde wegen des starken Abfalls der Wärmeleitung im Graphit bei steigender Temperatur  $\sqrt[29]{}$  ein Exponent kleiner als eins gehören - transportiert wird.

Um einen Vergleich mit dem Wärmeübergang durch reine Strahlung vornehmen zu können, ist in Abb.7 die Wärmestromdichte durch eine Lage des 10 mm starken Filzes (Kurve a) zusammen mit der Wärmestromdichte aufgetragen, die beim schwarzen Strahler (Kurve s) auftritt. Außerdem enthält die Darstellung die Wärmestromdichten eines schwarzen Strahlers, der mit

einem, zwei oder fünf Strahlblechen mit einem Emissionsvermögen von 0,3 (Kurven 1, 2 und 5) abgeschirmt ist. Dieses Emissionsvermögen ist bei technischen Metalloberflächen ohne weiteres erreichbar  $\sqrt[3]{30}$ . Man sieht, daß die 10 mm starke Kohlefilzschicht bei tieferen Temperaturen etwa zwei Strahlblechen und bei höheren Temperaturen etwa fünf Strahlblechen äquivalent ist.

Die Ergebnisse, die an den Filzen der Type FA 5, F 1/5 und RCV 4000 erhalten wurden, sind in den Abbildungen 8, 9 und 10 aufgetragen. Hier wurden Messungen nur bei hohen Temperaturen - zwischen etwa 1300°K und 3300°K - ausgeführt. Die Kurven zeigen einen ähnlichen Verlauf wie die in Abb.6. In Abb.8 sind zwei Meßkurven eingetragen. Die größeren Werte der Wärmestromfunktion (Kurve b) wurden an einer Lage von FA5-Filz gemessen. Wir schreiben die größeren  $\Lambda$ -Werte dem Umstand zu, daß eine Lage FA5-Filz nicht als optisch dick angesehen werden darf - siehe Tab.1 - und die in Abschnitt 2 behandelten Randeffekte eine Rolle spielen.

Zum Vergleich der Wärmestromfunktionen der vier gemessenen Filztypen sind die Werte von  $\Lambda$  bei 2000°K und 3000°K in Tab.2 nach aus den Abbildungen gewonnenen Mittelwerten zusammengestellt. Man sieht, daß sich die  $\Lambda$ -Werte der verschiedenen Sorten bei tiefen Temperaturen zum Teil deutlich unterscheiden, während ihre  $\Lambda$ -Werte bei höheren Temperaturen enger beieinander liegen. Die Tabelle enthält auch die Wärmestromfunktion, die an einer 16 mm starken geschichteten Isolation gemessen wurde  $\sqrt[3]{31}$ . Sie bestand aus sechs Tantalblechen, die voneinander mit Graphitfasern isoliert waren.

Wenn man den Wärmedurchgang bei hohen Temperaturen versuchsweise allein der Strahlung zuschreibt, erwartet man, daß der Wärmedurchgang zum Verhältnis von Schichtdicke  $d$  zu optischer Länge  $\delta$  umgekehrt proportional ist. Die Wärmestromfunktion  $\Lambda$ , die auf die Einheitsschichtdicke bezogen ist, sollte damit zu  $\delta$  selbst proportional sein. In die Tab.2 sind die Werte von  $\delta$  bei den einzelnen Filztypen noch mit aufgenommen. Man sieht, daß zum mindesten noch bei 3000°K  $\Lambda$  und  $\delta$  im gleichen Sinn gehen. In Abb.11 sind diese Zahlen doppelt logarithmisch aufgetragen. Bei 2000°K ist die Steigung der eingezeichneten Geraden in der Nähe von eins, und man mag die Abweichung von eins noch mit Meßfehlern erklären. Aber bei hohen Temperaturen, wo man rein optischen Wärmetransport und damit gute Proportionalität zwischen  $\Lambda$  und  $\delta$  erwartet, ist die Steigung der Geraden, auf der die einzelnen Werte liegen, 1/7, so daß von einer Proportionalität nicht mehr gesprochen werden kann. Wir haben keine Erklärung für dieses Phänomen.

Es zeigt aber, daß der Wärmedurchgang mit einem einfachen Modell kaum richtig beschrieben werden kann und daß die Vorausberechnung von Wärmestromfunktionen aus den makroskopischen Daten des Filzes sehr schwierig sein würde. Sie zeigt noch einmal, daß ein vorgegebener Filz nicht wie eine feste Anzahl von optischen Strahlschirmen wirkt, deren Zahl aus dem Flächengewicht des Filzes und der Faserstärke ausgerechnet werden kann. Die Tatsache, daß zwischen den Fasern relativ große Zwischenräume sind und daß sie im Vergleich zu ihrer Stärke sehr lang sind und daß sie mehr oder weniger unregelmäßig im Raum verteilt sind, scheint eine große Rolle zu spielen.

Für Wärmeisolierungen bei tiefen Temperaturen dürften Kohlefilze mit den augenblicklich verfügbaren Eigenschaften kaum in Frage kommen. Das Isoliervermögen der in der Cryotechnik üblichen Materialien ist viel größer (bis zu  $10^4$ -mal!) als das der Kohlefilze. So wurden bei den Superisolierungen, die aus vielen Lagen von aluminisierter Kunststoffolie bestehen, bei  $300^\circ\text{K}$  Wärmeübergänge mitgeteilt, die  $\Lambda$ -Werte zwischen  $3,5 \cdot 10^{-4}$  W/cm und  $7,5 \cdot 10^{-5}$  W/cm entsprechen [32,33,34,35,36].

#### 4.2 Wärmestromfunktion unter Helium

Die Werte der Wärmestromfunktion, die am Filz der Type U 6048 unter 380 Torr Helium erhalten wurden, sind in Abb.6 als Kurve b eingetragen.  $\Lambda$  ist bei tiefen Temperaturen unter Helium sehr viel größer, z.B. 100 mal bei  $100^\circ\text{K}$ , als im Vakuum. Zu höheren Temperaturen hin steigt  $\Lambda$  unter Helium nicht so stark an wie im Vakuum. Daher ist bei  $2400^\circ\text{K}$   $\Lambda$  unter Helium nur noch etwa 2,7 mal größer als im Vakuum.  $\Lambda$  wächst proportional zu  $T^{2,1}$ . Das entspricht dem Temperaturverlauf, den man auf Grund der Temperaturabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit des ruhenden Heliumgases etwa erwartet.

Um zu prüfen, ob die in Helium gemessenen  $\Lambda$ -Werte allein durch die Wärmeleitung des Heliumgases erklärt werden können, wurde aus ihnen nach

$$\lambda = \frac{\Lambda}{T} \frac{d \log \Lambda}{d \log T} \quad (26)$$

die Wärmeleitfähigkeit ausgerechnet und mit den Werten aus der Literatur [37] verglichen. Die Ergebnisse sind in Tab.3 wiedergegeben. Man sieht, daß die Werte der Wärmeleitfähigkeit nach unseren Messungen stets größer als die reine Gaswärmeleitfähigkeit sind, und daß der absolute und der relative Unterschied mit wachsender Temperatur deutlich zunehmen. Bei tiefen Temperaturen ist der relative Unterschied nur etwa 13%. Ähnliche Unterschiede

zwischen der Wärmeleitfähigkeit poröser Stoffe und der Wärmeleitfähigkeit der sie erfüllenden Gase sind bei tiefen Temperaturen auch von anderen Autoren schon gefunden worden [17]. Das Anwachsen der Abweichung mit der Temperatur beruht wahrscheinlich auf dem Ansteigen der Wärmestrahlung mit der Temperatur.

Der Wärmedurchgang durch gasgefüllte, inhomogene Körper ist in einem weiten Druckbereich vom Druck unabhängig [17, 20, 33]. Nach unten ist dieser Bereich dort begrenzt, wo die mittlere freie Weglänge der Gasmoleküle mit der Ausdehnung der Inhomogenitäten (Faserabstand und -durchmesser) vergleichbar wird. Das dürfte bei dem von uns untersuchten Filz bei etwa 10 Torr Heliumdruck der Fall sein. Unterhalb dieses Druckes sinkt dann die Wärmestromfunktion rasch auf den Vakuumwert ab. Bei sehr hohen Drücken setzt in den gasgefüllten Hohlräumen anstelle der reinen Gaswärmeleitung der Wärmetransport durch laminare und turbulente Konvektion ein. Diese Prozesse transportieren bei gleicher Temperaturdifferenz mehr Wärme als die reine Wärmeleitung. Sie ergeben aber erst bei Drücken über 30 at eine merkbare Erhöhung (10%) des Wärmedurchgangs [20, 33]. Danach kann man annehmen, daß die von uns in 380 Torr Helium gemessenen Werte der Wärmestromfunktion von Filz der Type U 6048 für einen Druckbereich von 50 Torr bis 5 at gelten.

