

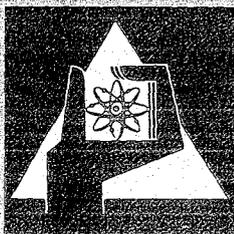
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM
KARLSRUHE**

Dezember 1972

KFK 1272/3
EUR 4849 d

Projekt Schneller Brüter

3. Vierteljahresbericht 1972



**GESELLSCHAFT
FÜR
KERNFORSCHUNG M.B.H.**

KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

November 1972

KFK 1272/3

EUR 4849 d

Projekt Schneller Brüter

3. Vierteljahresbericht 1972

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe

Zusammenfassung

Der Bericht beschreibt Arbeiten, die im 3. Vierteljahr 1972 im Rahmen des Projektes Schneller Brüter (PSB) im Kernforschungszentrum Karlsruhe durchgeführt worden sind. Als einige der wesentlichsten Ergebnisse aus den Teilprojekten seien genannt:

Brennstabentwicklung:

Aufgrund von früheren out-of-pile Untersuchungen der Entmischung von Uran und Plutonium in Mischoxidbrennstoff infolge Thermodiffusion wurde der durch die Entmischung bewirkte Anstieg der Zentraltemperatur eines Brennstabes berechnet. Daraus ergaben sich als obere Grenze der Stabileistung etwa 600 W/cm, sofern man ein Schmelzen des Brennstoffes im Zentrum vermeiden will.

Untersuchungen der Kriechgeschwindigkeit von Mischbrennstoff unter Bestrahlung im FR2 haben u.a. eine starke Abhängigkeit von der Pu-Verteilung ergeben.

Die Bestrahlung von zwei 34-Stab-Bündeln bis zu hohem Abbrand im Rapsodie-Reaktor ist abgeschlossen; eine visuelle Inspektion hat keine Schäden gezeigt. Es handelt sich um die erste Bestrahlung, in der auch Abstandshalter des Debenelux-PSB getestet worden sind.

Insgesamt sind bisher 140 Brennstäbe des Debenelux-PSB mit oxid. Brennstoff im schnellen Fluß bestrahlt worden; davon sind 6 Stäbe vorzeitig ausgefallen.

Materialuntersuchung und -entwicklung:

Über Bestrahlungsversuche an Hüllwerkstoffen insbes. im BR2 liegen weitere Zwischenergebnisse vor. Diese betreffen vor allem die Zeitstandfestigkeit in Abhängigkeit von der Vorbehandlung der Werkstoffe.

Korrosionsversuche und Kühlmittelanalysen:

Erste Ergebnisse der Nachuntersuchungen von Proben, die unter Innendruck der Korrosion in strömendem Natrium im Hochtemperaturversuchsstand in Seibersdorf ausgesetzt waren, liegen vor.

Physik:

In der kritischen Anordnung SNEAK-9B (Uran-Plutonium-Zonencore) ist u.a. die Auswirkung von Na-Voids auf die Reaktivität gemessen worden. Für ein zentrales zylindrisches Void von etwa 60 cm Höhe und 32 cm Radius ergaben sich nahezu 80 β , in relativ guter Übereinstimmung mit früheren Berechnungen.

Die Anwendbarkeit von Zonenexperimenten u.a. auf sehr große Brütercores wurde im einzelnen untersucht. Vor allem die Verhältnisse auf der Core-Achse lassen sich mit derartigen Versuchen richtig wiedergeben.

Der Bericht enthält ferner u.a. Zusammenstellungen und Diskussion von Neutronenwirkungsquerschnittsmeßwerten.

Sicherheit und Instrumentierung:

Die Wasserversuche zur Strömungs- und Temperaturverteilung hinter lokalen Störungen (zentral im Stabbündel gelegene Blockade, die etwa $p = 15\%$ der durchströmten Fläche ausmacht) haben gezeigt, daß die maximalen Temperaturen hinter der Blockade weit unter der Sättigungstemperatur bleiben. Auch hinter schon detektierbaren Blockaden ($p \approx 40\%$) ist lokales Sieden unwahrscheinlich.

Theoretische Untersuchungen zum Brennstabversagen und zur Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung haben erste Ergebnisse über den zeitlichen Verlauf von übertragener Wärme, Druck und produzierter kinetischer Energie gebracht.

Es wird über erste Meßergebnisse von Aerosolerzeugungsraten bei Natriumbränden berichtet.

Technologie:

Verschweißversuche in Natrium dienten vor allem der Ermittlung des Einflusses der Anpreßkraft und Spülphase auf die Haftkraft.

Dieser Bericht wurde zusammengestellt von R. Hüper

Summary

The report describes work performed by the Karlsruhe Nuclear Research Center within the Fast Breeder Project in the 3rd quarter of 1972. These are some of the most important results achieved under various headings:

Fuel Pin Development:

Earlier out-of-pile investigations of uranium and plutonium demixing in mixed oxide fuel due to thermal diffusion were used to calculate the increase in the center temperature of a fuel pin caused by demixing. Under this aspect, the upper limit of the pin power turns out to be approximately 500 W/cm, if melting of the fuel in the center is to be avoided.

Studies of the creep rate of mixed fuel under exposure conditions in the FR2 have indicated a strong dependence on the plutonium distribution, among other factors.

Irradiation of two 34-pin bundles to high burnups in the rapsodie reactor has been finished. Visual inspection has disclosed no damage. This is the first exposure to test also spacers of the Debenelux Fast Breeder Project.

So far, a total of 140 fuel pins with oxide fuel of the Debenelux Fast Breeder Project have been irradiated in a fast flux; 6 of them failed prematurely.

Material Studies and Development:

Additional interim results have been achieved on in-pile tests of cladding materials, especially in BR2. They mainly relate to the creep rupture strength as a function of the pre-treatment of the materials.

Corrosion Tests and Coolant Analyses:

First results have been achieved in post-irradiation examinations of specimens which had been subjected to corrosion in a sodium flow under internal pressure in the high temperature test rig at Seibersdorf.

Physics:

The SNEAK-9B critical assembly (uranium-plutonium zoned core) has been used to measure the effect of sodium voids upon reactivity, among other studies. For a central cylindrical void of approximately 60 cm height and 32 cm radius the result is almost 80 ¢, which is in relatively good agreement with earlier calculations.

The applicability of zoned experiments also to very large breeder cores was investigated in detail. Such experiments are capable especially to simulate the conditions on the core axis in a correct way.

The report also contains summaries and a discussion of measured neutron cross section data.

Safety and Instrumentation:

Water experiments on the flow and temperature distribution downstream of local disturbances (central blockage in the rod bundle amounting to about 15% of the flow area) have shown the maximum temperatures downstream of the blockage to remain far below the saturation temperature. Local boiling is unlikely to occur even downstream of blockages large enough to be detected ($p \approx 40\%$).

Theoretical studies on fuel pin failure and the fuel-sodium interaction have provided first results with respect to the behavior of the heat transferred, the pressure and the kinetic energy produced, all as a function of time.

First results of measurements of the rates of aerosol production in sodium fires are reported.

Technology:

Self-welding tests in sodium mainly served the purpose of assessing the influence of the contact pressure and the flushing phase upon the adhesive force.

This report was compiled by R. Hüper

Der vorliegende 3. Vierteljahresbericht 1972 beschreibt Arbeiten am Projekt Schneller Brüter, die von Instituten der GfK in Karlsruhe durchgeführt worden sind.

Dieser Bericht wurde zusammengestellt von R. Hüper.

Inhaltsübersicht ⁺⁾

- 112. Bremstabentwicklung
- 113. Materialuntersuchung und -entwicklung
- 114. Korrosionsversuche und Kühlmittelanalysen
- 121. Physikalische Experimente
- 122. Reaktortheorie
- 123. Sicherheit schneller Reaktoren
- 124. Instrumentierung und Signalverarbeitung zur Kernüberwachung
- 125. Auswirkung von Reaktorstörfällen auf die Umwelt, Aktivitätsfreisetzung
- 126. Natrium-Technologie-Versuche
- 127. Thermo- und hydrodynamische Versuche in Gas und Dampf
- 128. Entwurfsstudien zu gas- und dampfgekühlten Brutreaktoren
- 129. Entwurfsstudien zu natriumgekühlten Brutreaktoren

⁺⁾ Teilprojekte mit den zugehörigen PSB-Basisprogramm-Nummern.

Die Seiten sind innerhalb jedes Teilprojektes durchnummeriert.

Zum Druck eingereicht im November 1972

112 BRENNSTAB-ENTWICKLUNG

1120 Brennstabmodelltheorie

1. Zur numerischen Behandlung des mechanischen Verhaltens eines Brennstabes in SATURN-1

(H. Elbel, IMF)

Die Grundvoraussetzungen, die in dem Rechenprogramm SATURN-1 für die rechnerische Behandlung des mechanischen Verhaltens eines Brennstabes gemacht werden, sind:

- Axialsymmetrie bezüglich der Geometrie und der Kräfte
und
- ebene axiale Verformung.

Ausgehend von diesen Voraussetzungen wird in der Version la [1] ein numerischer Formalismus verwendet, der folgende Merkmale besitzt:

Der spannungsmechanische Zustand des Brennstabes ist durch die Ausgangsgeometrie und die dieser Geometrie aufgeprägten Verformungen bestimmt. Zur Bestimmung des Spannungszustandes muß neben den Randbedingungen und den radialen Verteilungen der thermischen Ausdehnung und des Schwellens auch die Verteilung der durch Kriechen hervorgerufenen bleibenden Verformung bekannt sein. Da die Größe dieser Verformung jedoch vom Spannungszustand abhängt, muß sie durch ein Schätz- und Korrigierverfahren gefunden werden, mit dem Spannungen und bleibende Verformungen ausiteriert werden.

Dieser Formalismus wird auf eine Scheibe des Brennstabes angewendet. Das Ergebnis einer Rechnung ist in Fig. 1 in schematischer Weise dargestellt. Entsprechend den unterschiedlichen Materialeigenschaften und der unterschiedlichen Belastung verhalten sich Brennstoff- und Hüllring verschieden, so daß die ursprünglich gleich groß gewählten Höhen unterschiedliche Werte annehmen.

Für den Fall, daß der sich ausdehnende Brennstoff die Hülle berührt und bei zunehmendem Volumenbedarf Kräfte auf die Hülle ausübt, muß das Rechenverfahren, das zunächst Hülle und Brennstoff getrennt behandelt hat, durch ein Rechenverfahren ersetzt werden, das beide gemeinsam in Wechselwirkung

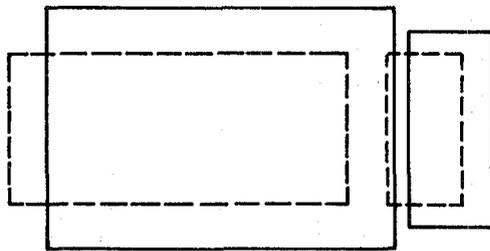


Fig. 1

Schematische Darstellung der Geometrie der Brennstabscheibe nach Berücksichtigung von thermischer Ausdehnung, Kriechverformung und Schwellen (Ausgangsgeometrie gestrichelt)

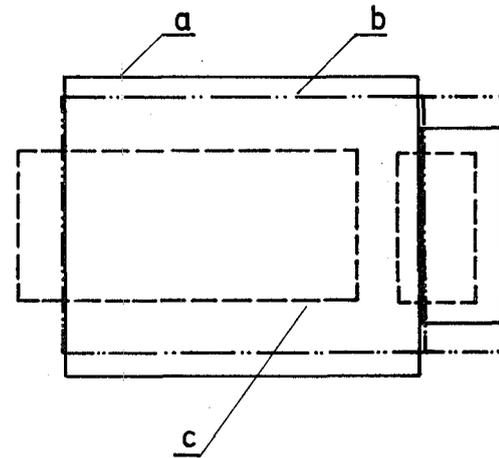


Fig. 2

Schematische Darstellung der geometrischen Verhältnisse a) vor und b) nach dem Phasenwechsel in SATURN 1a, c) Ausgangsgeometrie

behandelt. Unter der Annahme, daß der Brennstoff an der Hülle haftet, tritt aufgrund des in SATURN-1a verwendeten Formalismus bei dem Wechsel des Rechenverfahrens eine Veränderung der geometrischen Verhältnisse auf. In Fig. 2 ist diese Veränderung schematisch dargestellt. Die vor dem Wechsel ungleichen Höhen von Brennstoff- und Hüllring haben danach den gleichen Wert. Der Brennstoffring ist dabei in axialer Richtung gestaucht, der Hüllring verlängert worden. Diese Änderung der geometrischen Verhältnisse ist von einer Änderung des Spannungszustandes der betrachteten Brennstoffscheibe begleitet.

Zur Vermeidung dieser unrealistischen Änderung wurde die numerische Behandlung des mechanischen Verhaltens der Brennstabscheibe neu gefaßt und für die Aufnahme in die Version 1b des Rechenprogramms SATURN-1 vorbereitet.

Die geänderte numerische Behandlung geht von der Voraussetzung aus, daß der spannungsmechanische Zustand eines Körpers durch die jeweilige Geometrie und die jeweilige Spannungsverteilung bestimmt ist. Eine Änderung dieses Zustandes kann entweder durch eine Änderung der Randbedingungen oder durch innere Vorgänge, wie Kriechen oder Schwellen, hervorgerufen werden. Dabei ist für elastische Verformungen aufgrund von Zug oder Druck oder einer thermischen Belastung die Voraussetzung erfüllt. Sie bleibt bei durch Kriechen oder Schwellen hervorgerufenen Änderungen näherungsweise bestehen, wenn der Zustand des Körpers nur geringfügig verändert wird.

Das daraus resultierende numerische Verfahren ist auf zwei Rechenschritten aufgebaut. Im ersten wird die durch eine Änderung der Randbedingungen verursachte Änderung des Spannungszustandes berechnet. Im zweiten Rechenschritt wird die durch Schwellen oder Kriechen hervorgerufene weitere Änderung berücksichtigt. Während die erste Änderung sprunghaft, d.h. unabhängig von der Zeit erfolgt, findet die zweite mit der Zeit statt. Zur Erfüllung der Voraussetzung ist die dem zweiten Rechenschritt zugrunde gelegte Zeitintervalllänge nach oben begrenzt.

Die beiden Rechenverfahren liefern innerhalb der Rechengenauigkeit übereinstimmende Ergebnisse dort, wo sie erwartet werden müssen, nämlich für den freistehenden Brennstoff und die freistehende Hülle und für eine von Anfang an bestehende Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hülle.

Beim Übergang von der Phase "freistehender Brennstoff und freistehende Hülle" in die Phase "Brennstoff und Hülle in Wechselwirkung" bleiben Geometrie und Spannungszustand mit dem neuen numerischen Verfahren dagegen ungeändert.

2. Spaltgasfreisetzung in SATURN-1

(H. Fiedler, AEG; D. Freund, IMF)

In das Rechenprogramm SATURN-1 wurde ein Unterprogramm FGAS zur Bestimmung des erzeugten bzw. freigesetzten Spaltgases eingebaut. Es berechnet zonenweise die pro Rechenzeitintervall gebildete Spaltgasmenge, wobei angenommen wird, daß pro Spaltung 0,26 Gasatome entstehen. Sobald in einer Zone ein bestimmter Abbrandwert erreicht ist, wird Freisetzung angenommen.

Die Freisetzungsraten in Abhängigkeit von der Temperatur müssen in Tabellenform eingegeben werden. Derzeit wird ein von G. Karsten [2] angegebenes Modell verwendet: 10 % Freisetzung bis 1300°C, 50 % zwischen 1300°C und 1700°C und 95 % über 1700°C.

Da mit der derzeitigen Version von SATURN-1 nur Brennstoffscheiben untersucht werden können, müssen entweder axial gemittelte Betriebsbedingungen (Stableistung, Hülltemperatur) vorgegeben werden oder mehrere Rechnungen für verschiedene axiale Positionen durchgeführt werden.

Mit diesem Programm wurden erste Rechnungen zur Spaltgasfreisetzung für die Prüflinge Mol-7A/3 und DFR-350/G21 durchgeführt, wobei vorerst eine axial gemittelte Stableistung verwendet wurde. Die Abb. 3 zeigt den errechneten Spaltgasdruckaufbau für den Prüfling Mol-7A/3. Die errechnete freigesetzte Spaltgasmenge von etwa 85 cm³ stimmt mit dem experimentell gefundenen Wert von 78 cm³ sehr gut überein.

Diese Untersuchungen werden fortgesetzt, wobei Rechnungen für verschiedene axiale Positionen vorgesehen sind.

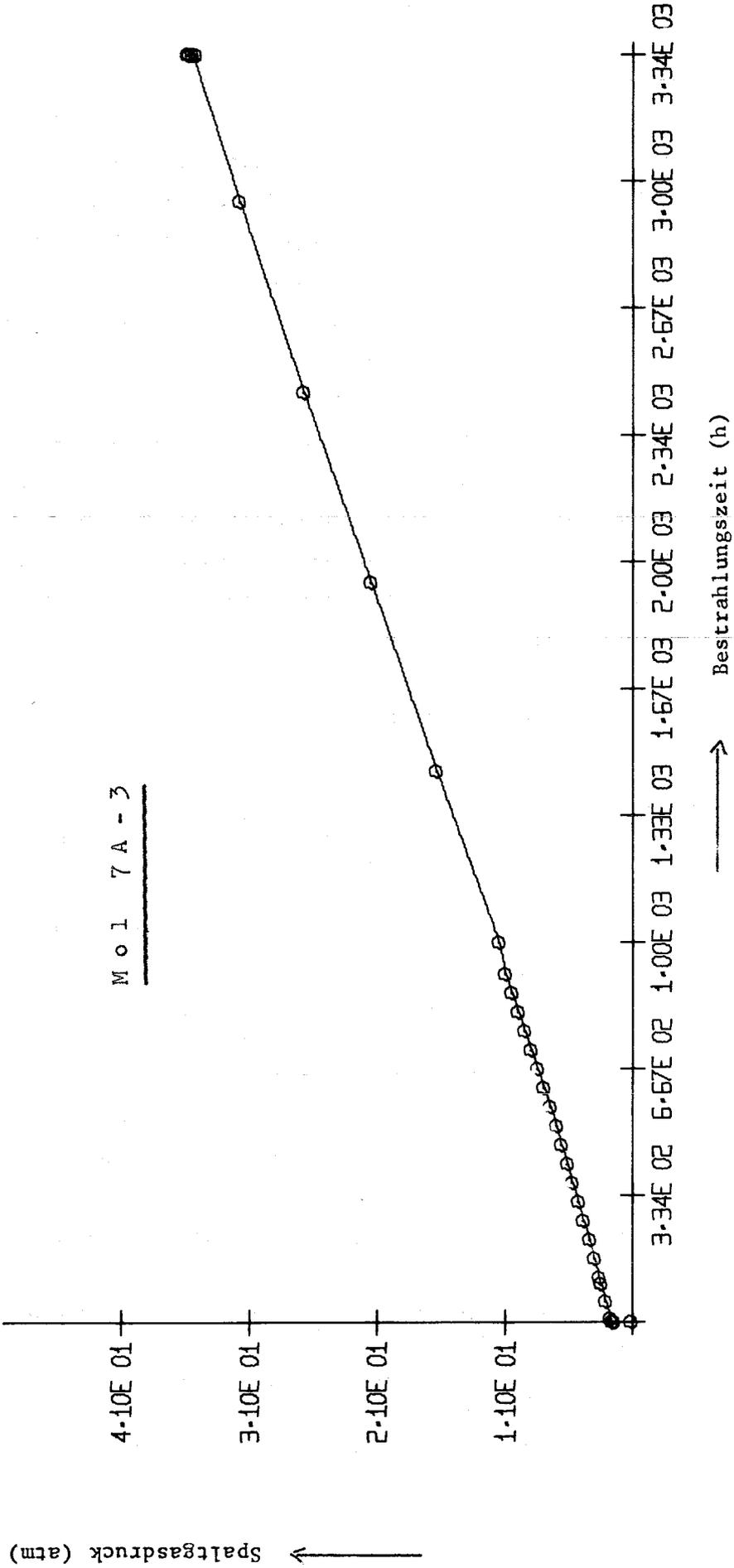


ABB-00009

3. Brennstabauslegung, Bestrahlungsexperimente und Modelltheorie

(D. Freund, IMF)

Die Auslegung und Spezifikation des Bestrahlungsexperimentes Mol-8D, dessen Aufgabe die Messung der Brennstoffzentraltemperatur als Funktion der Zeit ist, wurde abgeschlossen. Im Rahmen dieser Versuchsgruppe kommen 12 Brennstäbe in BR 2-Bestrahlungskapseln des Typs FAFNIR im epithermischen Fluß (unter Cd-Abschirmung) zur Bestrahlung. Die Brennstäbe sind mit Hochtemperatur-Thermoelementen zur Messung der Brennstoffzentraltemperatur ausgestattet (Abb. 4). Die Brennstabparameter-Variationen umfassen zwei verschiedene Brennstoffdichten (85 und 92 % th.D.) sowie Radialspalte von 100 und 200 μ . Der Brennstoff besteht aus UO_2 (93 % U-235)/20 % PuO_2 . Die Auslegungsrechnungen wurden mit dem Rechenprogramm SATURN-la durchgeführt. In Tabelle 1 sind einige Ergebnisse der Parameterstudien mit diesem Rechenprogramm zusammengefaßt. Aufgeführt sind die zu Anfang auftretenden maximalen ($T_{BZ,max.}$) und nach 450 h errechneten Brennstoffzentraltemperaturen ($T_{BZ,e}$).

Tabelle 1 SATURN-Rechenergebnisse für Mol-8D

Tabl. Dichte (% th.D.)	Radialspalt (kalt) (μ)	Stableistung (W/cm)	Hülloberfl.-Temperatur ($^{\circ}C$)	Brennstoffzentraltemperatur	
				$T_{BZ,max.}$ ($^{\circ}C$)	$T_{BZ,e}$ ($^{\circ}C$)
85	100	600	488	2408	2218
85	200	600	488	2331	2056
92	200	600	488	2152	2027

Im Rahmen der Auslegung von Bestrahlungsexperimenten wurden weiterhin neben der Erstellung von Bestrahlungsanweisungen für die Prüflinge der FR 2-Loop-Versuchsgruppe 5 (vergl. [3]) die Brennstoff- und Brennstabspezifikationen der Karbidbestrahlungsexperimente DFR-330 und Mol-15 fertiggestellt.

[1] H.Kämpf, H.Elbel, F.Depisch: Das Rechenprogramm SATURN-la für Brennstäbe, KFK 1575, September 1972

[2] G. Karsten: Das Betriebsverhalten eines Brennelementstabes, Beitrag in KFK 700, Dezember 1967

[3] 1. Vierteljahresbericht 1972, KFK 1272/1 (Juni 1972)

1121 Oxidischer Brennstoff - Laboruntersuchungen1121.0 Herstellung im Labormaßstab1. Herstellung von UO_2 - PuO_2 -Tabletten mit niedriger Stöchiometrie

(Th. Dippel, R. Wittmann)

Für Verträglichkeitsexperimente werden Brennstofftabletten mit niedrigerem O/Me-Verhältnis benötigt. Um einen Überblick über die Herstellungsmöglichkeiten solcher Tabletten zu gewinnen, wurden erste Experimente aufgenommen, die zu folgendem Ergebnis geführt haben.

