

KFK-604:2

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1967

Gesellschaft für Kernforschung m. b. H.
Zentralbücherei
14. Aug 1967

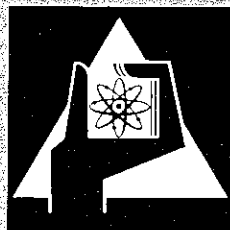
KFK 604

Institut für Angewandte Reaktorphysik

"Allgemeine Spaltgleichung" für den Wärmedurchgang Brennstoff-Hülle
in Kernbrennelementen mit Tablettenbrennstoff

H. Kämpf

Nicht entleihen



GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Juni 1967

KFK-604

Institut für Angewandte Reaktorphysik

Nicht entleihen

"Allgemeine Spaltgleichung" für den Wärmedurchgang Brennstoff-Hülle
in Kernbrennelementen mit Tablettenbrennstoff

H. Kämpf

Büroexemplar	Nr.
Gesellschaft für Kernforschung m.b.H. Karlsruhe	2

Gesellschaft für Kernforschung mbH., Karlsruhe

1. Einleitung

Bei gegebener Kühlmitteltemperatur und Stableistung hängt die Temperaturverteilung im Brennstoff erheblich von den Verhältnissen in der Übergangszone vom Brennstoff zur Hülle ab wegen des relativ großen Temperaturabfalls in ihr. Die Kenntnis dieses Temperaturabfalls ist für die Beherrschung des Brennelementverhaltens von entscheidender Bedeutung, da die bestimmenden Vorgänge und Eigenschaften im Brennstoff, wie Schwellen, Spaltgasfreisetzung, Porenwanderung, thermische Ausdehnung und das Spektrum der mechanischen Eigenschaften relativ stark von der Temperatur abhängen. Weiterhin ist der Temperaturabfall in der "Übergangszone" für die Maximaltemperatur entscheidend, deren Kenntnis im Hinblick auf die ca. 10%ige Volumzunahme am Schmelzpunkt $\left[1\right]$ für jedes Brennelement von Bedeutung ist.

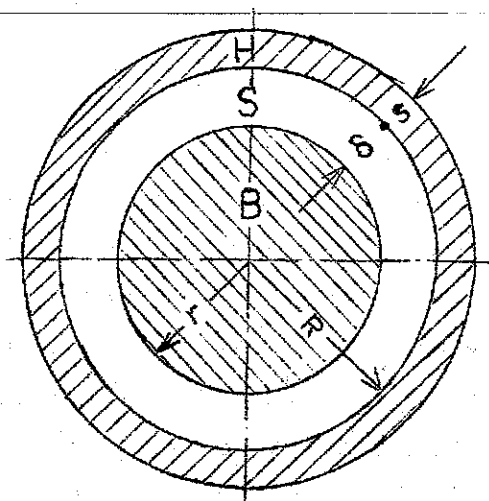
Bei Brennelementen mit Tablettenbrennstoff besteht die Übergangszone vor Inbetriebnahme des Brennelements aus einem Gasspalt. Dieser ist wegen der Durchmessertoleranzen immer vorhanden. Im allgemeinen wird weiterhin eine bestimmte Spaltbreite zur Erzeugung von Leervolumen für Volumenvergrößerungen, z.B. durch Schwellen und thermische Ausdehnung, vorgesehen. Im Reaktorbetrieb kommt es im nicht-plastischen Brennstoffbereich wegen der auftretenden mechanischen Spannungen beispielsweise durch inhomogene Temperaturverteilung und der begrenzten Festigkeitseigenschaften zu Rissen und Absprengungen, so daß jetzt die Übergangszone aus einem komplexen 2-Phasensystem aus Gas und Brennstofftrümmern besteht.

Unter Zugrundelegung eines Spaltmodells für die Übergangszone zwischen Brennstoff und Hülle wird eine "Allgemeine Spaltgleichung" für den Wärmedurchgang durch diese Übergangszone abgeleitet. In dieser Gleichung ist der Temperaturabfall im Gasspalt in Abhängigkeit der Spaltbreite, der Hüllinnentemperatur, des Hüllinnenradius, der Stableistung, der Gasart und des Absorptionsvermögens der Oberflächen dargestellt.

2. Modellvorstellung und allgemeine Diskussion

2.1 Modellvorstellung

Für die beschriebene Übergangszone legen wir für Brennelemente mit Tablettenbrennstoff folgendes Modell zugrunde:



- B Brennstoffzylinder
- S Spalthohlzylinder
- H Hüllhohlzylinder
- r Brennstoffradius
- R Hüllinnenradius
- s Hüllendicke
- δ Spaltbreite

Der Brennstoff besteht aus einem Vollzylinder, die Hülle aus einem bezüglich des Brennstoffes zentrierten Hohlzylinder. Dann besteht die Übergangszone aus einem Spalt mit konstanter Spaltbreite entlang des Umfangs.

