

EUR 2409. d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

**AUSWERTUNG VON RECHNUNGEN ZUM PROBLEM
DER WÄRMELEITUNG
DURCH STRAHLUNG IN FESTKÖRPERN**

von

J. RICHTER und H. E. SCHMIDT

1965



Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Karlsruhe, Deutschland
Europäisches Institut für Transurane

HINWEIS

Das vorliegende Dokument ist im Rahmen des Forschungsprogramms der Kommission der Europäischen Atomgemeinschaft (EURATOM) ausgearbeitet worden.

Es wird darauf hingewiesen, daß die Euratomkommission, ihre Vertragspartner und alle in deren Namen handelnden Personen:

- 1° - keine Gewähr dafür übernehmen, daß die in diesem Dokument enthaltenen Informationen richtig und vollständig sind, oder daß die Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen, oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden und Verfahren nicht gegen gewerbliche Schutzrechte verstößt;
- 2° - keine Haftung für die Schäden übernehmen, die infolge der Verwendung der in diesem Dokument enthaltenen Informationen oder der in diesem Dokument beschriebenen technischen Anordnungen, Methoden oder Verfahren entstehen könnten.

Dieser Bericht wird zum Preise von 40 bfrs. verkauft. Bestellungen sind zu richten an: PRESSES ACADEMIQUES EUROPEENNES — 98, chaussée de Charleroi, Brüssel 6.

Die Zahlung ist zu leisten durch Überweisung an die :

- BANQUE DE LA SOCIÉTÉ GÉNÉRALE (Agence Ma Campagne) — Brüssel — Konto Nr. 964.558;

- BELGIAN AMERICAN BANK and TRUST COMPANY — New York — Konto Nr. 22.186;

- LLOYDS BANK (Europe) Ltd. — 10 Moorgate, London E. C. 2.

als Bezug ist anzugeben: „EUR 2409 .d — AUSWERTUNG VON RECHNUNGEN ZUM PROBLEM DER WÄRMELEITUNG DURCH STRAHLUNG IN FESTKÖRPERN“.

Das vorliegende Dokument wurde an Hand des besten Abdruckes vervielfältigt, der zur Verfügung stand.

Gedruckt von Van Muysewinkel, S.P.R.L.,
Brüssel, April 1965.

EUR 2409 . d

AUSWERTUNG VON RECHNUNGEN ZUM PROBLEM DER WÄRMELEITUNG DURCH STRAHLUNG IN FESTKÖRPERN von J. RICHTER and H.E. SCHMIDT

Europäische Atomgemeinschaft - EURATOM
Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Karlsruhe (Deutschland)
Europäisches Institut für Transurane
Brüssel, April 1965 - 19 Seiten - 6 Abbildungen.

Numerische Lösungen der den Temperaturverlauf beim Zusammenwirken von Phononen- und Strahlungsleitung beschreibenden Integro-Differentialgleichung werden diskutiert. In einigen praktisch interessierenden Fällen wird aus Energiefluß und Temperaturverlauf eine „effektive Wärmeleitfähigkeit“ und ihre Abhängigkeit von Temperatur und Probendicke berechnet. Dabei zeigt sich, daß in UO_2 -Plättchen von < 1 mm Dicke unter den bei Hochtemperatur-Diffusivitätsmessungen herrschenden Bedingungen der Einfluß der Strahlungsleitung unbedeutend ist. Bei dickeren Proben wird er jedoch überraschend stark.

Die in der üblichen Weise definierte Wärmeleitfähigkeit gewisser Materialien bei hohen Temperaturen hängt also von der Probengeometrie und der Meßmethode ab. Unterschiede in den Beobachtungsergebnissen verschiedener Autoren finden damit ihre Erklärung.

EUR 2409 . d

EVALUATION OF CALCULATIONS ON THE PROBLEM OF HEAT TRANSFER BY RADIATION IN SOLIDS by J. RICHTER and H.E. SCHMIDT

European Atomic Energy Community - EURATOM
Joint Nuclear Research Center
Karlsruhe Establishment (Germany)
European Transuranium Institute
Brussels, April 1965 - 19 pages - 6 figures.

The temperature profile across a slab in the case of interacting phonon conduction and radiative heat transfer is described by an integro-differential equation. Numerical solutions of this equation are described in the text.

In several cases of practical interest an "effective thermal conductivity" is calculated and its dependence on temperature and specimen thickness are shown. One finds that under conditions which normally persist in high temperature diffusivity experiments the influence of radiative conduction is negligible in monocrystalline UO_2 -platelets which are less than 1 mm thick. The contribution of radiation increases however rather rapidly with increasing thickness.

The measured thermal conductivity thus depends in "thick" samples strongly on the specimen dimensions. This could help to explain why in some cases different authors found inconsistent results in high temperature thermal conductivity measurements on comparable materials.

EUR 2409 . d

EVALUATION OF CALCULATIONS ON THE PROBLEM OF HEAT TRANSFER BY RADIATION IN SOLIDS by J. RICHTER and H.E. SCHMIDT

European Atomic Energy Community - EURATOM
Joint Nuclear Research Center
Karlsruhe Establishment (Germany)
European Transuranium Institute
Brussels, April 1965 - 19 pages - 6 figures.

The temperature profile across a slab in the case of interacting phonon conduction and radiative heat transfer is described by an integro-differential equation. Numerical solutions of this equation are described in the text.

In several cases of practical interest an "effective thermal conductivity" is calculated and its dependence on temperature and specimen thickness are shown. One finds that under conditions which normally persist in high temperature diffusivity experiments the influence of radiative conduction is negligible in monocrystalline UO_2 -platelets which are less than 1 mm thick. The contribution of radiation increases however rather rapidly with increasing thickness.

The measured thermal conductivity thus depends in "thick" samples strongly on the specimen dimensions. This could help to explain why in some cases different authors found inconsistent results in high temperature thermal conductivity measurements on comparable materials.