#### 4.3 Pyrolyse

Auf eine Erscheinung, die den Wärmedurchgang durch Kohlefilz erheblich beeinflussen kann, muß noch hingewiesen werden. Die fabrikfrischen Kohlefilze enthalten nach den Angaben der Hersteller und nach unseren eigenen Beobachtungen einige Gewichtsprozent flüchtige Bestandteile. So hatte z.B. fabrikfrischer Filz der Type U 6048 nach 24-stündigem Glühen bei 800°C unter ca. 150 Torr Helium mehr als 5% des Einsatzgewichtes verloren. An den kalten Teilen der Apparatur fanden sich zunächst wasserhelle, später ins Gelbe und Gelbbraune übergehende Flüssigkeitstropfen mit hohem Dampfdruck. Beim Erhitzen auf höhere Temperaturen (> 2000°K) im Vakuum beobachteten wir bei allen untersuchten Filzen vermutlich aus dem Aschegehalt stammende feste, weiße, hellgelbe und braune Niederschläge. Weiterhin zeigen unsere Beobachtungen, daß kohlenstoffhaltige flüchtige Bestandteile der Filze beim Erwärmen nicht immer vollständig aus dem Filz herausdiffundieren, sondern zersetzt werden und an den Kontaktstellen benachbarter Kohlefasern Brücken aus Pyrokohlenstoff bilden können. Vielleicht werden

die schwerer flüchtigen Bestandteile an den Kontaktstellen auch durch Kapillarkräfte festgehalten und zersetzen sich dort aus der flüssigen Phase. Solche Filze fühlen sich härter an, und man kann aus ihnen einzelne Fasern nicht mehr herausziehen. Das Wärmeleitvermögen von verklebtem Filz ist erheblich größer (bis zu 6-mal) als das des frischen Materials. Die  $\wedge$ -Werte in den Abbildungen 6, 8, 9 und 10 beziehen sich auf unverklebtes Material.

Auch der Elastizitätsmodul der Filze steigt durch die Pyrolyse deutlich an. Als Beispiel sind in Abb.12 die bei mechanischer Verformung erhaltenen Werte von Spannung und relativer Dehnung von Kohlefilz der Type U 6043, 10 mm stark, dargestellt. Sie wurden durch einen einfachen Biegeversuch bestimmt. Die gebogene Länge L betrug im Fall a 25 mm, die Breite B des gebogenen Stückes 60 mm. Im Fall b war L = 23 mm und B = 50 mm. Die Kurve a gibt die Spannungs-Dehnungswerte von frischem Filz wieder. Bei Spannungen von  $0,25 \text{ p/mm}^2$  beginnt der Fließbereich. Dazu genügt eine relative Verformung  $\xi$  von etwa 0,025. Die bei dem Biegeversuch erhaltenen Absolutwerte der Abweichung von der Normallage  $\Delta x$  sind nach

$$\xi = \frac{d}{L^2} \cdot \Delta x \quad (27)$$

in die relativen Verformungen umgerechnet. Dabei ist d die Dicke der gebogenen Schicht (10 mm) in Richtung der Biegekraft P. Die Spannungen  $\sigma$  sind nach

$$\sigma = \frac{6L}{B \cdot d^2} \cdot P \quad (28)$$

berechnet. Aus der Kurve a errechnet man den Wert des Elastizitätsmoduls des frischen Filzes nach

$$E = \frac{2\sigma}{3} \quad (29)$$

zu  $E_a = 6,5 \text{ p/mm}^2$ . Die Kurve b der Abb.12 zeigt den Spannungs-Dehnungs-Zusammenhang für Filz derselben Type, der einige Stunden bei Temperaturen über  $2000^\circ\text{K}$  geglüht worden war. Es können sehr viel größere Spannungen und Dehnungen aufgeprägt werden, ohne daß der elastische Bereich verlassen wird. Seine Grnze liegt etwa bei  $8,5 \text{ p/mm}^2$ . Der mittlere Elastizitätsmodul ist  $34 \text{ p/mm}^2$ . Bei sehr kleinen Spannungen ist der differentielle Elastizitätsmodul etwas größer. Möglicherweise wirkt bei den kleinen Verformungen die Haftreibung mit.

#### 4.4 Genauigkeit der Ergebnisse

Die Temperaturmessungen sind mit relativen Fehlern von 1 bis 2% behaftet. Da die Wärmeleistungen und die Wärmestromfunktionen einer hohen Potenz von T proportional sind (etwa  $\sim T^2$  bis  $T^3$ ), kann der Beitrag zum relativen Fehler von  $\Lambda$  hieraus bis zu 6% betragen.

Die Meßfehler bei der Bestimmung der Wärmeleistungen dürften, unabhängig von der Meßmethode, 5% kaum überschritten haben. Damit ergibt sich, daß die gewonnenen  $\Lambda$ -Werte möglicherweise mit relativen Fehlern bis zu 11% behaftet sind. Dort, wo eine Reihe von Meßpunkten von den Kurven, die etwa die Mittelwerte darstellen, stärker abweichen, führen wir das auf Ungleichmäßigkeiten des Probenmaterials zurück. In Einzelfällen könnten die Fasern der Proben trotz sorgfältiger Versuchsführung aber doch an einzelnen Stellen pyrolytisch verklebt worden sein, so daß auch hieraus Ungenauigkeiten entstanden sein könnten.

Die Werte der mechanischen Eigenschaften wurden nur gemessen, um den Einfluß der Pyrolyse deutlich zu machen. Sie wurden daher nur mit geringem apparativen Aufwand bestimmt, und es wurden die Proben nicht sehr sorgfältig vorbereitet. Es wird vermutet, daß der relative Fehler der E-Modulmessungen mehr als 5% beträgt. Wir haben auch den Eindruck, daß die mechanischen Eigenschaften an kleinen Proben von Mittelwerten, die sich auf große Proben beziehen, sehr stark abweichen können.

### 5. Berechnung von Wärmeleistungen

#### 5.1 Allgemeines

Dieser Abschnitt enthält eine Zusammenstellung der Formeln, nach denen man mit den gemessenen Wärmestromfunktionen die Wärmeleistung Q, die bei gegebenen Temperaturen  $T_1$  und  $T_2$  an den Grenzflächen der Isolierschicht durch diese hindurchgeht, ausrechnen kann. Der Druckbereich, in dem die Formeln von 5.4 und 5.5 gelten, wurde in 4.2 abgegrenzt.

#### 5.2 Vakuum, ebener Wärmestrom

$$Q = \frac{F}{d} \left\{ \Lambda_{V(T_2)} - \Lambda_{V(T_1)} \right\} \quad (30)$$

F bedeutet die Fläche des Wärmestroms, d die Dicke der Isolierschicht in ungepreßtem Zustand. Die Zusammenpressung hat keinen Einfluß auf Q.  $\wedge_V$  soll andeuten, daß die im Vakuum gültigen Werte der Wärmestromfunktion zu nehmen sind.

### 5.3 Vakuum, radialer Wärmestrom

$$Q = \frac{2\pi h}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \cdot \frac{r_2 - r_1}{d} \left\{ \wedge_V(T_2) - \wedge_V(T_1) \right\} \quad (31)$$

h ist die axiale Höhe,  $r_1$  und  $r_2$  die tatsächlichen Innen- und Außenradien der zylindrischen Isolierschicht. Wenn der Filz nicht zusammengepreßt ist, wird  $(r_2 - r_1) / d = 1$ .

### 5.4 Die Anwesenheit von Gas, ebener Wärmestrom

$$Q = \frac{F}{d'} \left\{ \wedge_G(T_2) - \wedge_G(T_1) \right\} \quad (32)$$

$d'$  ist die tatsächliche Dicke der Filzschicht. Bei gepreßtem Filz ist sie kleiner als d. Für  $\wedge_G$  müssen hier und bei 5.5 die Werte der Wärmestromfunktion bei dem betreffenden Gas verwendet werden.