Es wurden UO_2 -25 %- PuO_2 -Tabletten, deren Ausgangspulver einer Glühung bei $1200^{\circ}C$ unterzogen worden waren, nach dem Sintern (Sinterdichten ca. 86 % th.D. bis 90 % th.D.) einer zweiten Glühung bei $1600^{\circ}C$ unter Ar/5 %- H_2 (Lieferqualität) unterworfen. Die Glühdauer war 24 Stunden. Auf thermogravimetrischem Wege wurde danach das O/Me-Verhältnis bestimmt. Als Bezugsgewicht wurde der bei Konstantglühen ($900^{\circ}C$) unter He/5 %- H_2 -Gemisch (bei $0^{\circ}C$ mit H_2O gesättigt) gefundene Wert benützt. In Tabelle 2 sind die Ergebnisse zweier Glühungen zusammengefaßt. Der Unterschied zwischen den beiden Mittelwerten ist durch die Streuung der Meßwerte bedingt und somit nicht signifikant.

Tabelle 2 Tablettenstöchiometrie nach 24-stündiger Glühung

Nummer	1. Glühung	2. Glühung
1	1,958	1,953
2	1,959	1,945
3	1,954	1,940
4	1,948	1,943
5	1,954	1,942
6	1,940	-
Mittelwerte	1,9522	1,9428

Die Experimente werden fortgesetzt mit dem Ziel, den Einfluß des PuO_2 -Gehaltes und veränderter Glühbedingungen zu ermitteln.

2. Untersuchungen zum Nachsinterverhalten von Kernbrennstofftabletten

(Th. Dippel, R. Hanselmann, H. Nagel)

Kernbrennstofftabletten aus technologisch relevanten UO_2 - und PuO_2 -Pulverqualitäten neigen bei Wärmebehandlung schon im Bereich der Sintertemperaturen dazu nachzusintern, d.h. ihre Dichte nimmt verbunden mit einer Volumenverminderung zu. Dies kann unter den Betriebsbedingungen im Reaktor zu unzulässigen Brennstoffverlagerungen führen. Es galt daher zu untersuchen, wie weit sich das Nachsintern durch thermische Vorbehandlung reduzieren bzw. ganz verhindern läßt. Der Dichtebereich zwischen 85% th.D. und 90% th.D. stand dabei im Vordergrund.

Für die Sinterversuche wurde eine UO_2 -25%- PuO_2 -Pulvermischung bei 1150 °C und 1200 °C unter $\text{Ar}/5\%-\text{H}_2$ 2 h lang geglüht. Anschließend wurden daraus in üblicher Weise Tabletten gepreßt und bei ca. 1620 °C unter $\text{Ar}/5\%-\text{H}_2$ 2 h lang gesintert. Nachdem durch Vermessen und Auswägen der Tabletten die einzelnen Dichten genau bestimmt worden waren, wurde der Sinterzyklus wiederholt und danach eine weitere Dichtebestimmung an den Tabletten vorgenommen. Die Ergebnisse dieser beiden Sinterungen sind in Abb. 5 dargestellt. Man erkennt, daß die Sinterkurven je nach Höhe der Glüh-temperatur der Ausgangspulver verschiedene Bereiche der Sinterdichten überstreichen, im Bereich hoher Sinterdichten der Grad des Nachschrumpfens gering wird und 1% th.D. unterschreitet.

Für die Herstellungspraxis bedeutet dies, daß durch Auswahl geeigneter Glüh-temperaturen die zu erzielende Tablettendichte in den oberen Dichtebereich einer Sinterkurve zu legen ist. Dort ist die Nachschrumpfrate am geringsten.

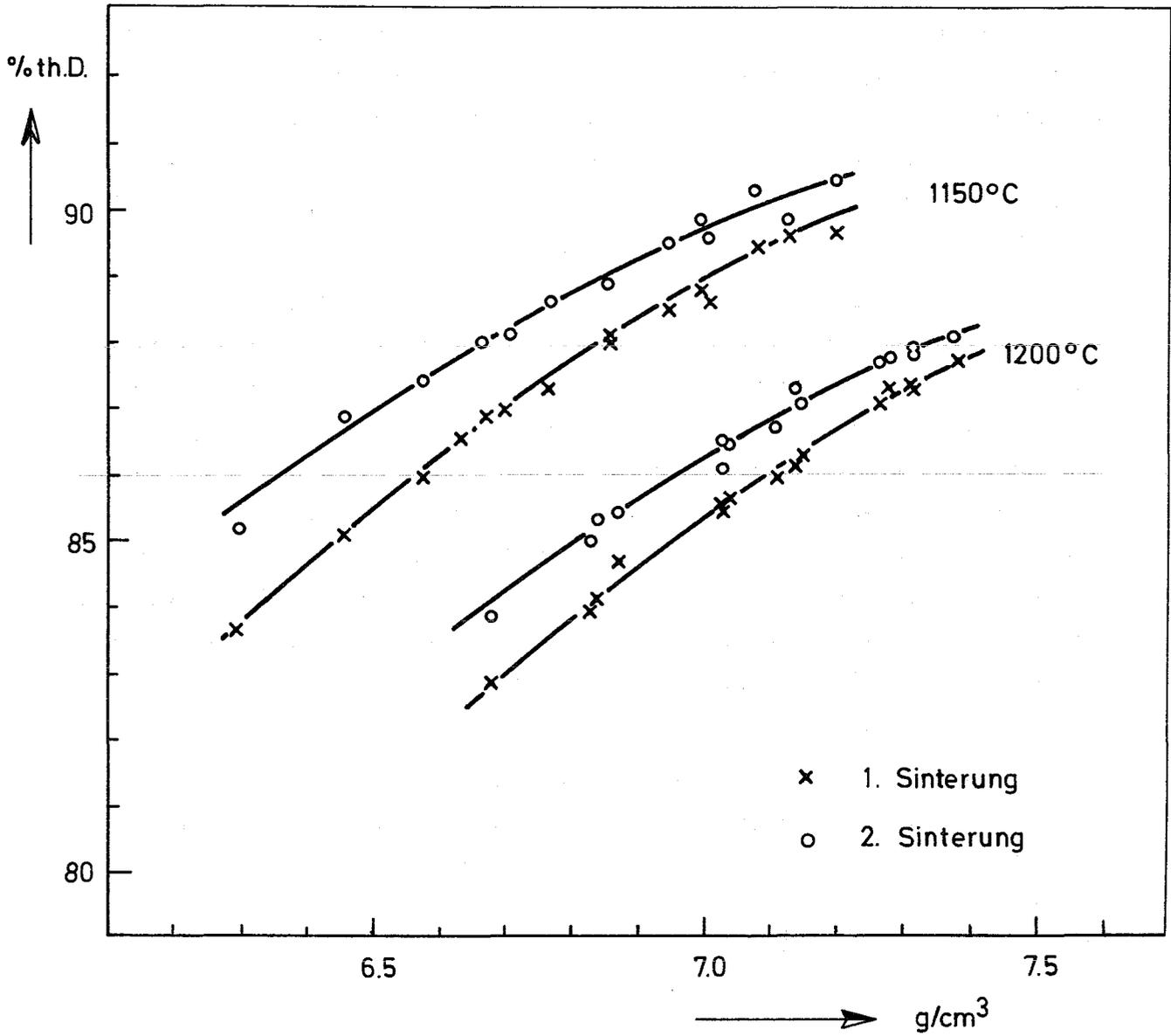


Abb. 5

Dichtezunahme der Brennstofftabletten bei Wiederholung des Sinterzyklus
Vorglühen der Ausgangspulver bei 1150 °C und 1200 °C

1121.2 Untersuchung thermodynamischer und chemischer EigenschaftenEntmischung von Uran und Plutonium in (U, Pu)O₂-Brennstäben

(M. Bober, G. Schumacher, INR)

In früheren out-of-pile-Untersuchungen der Entmischung von Uran und Plutonium in Mischoxidbrennstoff unter Einwirkung eines Temperaturgradienten wurde die Überführungswärme der Thermodiffusion des Plutoniums zu

$$Q^* = -35 \text{ kcal/mol}$$

bestimmt [1]. Dieser Wert ist von anderen Autoren bei der Auswertung einer Nachbestrahlungsuntersuchung bestätigt worden [2].

Mit Hilfe der Überführungswärme wurde nun der Entmischungseffekt in einem Oxidbrüterbrennelement für zwei Stabileistungen und verschiedene Reaktorstandzeiten berechnet. Es wurde ein bei 2400°C gemessener Tracer-Diffusionskoeffizient des Plutoniums [3]

$$D(2400^\circ\text{C}) = 3,4 \cdot 10^{-10} \text{ cm}^2/\text{sec}$$

verwendet. Seine Temperaturabhängigkeit wurde unter Verwendung eines im Bereich 1250-1550°C bestimmten präexponentiellen Faktors $D_0 = 0,34$ [4] durch folgenden Ausdruck dargestellt:

$$D = 0,34 \cdot \exp(-111000/RT) \text{ cm}^2/\text{sec}.$$

Alle Rechnungen sind auf einen Brennstoff mit 20 Mol% PuO₂, einer Schmierdichte von 85% TD und einem Brennstoffradius (r_B) von 0,3 cm bezogen, wobei eine Temperaturverteilung zugrunde gelegt wird, die sich im restrukturierten Brennstoff nach Ausbildung des Zentralkanals und der Säulenkristallzone in einem Brüterbrennelement einstellt. Für die

Wärmeleitfähigkeit des Mischoxids [5] wurden Werte eingesetzt, die für leicht unterstöchiometrisches Material ($O/M=1,99$) gelten, und die Brennstoffaußentemperatur wurde zu 850°C angenommen.

Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb 6 dargestellt. Im unteren Teil der Abbildung ist die Entmischung von Uran und Plutonium durch Thermodiffusion für Reaktorstandzeiten von 70, 140, 210, 280 und 350 Tagen dargestellt. Die ausgezogenen Kurven der radialen PuO_2 -Verteilung gehören zu einer Stableistung von 500 W/cm , die unterbrochenen Kurven zu 600 W/cm . Das Bild zeigt, daß der Entmischungseffekt mit der Stableistung größer wird, mit zunehmender Bestrahlungszeit jedoch einen Quasi-Gleichgewichtszustand erreicht. Im oberen Teil der Abbildung sind die radialen Temperaturprofile für die beiden Stableistungen wiedergegeben. Die Grenzkurven der Temperaturprofile entsprechen jeweils der Plutoniumverteilung im Anfangszustand und nach 350 d Bestahlung. Man erkennt, daß die Zentraltemperatur als Folge der Entmischung von Uran und Plutonium bei einer Stableistung von 500 W/cm um ca. 90°C und bei 600 W/cm um ca. 230°C ansteigt. Das bedeutet, daß für den betrachteten Fall einer Brennstoffaußentemperatur von 850°C die Stableistung von 600 W/cm etwa die obere Grenze der zulässigen Brennstabelastung darstellt, wenn man ein Schmelzen des Brennstoffs im Zentrum vermeiden will.

Die Entmischungsvorgänge, die auf Verdampfung und Kondensation beruhen, sind im Vergleich zur Thermodiffusion schnell ablaufende Prozesse, die im wesentlichen in der Restrukturierungsphase bei der Bildung der Säulenkristalle und später nur im diskontinuierlichen Reaktorbetrieb beim Ausheilen neu entstandener Risse im Brennstoff auftreten. Sie hängen stark von der Stöchiometrie ab und führen in einem Brennstoff mit einer Plutoniumvalenz $>3,6$ durch bevorzugte Verdampfung von Uranoxiden zu einer Plutoniumanreicherung im Zentrum des Brennstabes, in einem stark unterstöchiometrischen Brennstoff ($\text{Pu-Valenz} < 3,6$) dagegen durch bevorzugte Verdampfung von Plutoniumoxid zu einer Plutoniumverlagerung an das kältere Ende der Säulenkristalle und in offene Hohlräume der äußeren Brennstoffzone.

Obgleich die Entmischungsvorgänge durch Verdampfung und Kondensation in der Anfangsphase den überwiegenden Anteil an der Entmischung ausmachen, kann der nach längerer Bestrahlungszeit zu erwartende Entmischungseffekt durch die errechneten Kurven dargestellt werden, weil der Gleichgewichtszustand bei den hohen Temperaturen und langen Zeiten durch die Diffusionsvorgänge bestimmt wird. Ausgenommen hiervon sind nur die Effekte der Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge, die zu Konzentrationsänderungen in den kälteren äußeren Brennstoffzonen führen.

Literaturhinweise:

- [1] M. Bober, C. Sari und G. Schumacher
Trans.Am.Nucl.Soc. 12, 603(1969); J.Nucl.Mat. 39, 265 (1971)
- [2] N.G. Demas, R. Natesh and C.W. Maynard
Trans.Am.Nucl.Soc. 14, 593 (1971)
- [3] J.H. Davies und P.E. Novak
Trans.Am.Nucl.Soc. 7, 393 (1964)
- [4] F. Schmitz und R. Lindner
Radiochim.Acta 1, 218 (1963)
- [5] H.E. Schmidt
KFK 1400, 227 (1971)

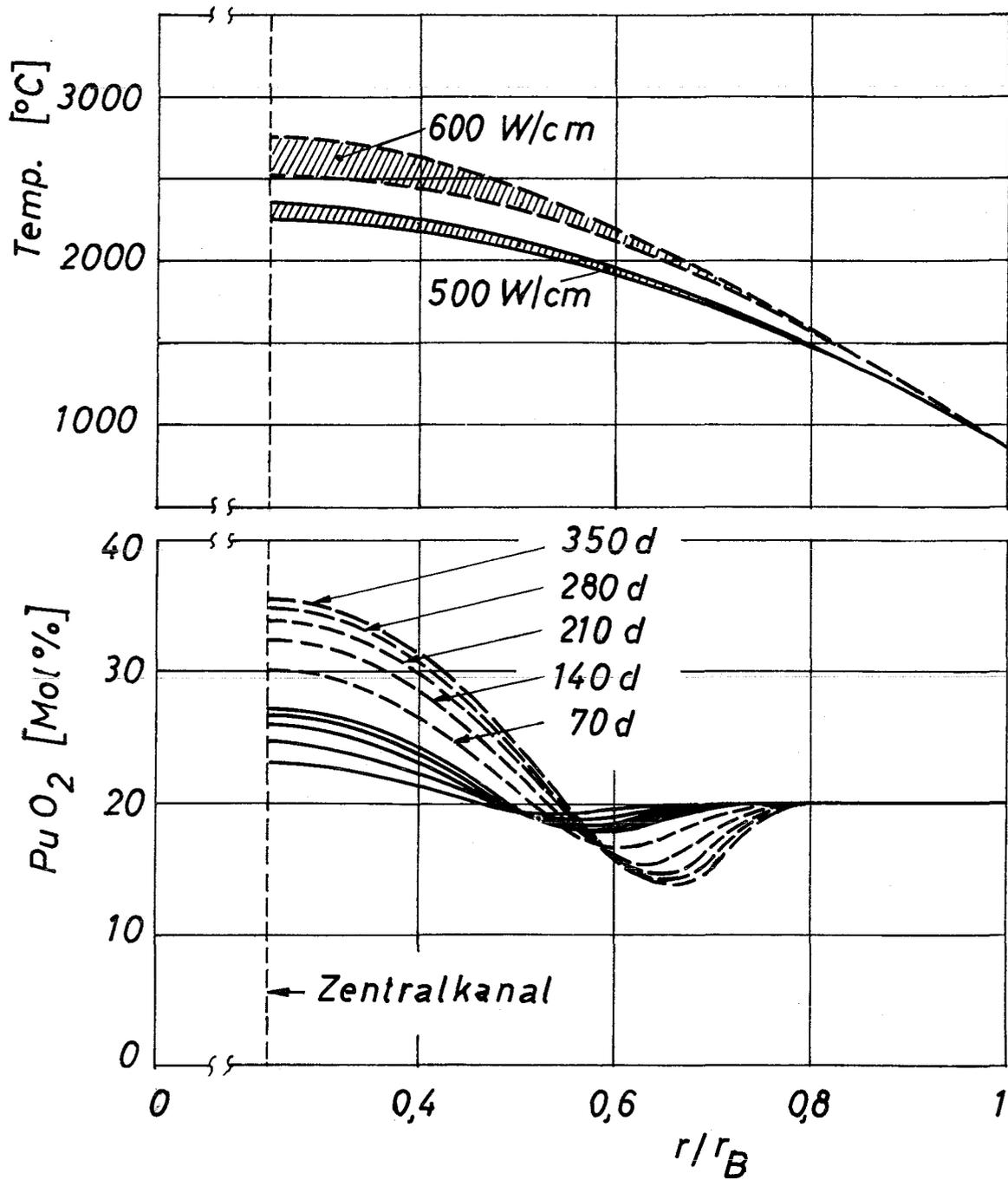


Abb. 6 Berechnete Plutoniumverteilung in einem $(U,Pu)O_2$ -Brennstab ($r_B=0,3\text{cm}$) für 2 Stabileistungen (500 W/cm: ausgezogene Kurven, 600 W/cm: unterbrochene Kurven) und verschiedene Bestrahlungszeiten (70 bis 350 Tage) sowie die entsprechenden radialen Temperaturprofile.

Kinetik des Sauerstofftransports im oxidischen Brennelement

(M. Bober, S. Dorner, G. Schumacher, INR)

1. Einleitung

Die Verteilung des Sauerstoffs im oxidischen Brennstoff hat einen bedeutenden Einfluß sowohl auf die Reaktion zwischen Brennstoff und Hülle als auch auf die Entmischung der Spaltprodukte sowie des Urans und Plutoniums. In einer früheren Untersuchung wurde gezeigt, daß, aufgrund von Transportvorgängen im Temperaturgradienten, Hüllmaterialien mit hoher Sauerstoffaffinität auch durch unterstöchiometrischen Mischoxidbrennstoff oxidiert werden [1]. Dabei wird im Gleichgewichtszustand der Brennstoff im Zentrum stark unterstöchiometrisch. In Verdampfungs-experimenten wurde gezeigt, daß in stark unterstöchiometrischem Mischoxidbrennstoff ($O/M < 1,96$ bei einem Gehalt von 20 Mol% Plutoniumoxid) durch bevorzugte Verdampfung von Plutoniumoxid ein Transport von Plutonium in kältere Brennstoffzonen erfolgt, während in stöchiometrischem oder leicht unterstöchiometrischem Mischoxid durch bevorzugte Verdampfung von Uranoxid Plutonium zum heißen Zentrum des Brennstabes transportiert wird [2].

2. Experimentelle Arbeiten

Die Frage nach der Rate der Freisetzung des Sauerstoffs und des Transports über die Gasphase zur Hülle sollte mit einigen Experimenten beantwortet werden. Die Experimente wurden mit $(U_{0,8}Ce_{0,2})O_2$ anstatt mit $(U_{0,8}Pu_{0,2})O_2$ durchgeführt, weil das Cer-Mischoxid leichter zu handhaben ist und der Sauerstoff in beiden Mischoxiden nahezu die gleichen Eigenschaften besitzt, wenn man die Unterschiede im chemischen Potential berücksichtigt. Als Hüllmaterial mit hoher Sauerstoffaffinität wurde eine

V₃TiSi-Legierung ausgewählt. Die Proben der Legierung und die Mischoxidproben wurden in ein Quarzrohr eingeschlossen und unter definierter Atmosphäre in zwei Versuchsreihen auf Temperaturen von 1050°C und 800°C erhitzt. Die Reduktion des Mischoxides und die Oxidation der Legierung wurden durch Wägung ermittelt.

Die Reaktion zwischen dem Sauerstoff des Brennstoffs und der Hülle wurde in 3 Teilschritten, von denen jeder geschwindigkeitsbestimmend sein kann, untersucht. Die Teilschritte sind:

1. Freisetzung aus dem Brennstoff
2. Transport über die Gasphase
3. Aufnahme im Hüllmaterial.

Der erste Schritt der Reaktion, die Freisetzung aus dem Brennstoff, wird im Brennstab bestimmt durch die Diffusion des Sauerstoffs in der dünnen peripheren Brennstoffzone, die die niedrigste Temperatur hat. Im Experiment repräsentiert eine Mischoxidscheibe von 0,5mm Dicke und 6mm Durchmesser diese Zone, deren mittlere Temperatur zu 1050°C angenommen wurde. Die Legierungsprobe hatte eine große Oberfläche, und der Wasserstoffdruck war so hoch, daß für diese erste Teilreaktion nur die Freisetzung aus der Brennstoffprobe geschwindigkeitsbestimmend sein konnte. Das Ergebnis zeigt Abb. 7. Die Rate der Sauerstoffabgabe ist anfangs groß ($\sim 0,2 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2\text{h}}$) und wird nach 7 h schon sehr klein ($0,02 \frac{\text{mg}}{\text{cm}^2\text{h}}$), womit der Gleichgewichtszustand nahezu erreicht ist. Der Gleichgewichtszustand liegt bei einem O/Ce-Verhältnis von 1,73 (O/M=1,954). Er wird durch das Sauerstoffpotential im SiO₂ des Quarzrohres bestimmt. Deshalb setzte sich im Experiment nach Einstellung des Gleichgewichts-O/Ce-Verhältnisses die Oxidation der Vanadiumlegierung durch Reduktion des SiO₂ fort. Aus Abb. 1 ergibt sich für den Sauerstoff im Mischoxid im Bereich von $2 \leq \text{O}/\text{M} \leq 1,94$ bei 1050°C ein Diffusionskoeffizient von:

$$D = 2 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2/\text{sec.}$$

Der zweite Schritt der Reaktion, der Transport des Sauerstoffs über die Gasphase, wird bestimmt durch den Partialdruck des Trägergases für Sauerstoff über dem Oxyd. Im Experiment wurden feines CeO₂-Pulver als Sauerstoffspender und ein Pulver der Legierung als Gettermaterial verwendet, um sicher zu stellen, daß nur der Transport über die Gasphase die Reaktionsrate bestimmt. Die Atmosphäre war Argon mit ca. 10 vpm

Wasserstoff, das durch Bildung von H_2O als Trägergas für den Sauerstofftransport fungierte. Die Abhängigkeit der Sauerstofftransportrate \dot{m}_{O_2} vom O/M-Verhältnis im U-Ce-Mischoxid, wie sie aus dem Experiment bestimmt wurde, ist in Abb. 2 angegeben. Die Kurve ist zu niedrigen O/M-Werten hin extrapoliert, weil für diesen Bereich noch keine zuverlässigen Meßwerte vorhanden sind. Die Abb. zeigt, daß der Transport von Sauerstoff über die Gasphase bei einem O/M-Verhältnis von 1,96 unbedeutend wird. Das Verhältnis der Partialdrücke von Wasser und Wasserstoff, die aus den Sauerstoffpotentialen in CeO_{2-x} [3] berechnet wurden, ist bei diesem O/M-Verhältnis $5 \cdot 10^{-4}$. Das ergibt für die Argon Atmosphäre mit 10 vpm H_2 einen H_2O -Partialdruck von $5 \cdot 10^{-9}$ at.