EUR 2409 . d

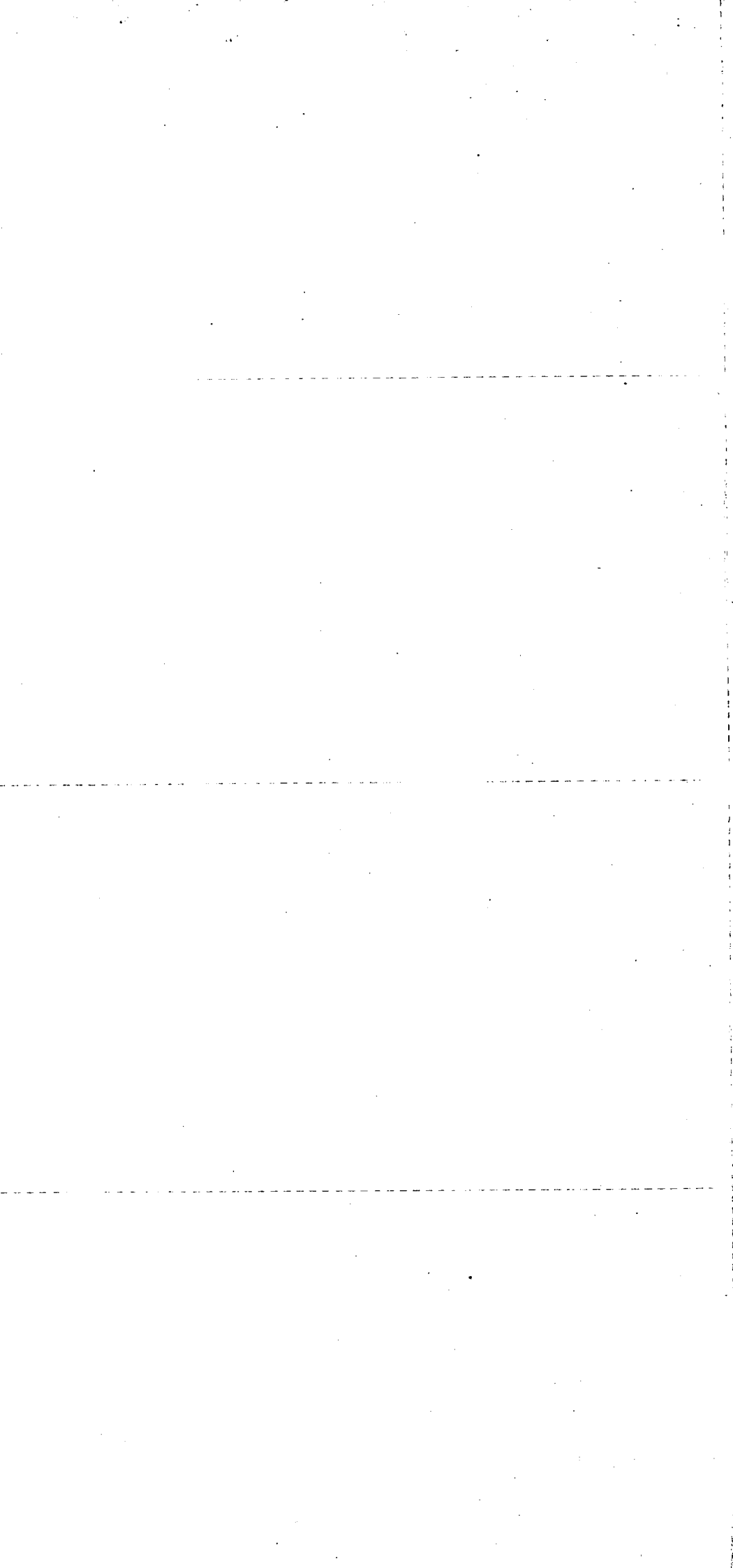
EVALUATION OF CALCULATIONS ON THE PROBLEM OF HEAT TRANSFER BY RADIATION IN SOLIDS by J. RICHTER and H.E. SCHMIDT

European Atomic Energy Community - EURATOM
Joint Nuclear Research Center
Karlsruhe Establishment (Germany)
European Transuranium Institute
Brussels, April 1965 - 19 pages - 6 figures.

The temperature profile across a slab in the case of interacting phonon conduction and radiative heat transfer is described by an integro-differential equation. Numerical solutions of this equation are described in the text.

In several cases of practical interest an "effective thermal conductivity" is calculated and its dependence on temperature and specimen thickness are shown. One finds that under conditions which normally persist in high temperature diffusivity experiments the influence of radiative conduction is negligible in monocrystalline UO_2 -platelets which are less than 1 mm thick. The contribution of radiation increases however rather rapidly with increasing thickness.

The measured thermal conductivity thus depends in "thick" samples strongly on the specimen dimensions. This could help to explain why in some cases different authors found inconsistent results in high temperature thermal conductivity measurements on comparable materials.



EUR 2409.d

EUROPÄISCHE ATOMGEMEINSCHAFT - EURATOM

AUSWERTUNG VON RECHNUNGEN ZUM PROBLEM
DER WÄRMELEITUNG
DURCH STRAHLUNG IN FESTKÖRPERN

von

J. RICHTER und H. E. SCHMIDT

1965



Gemeinsame Kernforschungsstelle
Forschungsanstalt Karlsruhe, Deutschland
Europäisches Institut für Transurane

Manuskript erhalten am 18. Januar 1965.

INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
1. Einleitung	3
2. Die Temperaturgleichung	5
3. Die Randbedingungen	6
4. Lösungen	8
5. Die effektive Wärmeleitfähigkeit	10
6. Vorläufige Messergebnisse	12
7. Bibliographie	13

1. Einleitung

Die Wärmeleitfähigkeit von Nichtleitern nimmt im allgemeinen bei steigender Temperatur mit $1/T$ ab. Dieses Verhalten wird durch die existierenden Theorien)¹ befriedigend erklärt. Bei einigen Isolatoren und Halbleitern, vereinzelt auch beim UO_2)^{2, 3}, beobachtete man jedoch ab etwa $1000^\circ K$ einen deutlichen Wiederanstieg der Wärmeleitfähigkeit.

L. Genzel)⁴, B.S.Kellett)⁵ und E.F.M. van der Held)⁶ haben dieses Phänomen mit der Absorption und Reemission von thermischer Strahlung bei Anwesenheit eines Temperaturgefälles im Medium erklärt. In der einfachsten Behandlung des Problems ergibt sich)⁴, daß der sich der Phononenleitung überlagernde Strahlungsfluß mit steigender Temperatur wie T^3 zunehmen muß.

Es wurde vielfach versucht)⁷, beobachtete Abweichungen von diesem T^3 -Verhalten zu deuten und möglicherweise durch Annahme weiterer Leitungsmechanismen zu erklären. Im Falle des recht gründlich untersuchten UO_2 besteht noch heute Uneinigkeit darüber, ob der Strahlungseffekt überhaupt auftritt, denn verschiedene Beobachter)^{3, 8, 9} kamen selbst mit offenbar gleichartigem Probenmaterial zu sich widersprechenden Ergebnissen.

Dabei hatten schon L. Genzel)⁴ und E.F.M. van der Held)⁶ darauf hingewiesen, daß das T^3 -Gesetz nur eine Näherung ist und daß das Ausmaß der Strahlungsleitung neben anderem auch von der Dicke der untersuchten Probe abhängt.

Lösungen der Strahlungsfluß-Gleichung, die die Probengeometrie berücksichtigen, sind nur in sehr speziellen

Fällen)^{6, 10} analytisch darstellbar und so komplex, daß sich praktisch interessierende Fälle damit nur schwer behandeln lassen. Die von A. Walther und Mitarbeitern)¹¹ berechneten numerischen Lösungen sind wiederum sehr speziell auf die Strahlungsleitung in Gläsern zugeschnitten und für unsere Untersuchungen nicht geeignet.

Wir haben daher in der Abteilung für elektronisches Rechnen des CEN Fontenay-aux-Roses (M. Roche) das Temperaturprofil über Proben verschiedener Dicke und verschiedener optischer Eigenschaften bei gleichzeitiger Anwesenheit von Strahlungs- und Phononenleitung numerisch berechnen lassen, wobei die Randbedingungen des Problems den bei unseren Diffusivitätsmessungen)¹² herrschenden Bedingungen angepaßt waren.

Aus dem Temperaturverlauf wurde in einigen Fällen der Wärmefluß und schließlich eine "effektive Wärmeleitfähigkeit" berechnet. Die Ergebnisse werden im folgenden besprochen.