2.2 Diskussion des Wärmetransports im Spalt

Der Wärmetransport im Gasspalt erfolgt durch Wärmeleitung (d.h. Energieübertragung durch mechanischen Stoß) und durch Temperaturstrahlung von der Brennstoff- zur Hüllinnenoberfläche. Im Fall der Wärmeleitung muß man unterscheiden, ob die mittlere freie Weglänge Λ kleiner oder größer als die Spaltbreite δ ist. Ein weiterer Wärmetransportmechanismus ist möglich, wenn optisch wirksame Freiheitsgrade von Teilchen (Rotations- und Kernschwingungsenergie, falls das Dipolmoment sich verändert und Elektronenanregungsenergie) im thermischen Gleichgewicht merklich angeregt sind bzw. ein thermisches Eigenleuchten vorliegt. Dann kann die Temperaturstrahlung der Wände bzw. die Eigenstrahlung durch Stoß oder durch Strahlung transportiert werden, je nachdem ob die Lebensdauer des angeregten Termes größer oder kleiner als die Stoßzeit ist. Da praktisch nur Edelgase in Betracht kommen, die bei den auftretenden Temperaturen nur Translationsenergie besitzen, kommt der letzte Fall nicht in Betracht.

Wir betrachten im folgenden eine eindimensionale, stationäre Wärmeströmung der Dichte j in einem Medium ohne Quellen mit der Wärmeleitfähigkeit $k(T)$. Dann gilt

$$j = \text{const} \quad (1)$$

Mit der Fourierschen Gleichung in eindimensionaler Form

$$j = -k(T) \frac{dT}{dx} \quad (2)$$

k = Wärmeleitfähigkeit

erhält man mit (1), Trennung der Variablen und Integration über die Spaltbreite

$$j = \frac{\bar{k}}{\delta} (T_1 - T_2) \quad (3)$$

mit der mittleren Wärmeleitfähigkeit \bar{k}

$$\bar{k} = \frac{1}{T_1 - T_2} \int_{T_2}^{T_1} k(T) dT \quad (4)$$

T_1 = Brennstoffoberflächentemperatur

T_2 = Hüllinnenoberflächentemperatur

Man kann entsprechend

$$j = B(T_1 - T_2) = B \Delta T \quad (5)$$

mit

$$\Delta T = T_1 - T_2 \quad (6)$$

eine Wärmedurchgangszahl B definieren. Aus (5) und (3) folgt

$$B = \frac{\bar{k}}{\delta} \quad (7)$$

Wenn die Spaltbreite δ klein gegen den Hüllinnenradius R ist, was praktisch immer der Fall ist, dann kann die radiale Wärmeströmung im Spalthohlzylinder als eindimensional angesehen werden.

Mit der im Brennstoff erzeugten Stabileistung \mathcal{X} hängt die Wärmestromdichte im Spalt j wie folgt zusammen

$$j = \frac{\mathcal{X}}{2 \pi R} \quad (8)$$

Die entscheidende Frage ist die Ermittlung des Temperaturabfalls ΔT im Spalt der Breite δ bei vorgegebener Wärmestromdichte j bzw. nach (8) bei vorgegebener Stabileistung \mathcal{X} . Mit anderen Worten wird der Zusammenhang $j = j(\Delta T, \delta)$ bzw. $\mathcal{X} = \mathcal{X}(\Delta T, \delta)$ gesucht. Nur wenn die Wärmedurchgangszahl B von ΔT unabhängig ist, ist die separate Behandlung von B sinnvoll. Im anderen Fall kommt es auf das Produkt $B \Delta T = j$ gemäß (5) an.

3. Wärmetransport durch Wärmeleitung

Im Fall der Wärmeleitung muß man unterscheiden, ob die mittlere freie Weglänge der Gasteilchen Λ kleiner oder größer als die Spaltbreite δ ist.

Nach der Gaskinetik ist zusammen mit der Gasgleichung die mittlere freie Weglänge Λ wie folgt gegeben [2]

$$\Lambda = \frac{K T}{\sqrt{2} d^2 \pi p} \quad (9)$$

K = Boltzmannkonstante

d = Teilchendurchmesser

p = Gasdruck

Die praktisch wichtigsten Gase im Gasspalt Brennstoff-Hülle sind die Edelgase. He und Ar werden als Füllgase verwendet, Kr und Xe treten als Spaltgase auf. Die mit (9) für $T = 1300^\circ\text{K}$ und He ($d = 2,30 \text{ \AA}$) für verschiedene Drucke berechneten mittleren freien Weglängen sind in Tabelle 1 wiedergegeben.