### 5.5 Bei Anwesenheit von Gas, radialer Wärmestrom

$$Q = \frac{2\pi h}{\ln \frac{r_2}{r_1}} \left\{ \wedge_G(T_2) - \wedge_G(T_1) \right\} \quad (33)$$

Die Wärmeleistung ändert sich beim Zusammenpressen nicht.

## 6. Schluß

Die Untersuchungen zum Wärmedurchgang durch Kohlefilze haben ergeben, daß Kohlefilze ein handliches und auch bei hohen Temperaturen günstiges thermisches Isoliermaterial sind. Wegen ihrer guten chemischen Beständigkeit dürften sie in vielen Fällen Strahlungsschirmen aus metallischen Blechen vorgezogen werden. Andererseits sollte man mit Strahlschirmpackungen, die so ähnlich aufgebaut sind wie Superisolationen und aus sehr vielen Lagen von Metallfolie bestehen, noch bessere Isolierungen bauen können. Eine Übertragung dieses Prinzips auf Kohlenstoff erscheint nicht ganz ausgeschlossen.

Eine theoretische Beschreibung des Wärmedurchgangs, mit dem die Meßergebnisse richtig vorausgesagt werden können, scheint sehr schwierig zu sein. Zu ihrer Ausarbeitung sollte noch mehr experimentelles Material vorliegen. Insbesondere müßten systematische Untersuchungen, bei denen auch die Faserstärke, die Faserlänge und das Raumbgewicht der Filze variiert werden, durchgeführt werden. Durch Einfüllen von inertem Gas, vorzugsweise Helium, läßt sich der Wärmedurchgang durch das Isoliermaterial kontinuierlich und über einen weiten Bereich ändern, was für viele physikalische und technische Anwendungen sehr interessant ist. Gerade für solche Zwecke sollte man über ein möglichst fein strukturiertes Material verfügen. Das bei den derzeit verfügbaren Filzen noch zu beobachtende Verkleben durch Pyrolyse bei hohen Temperaturen und die dadurch entstehenden nachteiligen Veränderungen sollten durch eine einfache Vorbehandlung auszuschalten sein.

## 7. Literatur

- [1] Graphitized Textiles Have Many Uses, Metal Progr. 75 (1959), 115/6
- [2] J.A. Mock, High Temperature Fibres, Felts Now Made of Pure Graphite, Mat. Design Eng. 49 (1959), 149
- [3] M.W. Riley, The New World of Carbon and Graphite, Mat. Design Eng. 56 (1962), 113/28
- [4] O. Vohler, E. Sperk, Kohlenstoff-Fasermaterial, Ber. Dt. Keram. Ges. 43 (1966), 199/208
- [5] M. Hansen, Constitution of Binary Alloys, McGraw Hill Book Comp., New York 1958
- [6] D.L. Schmidt, W.C. Jones, Carbon-Base Fiber Reinforced Plastics, Chem. Eng. Progr. 58 (1962), H.10, 42/50
- [7] RAE Develops Carbon Reinforced Plastics, Science Journal 2 (1966), No.7, 14/5
- [8] Carbon Fibres to Reinforce Metals, Science Journal 2 (1966), No.8, 16/7
- [9] J.G. Morley, Fibre Reinforced Metals, Science Journal 2 (1966), No.11, 42/7
- [10] J.J. Schmidt, Neutron Cross Sections for Fast Reactor Materials III, KFK 120, Ges. f. Kernforschung, Karlsruhe 1962
- [11] J. Parisot, Graphites et Carbones, Matériaux des Hautes Températures, Rev. Hautes Températures et Réfractaires 3 (1966), 3/18
- [12] D.R. Flynn, A Radial Flow Apparatus for Determining the Thermal Conductivity of Loose-Filled Insulations to High Temperatures, Journ. Res. Nat. Bur. Stand. 67 C (1963), No.2, 129/37
- [13] E. Schmidt, Fortschritte der wärmetechnischen Forschung, Z. VDI 95 (1953), 1177/9
- [14] E.F.M. van der Held, Der Strahlungsbeitrag an der Wärmeleitung, Allgemeine Wärmetechnik 4 (1953), 236/40
- [15] E.F.M. van der Held, The Contribution of Radiation to the Conduction of Heat II, Boundary Conditions, Appl. Sci. Res. A 4 (1954), 77/99
- [16] B.K. Larkin, S.W. Churchill, Heat Transfer by Radiation Through Porous Insulations, Journ. Am. Inst. Chem. Engineers 5 (1959), 467/74

- [17] J.D. Verschoor, P. Greebler, Heat Transfer by Gas Conduction and Radiation in Fibrous Insulations, Trans. Am. Soc. Mech. Eng. 74 (1952), 961/3
- [18] E.A. Allcut, An Analysis of Heat Transfer Through Thermal Insulating Materials, Proc. Gen. Discussion Heat Transfer, Inst. Mechan. Engineers, London 1951, S.232/5
- [19] W. Kretschmer, Ingenieurtaschenbuch Wärmetechnik, Kraft- und Arbeitsmaschinen, VEB Verlag Technik, Berlin 1961
- [20] G. Kling, Der Einfluß des Gasdruckes auf das Isoliervermögen von Isolierstoffen, Allgem. Wärmetechnik 3 (1952), 167/74
- [21] E.F.M. van der Held, The Contribution of Radiation to the Conduction of Heat, Appl. Sci. Res. A 3 (1952), 237/49
- [22] E.R. Streed, G.R. Cunnington, C.A. Zierman, Performance of Multi-layer Insulation Systems for the 300° to 300°K Temperature Range, Thermophysics and Temperature Control of Spacecraft and Entry Vehicles, G.B. Heller (Hrsg.), Academic Press, New York 1966
- [23] H.C. Hamaker, Radiation and Heat Conduction in Light Scattering Materials II, Philips Res. Rep. 2 (1947), 103/11
- [24] H.C. Hamaker, Radiation and Heat Conduction in Light Scattering Materials III, Philips Res. Rep. 2 (1947), 112/25
- [25] R.B. Scott, Cryogenic Engineering, van Nostrand Comp., Princeton 1959
- [26] K. Schretzmann, Induktive Wärmeerzeugung und Wärmeleitung in kreiszylindrischen Stäben und Röhren, Int. Zeitschr. f. Elektrowärme 24 (1966), 415/9
- [27] S. Dorner, F. Reiß, K. Schretzmann, Experimentelle Untersuchungen an Natrium-gefüllten Heat Pipes, KFK 512, Ges. für Kernforschung, Karlsruhe 1967
- [28] A. Goldsmidt, T.E. Waterman, H.J. Hirschhorn, Handbook of Thermophysical Properties of Solid Materials, Vol.I, The Macmillan Comp., New York 1961
- [29] C.L. Mantell, Industrial Carbon, New York
- [30] M. von Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin 1956
- [31] P.E. Glaser, A.E. Wechsler, I. Simon, J. Berkowitz, Investigation of Materials for Vacuum Insulation up to 4000°F, ASD-TDR-62-88, A.D. Little Inc., Boston/Mass. 1962

- [32] I.A. Black, A.L. Fowle, P.E. Glaser, Development of High-Efficiency Insulation, Proceedings of the 1959 Cryogenic Engineering Conf., Berkely/Calif., Plenum Press Inc., New York 1960, S.181/8
- [33] R.H. Kropschot, J.E. Schrodt, M.M. Fulk, B.J. Hunter, Multiple-Layer Insulation, Proceedings of the 1959 Cryogenic Engineering Conf., Berkeley/Calif., Plenum Press Inc., New York 1960, S.189/98
- [34] M.P. Hnilicka, Engineering Aspects of Heat Transfer in Multilayer Reflective Insulation and Performance of NRC Insulation, Proceedings of the 1959 Cryogenic Engineering Conf., Berkely/Calif., Plenum Press Inc., New York 1960, S.199/208
- [35] P.M. Riede, D.I.-J. Wang, Characteristics and Applications of Some Superinsulations, Proceedings of the 1959 Cryogenic Engineering Conf., Berkely/Calif, Plenum Press Inc., New York 1960, S.209/15
- [36] T.S. Stoy, Cryogenic Insulation Development, Proceedings of the 1959 Cryogenic Engineering Conf., Berkely/Calif., Plenum Press Inc., New York 1960, S.216/21
- [37] D'Ans-Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Springer, Berlin 1943
- [38] G. Kling, Das Wärmeleitvermögen eines Kugelhäufwerkes in ruhendem Gas, Forschg. Geb. Ing. Wes. 9 (1938), 28/34.