2. Die Temperaturgleichung

Der Wärmefluß durch eine - in der y-z-Ebene unendlich ausgedehnte - Platte der Dicke D setzt sich zusammen aus dem Phononenfluß

$$W_p = -\lambda_p \frac{dT}{dx} \quad (1)$$

und einem Strahlungsanteil. Dieser kann mit den vereinfachenden Annahmen, daß der Absorptionskoeffizient k und der Brechungsindex n wellenlängenunabhängig sind und beide, wie die Phononenleitfähigkeit λ_p , nicht mit der Temperatur variieren, in folgender Form geschrieben werden)¹⁰:

$$W_s = 2kn^2\sigma \int_0^D T^4(x') \left\{ \frac{x-x'}{|x-x'|} e^{-k|x-x'|} + k(x-x') \text{Ei}(-k|x-x'|) \right\} dx' \quad (2)$$

Hierbei ist σ die Konstante des Stephan-Boltzmannschen Gesetzes und $\text{Ei}(u) = \int_{-\infty}^u e^v v^{-1} dv$ das Exponentialintegral. Es wird angenommen, daß die Probenoberflächen "schwarz" strahlen.

Einen Ausdruck für den Temperaturverlauf innerhalb der Probe erhält man, wenn (1) und (2) in die Bedingung für die Quellenfreiheit im Probeninnern

$$\text{div}(W_s + W_p) = 0 \quad (3)$$

eingesetzt werden. Es ergibt sich eine Integro-Differentialgleichung zweiter Ordnung:

$$T^4(x) = -\frac{k}{2} \int_0^D T^4(x') \text{Ei}(-k|x-x'|) dx' + \frac{\lambda_p}{4k\sigma n^2} \frac{d^2 T}{dx^2} \quad (4)$$

3.— Die Randbedingungen

Bei den von uns durchgeführten Hochtemperatur-Messungen)¹² wird eine Oberfläche ($x=0$) der im Vakuum befindlichen plattenförmigen Probe durch Elektronenbombardement geheizt. Die zugeführte Wärme kann lediglich durch Strahlung abgegeben werden. Da das Verhältnis Probendurchmesser/Probendicke groß ist, wird angenommen, daß der gesamte Wärmefluß parallel zur Probenachse (in $+x$ -Richtung) verläuft)¹³ und die Abstrahlung an den Probenrändern vernachlässigbar ist.

Der Probe wird elektrisch bei $x=0$ die Energie ϕ (pro Flächeneinheit) zugeführt. Der Betrag $\sigma T^4(0)$ wird dort durch thermische Abstrahlung in den Außenraum abgegeben, der Rest fließt ins Probeninnere. Es gilt also

$$\lambda_p \frac{dT}{dx} \Big|_{x=0} = \sigma T^4(0) - \phi \quad (5a)$$

Innerhalb der Probe stehen Strahlungs- und Phononenleitung in Wechselwirkung; der Strahlungsanteil vergrößert sich mit wachsender Eindringtiefe auf Kosten des Phononenanteils, doch so, daß gemäß Gl. (3) die Summe der beiden Komponenten konstant bleibt. Bei $x=D$, am kühlen Probenende, wird der verbliebene Rest der Phononenenergie $\lambda_p \frac{dT}{dx} \Big|_{x=D}$ vollends in Strahlung umgewandelt:

$$\lambda_p \frac{dT}{dx} \Big|_{x=D} = -\sigma T^4(D) \quad (5b)$$

Der tatsächlich bei $x=D$ aus der Probe tretende Energiestrom ist natürlich größer als (5b), da der Körper eine endliche optische Transparenz hat und auch Strahlung

aus tiefer liegenden Schichten in die Probenumgebung gelangt.

Die Aufgliederung des Energieflusses im Probeninnern in Strahlungs- und Phononenanteil wird anhand der Abb. 1 deutlich.

Die im folgenden Abschnitt beschriebenen Lösungen wurden mit den Randbedingungen (5) gewonnen. Sie gelten also nicht unter Verhältnissen, die durch (5) nicht erfaßt werden, z.B. wenn eine oder beide der Randtemperaturen $T(0)$ und $T(D)$ vorgegeben sind.

4. Lösungen

Die gesuchten Lösungen (4) mit den Randbedingungen (5) sollen vor allem die Verhältnisse in dünnen ein-kristallinen UO_2 -Plättchen zu deuten gestatten. Der Parameterwahl lagen daher bekannte oder geschätzte Werte für Urandioxyd zugrunde. Für den Brechungsindex ($n=2.33$) und den optischen Absorptionskoeffizienten ($k=10; 50; 100 \text{ cm}^{-1}$) werden mittlere Werte)⁺ angenommen. Das Produkt aus Plättchendicke (10^{-2} bis 1 cm) und k , die optische Dichte, liegt in den für uns interessanten Fällen zwischen 10^{-1} und 100. Mit einem festen mittleren Wert für die Hochtemperatur-Phononenleitfähigkeit von $\lambda_p = 0.02 \text{ W/cm}^\circ\text{C}$ erhält man $\lambda_p k$ -Produkte von 0.2 bis $2 \text{ W/cm}^2 \text{ }^\circ\text{C}$. Für die spezifische Heizleistung wurden Werte zwischen 50 und 400 W/cm^2 angenommen. Die Ergebnisse zeigen, daß damit der Temperaturbereich zwischen 1000°C und 2500°K erfaßt wurde.

Insgesamt wurde der Temperaturgang für 90 Parameter-Kombinationen berechnet. In allen Fällen konvergierten die Lösungen nach höchstens 10 Iterationen.

Eine Auswahl der Lösungskurven ist in Abb. 2 zusammengestellt.

Wie zu erwarten, wird die Temperaturdifferenz zwischen den Probenflächen umso größer, je dicker (bei festem k) die Probe ist. Bei tiefen Temperaturen (niederer Heizleistung) und geringer optischer Dichte ist der

)⁺ Brechungsindex und Absorptionskoeffizient sind wellenlängenabhängig; die angenommenen Werte für n und k gelten für Wellenlängen zwischen 1 und 2μ)14, 3, in dem Wellenlängenbereich also, bei dem um 2000°K das Strahlungsmaximum liegt.

Temperaturverlauf etwa linear. Mit steigender Temperatur macht sich, am ehesten im Falle niederer λ_{pk} -Werte (d.h. mit festem k bei schlechter Phononenleitung) eine Krümmung der Temperaturkurven mit einem steileren Abfall am heißen Probenende bemerkbar. Das gleiche geschieht bei fester Heizleistung, wenn die Probendicke (oder die optische Dichte) größer wird.

Aus dieser Krümmung entwickelt sich bei noch höheren Temperaturen (oder noch dickeren Proben) ein Temperatursprung an der heißen Probenoberfläche, und zwar wiederum am stärksten im Falle kleiner λ_{pk} -Werte. Diesen Sprung hat schon L. Genzel)⁴ bei ähnlichen Rechnungen - allerdings an beiden Probenenden - gefunden und gedeutet.

Während bei den mit $\lambda_{pk} = 2$ errechneten Kurven die Temperatur nach dem Sprung weitgehend linear abfällt, macht sich in den Fällen mit $\lambda_{pk} = 0.2$ etwa ab Probenmitte ein schnelleres Absinken zur kalten Probenoberfläche bemerkbar.