Der dritte Schritt der Reaktion, die Aufnahme von Sauerstoff in der VT151 Legierung, wird bestimmt durch Prozesse in der Grenzschicht zwischen Gasphase und Hüllmaterial, durch den Sauerstoffpartialdruck in der Gasphase und durch die Diffusionsrate in der Legierung. Die Ergebnisse eines Experiments bei $800^\circ C$, in dem die Sauerstoffaufnahme in der Legierung geschwindigkeitsbestimmend war, sind aus Abb. 9 zu ersehen. Die Rate der Sauerstoffaufnahme nimmt mit dem O/Ce-Verhältnis und damit mit dem Sauerstoffpartialdruck P_{O_2} [3] in der Gasphase ab. Bei $O/Ce < 1,8$ sind die Meßwerte von der Transportrate in der Gasphase beeinflusst. In Abb. 10 ist das Eindringen des Sauerstoffs in die Legierung dargestellt. Die Kurven stellen für Reaktionszeiten bis 143 Stunden die Variation der durch Einlagerung von Sauerstoff hervorgerufenen Härte in Abhängigkeit vom Abstand von der Oberfläche dar. Nach 143 h war nahezu eine gleichmäßige Verteilung des Sauerstoffs erreicht. Eine Schutzschichtbildung ist nicht eingetreten.

3. Schlußfolgerungen für Reaktorbrandstäbe mit Uran-Plutonium-Mischoxid

Die Betrachtungen über die Oxidation der Legierung gelten nur für den speziellen Fall der Vanadium Legierungen, die alle ein ähnliches Verhalten zeigen. Die Untersuchungen der Sauerstofffreisetzung aus dem Mischoxid und des Transports von Sauerstoff über die Gasphase lassen jedoch Schlüsse für alle oxidischen Brandstäbe zu.

Die Freisetzung des Sauerstoffs aus der Brennstoffrandzone ist ein schnell ablaufender Vorgang. Wenn auch die Diffusion des Sauerstoffs im Uran-Plutonium-Mischoxid langsamer ablaufen wird als im U-Ce-Mischoxid, so dürften die Unterschiede nicht so groß sein, daß eine Gleichgewichtseinstellung der Sauerstoffpotentiale im Brennelement während der Aufenthaltszeit im Reaktor verhindert wird. Eine Bestimmung des Diffusionskoeffizienten des Sauerstoffs in $(U,Pu)O_{2-x}$ wird eine genauere Aussage erlauben.

Die Untersuchung des Transports von Sauerstoff über die Gasphase zeigte, daß bei einem H_2O -Partialdruck von kleiner als $5 \cdot 10^{-9}$ at der Transport unter den Bedingungen des Experiments unbedeutend wird. Bei Anwendung dieses Ergebnisses auf einen Brennstab müssen folgende Unterschiede berücksichtigt werden:

- a) Der Abstand Brennstoff-Hülle beträgt im Brennstab nur etwa $10 \mu m$ (einige mm im Experiment)
- b) Der Sauerstoffpartialdruck ist für gleiches x kleiner über $(U,Pu)O_{2-x}$ als über $(U,Ce)O_{2-x}$
- c) Der Gasdruck im Brennstab beträgt bis zu etwa 100 at (1 at im Experiment)
- d) Die Transportrate, die als unbedeutend angesehen wird ist wegen der langen Reaktionszeit $0,2 \mu g/cm^2 h$ (Experiment $20 \mu g/cm^2 h$). Diese Rate würde eine Stöchiometrieverschiebung von $O/M=2$ auf $O/M=1,98$ in 1 Jahr ergeben, bezogen auf ein Mischoxid mit 20 Mol% Plutoniumoxid .

Berücksichtigt man diese Unterschiede, ergibt sich, daß bei einem H_2O -Partialdruck von etwa 10^{-10} at der Transport von Sauerstoff vom (U,Pu) -Mischoxid über die Gasphase zur Hülle vernachlässigt werden kann. Abb.11 zeigt den daraus errechneten H_2 -Partialdruck, bei dem der Sauerstofftransport über die Gasphase unbedeutend wird, als Funktion des O/M -Verhältnisses in der Randzone eines Mischoxidbrennstoffs mit 20 mol% Plutoniumoxid. Geht man davon aus, daß geeignetes Natrium 0,1-0,5 ppm (Gew.) H_2 enthält, beträgt der H_2 -Partialdruck über dem Natrium $2 \cdot 10^{-6}$ bis $2 \cdot 10^{-5}$ at [4]. Wegen der hohen Diffusionsrate von H_2 durch die Hülle baut sich der gleiche Druck im Brennstab auf (unterbrochene Linien in Abb.11). Deshalb ist im Brennstab ein merklicher Transport von Sauerstoff zu erwarten, wenn das O/M -Verhältnis der peripheren Zone des Brennstoffs zwischen 1,97 und 2,0 liegt. Der Transport wächst in der Nähe des stoichiometrischen Zustandes ($O/M > 1,995$) rapide an. In diesem Bereich beginnen auch die flüchtigen Spaltprodukte, z.B. Cs, einen Beitrag zum Sauerstoff-

transport zu liefern, der im unterstöchiometrischen Zustand des Mischoxids wegen der niedrigen Sauerstoffaffinität dieser Spaltprodukte keine Rolle spielen dürfte.

Eine Berechnung anderer Autoren ergab, daß der Transport von Sauerstoff über Bildung von H_2O und CO/CO_2 unbedeutend ist, weil der Wasserstoff in kürzester Zeit durch die Edelhülle nach außen diffundiert und der CO -, bzw. CO_2 -Druck durch Bildung von $Cr_2_3C_6$ auf $3 \cdot 10^{-6}$ at erniedrigt wird [5]. Das gilt für die engen Diffusionswege in Rissen und Poren im Inneren des Brennstoffs, jedoch nicht für den Transport von der Brennstoffoberfläche, -wohin der Sauerstoff durch Festkörperdiffusion gelangt, zur Hülle. Der Wasserstoffdruck, der durch die Verunreinigungen im Na entsteht, reicht aus, um im Bereich von $O/M=1,97-2,0$ einen Sauerstofftransport zur Hülle aufrechtzuerhalten.

Literatur:

- [1] M. Bober, S. Dorner, C. Sari und G. Schumacher
Kerntechnik 14 (1972), 8, 347
- [2] M. Bober, C. Sari und G. Schumacher
J.Nucl.Mat. 39 (1971) 265; 40 (1971), 341.
- [3] D.J.M. Bevan und J. Kordis
J.Inorg.Nucl.Chem. 26 (1964) 1509
- [4] S.A. Meacham, E.F. Hill und A.A. Gordus
APDA-241 (1970)
- [5] J.M. Leitnacker und K.E. Spear
ORNL-TM-3849 (1972)

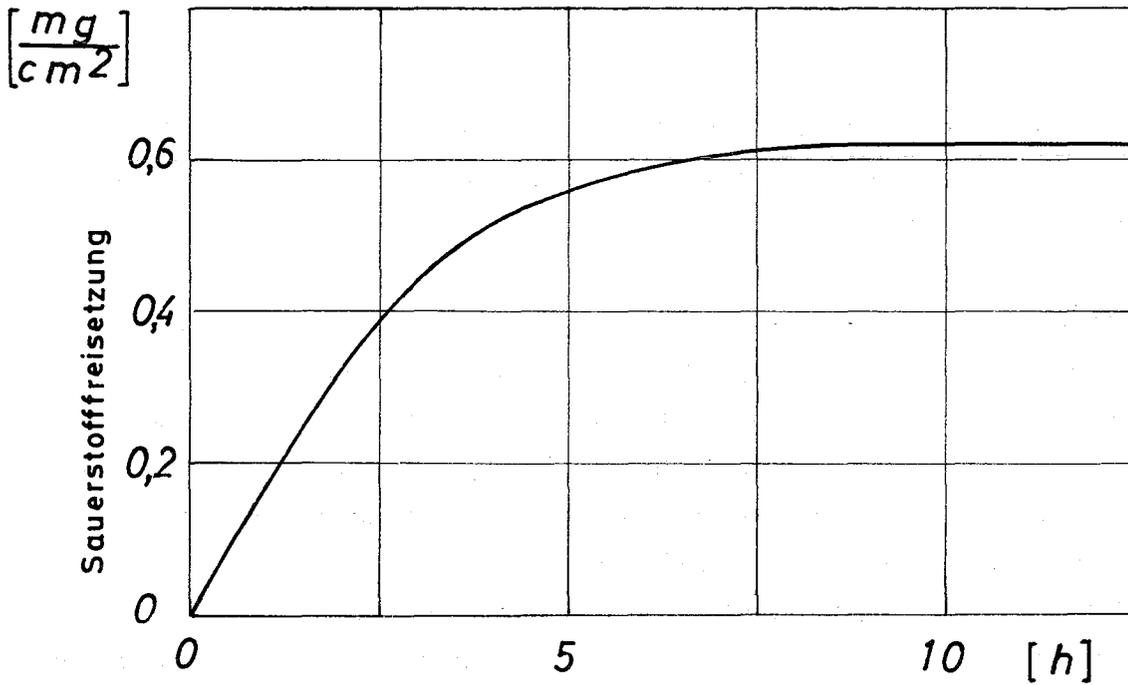


Abb. 7: Freisetzung von Sauerstoff aus $(U_{0,8}Ce_{0,2})O_{2-x}$ bei $1050^\circ C$ als Funktion der Glühzeit.

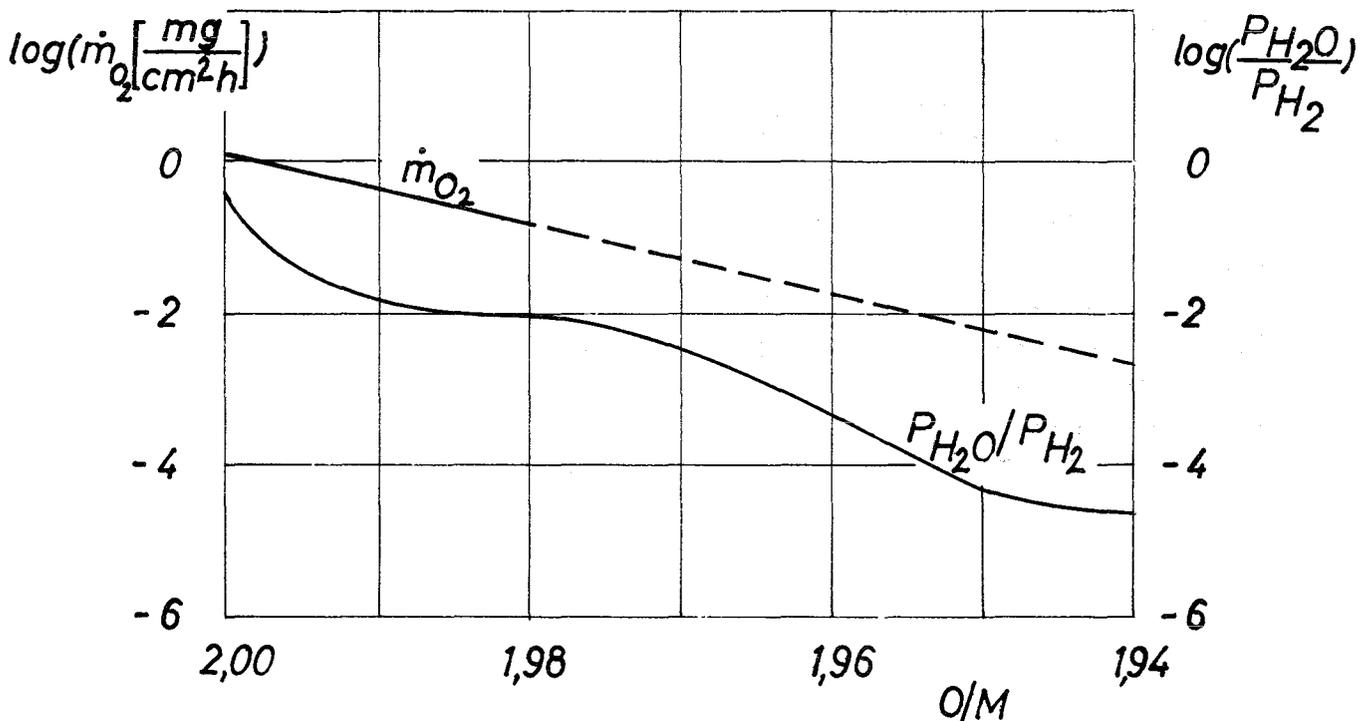


Abb. 8: Rate des Sauerstofftransports \dot{m}_{O_2} und Verhältnis der Partialdrücke von H_2O und H_2 in der Gasphase von $(U_{0,8}Ce_{0,2})O_{2-x}$.

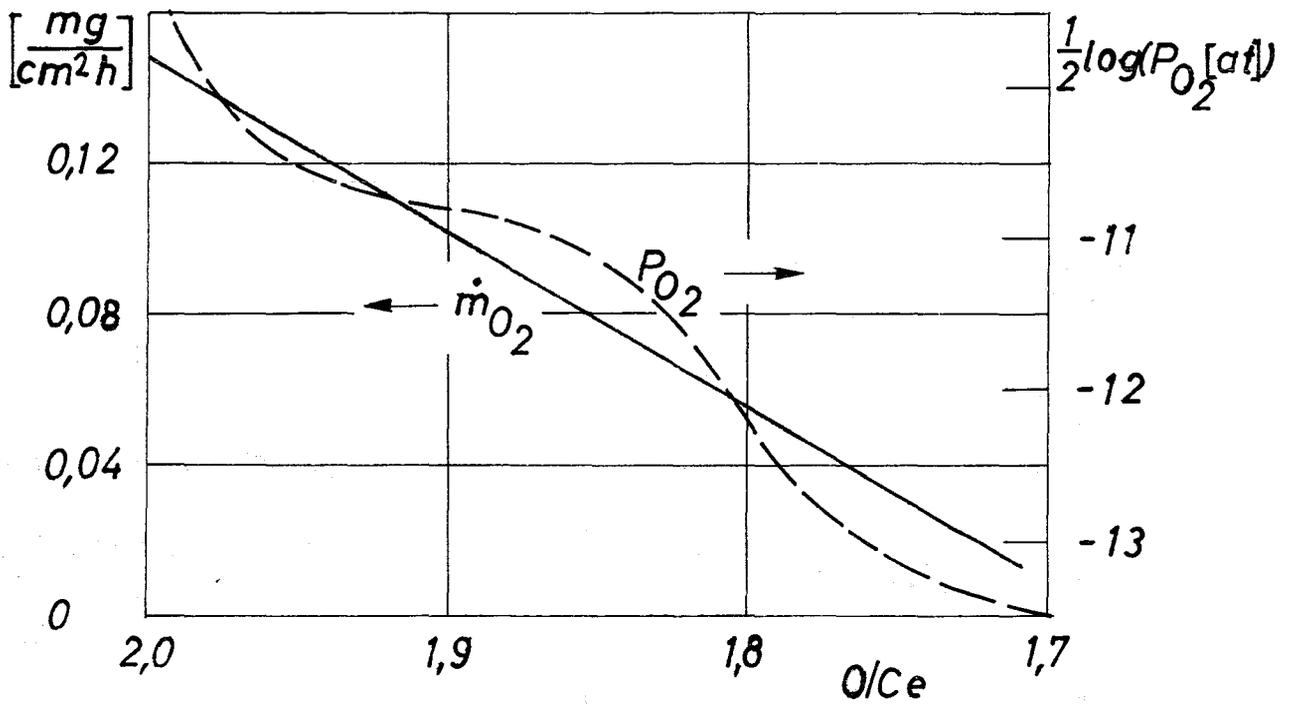


Abb.9: Rate der Sauerstoffaufnahme in der Legierung V3TiSi und Sauerstoffpartialdruck in der Gasphase als Funktion des O/M-Verhältnisses in $(U_{0,8}Ce_{0,2})O_{2-x}$

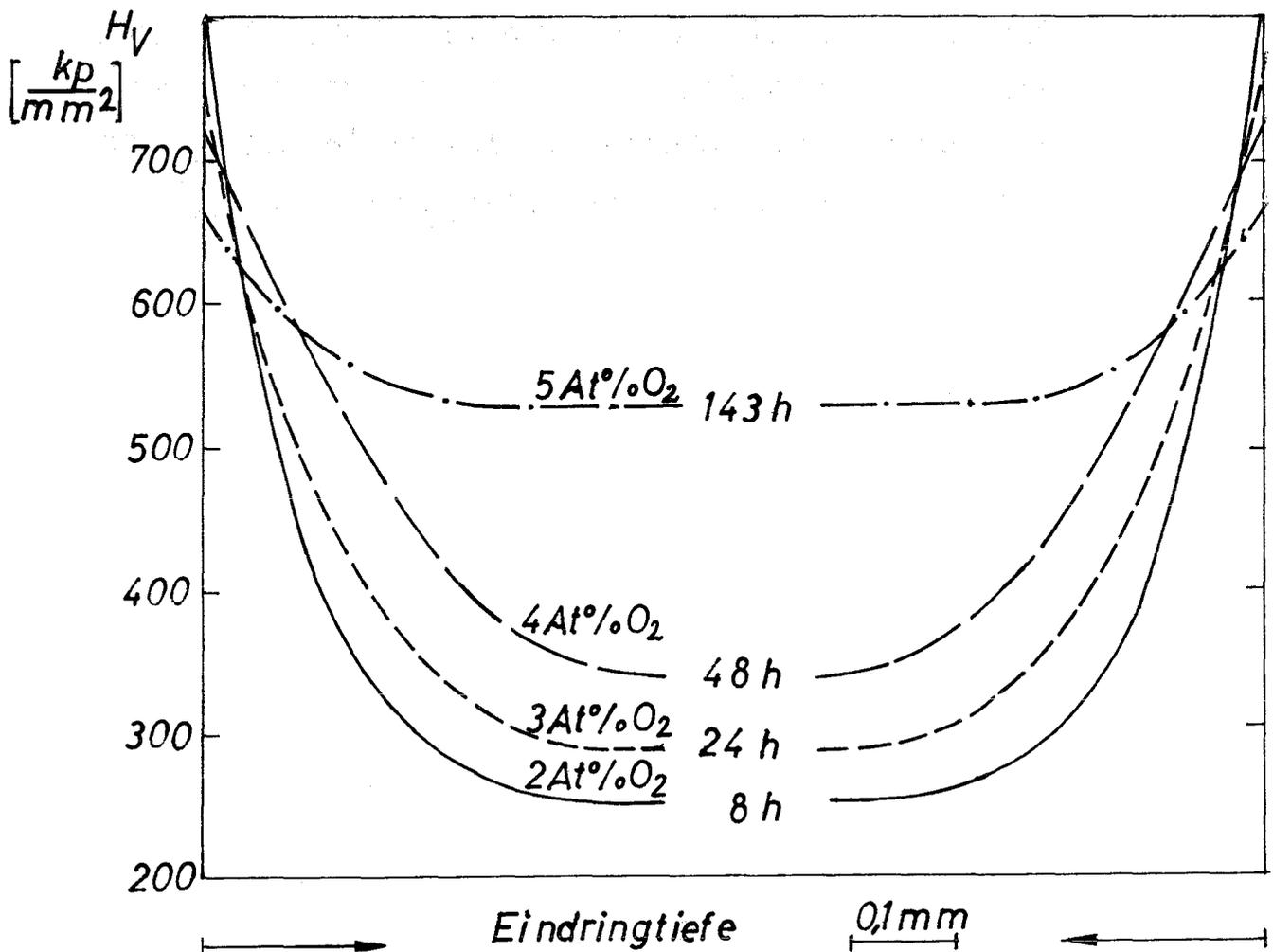


Abb.10: Härteprofile in V3TiSi-Scheiben für verschiedene Glühzeiten (Sauerstoffkonzentrationen).

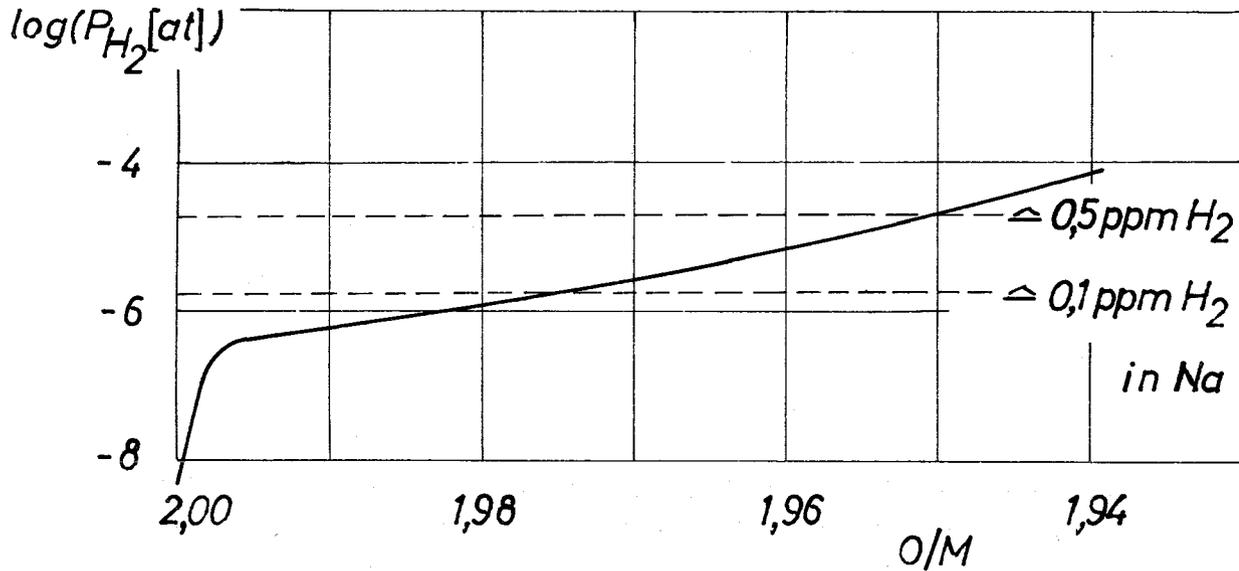


Abb.11: Errechneter Grenzpartialdruck des Wasserstoffs, bei dem im U-Pu-Mischoxid-Brennstab eines Na-gekühlten Reaktors noch ein merklicher Transport von Sauerstoff zur Hülle stattfinden kann. Abszisse: O/M in $(U_{0,8}Pu_{0,2})O_{2-x}$

1121.3 AnalytikMetallbeschichtung von Oxidbrennstofftabletten

(H. Schneider, IMF)

Da sich aus Verträglichkeitsuntersuchungen an austenitischen Cr-Ni-Stahlhüllen mit Oxidbrennstoff ergeben hatte, daß Niob als Gettersubstanz für den hüllschädigenden Sauerstoff besser geeignet ist als Chrom, wurden die Chrombeschichtungsversuche abgebrochen und Versuche zur Nb-Beschichtung begonnen. Das erforderte ein apparativ völlig anderes Verfahren. Das Prinzip des Verfahrens beruht darauf, dass Nb Cl_5 in Wasserstoffatmosphäre bei einer Temperatur von ca. 1000 °C zu Nb-Metall reduziert wird. Es wurde ein Quarzrohrföfen mit drehbarem Einsatz angefertigt. Die Pellets befinden sich in dem drehbaren Einsatz, in den das Gemisch Nb Cl_5 +H geleitet wird.