Tabelle 1: Abhängigkeit der mittleren freien Weglänge Λ vom Gasdruck p bei $T = 1300^\circ\text{K}$ für He ($d = 2,30 \text{ \AA}$) [3].

P (at)	Λ (μ)
0,1	7,8
1,0	0,78
10,0	0,08

Für die anderen Edelgase sind die mittleren freien Weglängen unter sonst gleichen Bedingungen jeweils kleiner als die für He. Da in Kernbrennelementen die auftretenden Gasdrucke immer größer als 1 at angenommen werden können, sind die mittleren freien Weglängen Λ kleiner als etwa 1μ . Andererseits sind die auftretenden Spaltbreiten im allgemeinen größer als 1μ , so daß praktisch immer der Fall $\Lambda \ll \delta$ realisiert ist. Wir betrachten daher im folgenden nur den Wärmeleitungsfall für $\Lambda \ll \delta$.

Die Wärmeleitfähigkeit der idealen Gase ist durch die Gaskinetik wie folgt gegeben [4]

$$k = \infty n \Lambda \bar{v} \frac{c_V}{N_L} \quad (10)$$

- n = Teilchendichte
 α = Molekülfaktor
 C_V = Molwärme bei $V = \text{const}$
 N_L = Loschmidtzahl
 \bar{v} = Mittlere thermische Geschwindigkeit

Mit der mittleren thermischen Geschwindigkeit, die durch die Maxwellverteilung gegeben ist

$$\bar{v} = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \sqrt{\frac{2 KT}{m_H A}} \quad (11)$$

- m_H = Masse des H-Atoms
 A = Atomgewicht

und (9) erhält man aus (10)

$$k(T) = \frac{2 \alpha \sqrt{K} C_V}{\pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{m_H} N_L d^2 \sqrt{A}} \sqrt{T} \quad (12)$$

(12) in (4) eingesetzt ergibt mit (7) für die durch Wärmeleitung zustandekommende Wärmedurchgangszahl B_L

$$B_L = P_L \frac{1}{\delta} \frac{T_1^{\frac{3}{2}} - T_2^{\frac{3}{2}}}{T_1 - T_2} \quad (13)$$

wobei

$$P_L = \frac{4 \alpha \sqrt{K} C_V}{3 \pi^{\frac{3}{2}} \sqrt{m_H} N_L d^2 \sqrt{A}} \quad (14)$$

Man erkennt aus (13), daß B_L über die Materialgrößen α , C_V , d und A von der Gasart abhängt, der Spaltbreite umgekehrt proportional ist und von den Oberflächentemperaturen T_1 und T_2 abhängt. Da B_L selbst vom Temperaturabfall ΔT abhängt, ist nur die Verwendung der zugehörigen Wärmestromdichte j_L sinnvoll. Dagegen hängt B_L nicht vom Gasdruck ab.

Durch binomische Entwicklung des Temperaturfaktors in (13) erhält man für $\Delta T \ll T_2$

$$B_L = \frac{3}{2} P_L \frac{1}{\delta} \sqrt{T_2} \quad \Delta T \ll T_2 \quad (15)$$

Im Fall $\Delta T \ll T_2$ hängt B_L nicht von ΔT ab, d.h. die separate Verwendung von B_L ist in diesem Fall sinnvoll.

4. Wärmetransport durch Temperaturstrahlung

Wir wählen wieder eine eindimensionale Anordnung derart, daß die von einem Flächenelement einer Festkörperfläche ausgehende Strahlung völlig auf die andere Körperoberfläche fällt. Von dieser auffallenden Strahlung wird ein bestimmter Bruchteil absorbiert, der Rest reflektiert usw. Die Durchführung dieser Überlegung liefert für die durch Temperaturstrahlung zustandekommende Wärmestromdichte β_{St} [5].

$$\beta_{St} = P_{St} \frac{T_1^4 - T_2^4}{T_1 - T_2} \quad (16)$$

wobei

$$P_{St} = \frac{\sigma}{\frac{1}{a_1} + \frac{1}{a_2} - 1} \quad (17)$$

σ = Stefan-Boltzmannsche Konstante

$a_{1,2}$ = frequenzgemitteltes Absorptionsvermögen der Brennstoff- bzw. Hüllinnenoberfläche

Aus (16) erkennt man, daß β_{St} vom Temperaturabfall ΔT abhängt, d.h. nur die Verwendung der Strahlungsstromdichte j_{St} ist sinnvoll. Dagegen hängt β_{St} nicht von der Spaltbreite ab.