Wegen dieser Nichtlinearität des Temperaturganges ist es in den meisten behandelten Fällen unmöglich, für das Probenmaterial eine einheitliche Wärmeleitfähigkeit anzugeben. Sie variiert vielmehr von Ort zu Ort innerhalb der Probe, und zwar nicht nur aufgrund ihrer Temperaturabhängigkeit. Bei einer makroskopischen Messung von λ wird demnach das Ergebnis nicht nur von Material und Temperatur, sondern auch von der Meßmethode und der Probengeometrie abhängen.

5. Die effektive Wärmeleitfähigkeit

Eine "effektive Wärmeleitfähigkeit" sei durch

$$\lambda_{\text{eff}} = \frac{W}{T_0 - T_D} \quad (6)$$

definiert, wobei $W = W_s + W_p$ den gesamten die Probe durchströmenden Wärmefluß und T_0 , T_D die beiden Randtemperaturen bedeuten. Um eine Messung von λ_{eff} unter Beachtung der Randbedingungen (5) durchzuführen, müßte man beispielsweise die (plättchenförmige) Probe durch Beschuß einer Stirnfläche mit Elektronen stationär heizen und, wie bei den Diffusivitätsmessungen, Sorge tragen, daß Wärme nur abgestrahlt, nicht abgeleitet wird. Die Temperaturen der Endflächen müßten - pyrometrisch - gemessen und der Wärmefluß durch die Probe z.B. mit einem Gesamtstrahlungs-pyrometer am kalten Probenende bestimmt werden.

Als "Meßtemperatur" wird der Mittelwert

$$T_M = \frac{T_0 + T_D}{2} \quad (7)$$

bezeichnet.

Diese Definitionen sind willkürlich und können sicher verfeinert werden. Unklar und untersuchenswert ist weiter die Verknüpfung zwischen dem oben definierten λ_{eff} und der über Diffusivitätsmessungen bestimmten Wärmeleitfähigkeit. Wir nehmen mit Vorbehalt und als Näherung an, daß beide identisch sind.

Zur numerischen Berechnung von λ_{eff} -Werten wurde mit dem vorliegenden Temperaturgang der gesamte Wärmefluß

nach (1) und (2) bestimmt und dieser durch die Temperaturdifferenz über die Probe dividiert. Die Ergebnisse sind in den Abb. 3a, b, c als Funktion der Meßtemperatur wiedergegeben, zusammen mit dem nach der einfachsten Theorie)⁴ zu erwartenden T^3 -Verlauf.

In allen Fällen wurde wieder $\lambda_p = 0.02 \text{ W/cm } ^\circ\text{C}$ als konstant vorausgesetzt. In Wirklichkeit überlagert sich den Kurven der Abb. 3 also die mit steigender Temperatur hyperbilisch abnehmende Phononenleitfähigkeit.

Man erkennt, daß in allen drei betrachteten Fällen ($k = 10$, $k = 50$, und $k = 100$) der Strahlungsanteil bei Proben bis zu 0.5 mm Dicke wenig ins Gewicht fällt und meist unterhalb der Meßgenauigkeit liegt. Je höher die optische Absorption, desto stärker macht sich offenbar der Strahlungseffekt bemerkbar, und je dicker die Proben sind, desto früher tritt er auf. Der klassische T^3 -Anstieg ist dagegen von der Dicke unabhängig und wird mit wachsendem Absorptionskoeffizienten immer unbedeutender.

6. Vorläufige Messergebnisse

Die Kurven der Abb. 3 sollten angesichts der zahlreichen vereinfachenden und willkürlichen Annahmen bei ihrer Ableitung nicht als quantitative Beschreibung der tatsächlichen Verhältnisse verstanden werden.

Immerhin scheint sich eine erste Serie von Messungen an UO_2 -Einkristallen recht gut in das beschriebene Modell zu fügen.

Wir haben die Diffusivität einer 0.88 mm dicken Probe zwischen 1000 °C und 1700 °C gemessen, danach die Plättchendicke durch Lappen auf 0.62 mm reduziert und die Messungen zwischen 1050 °C und 1850 °C wiederholt.

Die den gemessenen Diffusivitäten entsprechenden Leitfähigkeitswerte sind in Abb. 4a für beide Meßreihen als Funktion der Temperatur dargestellt. Einen ähnlichen Verlauf erhält man durch Überlagerung der mit $1/T$ abfallenden Phononenleitfähigkeit von UO_2 (Abb. 4b) mit der Strahlungsleitung (Abb. 4c) die nach Abb. 3b für $k = 50 \text{ cm}^{-1}$ bei den verschiedenen Probenstärken auftritt.

Weitere Messungen dieser Art sind in Vorbereitung.

7. Bibliographie

-)¹ G. Leibfried, Handbuch der Physik VII/1, Springer, Berlin-Göttingen-Heidelberg 1955
-)² J.L. Daniel, J. Matolich jr. und H.W. Deem, HW-69945 (1962)
-)³ J. L. Bates, Nucleonics 19, 63 (1961)
-)⁴ L. Genzel, Z.Physik 135, 177 (1953)
-)⁵ B. S. Kellet, J.Opt.Soc.Am. 42, 339 (1952)
-)⁶ E.F.M. van der Held, Appl.Sci.Res.A3, 237 (1952)
-)⁷ W.D. Kingery, J.Am.Cer.Soc. 38, 251 (1955)
H.R. Shanks, P.D. Maycock, P.H. Sidles und
G.C. Danielson, Ames-Report 1270
-)⁸ z.B. J.C.Hedge und I.B.Fieldhouse, AECU-3381 (1956)
-)⁹ J.E. May et al., AECL 1641 (1962)
-)¹⁰ F. Engelmann und H.-E. Schmidt,
demnächst in Nucl.Science and Engineering
-)¹¹ A. Walther, J. Dörr und E. Eller,
Glastechn. Berichte 26, 18 (1953)
-)¹² M. van den Berg und H.-E.Schmidt, Messung der
Wärmeleitfähigkeit bei hohen Temperaturen II,
Compte Rendu d'Essai, Fontenay-aux-Roses, 1964,
in Vorbereitung
-)¹³ H.-E. Schmidt, Messung der Wärmeleitfähigkeit
bei hohen Temperaturen I, Compte Rendu d'Essai
N^o 276, Fontenay-aux-Roses, 1962
-)¹⁴ R. J. Ackermann, R. J. Thorn und G. H. Winslow,
J.Opt.Soc.Am. 49, 1107 (1959)