Im Rahmen zahlreicher Versuche wurden verschiedene Abscheidungsparameter (Temperatur, Strömungsgeschwindigkeit usw.) variiert und günstige Abscheidungsbedingungen festgelegt. Es konnten unter diesen Bedingungen auf Modellkörpern aus Keramik zusammenhängende, festhaftende Nb-Schichten von ca. 10 mg/Pellet aufgebracht werden.

Es werden nun Versuche mit Uranpellets in Angriff genommen.

1121.4 Nachbestrahlungsuntersuchungen mit der Mikrosonde am
Bestrahlungsexperiment Mol 7A, Stab 4 (H. Kleykamp,
 H.-D. Gottschalg, G. Halm, IMF)

Mit der abgeschirmten Cameca-Mikrosonde wurden die Nachbestrahlungsuntersuchungen am defekten Stab 4 des Bestrahlungsexperiments Mol 7A fortgesetzt. Es wurde eine nicht radial-symmetrische Plutonium-Anreicherung am teilweise sehr unregelmäßig geformten Zentralkanal beobachtet, die von der radialen und axialen Temperaturverteilung abhängt und infolge des eingedrungenen Natriums über die bisherigen Vorstellungen der Uran-Plutonium-Entmischung hinausgeht. In Höhe der Bruchstelle des Stabes im Bereich der höchsten Stableistung beträgt die maximale Plutonium-Konzentration 42% PuO_2 (Abb.12), sie ist im unteren Bereich des Stabes jedoch wesentlich geringer. Das eingedrungene Natrium hat mit dem Brennstoff eine ringförmige Reaktionszone von maximal 0,5 mm parallel zur Oberfläche gebildet, die plutoniumfrei ist und aus Natrium-Uranat besteht (Abb.12), das den Brennstoff bis in den unterstöchiometrischen Bereich reduziert. Dadurch wird die Bildung von bisher nicht beobachteten, sehr stabilen Spaltstoff-Platinmetall-Phasen der Form $(\text{U,Pu}) \cdot (\text{Rh,Pd})_3$ ermöglicht, die am oberen und unteren Ende des Zentralkanals und im zentralkanalnahen Bereich des Brennstoffs zusammen mit brennstofffreien metallischen Mo-Tc-Ru-Rh-Phasen auftreten. Das Hüllmaterial ist an der Bruchstelle stark aufgelockert, es werden Risse bis zu 250 μm beobachtet. Ein Einfluß von flüchtigen Spaltprodukten auf diesen Angriff konnte nicht nachgewiesen werden. Der Korngrenzenangriff der Hülle beträgt an der heißesten Stelle des Stabes etwa 60 bis 80 μm , er tritt am kalten Ende nicht auf. Im Spalt und in der Brennstoffoberfläche treten Barium-Molybdat- und Natrium-Uranat-Schichten sowie Hüllmaterialkomponenten auf (Abb. 13). Eine Natriumkorrosion an der Außenseite der Hülle wurde nicht beobachtet.

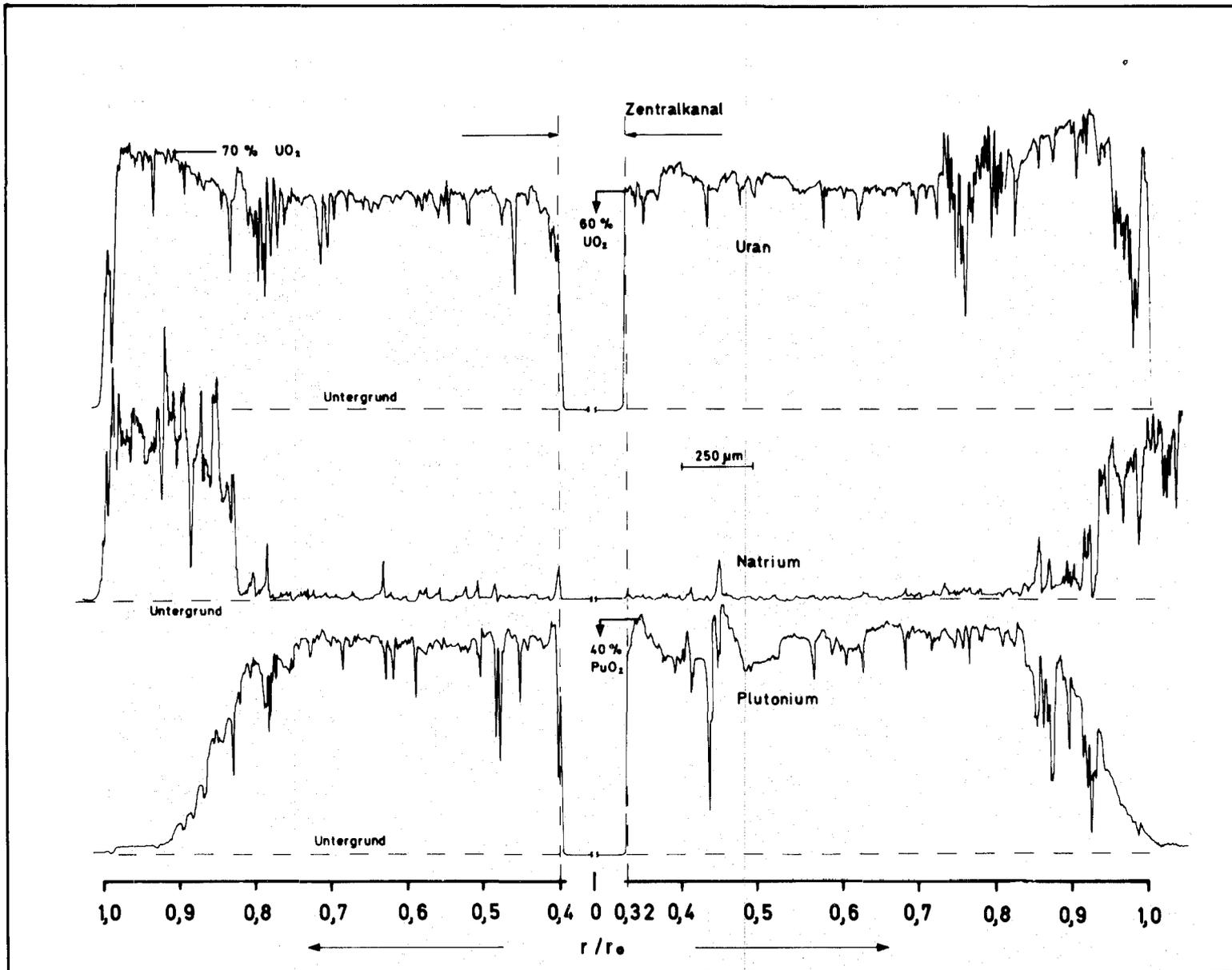


Abb. 12 Diametrales U-, Pu- und Na-Profil eines Querschliffs mit einer Pu-Zunahme zwischen Zentralkanal und der Na-Reaktionsfront auf einen mittleren Wert von 37% PuO_2 . Starke Pu-Abnahme in der 520 μm dicken Na-Reaktionszone mit einer Pu-freien Na-Uranat-Außenzone

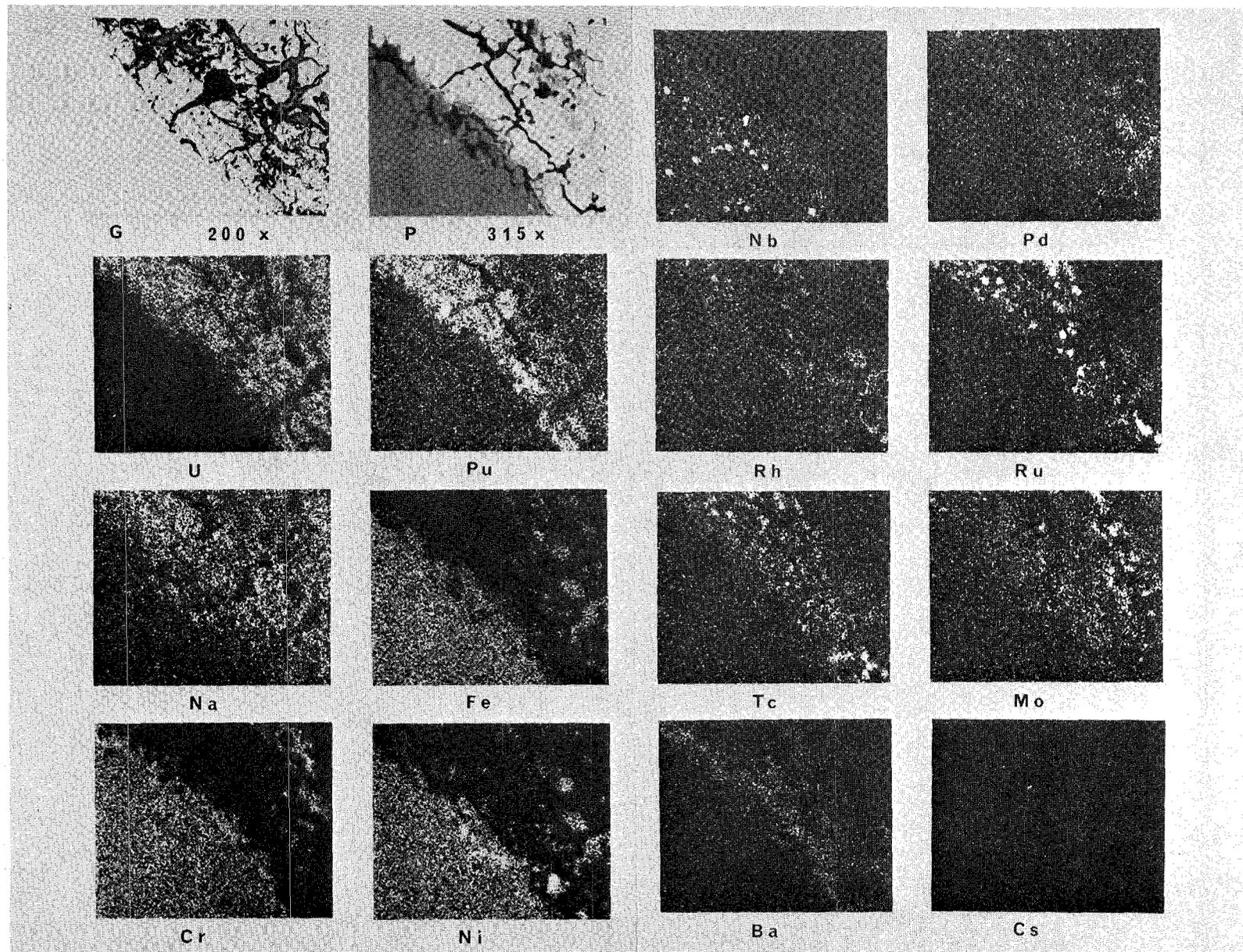


Abb. 13 Korngrenzenangriff des Hüllmaterials von etwa 40 μm Tiefe in Höhe maximaler Stableistung. Im Spalt und im Brennstoff befinden sich Ba-Molybdat- und Na-Uranat-Schichten sowie Hüllmaterialkomponenten zusammen mit Pd und fein verteilte metallische Mo-Tc-Ru-Rh-Ausscheidungen

1126. Spezielle Auswertungsmethoden bestrahlter ProbenZum Ansatz der Porositätsabhängigkeit für die Wärmeleitfähigkeit
keramischer Brennstoffe (G. Ondracek, B. Schulz, IMF)

In Rechenprogrammen zur Brennstabmodelltheorie -wie beispielsweise in SATURN 0 oder SATURN 1- wird die Porositätsabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit durch eine theoretische Beziehung erfaßt [1,2]. Die Ableitung dieser Gleichung ist in [2] zu finden. Sie ist Gegenstand der folgenden kritischen Betrachtungen. Bei ihrer Ableitung wurde von der Modellvorstellung ausgegangen, daß die beiden Bestandteile eines porösen Materials -der kompakte Werkstoff und die Poren- in idealisierter Anordnung vorliegen [2]. Durch sie läßt sich das Gefüge in kleine, gleichartig aufgebaute Bereiche aufteilen. Diese Aufteilung sowie ein einzelner solcher Bereich ist in Abb. 14 gezeigt. Die im SATURN-Programm verwendete Gleichung ergibt sich, indem zunächst die mittlere thermische Leit-

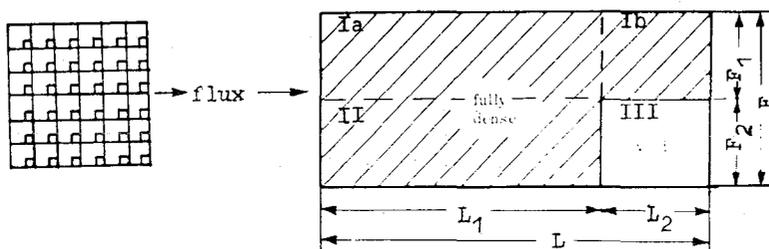


Abb. 14: Idealisierte Anordnung von Poren im Festkörper als Übersicht (links) und Elementarzelle (rechts)

fähigkeit für jenen Bereich, der aus den Zonen II und III in Reihenschaltung zusammengesetzt ist, berechnet wurde. Gemäß den Kirchhoffschen Gesetzen gilt:

$$R_s = R_{II} + R_{III} \quad \text{mit} \quad R_i = \frac{L_i}{k_i F_i} \quad (1)$$

(R = Wärmewiderstände; L_i = Länge des wärmeleitenden Materials; F_i = Querschnitt; k_i = Wärmeleitfähigkeit).

Aus Gleichung 1 und mit den Bezeichnungen nach Abb.1 folgt:

$$\frac{L}{k_s F_2} = \frac{L_1}{k_{II} \cdot F_2} + \frac{L_2}{k_{III} \cdot F_2} \quad \text{bzw.} \quad k_s = L \frac{k_{II} k_{III}}{L_1 k_{III} + L_2 k_{II}} \quad (2)$$

Schaltet man nun den Bereich S (= II + III) parallel mit Bereich I (= Ia + Ib) so erhält man die Leitfähigkeit des gesamten Systems (k):

$$\frac{1}{R} = \frac{1}{R_I} + \frac{1}{R_s} \quad \text{bzw.} \quad \frac{k \cdot F}{L} = \frac{k_I F_1}{L} + \frac{k_s F_2}{L} \quad (3)$$

Mit Gleichung (2) und den Bezeichnungen

$$\frac{F_1}{F} = f_1; \quad \frac{F_2}{F} = f_2; \quad f_1 + f_2 = 1; \quad \frac{L_1}{L} = I_1; \quad \frac{L_2}{L} = I_2; \quad I_1 + I_2 = 1 \quad k_I = k_{II} \quad (4)$$

erhält man

$$k = k_I \left[1 - f_2 \left(1 - \frac{1}{\frac{k_1}{1 + I_2} \left(\frac{1}{k_2} - 1 \right)} \right) \right] \quad (5)$$

Zone III in Abb. 1 repräsentiert das Porenvolumen:

$$P = \frac{V_2}{V} = \frac{F_2 \cdot L_2}{F \cdot L} = f_2 \cdot I_2 \quad (6)$$

Setzt man es näherungsweise kubisch an, und wählt für die Leitfähigkeit des kompakten Materials den Index 0, für diejenige der Poren den Index p, so gilt

$$P = I_2^3 \quad \text{bzw.} \quad P = f_2^{3/2}; \quad k_1 = k_0 \quad \text{bzw.} \quad k_3 = k_p \quad (7)$$

Aus Gleichung 5 und Gleichung 7 folgt die für das SATURN-Programm vorgeschlagene Beziehung [2]:

$$k = k_0 \left[1 - P^{2/3} \left(1 - \frac{1}{1 + P^{1/3} \left(\frac{k_0}{k_p} - 1 \right)} \right) \right] \quad (8)$$

Für den Grenzfall, daß die thermische Leitfähigkeit der Pore praktisch Null wird ($\frac{k_0}{k_p} \rightarrow \infty$), ergibt sich aus Gleichung 8 die Näherungsform [2]

$$k = k_0 (1 - P^{2/3}) \quad (9)$$

Nun kann man -völlig gleichberechtigt- die Ableitung nach Abb.1 auch so vornehmen, daß man zuerst aus den Zonen Ib und III durch Parallelschaltung einen Bereich bildet und diesen dann mit dem aus den Zonen Ia und II gebildeten Bereich in Reihe schaltet. Dieser zweite Weg soll nun mathematisch durchgeführt werden. Nach Kirchhoff ergibt sich für den Wärmewiderstand der parallelgeschalteten Zonen Ib und III

$$\frac{1}{R_g} = \frac{1}{R_{Ib}} + \frac{1}{R_{III}} \quad \text{bzw.} \quad \frac{k_g \cdot F}{L_2} = \frac{k_{Ib} \cdot F_1}{L_2} + \frac{k_{III} \cdot F_2}{L_2} \quad (10)$$

Mit Gleichung 4 wird daraus

$$k_g = k_{Ib} - k_{Ib} f_2 + k_{III} f_2 \quad \text{mit} \quad k_{Ib} = k_{Ia} = k_{II} = k_I \quad (11)$$

Der Bereich g (= Ib + III) wird nun in Reihe geschaltet mit dem Bereich, der aus den Zonen Ia und II besteht:

$$R = R_g + R_{Ia-II} \quad \text{bzw.} \quad \frac{L}{k \cdot F} = \frac{L_2}{k_g \cdot F} + \frac{L_1}{k_{Ia-II} \cdot F} \quad (12)$$

Mit den Gleichungen 4 und 11 folgt

$$k = \frac{k_g \cdot k_I}{I_2 k_I + k_g - I_2 k_g} \quad (13)$$

Substituiert man mit Gleichung 11, so folgt aus Gleichung 13

$$k = k_I \frac{k_I (1 - f_2) + k_{III} f_2}{k_{III} (f_2 - I_2 f_2) + k_I + k_I (I_2 f_2 - f_2)} \quad (14)$$

Setzt man das Porenvolumen (Zone III) näherungsweise wieder kubisch an, so gilt mit den Gleichungen 7

$$k = k_I \frac{\frac{k_o}{k_p} (1 - P^{2/3}) + P^{2/3}}{P^{2/3} - P + \frac{k_o}{k_p} (1 - P^{2/3} + P)} \quad (15)$$

Diese Gleichung ist bereits früher angegeben worden [3]. Für den Grenzfall nicht-wärmeleitender Poren ergibt sich ($k_p \rightarrow 0$)

$$k = \frac{k_o (1 - P^{2/3})}{1 - P^{2/3} + P} \quad (16)$$

Die Gleichungen 8 und 15 sind -ebenso wie ihre vereinfachten Ausdrücke Gleichung 9 und Gleichung 16- nicht identisch. Nach dem für das SATURN-Programm vorgeschlagenen Ansatz kommt man demnach bei konsequenter Anwendung zu zwei thermischen Leitfähigkeiten für ein und dasselbe Material, was physikalisch nicht richtig sein kann. Rechnet man für den Grenzfall von UO_2 mit nichtleitenden Poren ein Beispiel durch, ($k_o = 2,55 \cdot 10^{-2}$ (W/cm °C) nach [1]; $p = 20\%$), dann ist die thermische Leitfähigkeit nach Gleichung 9 bzw. Gleichung 16 deutlich (>16%) verschieden. Die Ursache dafür wurde bereits an anderer Stelle ausführlich dargestellt [4]. Sie liegt in der Tatsache begründet, daß nicht von der allgemeinen Feldgleichung ausgegangen wurde [2], sondern von einer ihrer integrierten Formen, nämlich dem Ohmschen Gesetz. Das Ohmsche Gesetz -und damit auch die Kirchhoffschen Beziehungen über Parallel- und Reihenschaltung- gilt jedoch nur unter bestimmten Voraussetzungen, die für den kritisierten Ansatz nicht vollständig erfüllt sind. Er führt daher zu dem unzulässigen Resultat, daß ein poröser Werkstoff unter konstanten Bedingungen zwei thermische Leitfähigkeiten besitzt; d.h. der für das SATURN-Programm verwendete Ansatz ist praktisch nicht eindeutig.

Neben der Forderung nach physikalischer Eindeutigkeit gibt es noch eine Reihe weiterer Kriterien, die eine theoretische Gleichung erfüllen muß, wenn sie die wirklichen Verhältnisse richtig wiedergeben soll. Sie sind an anderer Stelle ausführlich dargestellt und haben eine Vorauswahl unter den zahlreichen Ansätzen ermöglicht, die in der Literatur für das dargestellte Problem existieren [4]. Unter ihnen befindet sich jene in allgemeiner Form, die alle Grenzbedingungen erfüllt und theoretisch bislang am besten begründet ist [5,6]. Ihre Ableitung geht von der allgemeinen Gleichung für zweiphasige Werkstoffe aus. Läßt man nun die Leitfähigkeit der diskontinuierlichen Phase sehr groß gegenüber derjenigen der kontinuierlichen "Matrix"-Phase werden, so folgt die Gleichung für den porösen Körper mit geschlossener Porosität

$$k = k_o (1 - P) \frac{\cos^2 \alpha}{2F} - \frac{1 - \cos^2 \alpha}{F - 1} \quad (17)$$

Die stereometrischen Faktoren für die Porenform (F) und -orientierung ($\cos^2\alpha$) sind durch quantitative Messungen am Gefüge des porösen Werkstoffes bestimmbar [7 - 11]. Für annähernd sphärische Poren ist

$$(\cos^2\alpha = \frac{1}{3}; F = \frac{1}{3})$$

$$k = k_0 (1 - P)^{3/2} \quad (18)$$

Der Exponent in Gleichung 17 ist mit der Porenform und -orientierung stark veränderlich. Streuungen experimenteller Werte für den gleichen Werkstoff bei gleicher Porosität sind daher erklärbar aus unterschiedlichen stereometrischen Faktoren für die Poren. Gleichung 18 für sphärische Poren ergibt Werte, die zwischen denen der Gleichung 9 und 16 liegen. Für 20% Porosität beispielsweise weichen sie $\pm 8\%$ ab. Da dies etwa dem Meßfehler entspricht, können Gleichung 9 und Gleichung 16 als Grenzfälle mit Meßwerten zufällig übereinstimmen. Dies widerlegt allerdings nicht die Tatsache der Doppeldeutigkeit ihres Ansatzes und -bei Benutzung von Gleichung 9 allein- der Einbringung eines systematischen Fehlers in das Saturnprogramm. Der Vergleich mit experimentellen Werten hat gezeigt, daß sich Gleichung 18 zur Beschreibung der Porositätsabhängigkeit der Leitfähigkeit gut eignet [5]. In Abb.15 ist die theoretische Kurve für den Bereich geschlossener Porosität ($< 12\%$) nach Gleichung 18 berechnet worden. Für höhere und offene Porositäten gilt eine auf entsprechende Weise mathematisch abgeleitete Gleichung, die an anderer Stelle besprochen worden ist [12].