Aus (16) erhält man durch binomische Entwicklung des Temperaturexpressions für $\Delta T \ll T_2$

$$\beta_{St} = 4P_{St} T_2^3 \Delta T \ll T_2 \quad (18)$$

Im Fall $\Delta T \ll T_2$ hängt β_{St} nicht von ΔT ab.

5. "Allgemeine Spaltgleichung"

5.1 Ermittlung der Spaltgleichung

Für die Wärmeleitungsstromdichte j_L erhält man aus (13), (5) und (6)

$$j_L = P_L \frac{1}{\sigma} T_2^3 \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{T_2}\right)^3 - 1 \right] \quad (19)$$

Für die Strahlungsstromdichte j_{St} erhält man aus (16), (5) und (6)

$$j_{St} = P_{St} T_2^4 \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{T_2} \right)^4 - 1 \right] \quad (20)$$

Durch Addition von j_L und j_{St} erhält man die totale Wärmestromdichte j_{tot} , die durch (8) gegeben ist.

$$j_{tot} = j_L + j_{St} = \frac{\mathcal{X}}{2\pi R} \quad (21)$$

(19) und (20) in (21) eingesetzt und nach δ aufgelöst liefert die "Allgemeine Spaltgleichung"

$$\delta_{tot} = \frac{P_L T_2^2 \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{T_2} \right)^2 - 1 \right]}{\frac{\mathcal{X}}{2\pi R} - P_{St} T_2^4 \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{T_2} \right)^4 - 1 \right]} \quad (22)$$

"Allgemeine Spaltgleichung"

In der Darstellung (22) liegt eine explizite Auflösung nach der Spaltbreite δ vor. Der Temperaturabfall ΔT ist durch (22) als implizite Funktion von allen Parametern dargestellt, von denen ΔT abhängt. Eine explizite Auflösung nach ΔT ist in allgemeiner Form nicht möglich, sondern nur durch numerische Näherungsmethoden erreichbar.

Wir diskutieren die "Allgemeine Spaltgleichung" (22) bzw. die ihr zugrundeliegenden Gleichungen (19), (20) und (21) unter Konstanthaltung folgender Parameter:

Brennstoffschmierdichte ϱ_{sch}	}	= konst.
Kühlmitteltemperatur T_K		
Hüllinnenradius R		
Hülldicke s , Hüllmaterial		

Aus $\varrho_{sch} = \text{konst.}$ folgt für Schnellbrüterbedingungen, daß die Stableistung $\mathcal{X} = \text{konst.}$ ist. Mit \mathcal{X} , T_K , R und $s = \text{konst.}$ folgt, daß die Hüllinnentemperatur $T_2 = \text{konst.}$ ist. Wir variieren bei angegebenem konstantem Parametersatz die Spaltbreite δ . Dann ändert sich der Brennstoffradius r und die Pelletdichte ϱ_p . Wir interessieren uns für den ΔT - δ -Zusammenhang: ΔT nehme bei angegebenem konstantem Parametersatz zu. Dann folgt aus (20), daß j_{St} zunimmt. Nach (21) muß j_L abnehmen, d.h. aber, daß nach (19) δ ebenfalls zunehmen muß und zwar stärker als ΔT . Der maximale Temperatur-

abfall $(\Delta T)_{\max}$ ist erreicht, wenn der gesamte Wärmetransport durch Temperaturstrahlung zustandekommt, d.h. wenn gilt: $j_{\text{St}} \rightarrow j_{\text{tot}}$ bzw. $j_L \rightarrow 0$. Dies ist für $\delta \rightarrow \infty$ der Fall. Die numerische Auswertung und graphische Darstellung erfolgt in Kap.6. Dabei verfahren wir so, daß wir eine Wertetabelle aufstellen, indem wir bei festem P_L , P_{St} , T_2 , \mathcal{X} und R für vorgebene ΔT -Werte nach (22) die zugehörigen δ -Werte berechnen und in der graphischen Darstellung ΔT gegen δ auftragen.