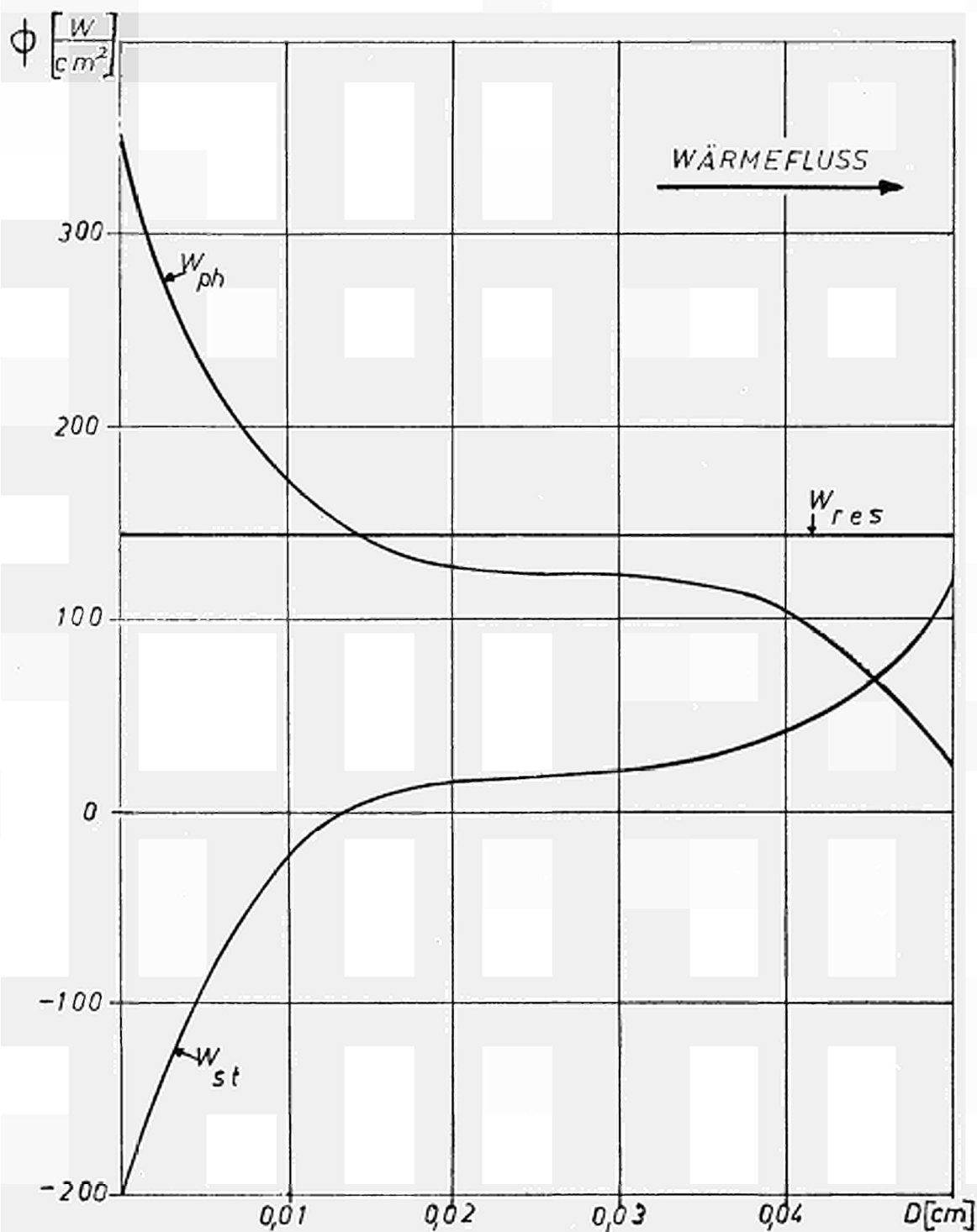


Abb. 1

Aufgliederung des resultierenden Wärmeflusses (W_{res}) durch eine dünne Platte in Gitteranteil (W_{ph}) und Strahlungs-komponente (W_{st}). Probendicke 0.5 mm, $\phi = 400$ W/cm², $\lambda k = 2$ W/cm²°C, $kD = 5$ und $n = 2.33$.

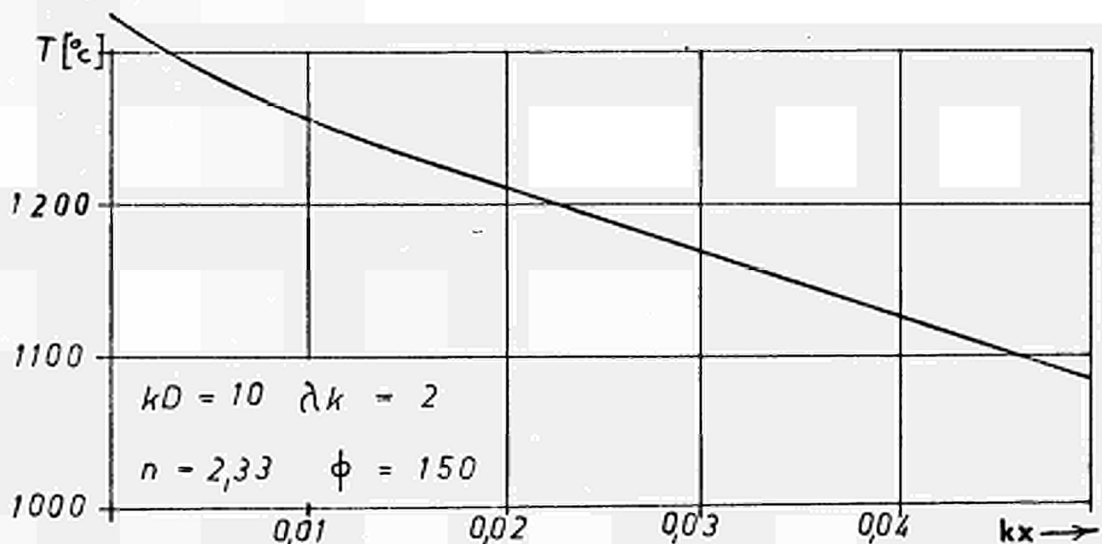
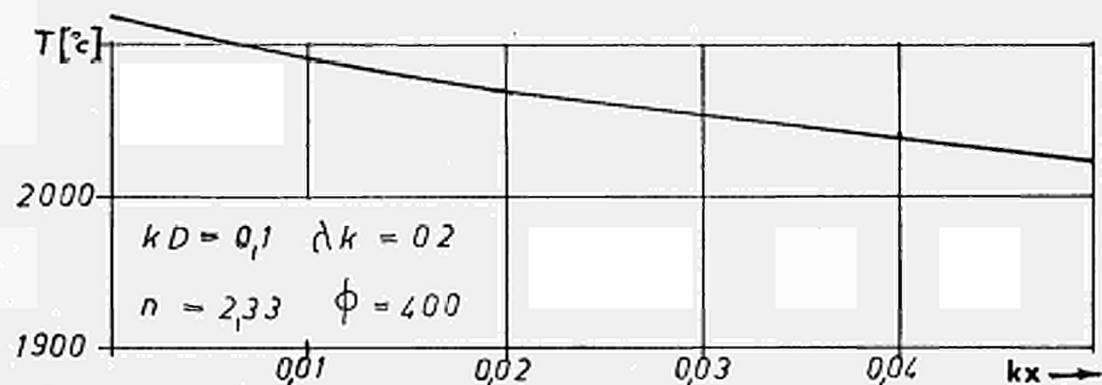
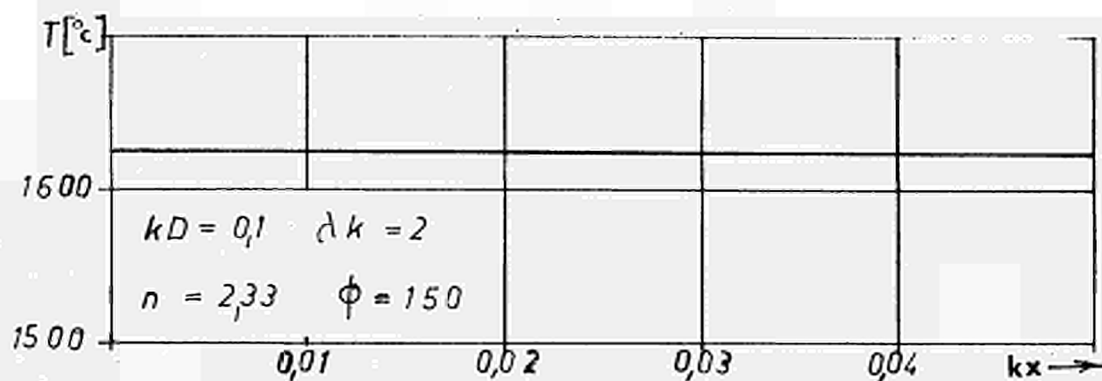


Abb. 2a

Temperaturverteilung in plattenförmigen Proben verschiedener optischer Dichte und mit verschiedenen λk -Werten bei unterschiedlichen Temperaturen.