Tab.1 Daten von Kohlenstofffilzen

1	Type			U 6048	U 6048	FA 5	F 1/3	F 1/5	FD 400	F 2	RCV 2000	RCV 4000
2	Hersteller			Schunk u.Ebe, Gießen		SIGRI Elektrographit, Meitingen bei Augsburg					Dt.Carbone, Frankf.	
3	Dicke	mm	+	5	10	4,5	2,0	3,8	3,3	3,5	4	10
4	Flächengew.	g/cm <sup>2</sup>	+		0,05						0,025	0,095
5	Flächengew.	g/cm <sup>2</sup>		0,03	0,051	0,022	0,032	0,055	0,033	0,06	0,024	0,094
6	Raumgewicht	g/cm <sup>3</sup>	+		0,05	0,075/0,046	0,21	0,21	0,074	0,20		
7	Spez.Oberfl.	m <sup>2</sup> /g	+			ca. 250	1	19		1		
8	Faserstärke	/um	+								10	10
9	Faserstärke	/um		10	15-20	15	5-15	10-20	20-30	10-20	10	10-15
10	Dichte d.Fasern	g/cm <sup>3</sup>			1,57	1,45						
11	Optische Dicke	-		20	18	10	21	24	9	25	16	50
12	Mech. Widerstd.	g/cm	[11]								220	1200
13	Zugfestigkeit	p/mm <sup>2</sup>	+		1						7,5	20
14	Spez.el.Wdstd.	Ohm cm	+		5	8,2	3,5-7	3,5-7	1,1	3,5-7		
15	Quadrat-Wdstd.	Ohm	+			1,8	2,3	1,5	2,7	3,7	1,15	0,3
16	Wärmeleitfähigk.	10 <sup>-4</sup> $\frac{W}{cm^{\circ}}$	+		16,7	5,8/6,9	9,3	9,3	5,8	9,3	12,5	25
17	Aschegehalt	%	+		0,2	4,15	5,75	5,00	3,06	5,25	0,1-0,3	0,1-0,3
18	Stickstoffgehalt	%	+			1,14	2,08	1,61	3,81	1,89		
19	Schwefelgehalt	%	+			0,705	0,314	0,32	0,259	0,64	0,3-0,5	0,3-0,5
20	Flüchtige Bestandt.	%	+								1,5-4	1,5-4
21	Flüchtige Bestandt.	%			5							

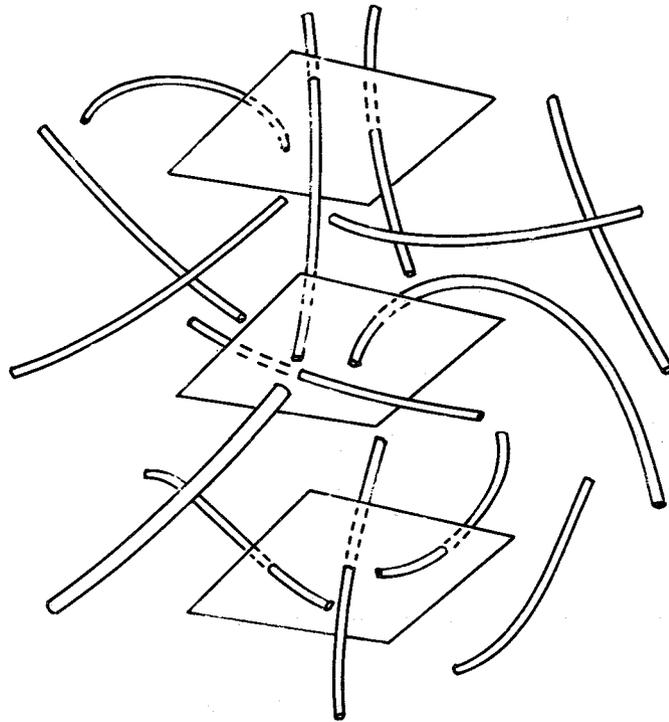
+ Nach Angaben der Hersteller, in Zeile 6 auch nach [4], in Zeile 16 auch nach [4] und [11].

**Tab.2** Vergleich der Wärmestromfunktionen bei verschiedenen Kohlefilzen und bei einer geschichteten Isolation

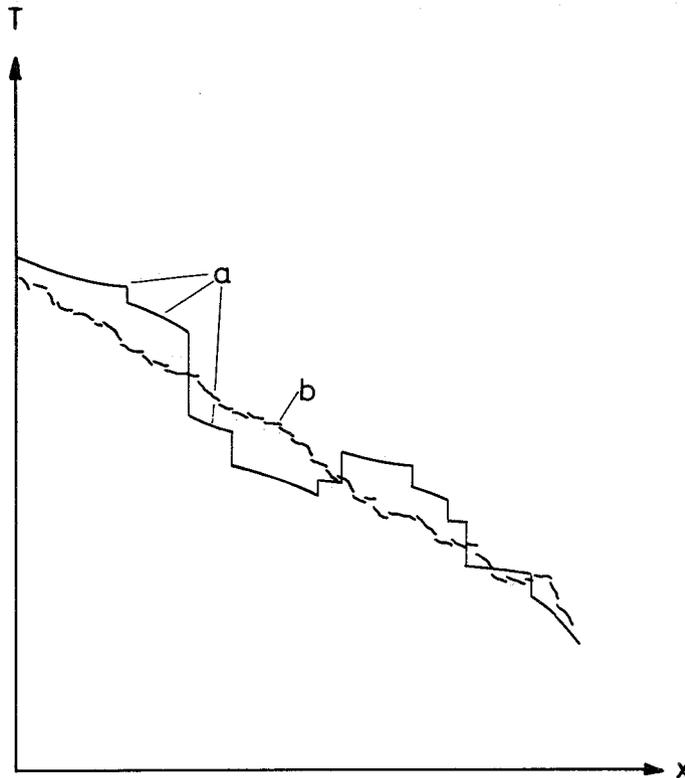
Type	$\frac{\lambda}{\text{W/cm}}$ (2000°K)	$\frac{\lambda}{\text{W/cm}}$ (3000°K)	$\frac{\delta}{\text{cm}}$
U 6048 (10 mm)	5,3	23	0,055
FA 5	5,3	22	0,045
RCV 4000 (10 mm)	3,0	20	0,020
F 1/5	3,5	18	0,011
6 Strahlbleche mit Gra- phitfasern nach [31]	3,5		

**Tab.3** Wärmeleitfähigkeit von Kohlefilz in 380 Torr Helium und von ruhendem Heliumgas

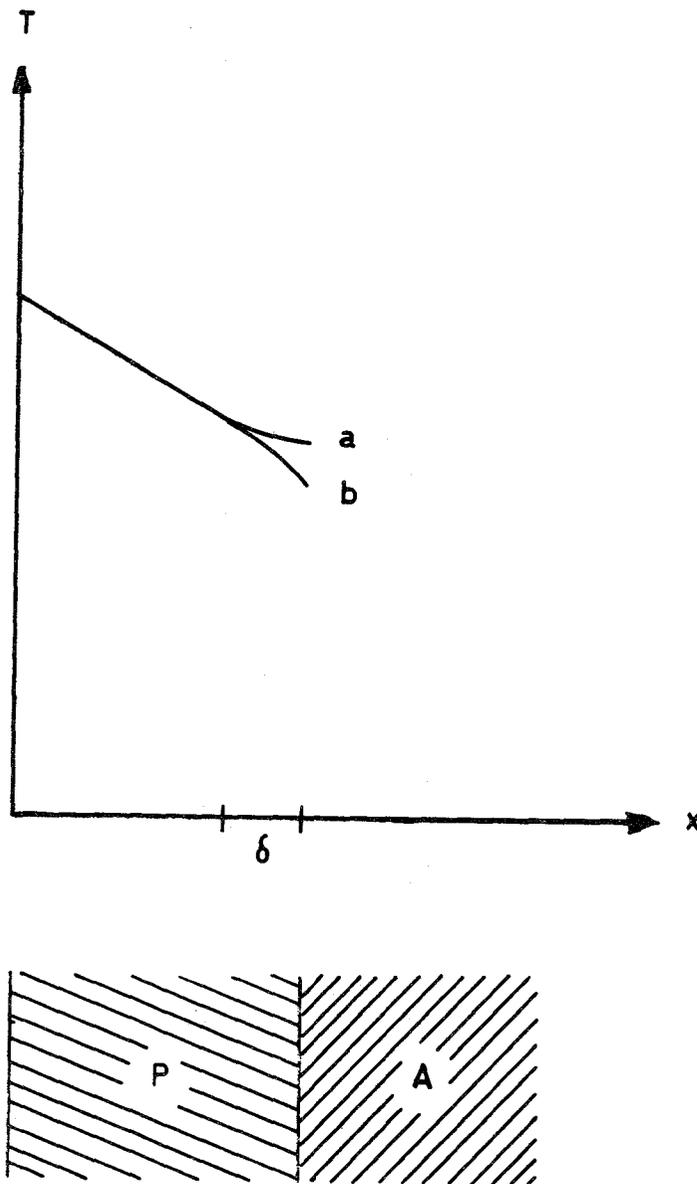
T	$\frac{\lambda}{10^{-4} \text{ W/cm}^\circ}$	
( $^\circ\text{K}$ )	Kohlefilz U 6048 in Helium	Heliumgas nach [37]
173	11,8	10,3
273	19,2	14,4
373	27,5	17,2