5.2 Konsequenzen

a) Wenn man nur den Wärmeleitungsanteil berücksichtigt, folgt aus (22) mit $P_{\text{St}} = 0$

$$\delta_L = \frac{P_L T_2^{\frac{3}{2}}}{\frac{\mathcal{X}}{2\pi R}} \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{T_2}\right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right] \quad (23)$$

b) Die maximale Temperaturdifferenz $(\Delta T)_{\max}$ ist durch folgende Bedingung gegeben:

$$\Delta T = (\Delta T)_{\max} \quad \text{wenn } j_{\text{St}} = j_{\text{tot}} \quad (24)$$

Aus (24), (20) und (21) folgt:

$$(\Delta T)_{\max} = T_2 \left[\sqrt[4]{\frac{\mathcal{X}}{2\pi R P_{\text{St}} T_2^4} + 1} - 1 \right] \quad (25)$$

c) Aus (22) folgt für $\frac{\Delta T}{T_2} \ll 1$ unter Entwicklung der Potenzausdrücke bis zum linearen Glied folgender Näherungsausdruck:

$$j_{\text{tot}} = \frac{\mathcal{X}}{2\pi R} = \underbrace{\frac{3}{2} P_I \sqrt{T_2} \frac{1}{\delta} \Delta T}_{j_I} + \underbrace{4 P_{\text{St}} T_2^3 \Delta T}_{j_{\text{St}}} \quad \text{für } \Delta T \ll T_2 \quad (26)$$

Wenn weiterhin $\Delta T \ll (\Delta T)_{\max}$ gilt, d.h. der Temperaturabfall im Gasspalt sowohl klein gegen die Hüllinnentemperatur als auch klein gegen den maximalen Temperaturabfall ist, gilt: $j_{\text{St}} \ll j_L$. Daraus folgt

$$\left. \begin{aligned}
 j_{\text{tot}} &= j_L = \frac{\mathcal{X}}{2\pi R} = \frac{3}{2} P_L \sqrt{T_2} \frac{1}{\sigma} \Delta T \\
 \text{bzw. } \beta_{\text{tot}} &= \beta_L = \frac{3}{2} P_L \sqrt{T_2} \frac{1}{\sigma}
 \end{aligned} \right\} \Delta T \ll T_2, (\Delta T)_{\text{max}} \quad (27)$$

d) Im folgenden geben wir noch das Verhältnis $\frac{j_L}{j_{\text{tot}}}$ an. Aus (19) und (21) folgt:

$$\frac{j_L}{j_{\text{tot}}} = \frac{P_L \frac{1}{\sigma} T_2^{\frac{3}{2}} \left[\left(1 + \frac{\Delta T}{T_2}\right)^{\frac{3}{2}} - 1 \right]}{\frac{\mathcal{X}}{2\pi R}} \quad (28)$$

6. Numerische Auswertung

6.1 Auswertung der erhaltenen Beziehungen für Na-2-Bedingungen, Helium als Gas und schwarze Oberflächen

Wir legen die folgenden Daten der Na-2-Studie zugrunde [6]:

$$\begin{aligned}
 \mathcal{X} &= 490 \text{ W/cm} \\
 R &= 2,62 \text{ mm} \\
 T_2 &= 1000^\circ\text{K}
 \end{aligned}$$

Weiterhin legen wir zunächst folgende maximale Materialwerte zugrunde:

a) He als Gas, d.h. [3]

$$\frac{c_V}{N_L} = \frac{3}{2} \text{ K}$$

$$\alpha = 1,24$$

$$A = 4$$

$$d = 2,30 \text{ \AA}$$

Diese Daten in (14) eingesetzt, ergibt für

$$P_{\text{He}} = 5,26 \cdot 10^{-5} \frac{\text{W}}{\text{cm} \cdot ^\circ\text{K} \sqrt{^\circ\text{K}}}$$

b) Schwarze Oberflächen, d.h.

$$a_1 = a_2 = 1$$

Diese Werte in (17) eingesetzt, ergibt

$$P_{St} = \sigma = 5,67 \cdot 10^{-12} \frac{W}{cm^2 \text{ grad}^4}$$

Das bedeutet, daß die Wärmedurchgangszahlen β_L und β_{St} hinsichtlich der Materialgrößen P_L und P_{St} maximal sind bzw. die entsprechenden Temperaturdifferenzen im Gasspalt minimal sind.

Unter Einführung folgender Abkürzungen

$$Y = \left(1 + \frac{\Delta T}{T_2}\right)^3 - 1 \tag{29}$$
$$Z = \left(1 + \frac{\Delta T}{T_2}\right)^4 - 1$$

erhalten wir mit den zugrundegelegten Daten aus (22), (23), (25), (27) und (28) folgende numerischen Gleichungen:

$$\delta_{tot} = \frac{2,93 \cdot 10^3 Y}{52,4 - Z} \mu \tag{30}$$

$$\delta_L = 55,9 Y \mu \tag{31}$$

$$(\Delta T)_{max} = 1705^\circ C \tag{32}$$

$$\Delta T = 11,95 \cdot \frac{\delta}{\mu} \text{ } ^\circ K \quad \Delta T \ll T_2, (\Delta T)_{max} \tag{33}$$

$$\frac{j_L}{j_{tot}} = \frac{55,9 Y}{\delta} \mu \tag{34}$$

Die erhaltenen numerischen Beziehungen sind in Abb.1 graphisch dargestellt.