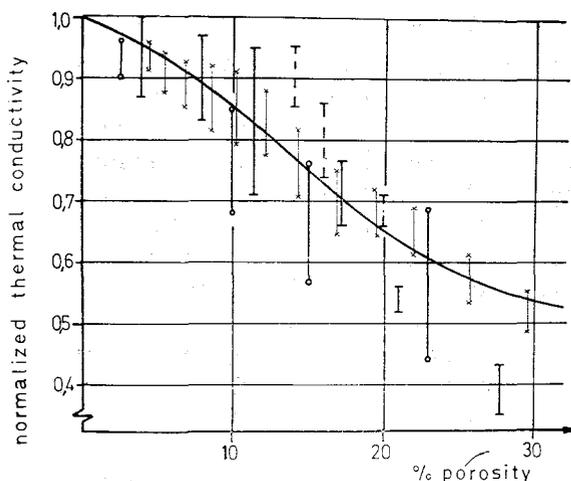


Abb. 15: Porositätsabhängigkeit der Wärmeleitfähigkeit [12]

\uparrow UO₂ \uparrow (U_{0.8}Pu_{0.2})O₂
 \uparrow UN — theoretische Kurve

Die theoretische Kurve gilt für sphärische Poren, eine Annahme, die für einige Meßwerte nicht zutrifft. Diese Meßwerte berühren die theoretische Kurve daher nicht. Sie müssen mit anderen stereometrischen Daten berechnet werden.

Literatur

- [1] H. Kämpf, H. Elbel, K. Kummerer, KFK 1400-EUR 4577d, 1971
- [2] H. Kämpf, G. Karsten, Nucl.Appl.Techn. 9, p.288, 1970
- [3] A.E. Powers, KAPL-2145/TID 4500, 16th Edition, 1961
- [4] G. Ondracek, B. Schulz, Ber.DKG, Bd.48, H.10, S.427, 1971
- [5] S. Nazare, G. Ondracek, F. Thümmel in H.H.Hausner, Modern Developments in Powder Metallurgy, Plenum Press New York, Vol.5, p.171, 1971
- [6] G. Ondracek, B. Schulz, Ber.DKG, Bd.48, H.12, S.525, 1971
- [7] G. Ondracek, B. Schulz, Prakt.Metallographie, H.1, 1973
- [8] S. Nazare, G. Ondracek, The Microscope, Vol.20, First Quarter, 1973
- [9] G. Ondracek, B. Schulz, Prakt.Metallographie, H.2, 1973
- [10] G. Ondracek, in "Science in Ceramics", Sonderband der DKG/AEC, im Druck
- [11] G. Ondracek, Radex-Rundschau, H. 3/4, 1972
- [12] G. Ondracek, B. Schulz, J.Nucl.Mat., im Druck

1122 Bestrahlungsexperimente - Oxid (Parametertests)1122.11 Untersuchungen zum Kriechen und SchwellenIn-pile-Kriechversuche an porösem UO_2 - PuO_2 -Brennstoff
(D. Brucklacher, I. Alecu, IMF)

Im Anschluß an die Untersuchungen des Kriechverhaltens von UO_2 unter Neutronenbestrahlung im FR 2 wurde eine erste Serie von 5 Kapselversuchseinsätzen mit UO_2 - PuO_2 -Brennstoff bestrahlt.

Versuchsdurchführung

Die UO_2 -15 % PuO_2 -Proben wurden aus UO_2 mit natürlicher Isotopenzusammensetzung und aus durch Oxalatzersetzung gewonnenem PuO_2 hergestellt. Die Pulver wurden mechanisch gemischt und zu zylindrischen Proben verpreßt, die bei $1600^\circ C$ unter Argon / 5 % H_2 -Gemisch 2 Stunden lang gesintert wurden. Die Sinterdichte der Tabletten betrug 86 % TD, die Stöchiometrie lag bei $1.985 \pm 0,005$. Zur genauen Dimensionierung wurden die Tabletten auf einer spitzenlosen Rundschleifmaschine auf das Durchmessermaß von 5,2 mm geschliffen und danach in Scheibchen von 1 mm Höhe getrennt. Die einzelnen Brennstoffscheibchen wurden mit einer Ultraschall-Bohrmaschine zentrisch durchbohrt, der Bohrungsdurchmesser betrug 2,2 mm.

Die Kriechuntersuchungen erfolgten in der für den FR 2 entwickelten Brennstoffkriechkapsel [1]. Diese Kapsel gestattet bei pneumatischer Druckbelastung eine kontinuierliche Probenlängenmessung durch induktive Verlagerungsaufnehmer. Ein Bestrahlungseinsatz enthält jeweils 2 Proben mit getrennten Meßvorrichtungen. Die Kriechproben bestehen aus einem Stapel von 10 ringförmigen Brennstofftabletten und 9 Molybdän-Zwischenringen.

Die Versuche wurden bei Brennstofftemperaturen zwischen 300 und $980^\circ C$, bei Druckspannungen von $1,5$ und 4 kp/mm^2 und bei Spaltungsraten zwischen $2,5$ und $5 \cdot 10^{-9}$ Spaltungen/schweres Atom \cdot s durchgeführt. Der maximal erreichte Abbrand lag bei etwa $0,8$ %.

Die Meßkurven für die Probenlängenänderung in Abhängigkeit von der Zeit zeigen bei tiefen und bei hohen Temperaturen jeweils einen typischen Ver-

lauf (Abb. 16). Bei Temperaturen bis ca. 500°C verlaufen die Kurven sigmoidal. Es können 3 Kurvenabschnitte unterschieden werden. Zu Beginn der Bestrahlung findet bis zu einer Spaltungsdichte in der UO_2 -Matrix von ca. $4 \cdot 10^{17}$ Spaltungen/cm³ keine nennenswerte Verformung statt. Der sich anschließende Kurvenabschnitt zeichnet sich durch eine zeitabhängige Verformungsgeschwindigkeit aus. Dabei nimmt die anfänglich hohe Verformungsgeschwindigkeit mit der Zeit ab, bis sich ein konstanter Wert, d.h. die stationäre Kriechgeschwindigkeit eingestellt hat, die den dritten Kurvenabschnitt bestimmt.

Bei Temperaturen zwischen ca. 600 und 1000°C lassen sich für den Kurvenverlauf nur zwei Bereiche unterscheiden. Dies gilt sowohl für Proben, die neu zur Untersuchung eingesetzt werden, als auch für Proben, die bei Temperaturen unterhalb 500°C unter Neutronenbestrahlung vorverformt wurden. Sofort bei Versuchsbeginn tritt eine sehr hohe, mit der Zeit abnehmende Kriechgeschwindigkeit auf. Sie scheint auf einen Heißpreßvorgang zurückzuführen zu sein. Die Verformungsgeschwindigkeit und die in diesem Teil der Kurve erreichte Verformung nimmt mit steigender Temperatur zu. Nach einer Probenlängenänderung um mehrere Prozent geht die Kurve in den Bereich des stationären Kriechens über.

Die Meßergebnisse für die stationäre Kriechgeschwindigkeit bei verschiedenen Versuchsbedingungen sind in der folgenden Tabelle zusammengestellt:

Tab. 3

Versuchs-Nr.	E25/A	E24/A	E18	E26/B	E28	E20	E25/B
$T_{\text{Brennstoff}} [^{\circ}\text{C}]$	460	485	540	610	665	940	980
σ [kp/mm ²]	1,5	1,5	4	1,5	1,5	4	1,5
\dot{S} [10^{-9} Sppltg./At·s]	2,5	2,5	2,5	5	2,5	4	5
$\dot{\epsilon}_{\text{gem.}}$ [10^{-4} /h]	0,5	0,55	<3,3	<3,1	1,1	1,8	1,9

Die für die Versuche E18 und E26/B ermittelten Werte dürften für die stationäre Kriechgeschwindigkeit etwas zu hoch sein. Die relativ kurze Versuchsdauer von ca. 70 Stunden reicht nicht aus, um mit Sicherheit davon

ausgehen zu können, daß der Zustand des stationären Kriechens erreicht ist. Der Verlauf der beiden Meßkurven legt nahe, daß die Geschwindigkeiten für das stationäre Kriechen kleiner sind als die angegebenen Werte, jedoch nicht um mehr als den Faktor 0,5.

In Abb. 17 sind die spannungsnormierten Kriechgeschwindigkeiten für eine Spaltungsrate von $1 \cdot 10^{-8}$ Spaltungen/schweres Atom·s über der reziproken Temperatur aufgetragen. Bei der Normierung wurde angenommen, daß die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit sowohl zur Spannung als auch zur Spaltungsrate proportional ist, was für UO_2 bereits nachgewiesen wurde [2]. Das Diagramm enthält außerdem Meßergebnisse von BMI für 95 % TD dichtes UO_2 -22 % PuO_2 [3] sowie die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit in UO_2 zum Vergleich [4]. Danach ist in den untersuchten Mischoxid-Proben die Kriechgeschwindigkeit höher als in vollständig dichtem UO_2 . Die Lage der Meßpunkte kann erklärt werden, wenn man davon ausgeht, daß in mechanisch gemischtem, nicht homogenisiertem UO_2 - PuO_2 mit überwiegendem UO_2 -Anteil die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit der Probe durch die Kriechgeschwindigkeit in der UO_2 -Matrix bestimmt wird. Die PuO_2 -Partikel weisen wegen der hohen bestrahlungsinduzierten Plastizität keinen nennenswerten Verformungswiderstand auf und wirken deshalb ähnlich wie Poren.

Einfluß der Pu-Verteilung

Die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit in UO_2 - PuO_2 kann durch eine Beziehung für die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit in porösem UO_2 beschrieben werden. Dazu wird eine 'effektive' Porosität eingeführt, die sich aus der echten Porosität und einer durch die PuO_2 -Teilchen und den sie umgebenden Spaltfragment-Recoil-Bereich bedingten Scheinporosität zusammensetzt. Durch Einsetzen der bestrahlungsinduzierten Kriechgeschwindigkeit in hochdichtem UO_2 [4] in eine Formel für die Porositätsabhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit in keramischen Materialien [2] ergibt sich:

$$\dot{\epsilon}^* = (0,56 / \text{kp mm}^{-2}) \sigma \cdot e^{\frac{-5200}{RT}} \cdot \dot{S} (1 + 12,5 P_{\text{eff}}^2) \quad (1)$$

Dabei ist σ die angelegte Spannung, \dot{S} die Spaltungsrate in Spaltungen pro schweres Atom und Zeiteinheit in der UO_2 -Matrix und P_{eff} die effektive Porosität in Volumenanteil. Für die effektive Porosität gilt:

$$P_{\text{eff}} = P_0 + \alpha P_1 + \beta P_2 \quad (2)$$

P_0 ist der Volumenanteil der echten Porosität, P_1 der Volumenanteil der PuO_2 -Partikel und P_2 der Volumenanteil des umgebenden Spaltfragment-Recoil-Bereichs. Die Größe der Faktoren α und β (sie sind ≤ 1) ist abhängig von dem Verhältnis der Kriechgeschwindigkeit von UO_2 -Matrix und PuO_2 -Partikel bzw. Matrix und Recoil-Bereich und davon, ob echte Porosität direkt mit den PuO_2 -Partikeln in Kontakt ist.

Durch Umschreiben der Scheinporosität und Einsetzen von (2) in (1) folgt

$$\dot{\epsilon}_{\text{UO}_2\text{-PuO}_2}^* = (0,56/\text{kp}\cdot\text{mm}^{-2})\sigma\cdot e \frac{-5200}{RT} \cdot \dot{\epsilon} \left\{ 1 + 12,5 \left[P_0 + \alpha n \frac{4\pi}{3} r^3 + \beta \cdot n \frac{4\pi}{3} (3r^2d + 3rd^2 + d^3) \right]^2 \right\}$$

oder

$$\dot{\epsilon}_{\text{UO}_2\text{-PuO}_2}^* = (0,56/\text{kp}\cdot\text{mm}^{-2})\sigma\cdot e \frac{-5200}{RT} \cdot \dot{\epsilon} \left\{ 1 + 12,5 \left[\bar{P} + \alpha P_1 + \beta P_1 \left(3\frac{d}{r} + 3\left(\frac{d}{r}\right)^2 + \left(\frac{d}{r}\right)^3 \right) \right]^2 \right\} \quad (3)$$

wenn r der Radius der Partikel (in cm), n die Dichte der PuO_2 -Partikel (pro cm^3) und d die Breite der Recoil-Zone (in cm) ist.

Die Beziehung für die bestrahlungsinduzierte Kriechgeschwindigkeit in $\text{UO}_2\text{-PuO}_2$ zeigt, daß die Kriechgeschwindigkeit stark von der Pu-Verteilung abhängt. Proben mit gleichem Ausgangsgefüge der Preßlinge werden verschiedene Kriechgeschwindigkeiten aufweisen, wenn durch unterschiedliche Sinterbedingungen eine verschieden starke Teilhomogenisierung erzielt wurde. Tritt während des Versuchs eine Änderung der Pu-Verteilung auf, so sollte sich diese auch in einer Änderung der Kriechgeschwindigkeit ausdrücken.

Diskussion der Ergebnisse

Die hier gemessenen Kriechgeschwindigkeiten in $\text{UO}_2\text{-PuO}_2$ haben bei Temperaturen unterhalb 700°C die gleiche Temperaturabhängigkeit wie in UO_2 , was aus Abb.17 ersichtlich ist. Für die Aktivierungsenergie des Kriechprozesses ergibt sich der bereits in den Formeln (1) bzw. (3) verwendete Wert von 5200 cal/mol. Die Kriechgeschwindigkeiten liegen jedoch um den Faktor 20

höher als in vollständig dichtem UO_2 . Dieser Unterschied kann auf die hohe effektive Porosität der Proben zurückgeführt werden. Das von BMI untersuchte UO_2 -22 % PuO_2 scheint dagegen weitgehend homogenisiert gewesen zu sein. Die gegenüber vollständig dichtem UO_2 um den Faktor 3 erhöhte Kriechgeschwindigkeit läßt sich durch die echte Porosität erklären.

In dem Temperaturbereich zwischen 900 und 1000°C liegen die hier gemessenen Kriechgeschwindigkeiten von UO_2 - PuO_2 niedriger als im Temperaturbereich unterhalb 700°C. Sie fallen dort mit den BMI-Ergebnissen zusammen. Die Ursache dürfte in der Verdichtung der Probe durch den früher erwähnten Heißpreßvorgang und in der Homogenisierung der Pu-Verteilung bei hohen Temperaturen zu suchen sein. Beide Effekte wurden an keramographischen Schlifflinien der Proben nachgewiesen.

Literatur

- [1] D. Brucklacher, W. Dienst
Kontinuierliche Messung des Kriechens von UO_2 unter Bestrahlung
Journ. of Nucl. Mat. 36 (1970) 244 - 247

- [2] D. Brucklacher, W. Dienst
Creep Behavior of Ceramic Nuclear Fuels under Neutron Irradiation
Journ. of Nucl. Mat. 42 (1972) 285 - 296

- [3] J. Routbort, ANL
Private Mitteilung (1972)

- [4] D. Brucklacher
Einfluß von Druck und Temperatur auf das bestrahlungsinduzierte
Kriechen von UO_2 , KFK 1272/2

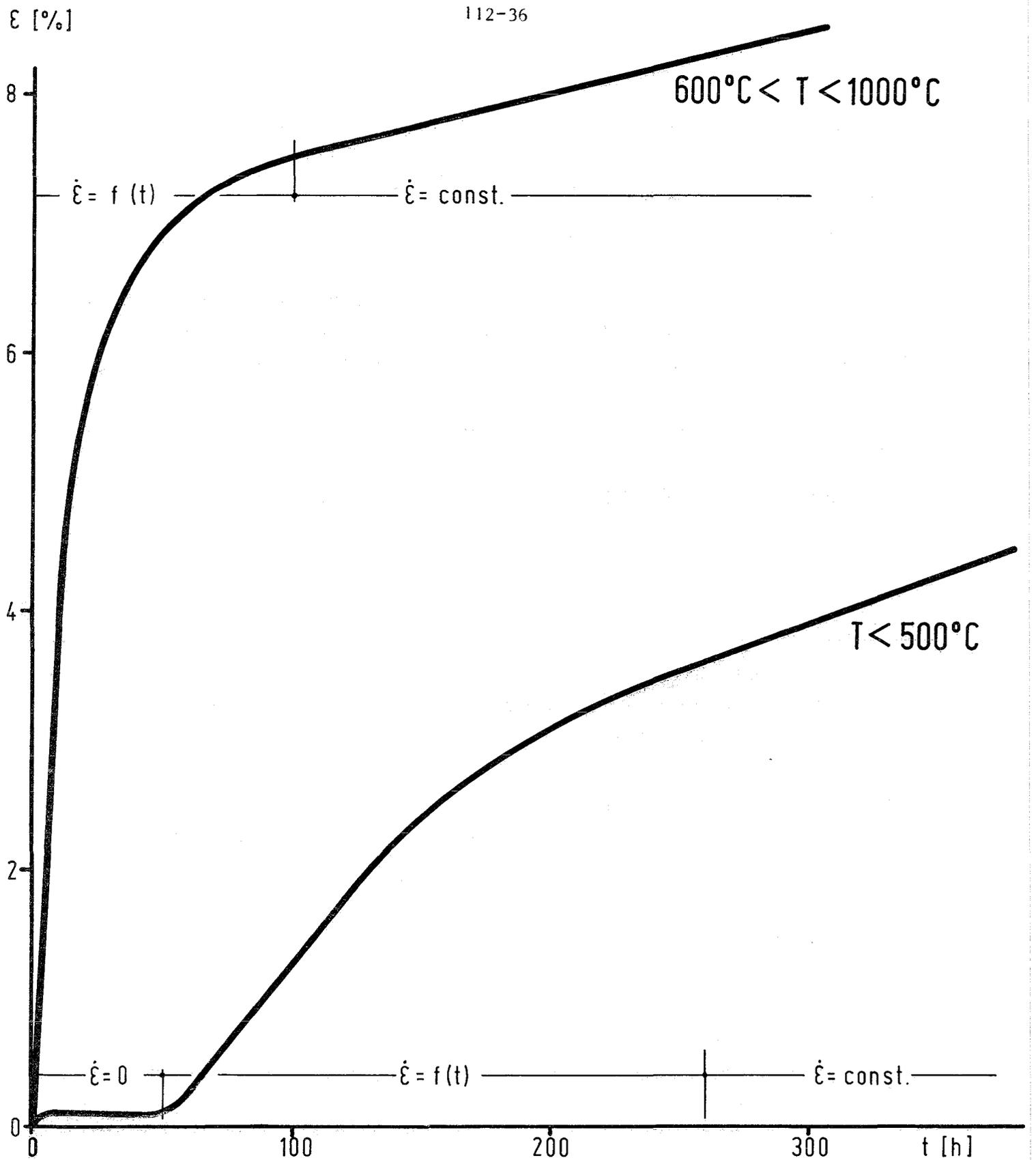


Abb.16 Schematische Darstellung der Verformung von porösen Mischoxid-Proben unter Neutronenbestrahlung bei konstanter Last in Abhängigkeit von der Zeit

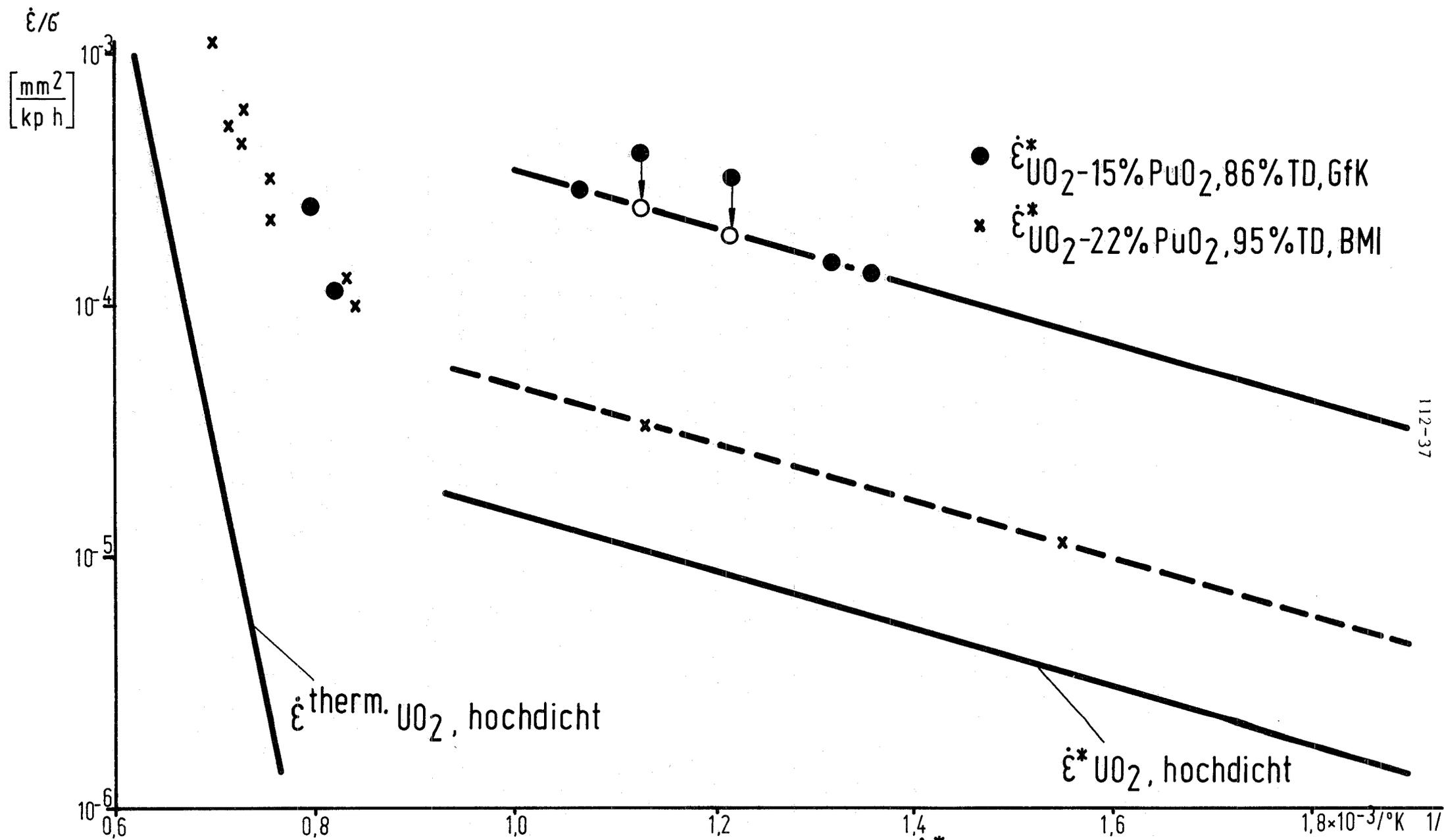


Abb.17 Spannungsnormierte stationäre Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}^*$ in oxidischen Proben unter Bestrahlung in Abhängigkeit von der reziproken Temperatur bei einer Spaltungsrate von 1×10^{-8} Spaltungen / schweres Atom · s

1123 Bestrahlungen im schnellen NeutronenflußVerträglichkeit von Brennstoff und Hülle in den Rapsodie-Monitor-Stäben

(O. Götzmann, P. Hofmann, IMF)

Von den fünf Monitor-Brennstäben, die im Rapsodie-Core von Ende 1970 bis Ende 1971 bestrahlt wurden, sind vier keramographisch untersucht worden. Zwei der Stäbe (AU 31 und AU 34) waren mit Brennstoff von der Fa. Alkem gefüllt, die anderen beiden (BU 18 und BM 17) mit Brennstoff der Fa. Belgonucléaire. Der Unterschied lag beim O/M-Verhältnis: Alkem 1.98 - 1.99; Belgonucléaire 1.965. Der Anreicherungsgrad war der gleiche ($Pu/U+Pu = 0,27$; 83% U-235 im Uran). Die Tablettendichten lagen bei 85% TD. Drei verschiedene Spaltbreiten zwischen Hülle und Brennstoff wurden verwendet: 90 - 130 μm , 130 - 170 μm und 170 - 210 μm . Als Hüllmaterialien kamen Stähle vom Typ 1.4970 und 1.4988 zum Einsatz.