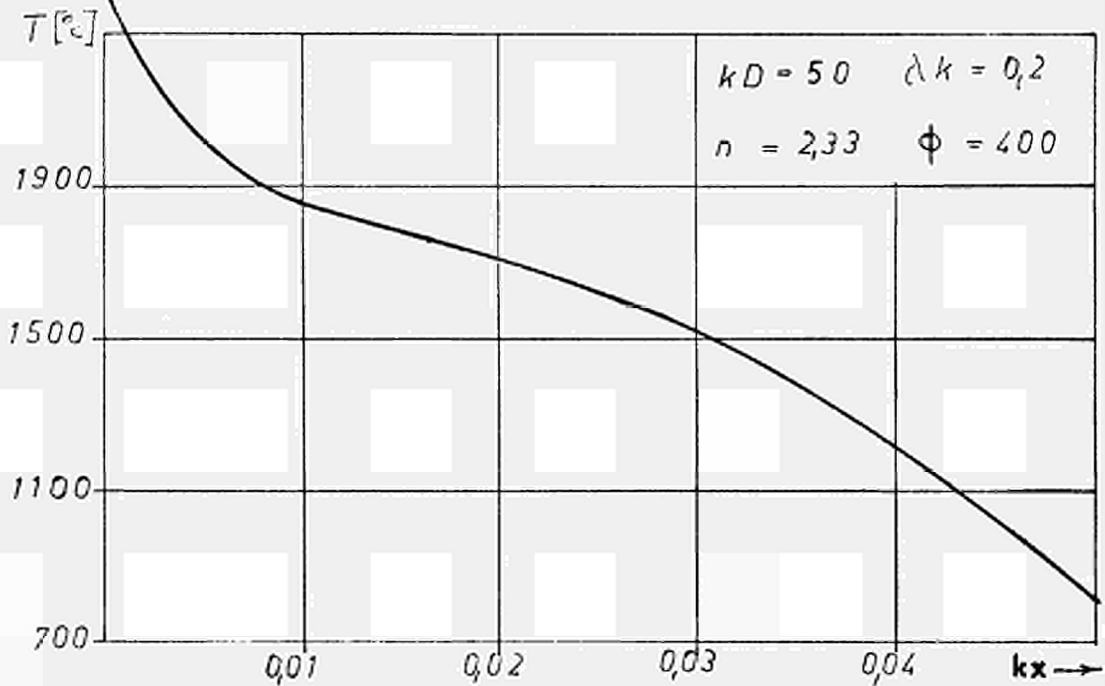
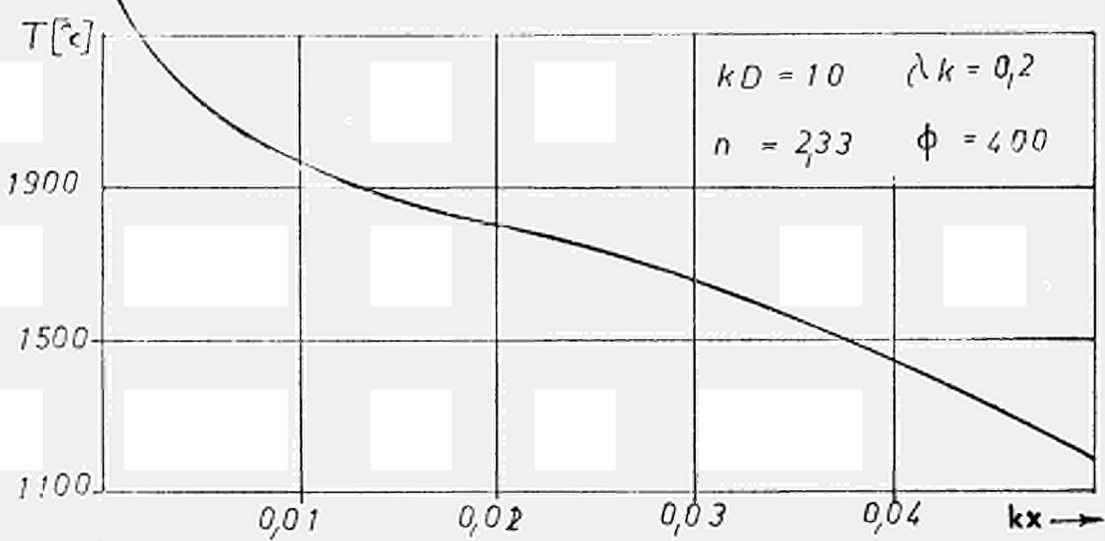
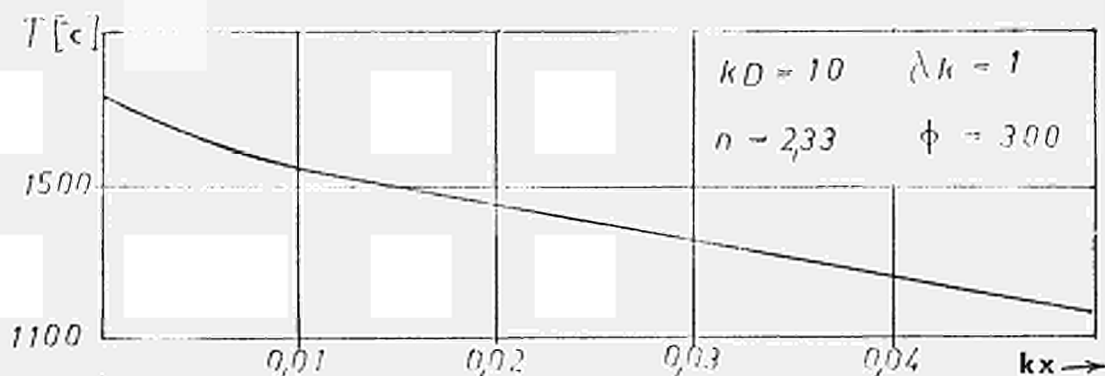


Abb. 2b

Temperaturverteilung in plattenförmigen Iroben verschiedener optischer Dichte und mit verschiedenen λk -Werten bei unterschiedlichen Temperaturen.