In Abb.2 ist entsprechend (27) β_L gegen δ mit Hüllinnentemperatur T_2 und Gasart als Parameter auf doppeltlogarithmischem Papier aufgetragen. Dabei wurde der in 6.1 berechnete P_{He} -Wert und die in Tabelle 2 angegebenen Verhältniswerte g verwendet. In [7] sind ebenfalls diese β_L - δ -Kurven angegeben, deren Zustandekommen und Gültigkeitsgrenzen aus [7] nicht hervorgehen. Der Vergleich mit den hier ermittelten Kurven zeigt gute Übereinstimmung.

6.2 Untersuchung des Einflusses der Gasart

Im folgenden untersuchen wir den Einfluß der Materialgrößen P_L und P_{St} . Da die allgemeine Untersuchung der Abhängigkeit der ΔT - σ_L -Kurve von P_L und P_{St} mühsam ist, betrachten wir die P_L - und P_{St} -Abhängigkeit bei 2 Grenzfällen.

In dem praktisch wichtigen Spaltbreitenbereich von 0 bis 100 μ überwiegt der Wärmeleistungsanteil ($\frac{j_L}{j_{tot}} > 0,8$). D.h. in diesem Bereich kann man mit guter Näherung (23) zugrundelegen. Durch Differentiation von (23) erhält man:

$$\frac{\Delta(\Delta T)}{\Delta \sigma_L} = \frac{\alpha}{2 \pi R} \frac{1}{\frac{3}{2} P_L \sqrt{T_2} \sqrt{1 + \frac{\Delta T}{T_2}}} \quad (35)$$

Man erkennt aus (35), daß die Neigung der ΔT - σ_L -Kurve mit wachsendem ΔT abnimmt und mit abnehmendem P_L , d.h. in der Reihe He, Ar, Kr, Xe zunimmt. Wir untersuchen im folgenden den Einfluß von P_L auf den Differentialquotienten (35). Durch Einsetzen der Na-2-Daten in (35) und Benutzung von

$$P_L = g P_{He} \quad (36)$$

erhält man:

$$\frac{\Delta(\Delta T)}{\Delta \sigma_L} = \frac{11,95}{g \sqrt{1 + \frac{\Delta T}{1000}}} \frac{^{\circ}K}{\mu} \quad (37)$$

Aus (14) erkennt man, daß sich die P_L -Werte der Edelgase umgekehrt wie $d^2 \sqrt{A}$ verhalten, da die Molwärme C_V und der Molekülfaktor α gleich sind.

Für die auf He bezogenen Verhältniszerte g erhält man mit den in [3] u. [8] angegebenen Daten:

Tabelle 2: Die auf He bezogenen Verhältniszerte g

Gasart	g
He	1,00
Ar	0,13
Kr	0,07
Xe	0,05

Mit (37) und den in Tabelle 2 angegebenen Daten berechnen wir die Änderung

des Temperaturabfalls im Gasspalt $\Delta(\Delta T)$ bei einer Spaltbreitenänderung $\Delta d_L = 10 \mu$ für $\Delta T = 0^\circ\text{C}$ und $\Delta T = 600^\circ\text{C}$.

Tabelle 3: Änderung des Temperaturabfalls im Gasspalt bei einer Spaltbreitenänderung $\Delta d_L = 10 \mu$

	$\Delta T = 0^\circ\text{C}$	$\Delta T = 600^\circ\text{C}$
$\Delta(\Delta T)$	$\frac{119,5}{g}^\circ\text{C}$	$\frac{94,6}{g}^\circ\text{C}$
He	119,5 $^\circ\text{C}$	94,5 $^\circ\text{C}$
Ar	920 $^\circ\text{C}$	727 $^\circ\text{C}$
Kr	1710 $^\circ\text{C}$	1350 $^\circ\text{C}$
Xe	2390 $^\circ\text{C}$	1890 $^\circ\text{C}$

Aus Tabelle 3 erkennt man, daß ΔT auf die Änderung des Temperaturabfalls von relativ schwachem Einfluß ist, während die Gasart einen ganz erheblichen Einfluß ausübt.