Im Stab AU 34 wurde ein maximaler Abbrand von 7,12% FIMA erreicht. Der mittlere Abbrand der Stäbe lag bei etwa 6% FIMA. Die beobachteten maximalen Angriffstiefen in jedem Stab sind in Tab. 4 zusammen mit anderen interessierenden Daten aufgeführt. Maximale Angriffstiefen von nahezu 100 μm sind gemessen worden (vgl. auch Abb. 18). Die Schnitte sind nicht durchweg an vergleichbaren Stabpositionen ausgeführt worden, so daß nicht überall die Stellen mit der höchsten Hüllinnentemperatur untersucht werden konnten. Die Stabposition gibt die Höhe in cm vom unteren Brennstoffende an. Die maximale Hüllinnentemperatur wird in jedem Stab bei etwa 650 °C gelegen haben. In der Tabelle sind die Hüllmittentemperaturen für die jeweiligen Schnitte angegeben. Es sind nur die obersten (heißesten) Schnittebenen aufgeführt.

Man erkennt aus der Tabelle, daß durch ein niederes Ausgangs-O/M-Verhältnis der Hüllangriff reduziert wurde (vgl. auch Abb. 19). Von den beiden verwendeten Hüllmaterialien scheint der 1.4988-Stahl gegenüber Hüllangriffen resistenter zu sein. Leider muß diese Aussage jedoch mit Vorbehalt gemacht werden, da nur ein Stab mit einer 1.4988-Umhüllung und der auch noch mit einem Brennstoff mit niederm Ausgangs-O/M-Verhältnis untersucht wurde. Für eine stärker fundierte Aussage in dieser Hinsicht hätte noch der fünfte Stab (AM 61) untersucht werden müssen.

Tab. 4

Tabelle über gemessene Angriffstiefen in den Rapsodie-
Monitor-Stäben

Stab. Bez.	Schnitt Pos.	Tabletten- dichte % TD	Ausgangs- O/M	ursprüngl. Spaltbreite [μm]	max. Abbrand % FIMA	max. Stableist. W/cm	Hüllinnen- temp. $^{\circ}\text{C}$	Hüll- material	max. Hüll- angriff [μm]
AU 31	19,7	85,1	1,98	130-170	6,7	460	600	1.4970	80
AU 34	25	85	1,99	170-210	7,12	460	620	1.4970	90
BU 18	19,7	84,8	1,965	90-130	6,8	460	600	1.4970	30
BM 17	25	84,8	1,965	170-210	7,06	460	620	1.4988	10
AM 61		85,2	1,99	90-130	6,9	460	-	1.4988	nicht untersucht

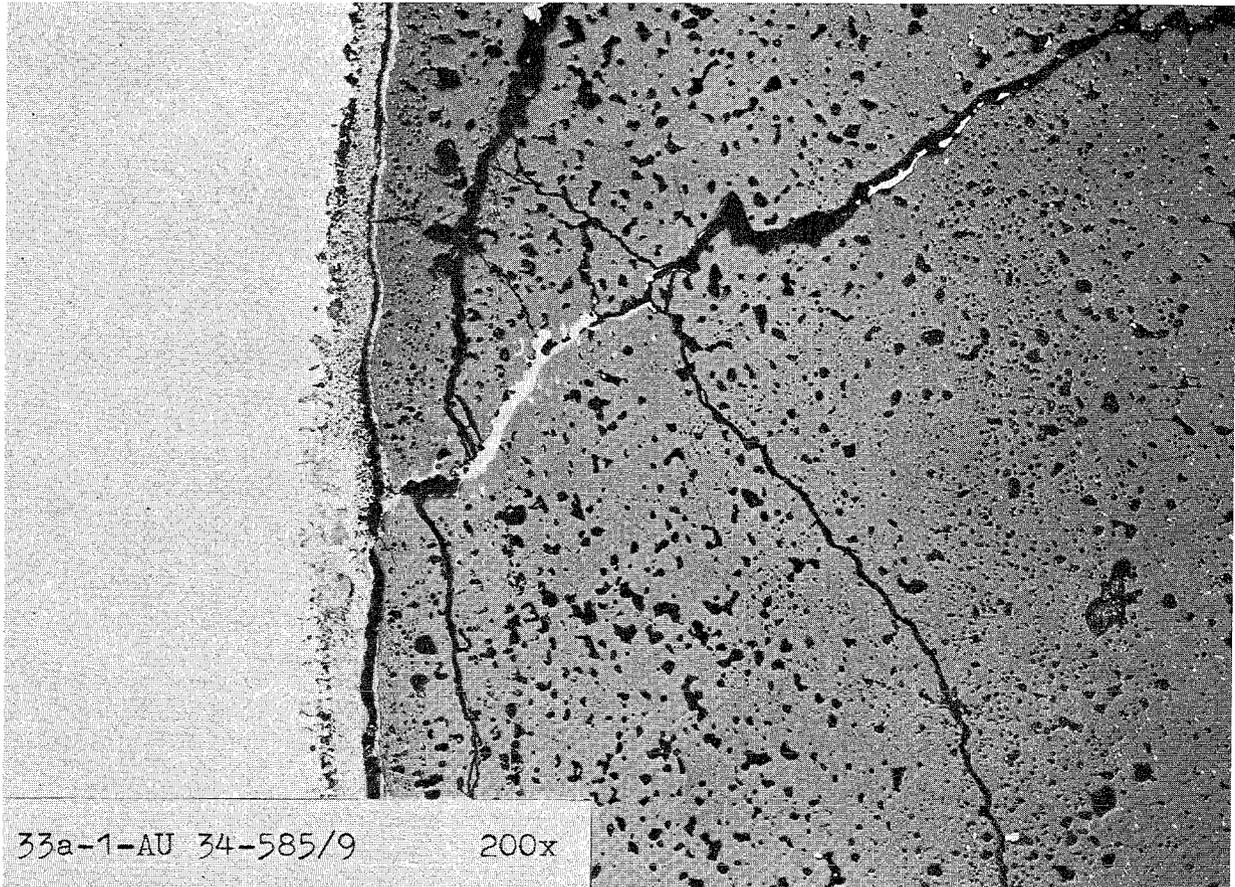


Abb. 18 : Hüllangriff im Stab AU 34,
Hülle 1.4970; Brennstoff $(U,Pu)O_{1,99}$
Hüllinnentemperatur: $\sim 620^{\circ}C$
Hüllmaterial nicht geätzt.

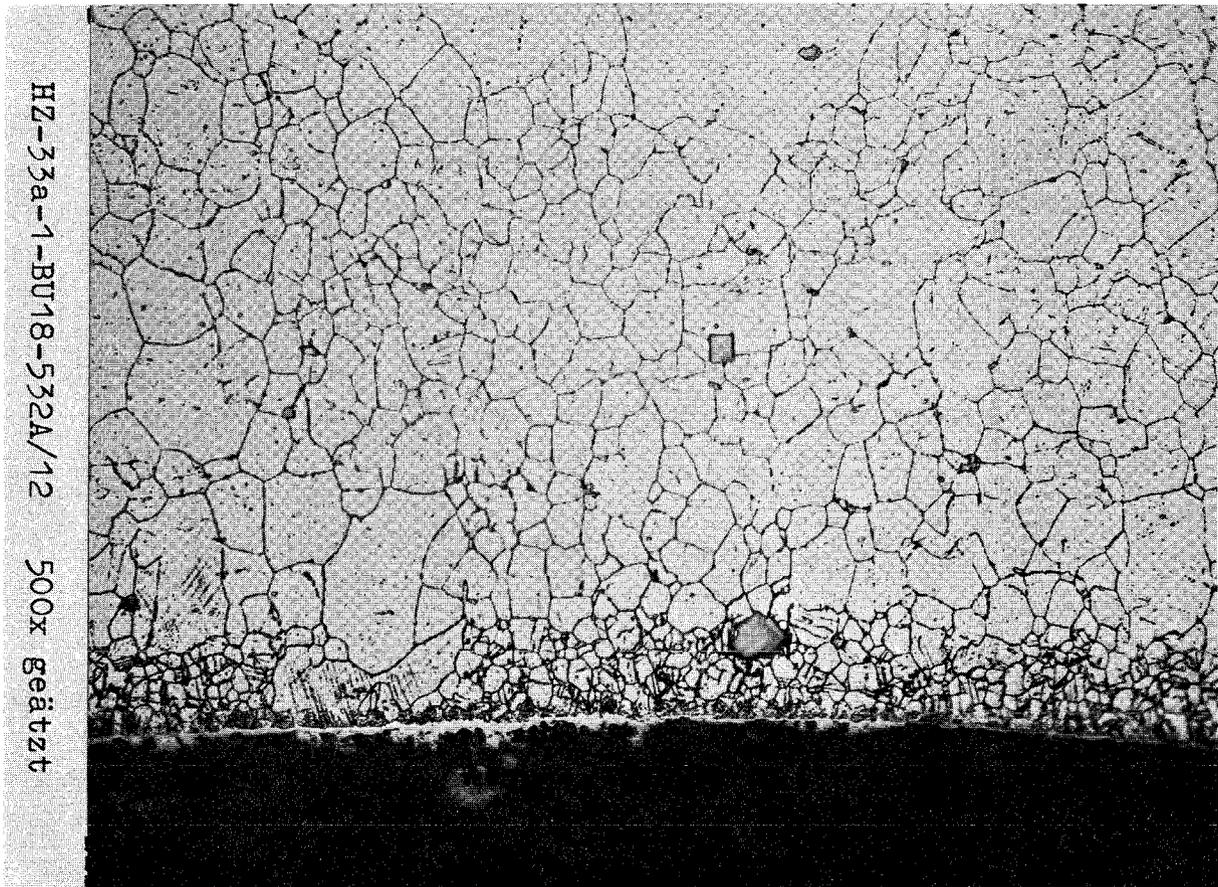


Abb. 19: Relativ geringer Hüllanriff im Stab BU 18
mit unterstöchiometrischem Brennstoff.
Hülle 1.497o; Brennstoff $(U,Pu)O_{1,965}$
Hüllinnentemperatur: $\sim 600^{\circ}C$
Hüllmaterial geätzt.

SNR-Bündelversuch in Rapsodie

(G. Karsten, PSB-PL)

Die beiden in Rapsodie bis zu hohem Abbrand bestrahlten 34-Stab-Bündel mit SNR-Brennstäben sind inzwischen zur Abkühlung vor ihrem Abtransport auf Randpositionen des Reaktorkernes gesetzt worden. Aus Beobachtungen der französischen CEA geht hervor, daß keiner der 68 Stäbe sichtbare Schäden oder Leckstellen bekommen hat. Die Bündel sollen Anfang Februar 1973 in Heißen Zellen in Cadarache zerlegt werden. Danach wird das "bird cage" (Abstandshaltergerüst einschl. Haltestangen) nach Mol geschafft. Die Stäbe werden etwa im April 1973 zur Nachuntersuchung nach Karlsruhe transportiert.

Das "bird cage" ist von BelgoNucléaire zusammen mit Interatom konstruiert worden; es enthält punktgeschweißte Abstandshalter von BelgoNucléaire und gelötete von Interatom.

Bisherige Erprobung von Schnellbrüter-Brennstäben

(G. Karsten, PSB-PL)

Im SNR-Programm sind insgesamt bisher etwa 140 Brennstäbe bestrahlt worden. Davon sind 6 Stäbe defekt geworden, was einer Versagenswahrscheinlichkeit von ungefähr 4,5% entspricht. Da diese Brennstäbe hinsichtlich ihrer Spezifikation internationalen Standards entsprechen, ist eine Gesamtbeurteilung sinnvoll. Es sind insgesamt zur Entwicklung des schnellen Brutreaktors ca. 17.000 Stäbe bestrahlt worden, von denen 220, entsprechend 1,3% defekt wurden (Tab. 5). Die Versagenswahrscheinlichkeit der SNR-Stäbe paßt sich an die der UKAEA von 6,3% an, die im wesentlichen durch Experimentiereinflüsse innerhalb des DFR-Programms bedingt ist. Also kann man bei der SNR-Spezifikation absolut gesehen mit einer geringeren Versagenswahrscheinlichkeit als 4,5% rechnen. Obwohl die Anzahl der SNR-Stäbe relativ gering ist, hat sie doch ein großes Gewicht, weil diese Stäbe ausschließlich im technologisch bedeutsamen Bereich bestrahlt wurden. Dies geht auch aus Abb. 20 hervor, die einen Vergleich zwischen Debenelux- und USA-Be-strahlungen zeigt.

Tab. 5

SUMMARY OF FAST FLUX FAILED FUEL ROD EXPERIENCE

<u>COUNTRY</u>	<u>REACTOR</u>	<u>NUMBER OF RODS IRRADIATED</u>	<u>NUMBER OF RODS REPORTED FAILED</u>	<u>% FAILURE</u>
USSR	BR-5, BOR-60	4600 (carbide + oxide)	~ 150	~ 3.3
UK	DFR	800 oxide	50	6.3
FRANCE	Rapsodie & DFR	10,000 oxide	~ 10	~ 0.1
USA	SEFOR* & EBR-II	~ 1500 oxide	10	~ 0.7
DEBENELUX	DFR, BR2, Rapsodie	<u>140 oxide</u>	<u>6</u>	<u>~ 4.5</u>
		~ 17,000	~ 226	~ 1.3

No failures occurred in the 648 SEFOR rods.

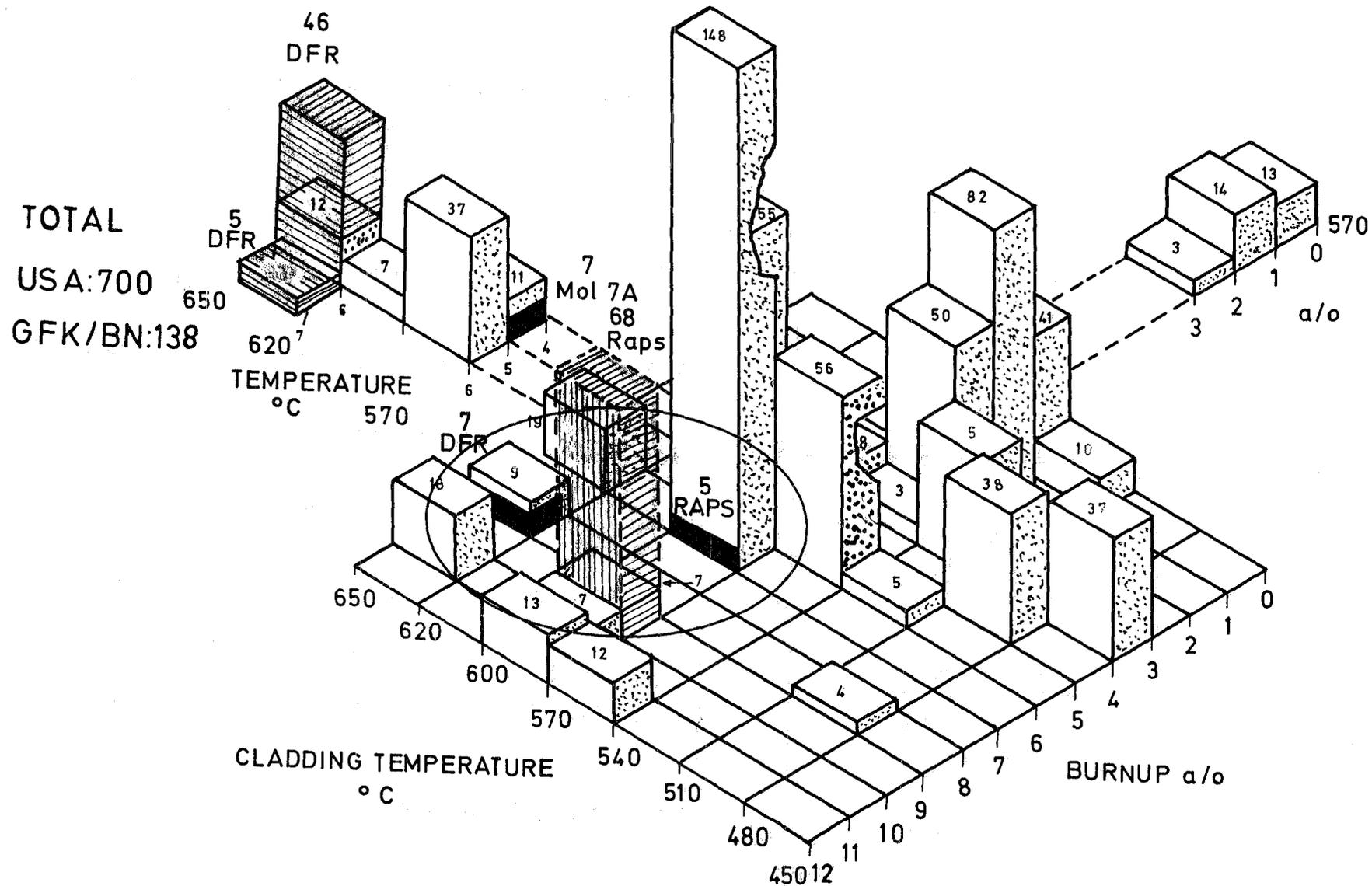


Abb. 20 Scope of Stainless Steel Clad Mixed Oxide Fuel Irradiations with USA and GFK/BN, Fast Flux

- 1124 Brennstäbe mit karbidischen Brennstoffen
- 1124.2 Laborexperimente zur Brennstabauslegung
- 1124.22 Gleichgewichte in keramischen Kernbrennstoffen

Reaktionsverhalten der Spaltprodukte in überstöchiometrischem Urancarbid (UC_{1+x}) bei simuliertem hohem Abbrand (H. Holleck, E. Smailos, IMF)

Nach den Untersuchungen über das Reaktionsverhalten der Spaltprodukte Zr, Mo, Ru, Rh, Pd, La, Ce, Pr, Nd, Y und Sr in unterstöchiometrischem Urancarbid (UC_{1-x})^{*,**} wurden die Arbeiten über das Reaktionsverhalten der Spaltprodukte in überstöchiometrischem Urancarbid (UC_{1+x}) bei simuliertem hohem Abbrand (20 und 30 At.-%) weitergeführt. Die Proben wurden durch Lichtbogenschmelzen unter Argon mit anschließender Homogenisierungsglühung bei 1500°C hergestellt. Sie wurden röntgenographisch (Guinier-Aufnahmen), metallographisch und mikroanalytisch untersucht. Folgende Phasen konnten nach der Glühbehandlung identifiziert werden:

(U, Zr)C, U_2C_3 , $UMoC_2$, $U_2(Ru, Rh)C_2$, (U, Zr)Pd₃₋₄ und (La, Ce, Pr, Nd)C_{2,0} oder (La, Ce, Pr, Nd)C_{1,5} (eine genaue quantitative Kohlenstoffbestimmung war mit der Mikrosonde nicht möglich).

Wie bei den Untersuchungen in unterstöchiometrischem Urancarbid (UC_{1-x}) wurde auch hier für die Mischphase (U, Zr)C bei 20 % Abbrand ein Gitterparameter von $a = 4,943 \text{ \AA}$ und bei 30 % Abbrand von $a = 4,930 \text{ \AA}$ gefunden (reines UC: $a = 4,960 \text{ \AA}$). Dies deutet auf gleiches Verhalten von Zr in unter- und überstöchiometrischem Urancarbid. Die Gitterparameter für das orthorhombische $UMoC_2$ waren $a = 5,642$, $b = 3,250$, $c = 11,027 \text{ \AA}$, für das tetragonale $U_2(Ru, Rh)C_2$ $a = 3,455$, $c = 12,515 \text{ \AA}$ und für das kubisch raumzentrierte U_2C_3 $a = 8,089 \text{ \AA}$.

Die Identifizierung der einzelnen Elemente in den verschiedenen Phasen erfolgte mit Hilfe der Mikrosonde. Abb. 21 zeigt das Schliffbild einer bei

* H. Holleck, E. Smailos in KFK-Bericht 1271/4, S. 112-43

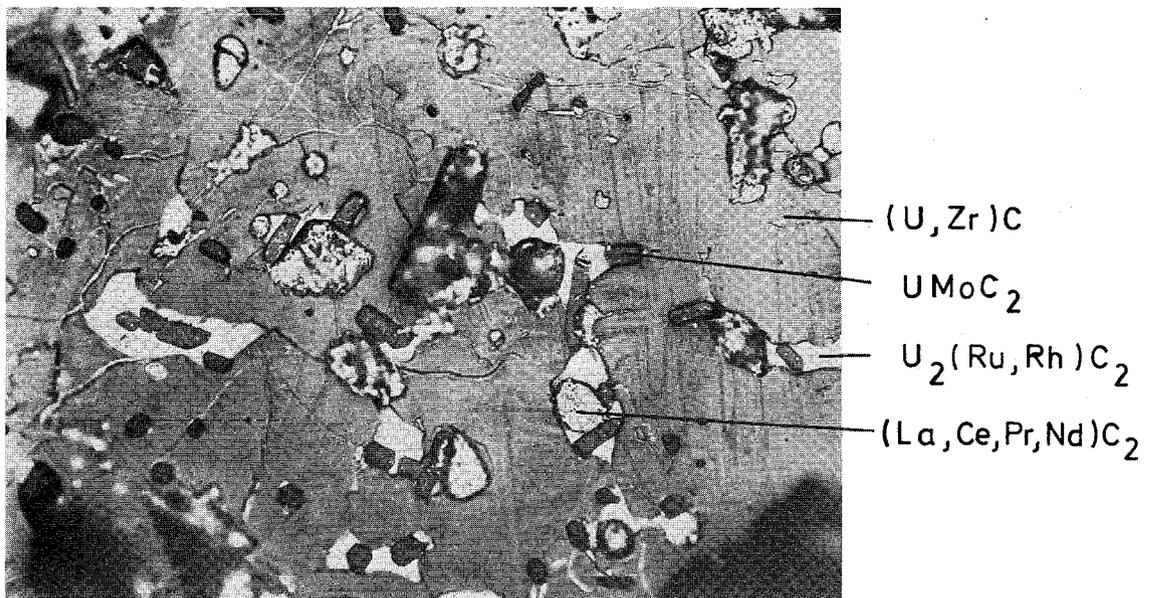
** H. Holleck, E. Smailos in KFK-Bericht 1272/1, S. 112-40

1500°C, 230 Stunden im Hochvakuum homogenisierten Schmelzprobe der Ausgangszusammensetzung $UC_{1,2}$ + Spaltprodukte entsprechend 20 % Abbrand (identifizierte Phasen: $(U, Zr)C$, $UMoC_2$, $U_2(Ru, Rh)C_2$, $(U, Zr)Pd_{3-4}$ und $(La, Ce, Pr, Nd)C_{2,0}$ oder $(La, Ce, Pr, Nd)C_{1,5}$). Darüber hinaus zeigt sie die relativen Konzentrationen der Elemente U, Zr, C, Ru, Rh, Pd, Mo, La, Ce, Pr und Nd.