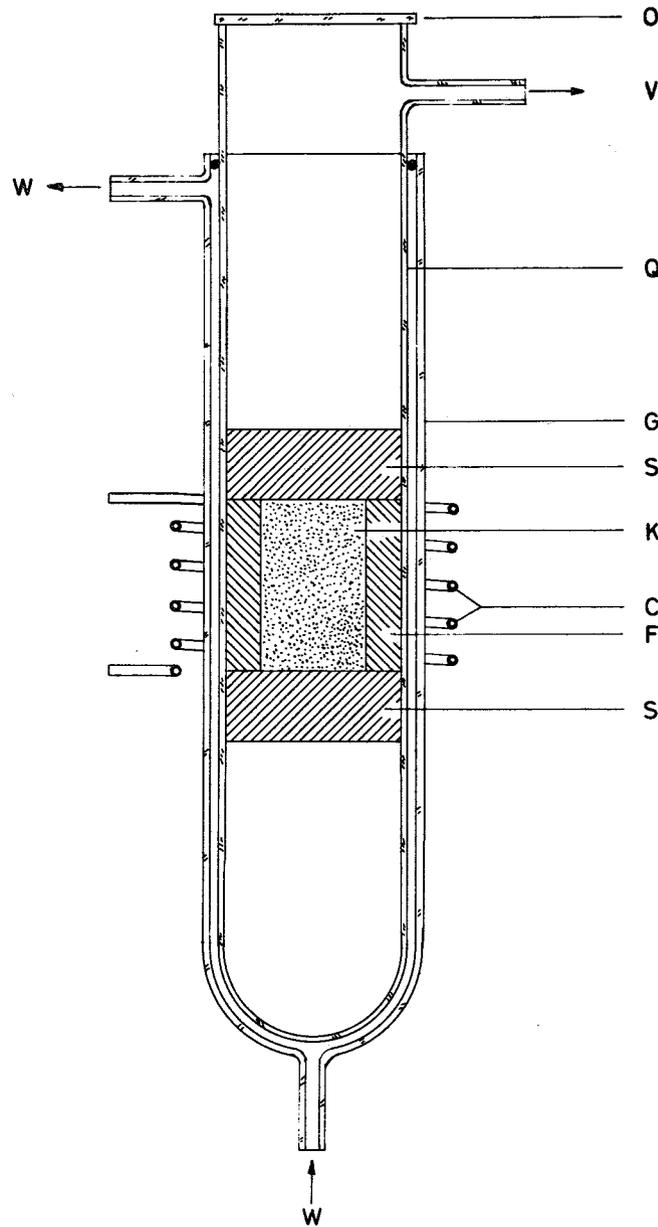
**Abb.1** Zur Definition der Temperatur im Faserstoff mit Hilfe einer Kontrollfläche



**Abb.2** Veränderung der Kontrollflächentemperatur im Faserstoff beim Verschieben der Kontrollfläche in Richtung des Temperaturgefälles. a kleine, b große Kontrollfläche im gleichen Temperaturfeld.

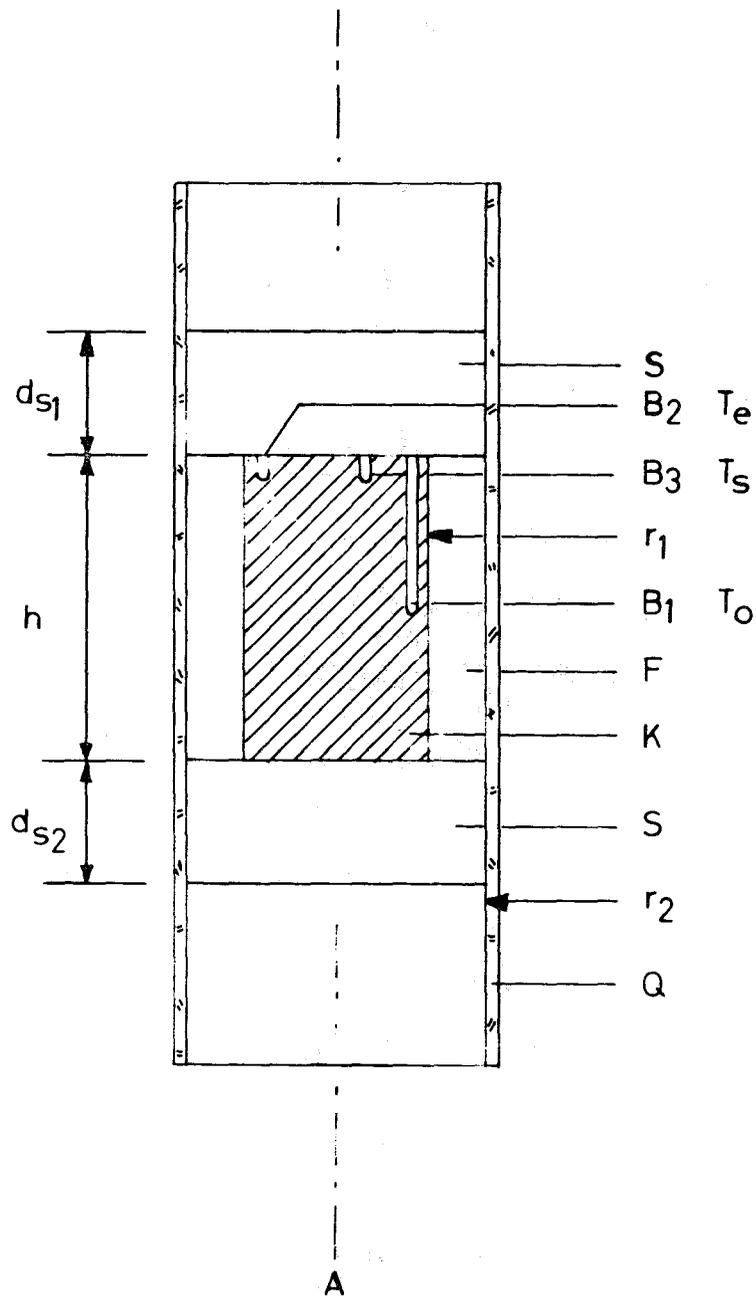


**Abb.3** Temperaturverlauf in faserigen oder porösen Stoffen P bei konstantem Wärmestrom und Strahlung der Grenzfläche ins Vakuum, Kurve a, und bei Kontakt mit Metall, Kurve b,  $\delta$  Übergangszone, A angrenzender Körper.