Für die praktische Anwendung kann quasi die Faustregel formuliert werden, daß unter Na-2-Bedingungen im günstigsten Fall, d.h. für He 10μ Spaltbreite ca. 100°C Temperaturabfall bewirken.

6.3 Untersuchung des Einflusses des Absorptionsvermögens der Oberflächen

Im Grenzfall sehr großer Spaltbreiten überwiegt der Strahlungsanteil. Wir untersuchen daher die Abhängigkeit des maximalen Temperaturabfalls $(\Delta T)_{\max}$ vom Absorptionsvermögen a auf die Basis von (25) und (17). Dabei muß beachtet werden, daß nach dem Wienschen Verschiebungsgesetz $T \lambda_{\max} = 0,288 (^\circ\text{K}) \text{ cm}$ bei ca. 1000°K das Intensitätsmaximum bei ca. 2μ liegt. Nur für diesen Wellenlängenbereich ist das Absorptionsvermögen a in unserem Fall von Bedeutung.

Unter der Voraussetzung, daß das Absorptionsvermögen von Brennstoff- und Hüllinnenoberfläche gleich ist, d.h. $a_1 = a_2 = a$ folgt aus (17)

$$P_{\text{St}} = \frac{\sigma}{\frac{2}{a} - 1} \quad (38)$$

(38) in (25) eingesetzt unter Verwendung der angegebenen Na-2-Daten liefert

$$(\Delta T)_{\max} = 1000 \left[\sqrt[4]{52,4 \left(\frac{2}{a} - 1\right) + 1} - 1 \right] \text{ } ^\circ\text{K} \quad (39)$$

Wir berechnen im folgenden mit (39) für verschiedene Absorptionsvermögen a $(\Delta T)_{\max}$.

Tabelle 4: Abhängigkeit von $(\Delta T)_{\max}$ vom Absorptionsvermögen a

a	$(T)_{\max}$
0	∞
0,25	3380 $^\circ\text{C}$
0,50	2550 $^\circ\text{C}$
0,75	2060 $^\circ\text{C}$
1,00	1705 $^\circ\text{C}$

7. Zusammenfassung

In der vorliegenden Arbeit wurde unter Zugrundelegung eines Spalt-Modells für die Übergangszone zwischen Brennstoff und Hülle eine "Allgemeine Spaltgleichung" für den Wärmedurchgang Brennstoff-Hülle ermittelt. In dieser Gleichung ist der Temperaturabfall im Gasspalt in Abhängigkeit der Spaltbreite, der Hüllinnentemperatur, des Hüllinnenradius, der Stableistung, der Gasart und des Absorptionsvermögens der Brennstoff- und Hüllinnenoberfläche dargestellt. Für relativ kleine Spaltbreiten erhält man eine vom Temperaturabfall unabhängige Wärmedurchgangszahl. Die "Spaltgleichung" und bestimmte Näherungen wurden für Na-2-Bedingungen, Helium im Gasspalt und schwarze Oberflächen numerisch ausgewertet und graphisch dargestellt. Ebenso wurde die Wärmedurchgangszahl in Abhängigkeit der Spaltbreite mit Temperatur und Gasart als Parameter graphisch dargestellt. Letztere Kurven sind bei Na-2-Bedingungen für Spaltbreiten kleiner 30μ hinreichend gut gültig. Der Einfluß der Gasart und des Absorptionsvermögens wurde für 2 Grenzfälle betrachtet.

Literatur

- [1] J.A. Christensen, Thermal Expansion and Change in Volume on Melting for UO_2 , HW-75148
- [2] W. Weizel, Lehrbuch der Theor. Physik, Bd.II, Berlin, Göttingen, Heidelberg: Springer 1958
- [3] Gmelins Handbuch der Anorganischen Chemie, Verlag Chemie Leipzig, Berlin, 1926
- [4] H. Ebert, Phys. Taschenbuch, Vieweg & Sohn, Braunschweig, 1957
- [5] Gröber-Erk-Grigull, Wärmeübertragung, Springer Berlin, Göttingen, Heidelberg, 1963
- [6] Safety Features of a 300 MWe Sodium Cooled Fast Breeder Reactor (Na-2), International Conference on the Safety of Fast Reactors, Aix-en-Provence, Sept. 1967
- [7] GEAP-4418 1000 MW-Studie
- [8] J. D'ANS und E. Lax, Taschenbuch für Chemiker und Physiker, Berlin-Göttingen-Heidelberg: Springer Verlag 1949