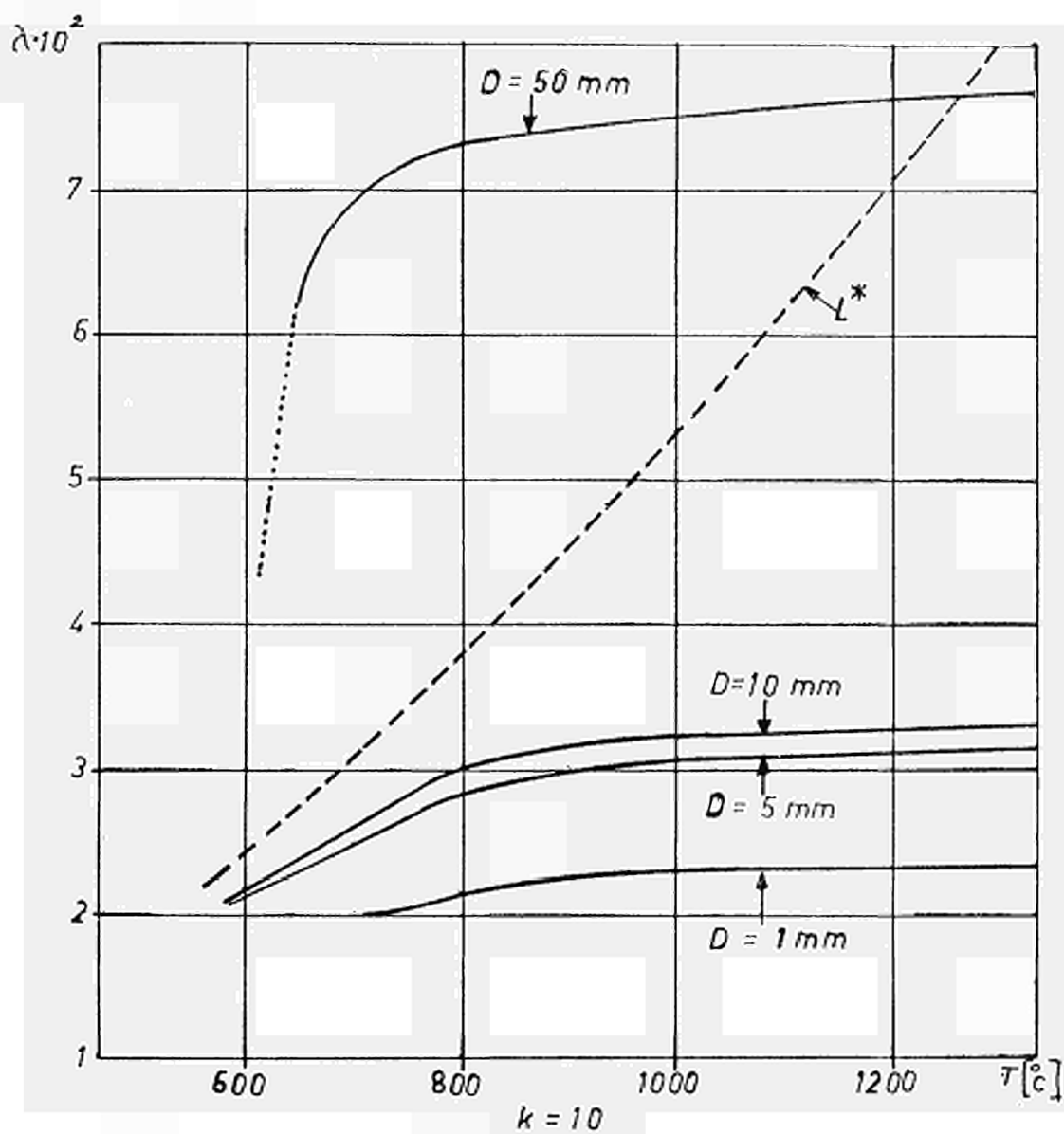


Abb. 3a

Effektive wärmeleitfähigkeit von Proben verschiedener Dicke als Funktion der Messtemperatur mit $\lambda_p = \text{const.}$
 $\lambda^* = \lambda_p + 166 n^2 T^3 / 3k$ ist der klassische Strahlungsterm nach L. Genzel.

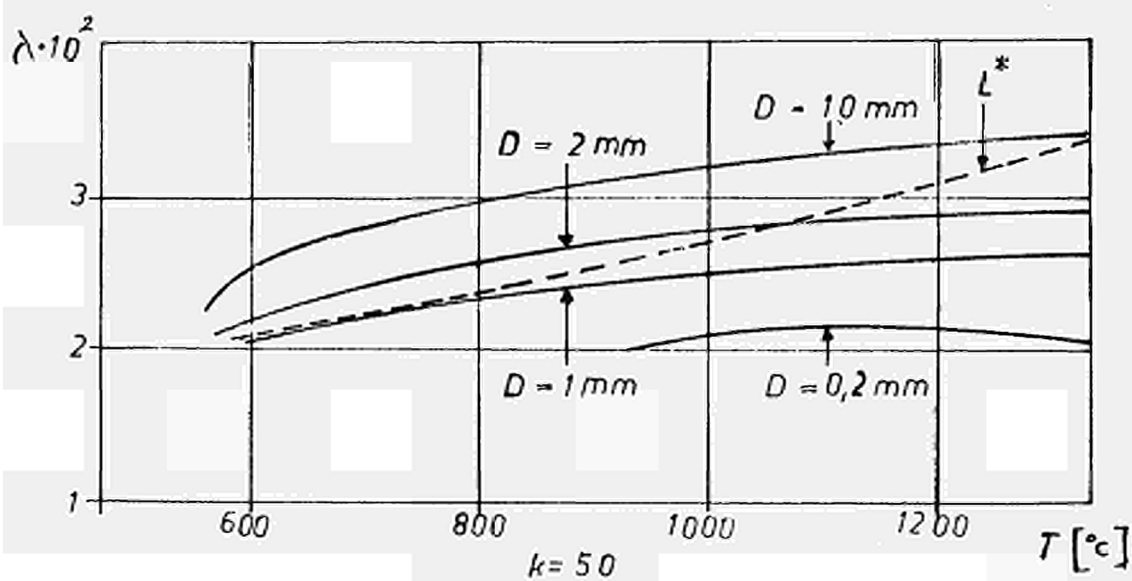


Abb. 3b

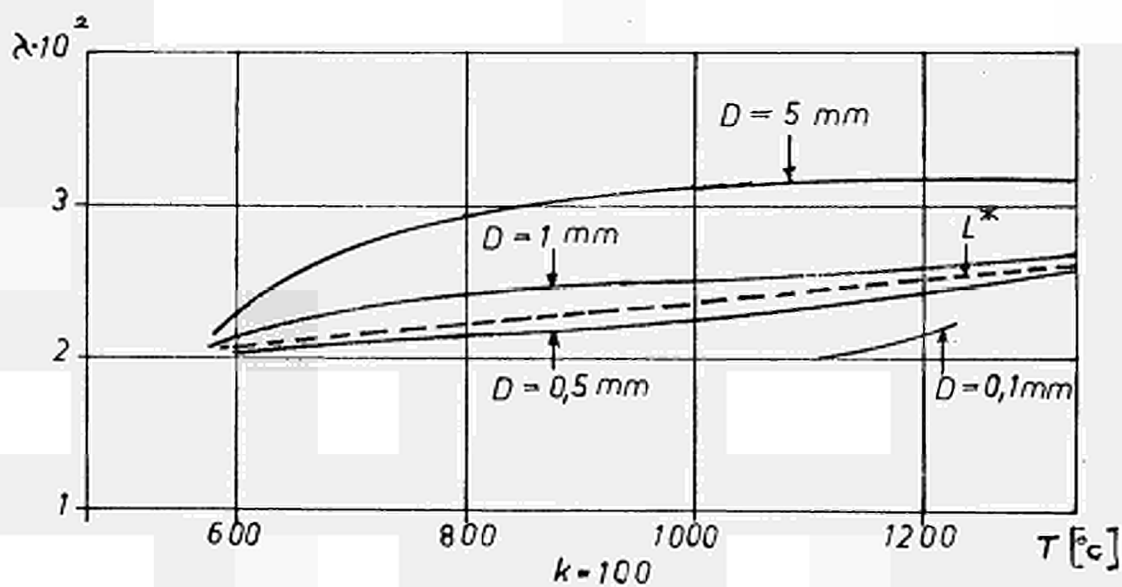


Abb. 3c

Effektive Wärmeleitfähigkeit von Proben verschiedener Dicke als Funktion der Messtemperatur mit $\lambda_p = \text{const.}$