**Abb.4** Experimentelle Anordnung zur Messung des Wärmedurchgangs bei hohen Temperaturen

**K** Meßkörper (Wärmequelle), **S** sternseitige Filzschicht, **F** Filzschicht an der Außenseite, **Q** Quarzrohr (Wärmesenke), **G** Glasrohr, **C** Hochfrequenzspule, **W** Kühlwasserein- und-austritt, **V** Anschluß zur Vakuumpumpe, **O** Planfenster



**Abb.5** Anordnung von Wärmequelle, Probe und Wärmesenke sowie Lage der Temperaturmeßstellen bei hohen Temperaturen

**K** Meßkörper (Wärmequelle), **S** stirnseitige Filzschicht, **F** Filzschicht an der Außenseite, **Q** Quarzrohr (Wärmesenke),  $B_1 \dots B_3$  Meßbohrungen, **T** Temperaturen, **A** Symmetrieachse

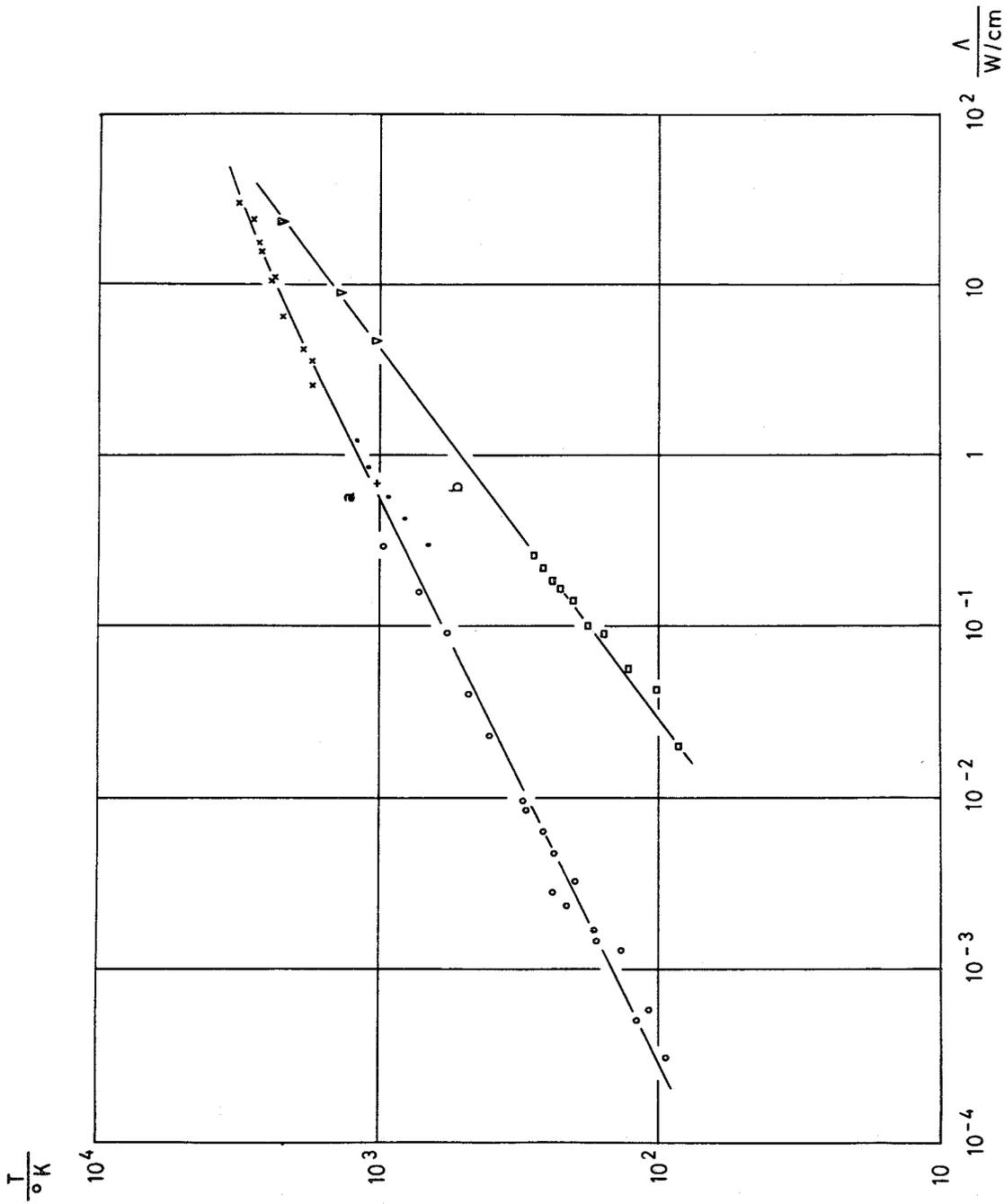
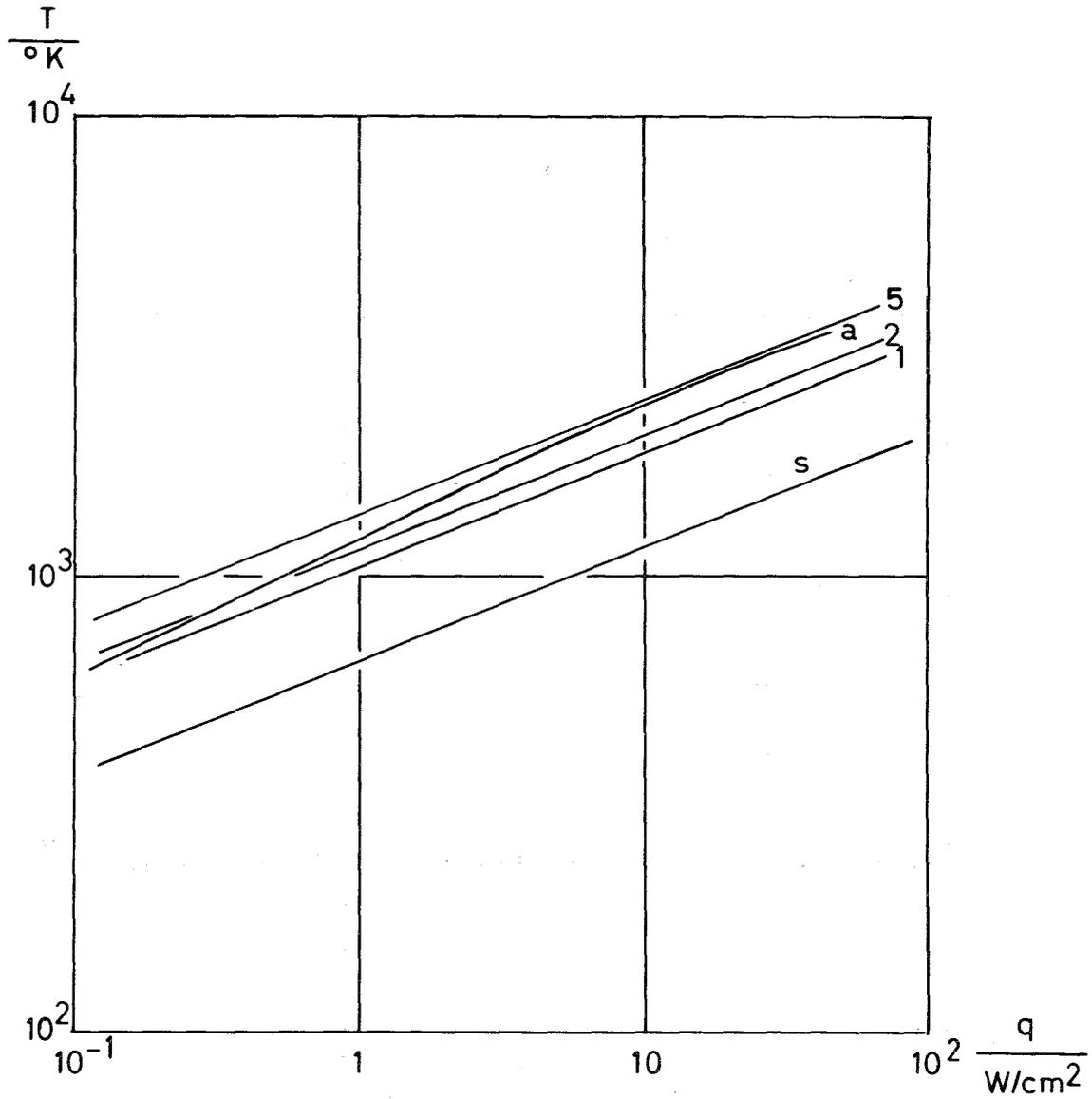
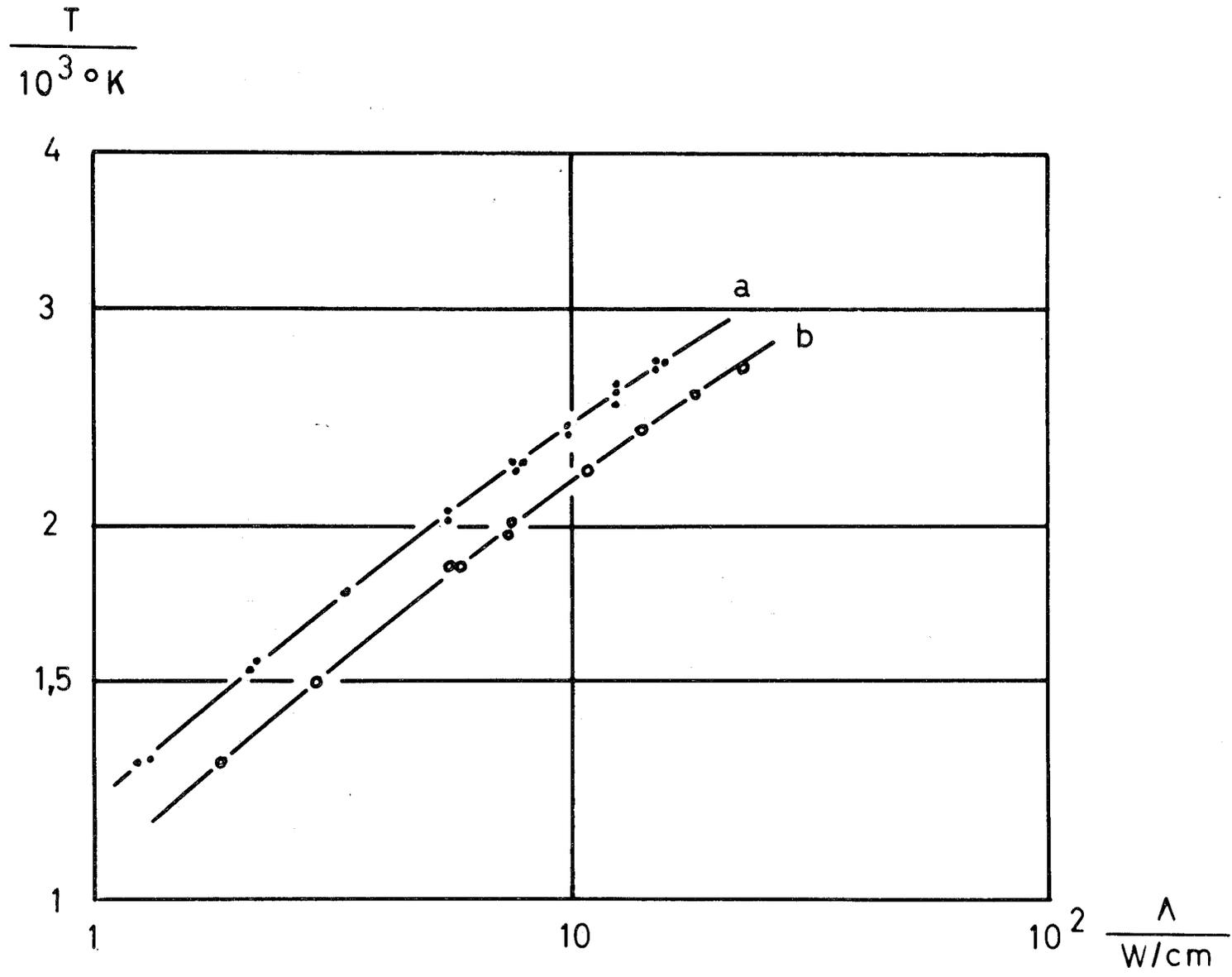