**Abb.1 Spaltbreitenabhängigkeit des Temperaturabfalls im Gasspalt
Brennstoff-Hülle für verschiedene Fälle und von $\frac{j_L}{j_{tot}}$**

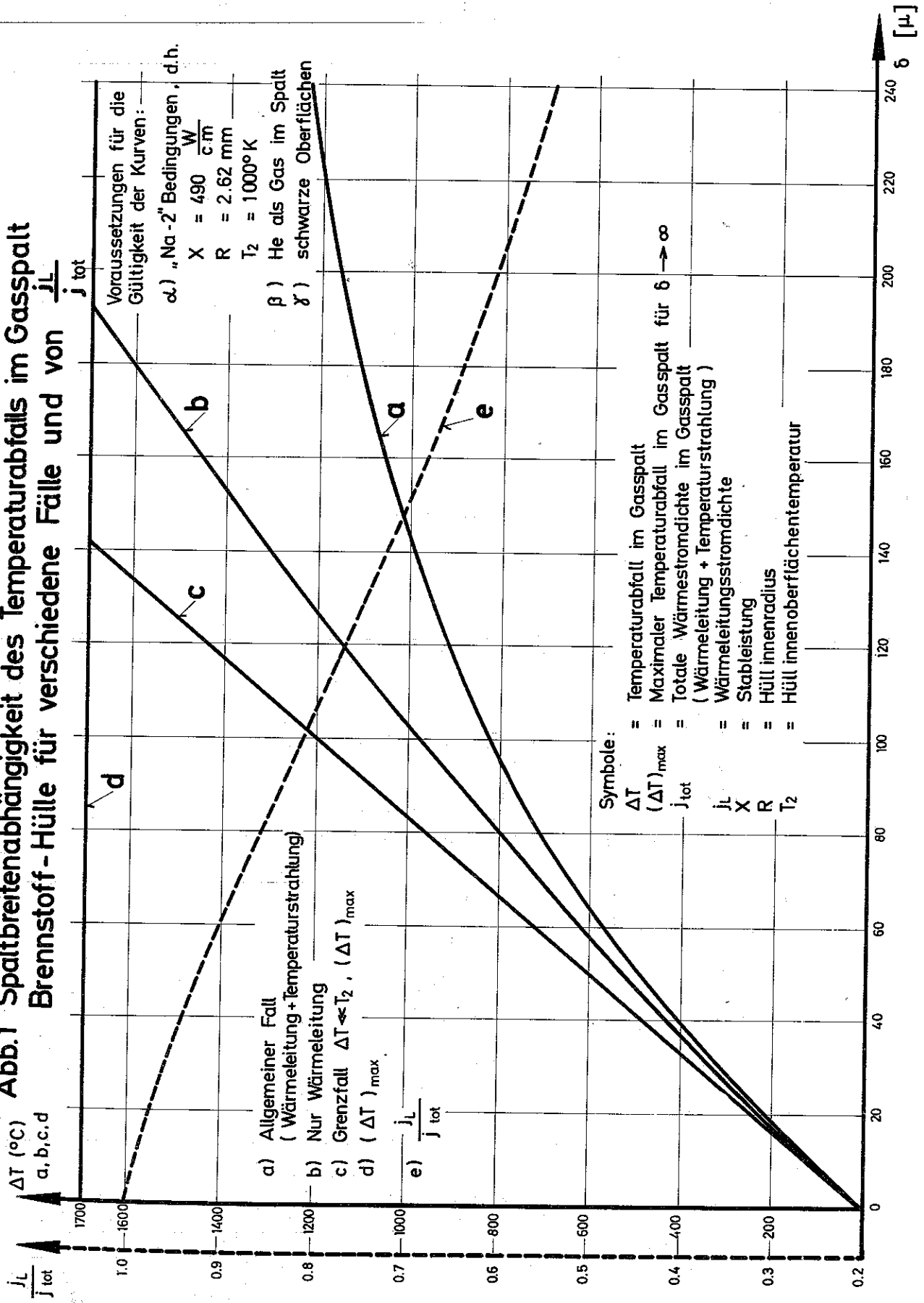


Abb. 2 Abhängigkeit der Wärmedurchgangszahl β für den Spalt Brennstoff-Hülle von der Spaltbreite δ mit Gasart (He, Ar, Kr, Xe) und Gastemperatur (1000°K und 1500°K) als Parameter.

Gültigkeitsbereich der Kurven: $\Delta T \ll T, (\Delta T)_{\max}$

ΔT = Temperaturabfall im Gasspalt

T = Gastemperatur

$(\Delta T)_{\max}$ = Maximaler Temperaturabfall