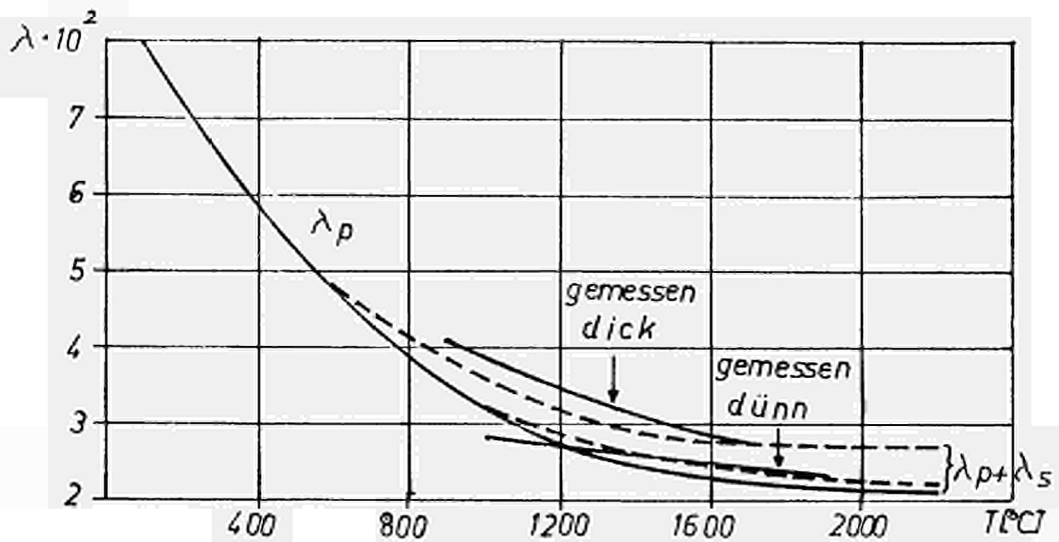


Abb. 4a

Die an zwei UO_2 -Proben verschiedener Dicke gemessene Wärmeleitfähigkeit und (gestrichelt) der durch Kombination von Iphononen- und Strahlungsanteil entsprechende Verlauf.

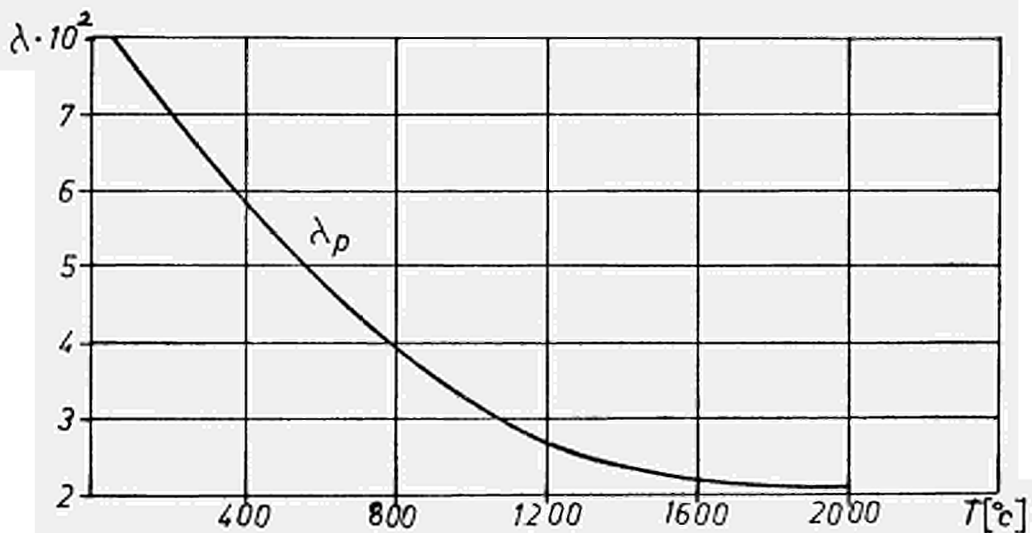


Abb. 4b

Iphononenleitfähigkeit von UO_2

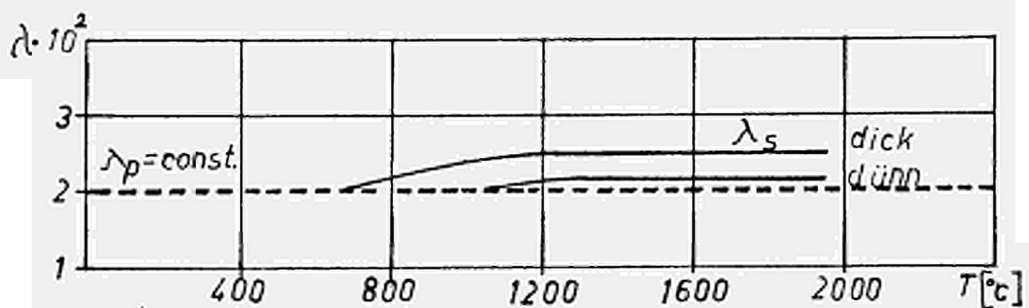
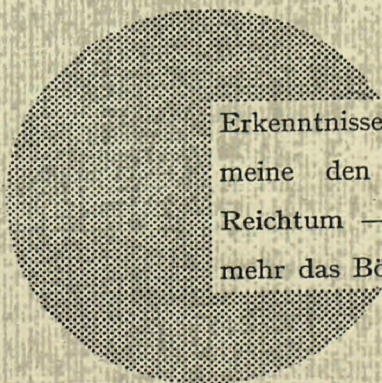


Abb. 4c

Effektive Wärmeleitfähigkeit von zwei UO_2 -Plättchen verschiedener Dicke (0.8 und 0.6 mm) mit $k \approx 50 \text{ cm}^{-1}$ und $\lambda_p = \text{const.}$



Erkenntnisse verbreiten ist soviel wie Wohlstand verbreiten — ich meine den allgemeinen Wohlstand, nicht den individuellen Reichtum — denn mit dem Wohlstand verschwindet mehr und mehr das Böse, das uns aus dunkler Zeit vererbt ist.

Alfred Nobel

CDNA02409DEC

EURATOM — C.I.D.
51-53, rue Belliard
Bruxelles (Belgique)