Abb. 6 Wärmestromfunktion und Temperatur von Kohlefilz Type U 6048, 10 mm stark. a Vakuum, b unter 380 Torr Helium.

- Abkühlung auf 77°K, Meßkörper K Kupfer
- " " 288°K, " " " "
- ⊕ stationär, " " Heat Pipe
- × stationär, Meßkörper K Graphit
- Abkühlung auf 77°K, " " Kupfer
- ▽ stationär, " " Graphit



**Abb.7** Wärmestromdichte und Temperatur in Kohlefilz U 6048, 10 mm stark im Vakuum (a) im Vergleich zum schwarzen Strahler (s) sowie zu schwarzem Körper mit einem, zwei oder fünf Strahlblechen (1,2,5)



Wärmestromfunktion und Temperatur des Kohlefilzes Type FA 5 im Vakuum. a zwei Lagen, b eine Lage.

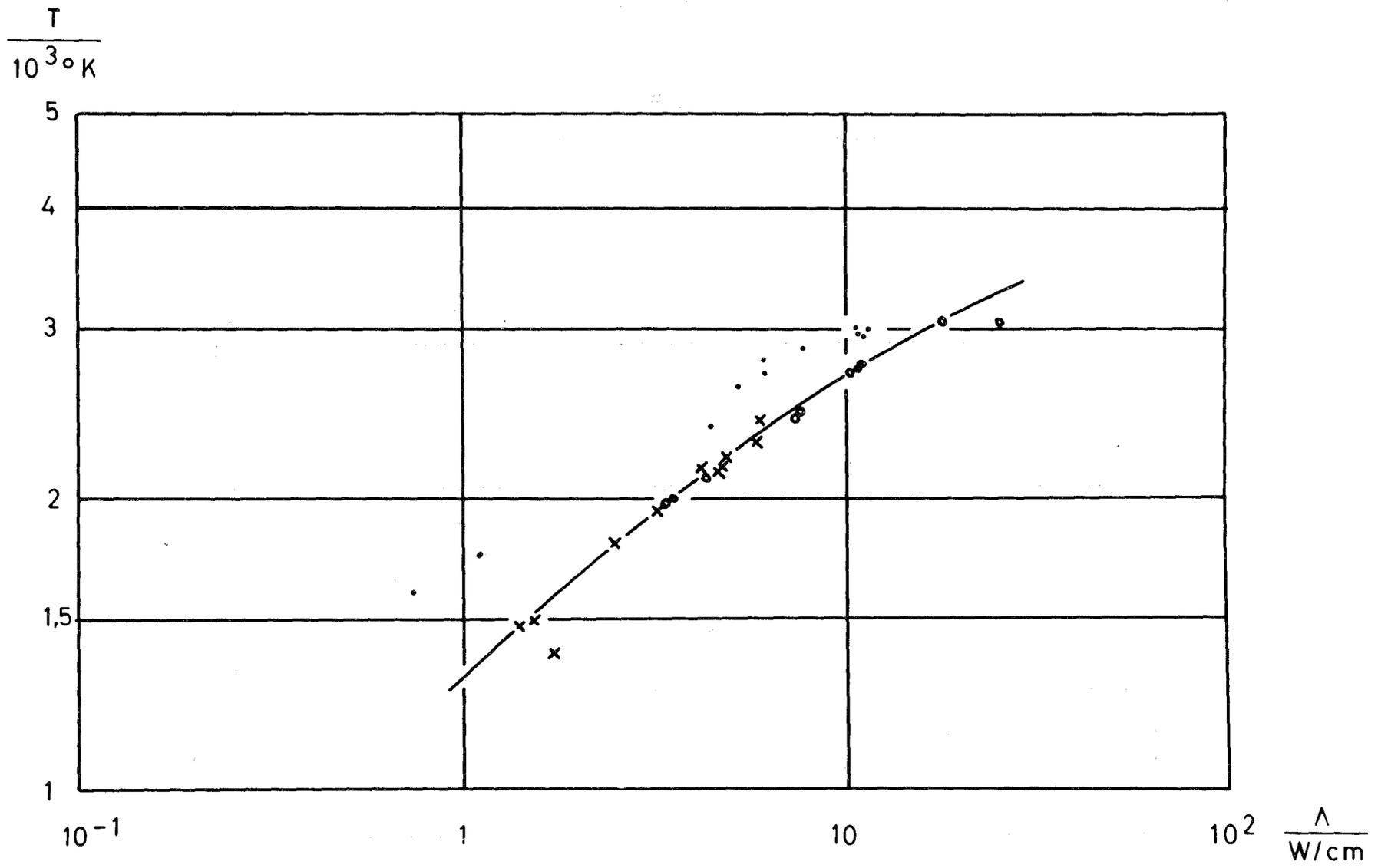
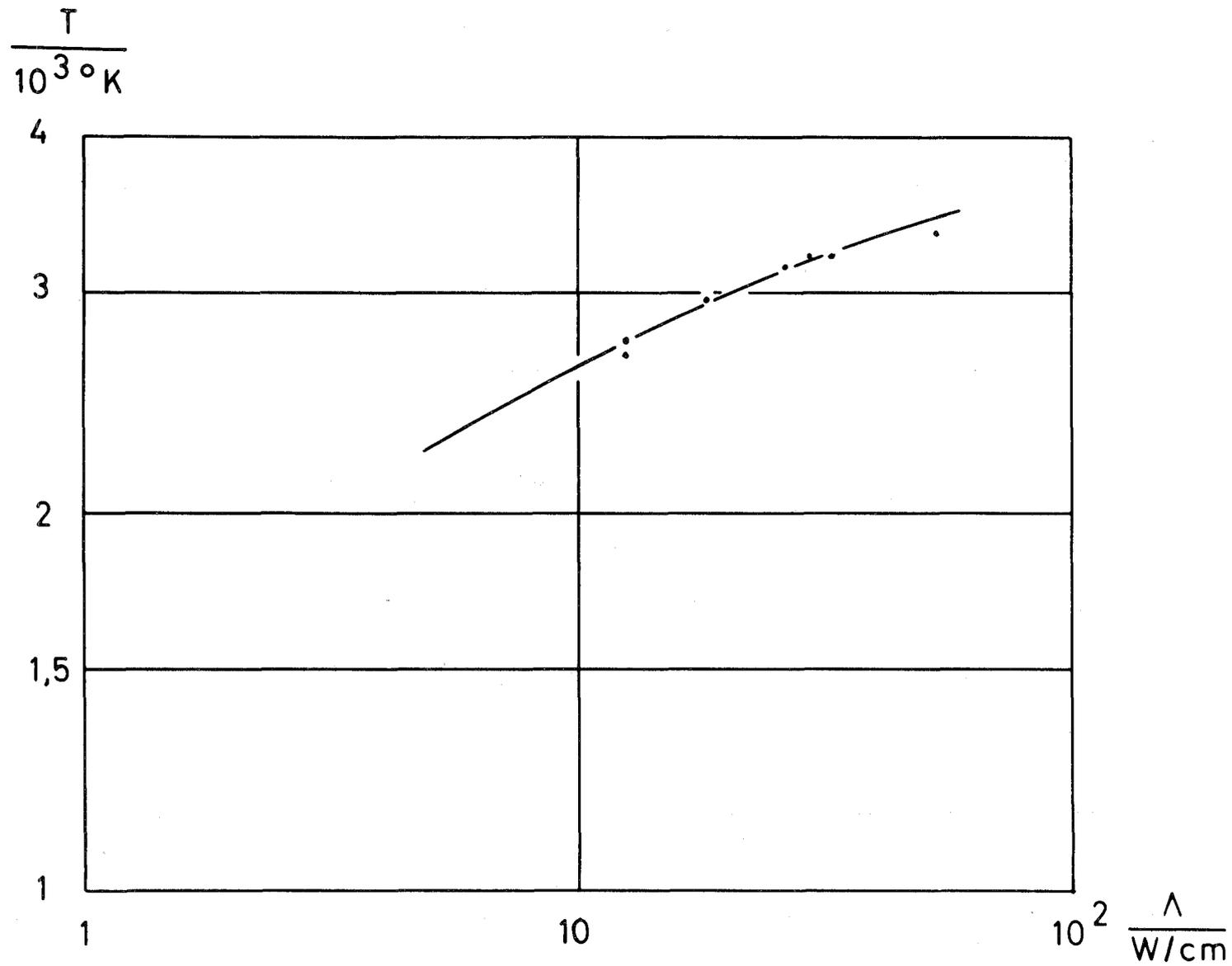
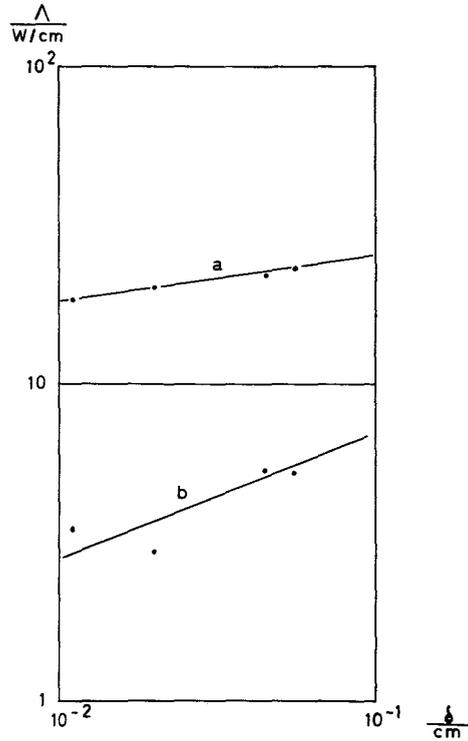


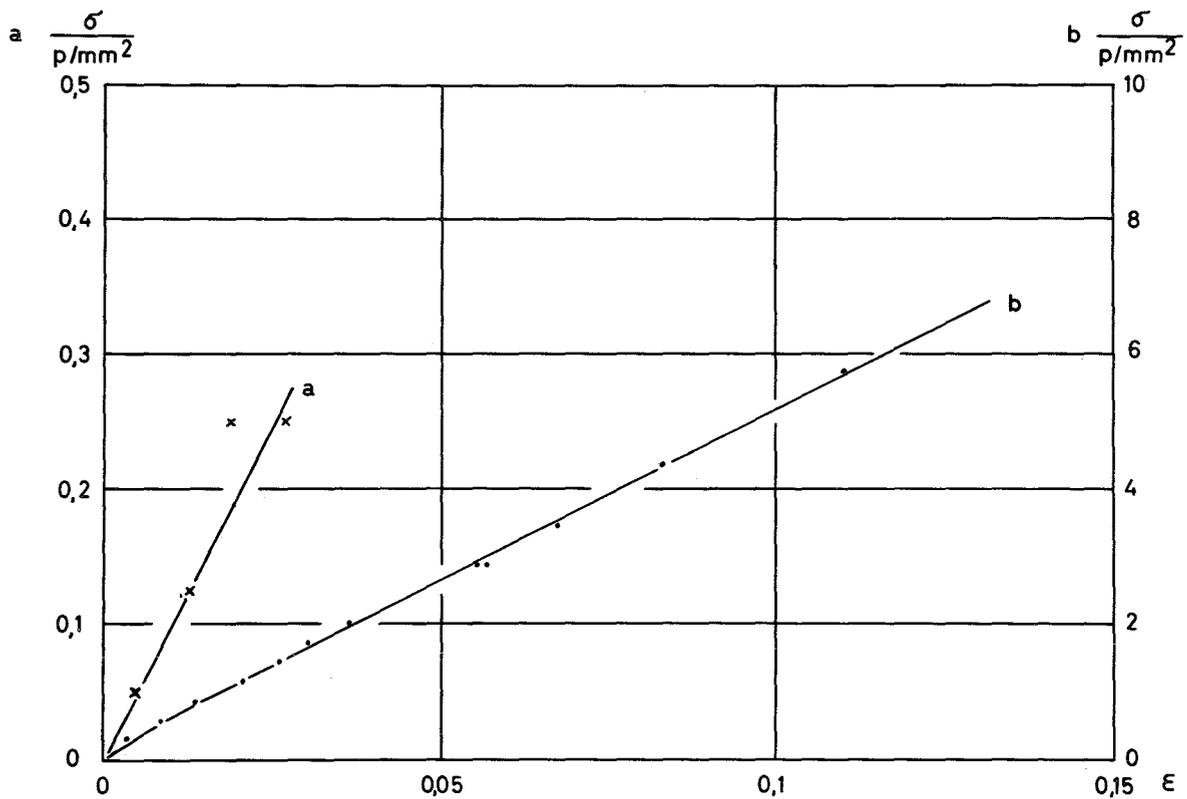
Abb.9 Wärmestromfunktion und Temperatur des Kohlefilzes Type F 1/5 im Vakuum



**Abb.10** Wärmestromfunktion und Temperatur des Kohlefilzes Type RCV 4000 im Vakuum



**Abb.11** Optische Weglänge und Wärmestromfunktion in verschiedenen Kohlefilzen. a bei 3000°K, b bei 2000°K.



**Abb.12** Relative Verformung und Spannung bei der Biegung von Kohlefilz der Type U 6048, 10 mm stark. a frischer, b durch Pyrolyse verklebter Filz.