Die Spaltprodukte Sm und Sr konnten mit der Mikrosonde nicht nachgewiesen werden. Die kleinen Gitterparameter von UC lassen sich, wie im unterstöchiometrischen Urancarbid (UC_{1-x}), durch die Lösung von ZrC_{1-x} in UC erklären. Hinsichtlich des Reaktionsverhaltens der Spaltprodukte in überstöchiometrischem Urancarbid (UC_{1+x}), läßt sich folgendes sagen:

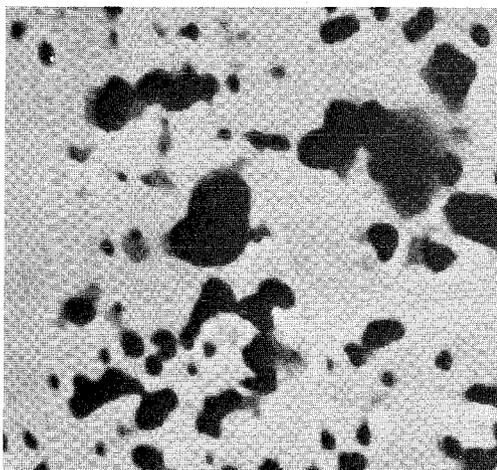
- Zr löst sich als Monocarbide in UC. Dieses Mischcarbide reagiert seinerseits mit Pd unter Bildung einer Phase $(U, Zr)Pd_{3-4}$ und freiem Kohlenstoff.
- Mo tritt als U-haltiges Komplexcarbide ($UMoC_2$) in Auscheidungen auf.
- Die Platinmetalle Ru, Rh und Pd verhalten sich verschieden. Ruthenium und Rhodium scheiden sich als Komplexcarbide $U_2(Ru, Rh)C_2$ aus, Palladium tritt dagegen, wie schon erwähnt, mit U und Zr als intermetallische Phase $(U, Zr)Pd_{3-4}$ auf.
- Die Seltenen Erden sind höchstens in sehr geringen Konzentrationen als stabilisierte Monocarbide im Brennstoff gelöst. Sie treten bevorzugt als Dicarbide oder Sesquicarbide auf ($S.E.C_2$ oder $S.E.C_{1,5}$).
- Das Reaktionsverhalten der Spaltprodukte in UC_{1+x} war sowohl bei 20 % als auch bei 30 % Abbrand das gleiche.

Als Folge dieser Reaktionen nimmt die Kohlenstoffaktivität bei überstöchiometrischem Urancarbid UC_{1+x} (im Falle, daß nur geringe Mengen U_2C_3 vorliegen) mit steigendem Abbrand ab.

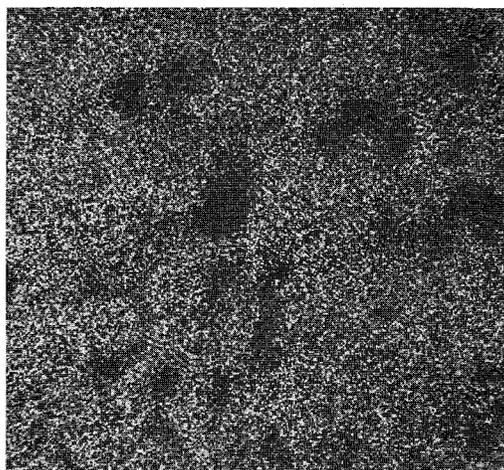


Schliffbild

500 : 1



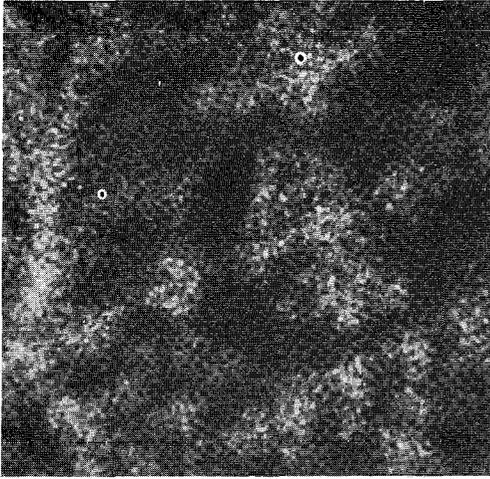
Probenstrombild (positiv)



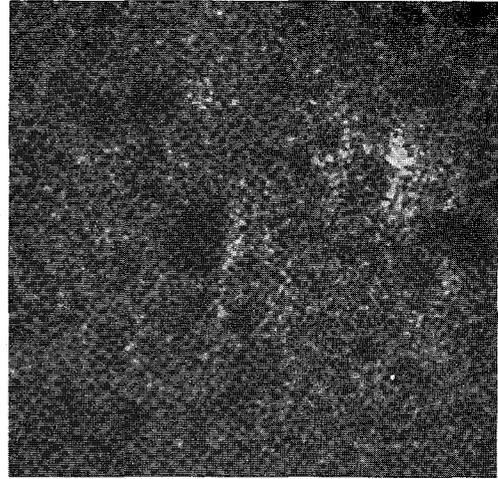
U

Abb. 21 Relative Verteilung der Elemente U, Zr, C, Ru, Rh, Pd, Mo, La, Ce, Pr, Nd in einer bei 1500°C, 230 Std. im Hochvakuum homogenisierten Schmelzprobe der Zusammensetzung $UC_{1,2}$ + Spaltprodukte entsprechend 20 % Abbrand 680 : 1

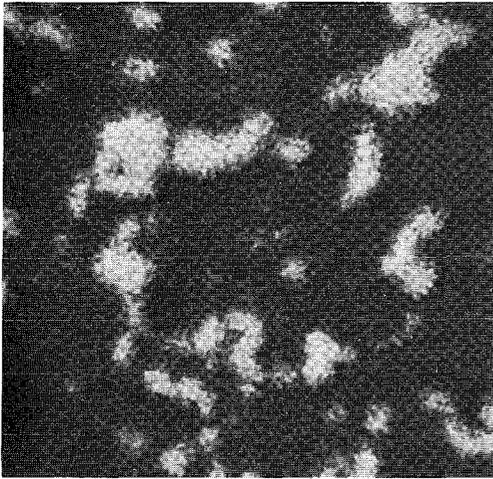
Befund : $(U, Zr)C$, $U_2(Ru, Rh)C_2$, $UMoC_2$,
 $(U, Zr)Pd_{3-4}$, $(La, Ce, Pr, Nd)C_{2,0}$ oder
 $(La, Ce, Pr, Nd)C_{1,5}$



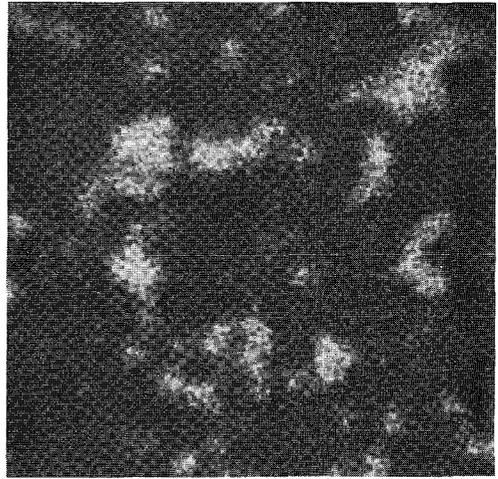
Zr



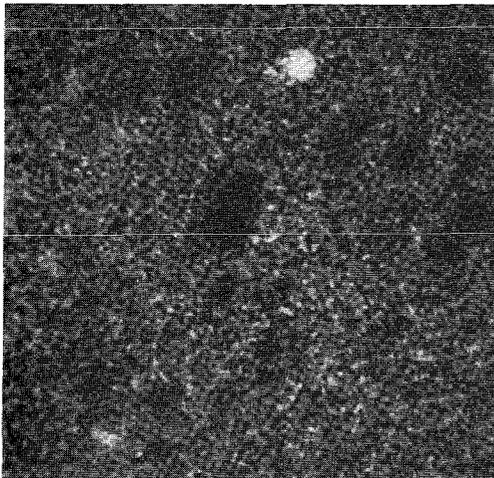
C



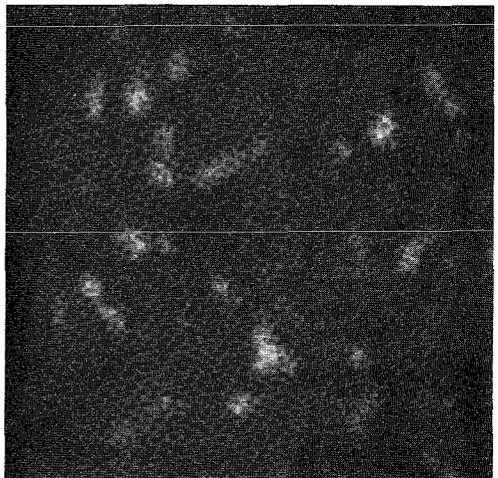
Ru



Rh



Pd

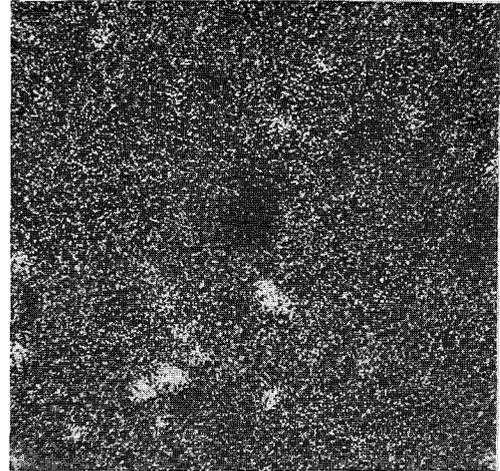


Mo

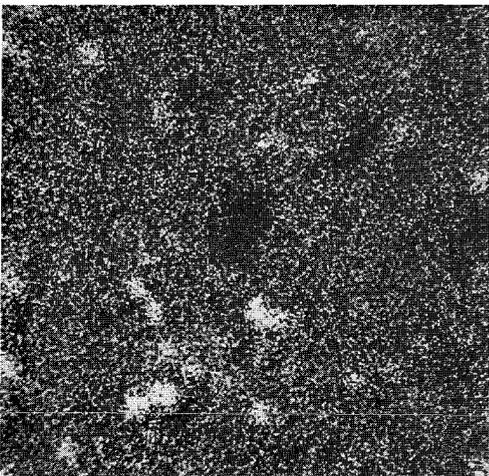
Abb. 21 (Fortsetzung)



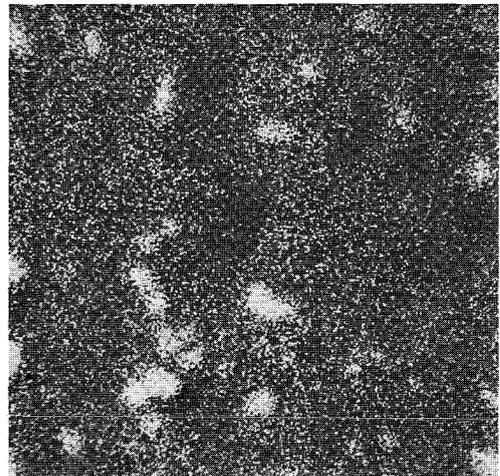
La



Ce



Pr



Nd

Abb. 21 (Fortsetzung)

113 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG1131 Materialuntersuchungen an technischen Legierungen1131.1 Hüllmaterial1131.11 Mechanische Eigenschaften1. Zeitstand- und Kriechverhalten

(H. Böhm, L. Schäfer, M. Schirra, IMF)

Für das Bestrahlungsprogramm Mol 3 B 2 wurden unbestrahlte Blechproben der Legierung X10 NiCrMoTiB 1515 (12 R 72 HV-Sandvik) in 4 verschiedenen Vorbehandlungszuständen bei 650°C untersucht.

Zustand I	=	1150°C	30 min
"	II	"-	+ 800°C 23h
"	III	"-	+ 800°C 23h + 15% k.v.
"	IV	"-	+ 15% k.v. + 800°C 23h

Entsprechend den Bestrahlungsbedingungen waren die Proben zuvor 5545 Stunden bei 650°C gegläht worden. In Abb. 1a ist die Zeitstandfestigkeitskurve für jeden Zustand eingezeichnet, in Abb. 1b ist die sekundäre Kriechgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der jeweiligen Spannung aufgetragen. Wie schon von früheren Untersuchungen an diesem Legierungstyp bekannt, führt eine Kaltverformung zu einer starken Erhöhung der Festigkeitseigenschaften, und zwar sowohl für das Kurzzeit- als auch für das Langzeitverhalten. Wie aus Abb. 1b hervorgeht, zeigen die Werte für die sekundäre Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ eine starke Spannungsabhängigkeit, was in den sehr hohen Werten für den Spannungsexponenten n (n. Norton) zum Ausdruck kommt.

Die Zeitstandbruchdehnung nimmt mit zunehmender Standzeit bei allen Zuständen ab. Die nur thermisch behandelten Zustände I + II weisen Bruchdehnungswerte zwischen 10-15% auf für Standzeiten $>10^3$ Stunden. Bei den Zuständen III+IV liegen die Werte für die gleichen Standzeiten zwischen 5-10%. Die metallographischen Untersuchungen ergaben, daß die Proben aller Vorbehandlungszustände transkristallin brechen. Versuche bei höheren Temperaturen (700°C) laufen z.Zt.

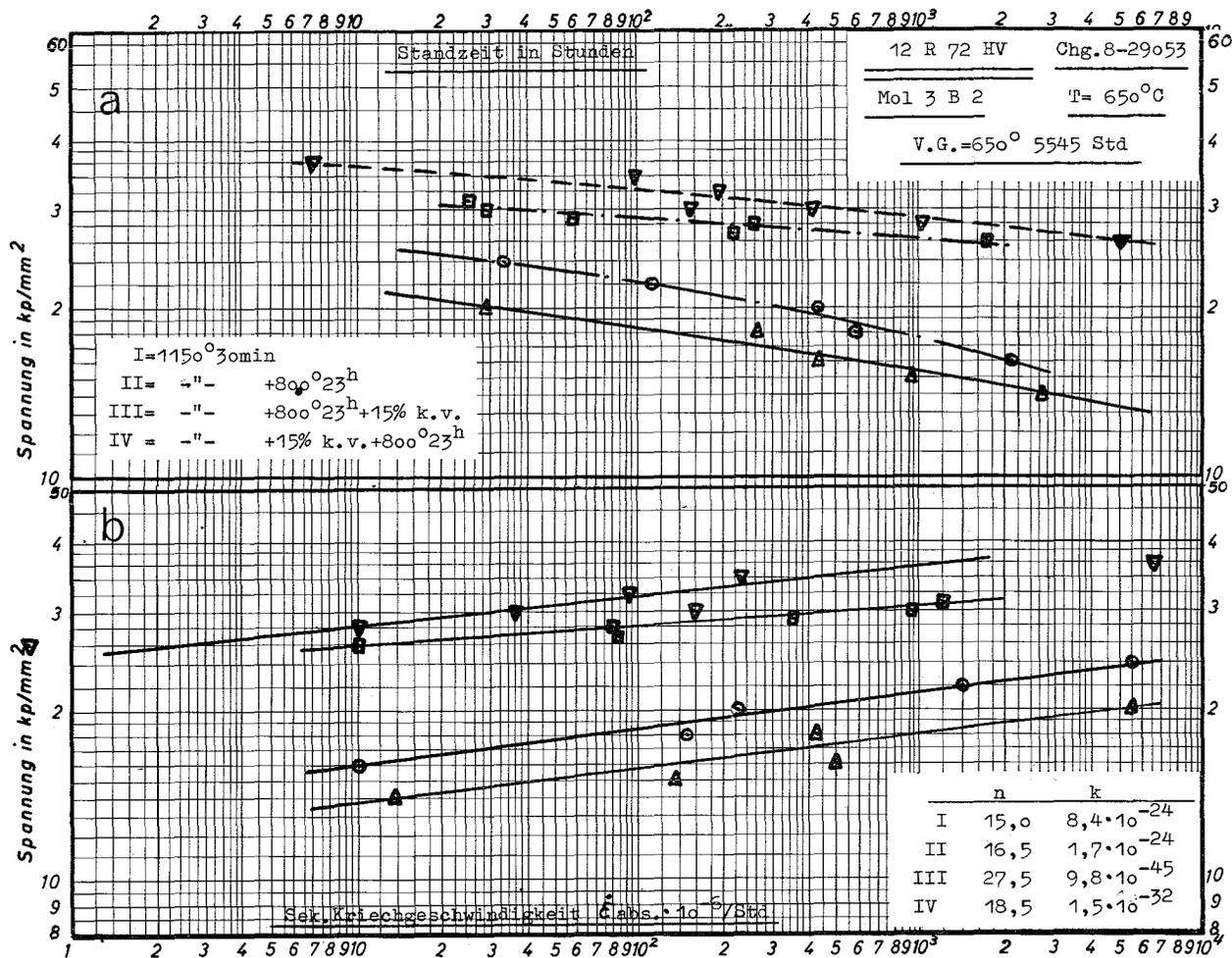


Abb: 1

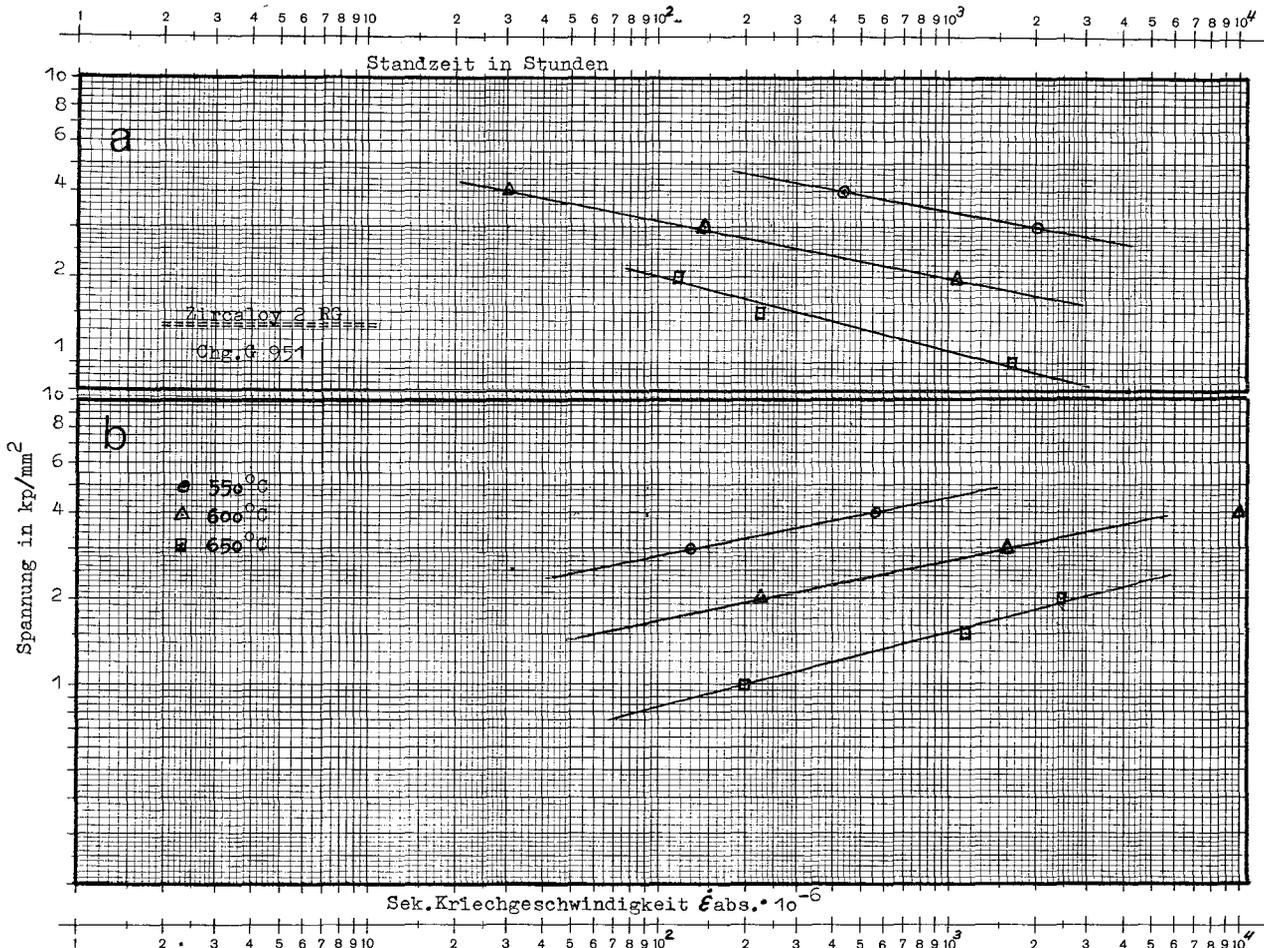
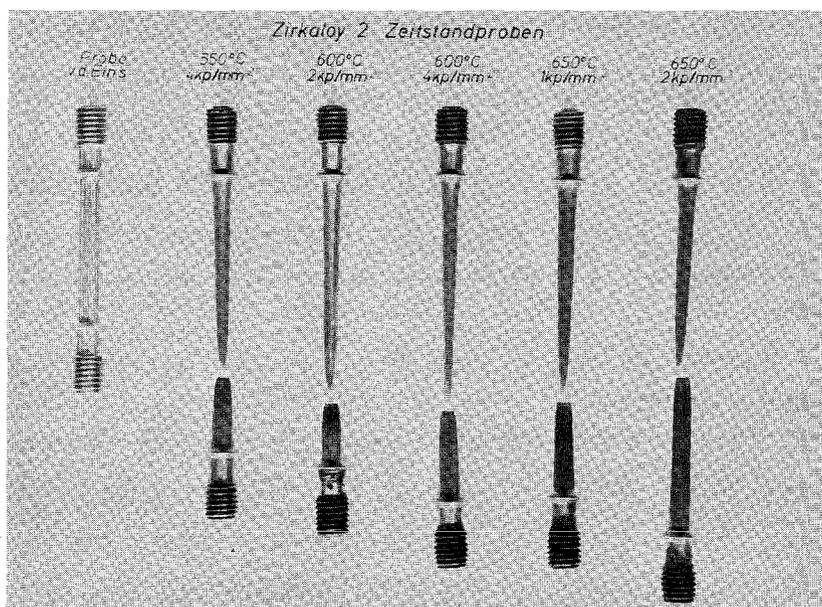


Abb: 2

Im Bestrahlungsexperiment FR2-He-Loop-VG 5 werden spezielle Probleme der mechanischen Wechselwirkung zwischen Hülle und oxydischem Tablettenbrennstoff untersucht. Entsprechend der Auslegung des Experimentes ist die Kenntnis des Kriechverhaltens von Zircaloy 2 im Temperaturbereich von 550-650°C erforderlich. Da in der Literatur keine Daten vorlagen, wurden in der Vakuum-Zeitstandanlage des IMF die erforderlichen Versuche gefahren. In Abb. 2a+b sind die ermittelten Standzeiten und die jeweilige sekundäre Kriechgeschwindigkeit $\dot{\epsilon}$ in Abhängigkeit von der Spannung aufgetragen. Als Ergänzung dazu umfaßt die folgende Tabelle auch die Zeit-Dehngrenzwerte für 0,2% - 1,0% - 5% - 10% Dehnung, sowie die Bruchdehnungswerte. Auffallend ist die extrem starke Duktilität von Zircaloy 2 bei diesen Temperaturen. Die Längenänderung geht anschaulich aus Abb. 3 hervor. Bedingt durch das hexagonale Gitter erfolgt keine kreisförmige Einschnürung der Vollprobe.

Abb. 3



T °C	σ kp/mm ²	t 0,2%	t 1%	t 5%	t 10%	t _B Std.	δ %	$\dot{\epsilon}_{abs}$ 10 ⁸ /Std.
550	4	1,4	14	95	158	437	79,0	565
550	3	3	72	429	716	2017	113,2	130
600	4	8 min	1	5,5	10	30,5	119	10 000
600	3	30 "	5,5	35	55	145	113	1 600
600	2	2,7 h	40	238	385	1094	84	225
650	2	40 min	4,5	23,8	31	118,5	129	2 450
650	1,5	50 "	10	51	82	227	99,8	1 160
650	1	2,8 h	38	280	480	1686	103	200

Im Rahmen der Mol 2-Vergleichsversuche wurde das Zeitstandverhalten des Stahles X10 NiCrMoTiB 1515 (Werkstoff Nr. 1.4970, Chg.Nr. 8-29052) in verschiedenen Behandlungszuständen weiter untersucht. Für einen Vergleich werden in der folgenden Tabelle die 2.000h-Zeitstandfestigkeit ($\sigma_{B/2} \cdot 10^3$), die nach v. Mises als mittlere Vergleichsspannung berechnet wurde, und die dazugehörige Bruchdehnung (δ %) dargestellt:

Nr.	Zustand	$\sigma_{B/2} \cdot 10^3 / \sqrt{\text{kp/mm}^2}$ und (δ) bei Prüftemperaturen von		
		600°C	650°C	700°C
1.	L.G. + 16% k.v.	28,5	(2,0) 23,1 (2,5)	19,9 (2,3)
2.	L.G. + 16% k.v.+ 800° 2h	-	-	19,9 (3,0)
3.	L.G. + 16% k.v.+ 800° 23h	27,2	(4,5) 22,1 (4,0)	17,0 (3,0)
4.	L.G. + 16% k.v.+ 1150° 3,5h	-	-	6,7 (5,5)

Die Zeitstandfestigkeit der ersten drei interessierenden Zustände ist in etwa gleich. Lediglich bei hohen Prüftemperaturen (700°C) fällt sie bei dem 3. Zustand merklich ab. Die Bruchdehnung ist bei den wärmebehandelten Zuständen gegenüber dem nur kaltverformten Zustand I höher. Der Zustand IV ist wegen seiner geringen Zeitstandfestigkeit undiskutabel. Ein abschließendes Urteil über die Zustände I bis III ist noch nicht möglich.

2. Schweißuntersuchungen

(W. Scheibe, IMF)

Am Werkstoff 1.4981 wurden an zwei Zuständen (a) 15% k.v., b) 15% k.v.+800°C/23h) Elektronenstrahlschweißungen vorgenommen, und zwar mit gepulstem Strahl, Dauerstrahl, längs- und querpindelndem Dauerstrahl und defokussiertem Dauerstrahl. Die Schweißungen wurden außerdem sowohl mit der Hochspannungsanlage als auch mit der Niederspannungsanlage bei verschiedenen Schweißgeschwindigkeiten durchgeführt. Das Material lag als Blech von 1 mm Dicke vor, das nach dem Schweißen auf 0,5 mm abgefräst und bei 650°C geprüft wurde.

Ergebnisse an ungeschweißtem Material:

a) 15% k.v.: $\sigma_{0,2}$ 39-43 kp/mm²; σ_B 42-48 kp/mm²; δ 9-12%.

b) 15% k.v.+800°C/23h: $\sigma_{0,2}$ 33-35 kp/mm²; σ_B 38-39 kp/mm²; δ 19-25%.

In Bezug auf das Schweißverhalten ist eindeutig der ausgelagerte Zustand am günstigsten. Streckgrenzen (32-38 kp/mm²) und Zugfestigkeiten (36-41 kp/mm²) sind bei allen Schweißparametern kaum verändert. Die Dehnungen liegen mit 15-23% etwas unter denen des ungeschweißten Materials. Die Proben sind ausnahmslos im Grundmaterial gerissen.

Am nur kaltverformten Zustand ist eine starke Abhängigkeit von den Schweißparametern festzustellen. Während bei den Streckgrenzen (34-41 kp/mm²) und den Zugfestigkeiten (39-45 kp/mm²) ebenfalls nur verhältnismäßig geringe Abnahmen zu beobachten sind, gehen die Werte für die Bruchdehnung bis auf 3% zurück. Hier konnte festgestellt werden, daß beim gepulsten Strahl und Dauerstrahl mit hoher Geschwindigkeit (50 mm/s) gleiche Ausgangsbruchdehnungen erreicht und die Proben überwiegend im Grundmaterial gerissen sind. Bei längs- und querpindelndem Strahl liegen die Bruchdehnungen zwischen 3-5%, und alle Proben sind in der Schweißnaht gerissen. Mit defokussiertem Strahl lassen sich die Ausgangswerte nur bei hoher Schweißgeschwindigkeit erreichen. Bei niedrigen Schweißgeschwindigkeiten gehen die Bruchdehnungen ebenfalls auf 3% zurück.

1131.12 Bestrahlungsversuche

1. Zeitstand- und Kriechverhalten

(H.Böhm, K.D.Cloß, W.Scheibe, C.Wassilew, IMF)

Im Rahmen der Arbeiten über den Einfluß von Neutronenbestrahlung auf das Zeitstand- und Kriechverhalten aussichtsreicher Hüllwerkstoffe für schnelle Reaktoren wurden die Untersuchungen an bestrahlten Proben des Stahles 1.4970 in vier verschiedenen Werkstoffzuständen weitergeführt. Die Untersuchungen umfassen das Bestrahlungsprojekt Mol 3 B/2. Die Bestrahlungsbedingungen sind:

$\phi t \sim 1,03 \times 10^{20} \text{ n/cm}^2$, $E > 0,1 \text{ MeV}$; $6,5 \times 10^{21} \text{ n}_{\text{th}}/\text{cm}^2$; $T_{\text{Bestr.}} = 640 + 15^\circ\text{C} - 38^\circ\text{C}$.

Die Ergebnisse der bei 650°C untersuchten Proben der vier Werkstoffzustände zeigen im Vergleich mit den entsprechenden Vergleichsuntersuchungen eine außerordentlich gute Übereinstimmung der Zeitstandfestigkeitswerte. Das Phänomen der Hochtemperaturversprödung äußert sich hier in einem mehr oder weniger starken Duktilitätsverlust, führt aber zu keiner Beeinflussung der Zeitstandfestigkeit nach der Bestrahlung.

Betrachtet man das Kriechverhalten dieses Werkstoffes in den vier Materialbehandlungszuständen bei 650°C , so ist festzustellen, daß mit Ausnahme des lösungsgeglühten Zustandes keine Beeinflussung der minimalen Kriechgeschwindigkeit durch die Neutronenbestrahlung auftritt. Der lösungsgeglühte Zustand zeigt im Vergleich mit den unbestrahlten Proben eine von der angelegten Spannung abhängige Reduktion der minimalen Kriechgeschwindigkeit. Diese spannungsabhängige Änderung der minimalen Kriechgeschwindigkeit nach der Bestrahlung führt zu einer Erhöhung des Spannungsexponenten und der Kriechfestigkeit.

Die bei einer Prüftemperatur von 700°C begonnenen Zeitstand- und Kriechversuche dieses Projektes werden weitergeführt.

2. Metallphysikalische Grundlagen

(K. Ehrlich, IMF)

Die Nachuntersuchungen an bestrahlten Hüllwerkstoffen aus Pinbestrahlungen wurden fortgesetzt. Aus Stab G 21 (Hüllmaterial 1.4988) des Experimentes DFR 350 wurde eine Reihe von Proben entnommen, deren Bestrahlungstemperatur in einem Bereich von 360 bis 635°C lag und deren Neutronendosis von $3-4,3 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$ reichte.

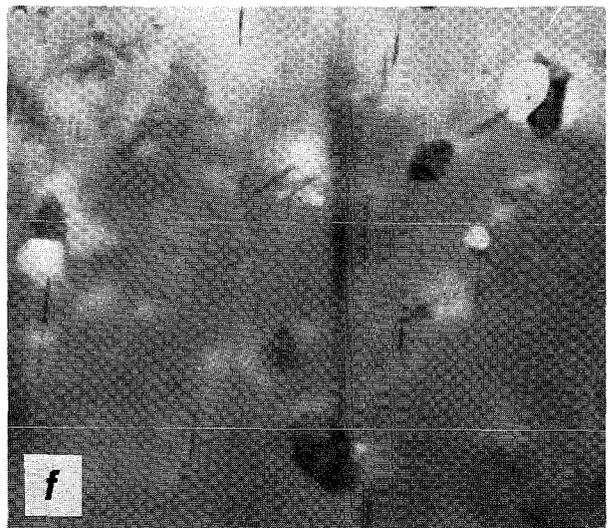
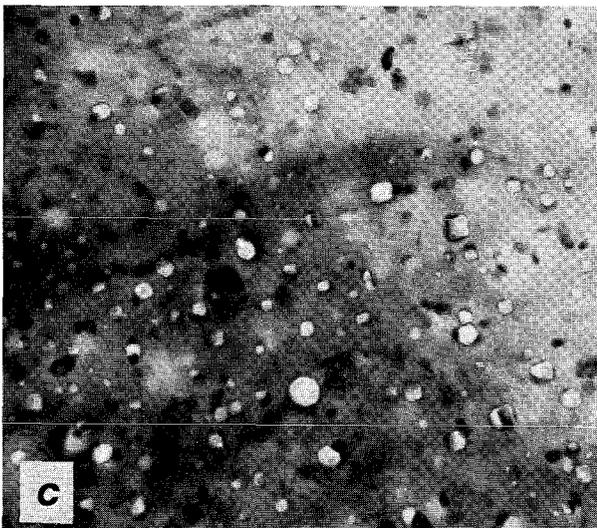
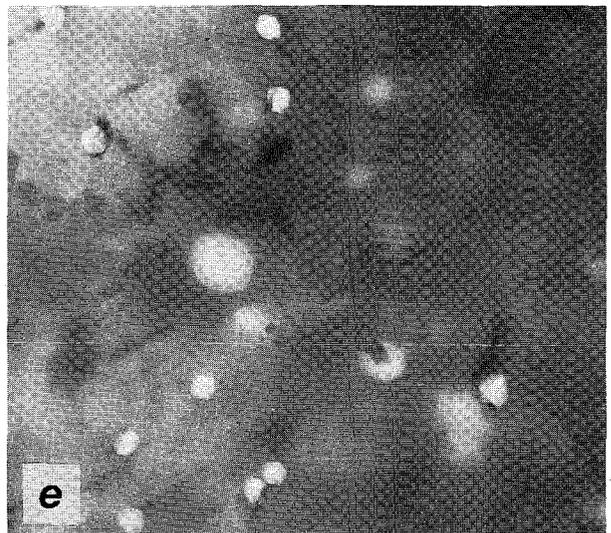
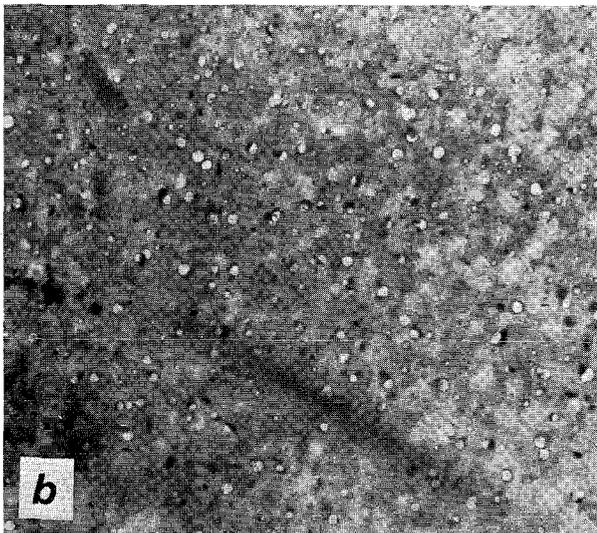
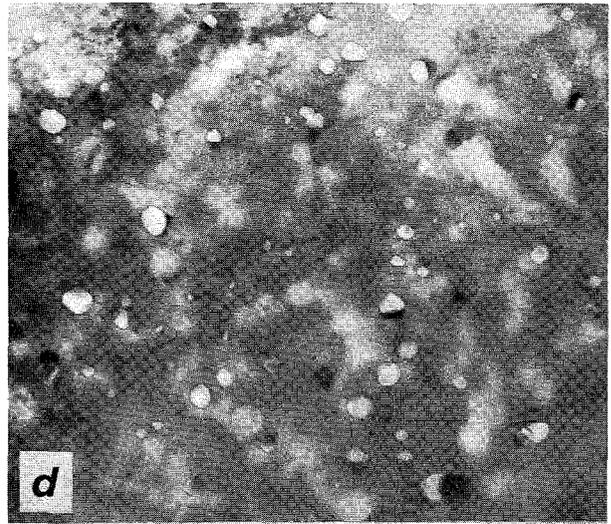
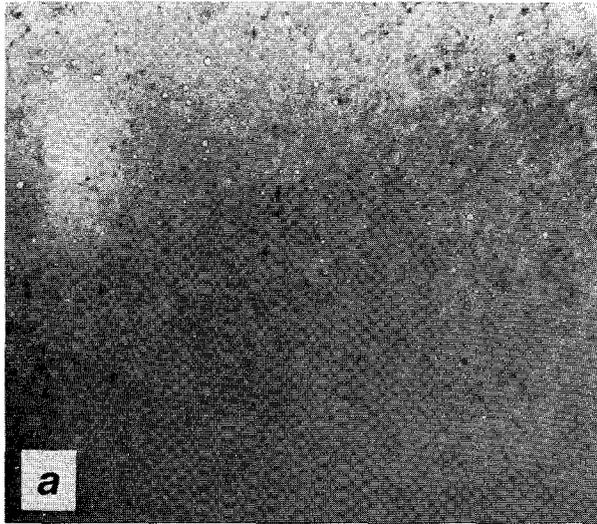


Abb. 4 Porenbildung im Stahl 1.4988 als Funktion von Bestrahlungstemperatur und -dosis (DFR 350)

a) 380°C; $4,3 \times 10^{22}$ n/cm²
 b) 420°C; $4,3 \times 10^{22}$ n/cm²
 c) 475°C; $4,1 \times 10^{22}$ n/cm²

d) 510°C; $4,1 \times 10^{22}$ n/cm²
 e) 575°C; $3,5 \times 10^{22}$ n/cm²
 f) 610°C; $3,25 \times 10^{22}$ n/cm²

0,2 μ

Abb. 4 gibt einen Überblick über die Porenbildung als Funktion von Bestrahlungstemperatur und -dosis. Maximale Schwellraten von $\sim 1,5\%$ treten demnach bei etwa 475°C auf. Zur Zeit werden die exakten Daten aus den elektronenmikroskopischen Aufnahmen, den Dichtemessungen und den Durchmesseränderungen zusammengestellt. Die Morphologie der beobachteten Ausscheidungen und die Versetzungskonzentrationen sind Schwerpunkt der laufenden Untersuchungen.

Mit den Nachuntersuchungen zur Porenbildung in den im Rapsodiereaktor bestrahlten Werkstoffen 1.4988 und 1.4970 wurde begonnen.

3. Simulation von Strahlenschäden

(K.Ehrlich, R.Groß, K.Herschbach, D.Kaletta, IMF)

Es wurden drei Na-Kapseln für die Simulationsversuche am Zyklotron zum In-pile Kriechen fertiggestellt. Zur Zeit werden Funktionsprüfungen vorgenommen und notwendig werdende konstruktive Veränderungen vorbereitet.

Nach abschließender Auswertung des Experimentes VEC I, in dem die Temperaturabhängigkeit der Porenbildung in den Stählen 1.4988, 1.4981 und 1.4970 durch Beschuss mit C^{2+} Ionen simuliert wurde, sind die Planungen für die Versuchsreihe VEC II in Angriff genommen worden. Hier soll die Dosisabhängigkeit der Porenbildung für die erwähnten Legierungen bis zu 120 Displacements/Gitteratom studiert werden.

Das Problem der Beeinflussung von Ausscheidungsvorgängen durch Bestrahlung wurde unter der Annahme homogener kugelförmiger Präzipitate untersucht. Es zeigt sich, daß prinzipiell durch den Neutronen- oder Ionenstoß eine Teilchenauflösung in der Matrix möglich ist, wenn die Teilchen einen kritischen, von der Einschussenergie und dem Stoßsystem abhängigen Durchmesser nicht überschreiten. Eine Diskussion der Kinetik der Präzipitate, insbesondere der Frage, in welche Richtung die Oswaldreifung durch die stoßinduzierte Präzipitatauflösung beeinflusst wird, steht an.

Eine experimentelle Untersuchung der Frage mit niederenergetischen Ionen (≈ 250 keV) ist eingeleitet worden.

Veröffentlichung

D.Kaletta, W.Schneider ; Punktdefekte und Porenbildung - gebräuchliche Ansätze, KFK-Bericht 1652

114 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN1141 Natriumkühlung1141.1 Korrosionsverhalten von austenitischen Stählen

(H.U. Borgstedt, A. Marin, Helga Schneider, IMF;
G. Drechsler, G. Frees, G. Hennrich, K. Hitzig; IRB)

1. Korrosionsversuche unter Innendruck

Die Nachuntersuchungen an den 1971 im Reaktorzentrum Seibersdorf (siehe KFK 1272/2) exponierten Hüllrohrproben (Versuch SGAE 1.4) sind fortgesetzt worden. Untersuchungen mit dem Rasterelektronenmikroskop zeigen, daß die abtragende Korrosion besonders in der Umgebung der Korngrenzen und primärer Ausscheidungen zu bemerkenswerten Erscheinungen führt. Während an solchen, bevorzugt angegriffenen Stellen bis in eine Tiefe von 10 µm Material abgetragen wird, bleiben andere Bereiche der Oberfläche nahezu in ihrer Ausgangsform erhalten. Für die Beurteilung der Korrosionseffekte sollte daher nicht eine aus den Gewichtsverlusten errechnete gleichmäßige Abtragung herangezogen werden, sondern die Dicke der durch Korrosion beeinflussten Zone.

Röntgenspektren liefern den Nachweis, daß die Oberflächenzonen der Hüllrohrproben in ihrer Zusammensetzung entsprechend den in Tabelle 1 zusammengestellten Analysenergebnissen verändert sind. Über die Änderung der Konzentration von Mangan kann noch keine Angabe gemacht werden. Dagegen ist aufgefallen, daß die Vanadinkonzentration in der Oberflächenzone sehr stark zurückgegangen ist.

Tabelle 1: Ergebnisse der röntgenspektrometrischen Analyse der Oberflächenzonen von Hüllrohrproben aus Versuch SGAE 1.4

Werkstoff:	Element	Konzentration (Gew.-%)	
		vor dem Versuch:	nach dem Versuch:
1.4970	Cr	15	10,4
	Ni	15	12,4
	Fe	66,5	74
1.4981	Cr	16,6	10,1
	Ni	16,8	12,8
	Fe	62,6	73
1.4988	Cr	16	11,3
	Ni	13	8,5
	Fe	66,5	77

Die ersten chemischen Analysen haben ergeben, daß das Bor sehr weitgehend aus den Hüllrohren aus dem Werkstoff 1.4970 herausgelöst worden ist, während andererseits alle Hüllrohrproben leicht aufgekohlt worden sind. Die Analysergebnisse sind in Tabelle 2 zusammengestellt.

Tabelle 2: Bestimmung von B und C in Hüllrohrproben aus Versuch SGAE 1.4

Werkstoff:	Bor		Kohlenstoff	
	vor dem Versuch	nach dem Versuch	vor dem Versuch	nach dem Versuch
1.4970	70 ppm	5 ppm	0,095%	0,120%
1.4981	-	-	0,059%	0,084%
1.4988	-	-	0,058%	0,083%

2. Hochtemperaturkreislauf

Der Vorversuch HT₀ im Hochtemperaturkreislauf des IRB wurde nach 315 Stunden Laufzeit beendet. Die vorzeitige Beendigung wurde durch eine Verstopfung des Gassystems und den Ausfall einer Reihe von Heizstäben bedingt.

Die He-Schadensdetektion mit Hilfe eines Massenspektrometers konnte nicht erprobt werden, da beim Bersten der ersten mit He gefüllten Probe das Gassystem blockiert worden ist. Das zur gleichen Zeit eintretende Versagen einiger Heizstäbe könnte ebenfalls von dem Berstvorgang ausgelöst worden sein. Nach den in diesem Versuch gewonnenen Erfahrungen sind Berstproben für die Versuchsführung äußerst ungünstig, da das plötzliche Freisetzen von größeren Gasvolumina Schwankungen des Natriumfüllstandes verursacht. Bei den geplanten Versuchen mit Kriechproben ist mit derartigen Vorgängen nicht zu rechnen.

Die Abtragungsraten an den eingesetzten Hüllwerkstoffen (1.4970, 1.4981 und 1.4988) waren schon nach 300 Stunden Expositionszeit in der Größenordnung des Versuchs in Seibersdorf. Die Mittelwerte lassen sich durch das Zeitgesetz Gleichung (1) ausdrücken.

$$W \left(\text{mg/cm}^2 \right) = 0,1206 - 3,261 \cdot 10^{-3} \cdot t \text{ (h)} \quad (1)$$

Wahrscheinlich ist aber nach 315 Stunden der Bereich der linearen, kleineren Reaktionsgeschwindigkeit noch nicht erreicht worden.

Für den Langzeitkorrosionsversuch HT 1 sind 60 Hüllrohrproben aus den Werkstoffen 1.4970, 1.4981 und 1.4988 zum Teil unter Innendruck von INTERATOM angeliefert worden. Downstream der Probenhalterung für die Hüllrohrproben werden Flachproben aus den gleichen Hüllwerkstoffen und dazu Bleche aus den Werkstoffen X12 CrMo 91 und Incoloy 800 eingesetzt. Alle Proben sind zum Einsatz vorbereitet.

3. Korrosionskreislauf "Cerberus"

Der im zweiten Quartal 1972 begonnene Langzeitversuch wurde abgeschlossen. Der Prüfstand, der nunmehr eine Versuchszeit von ca. 30.000 h erreicht hat, wird zu einem Prüfstand umgebaut, der für chem. Analysen geeignet ist. Mit der Demontage einiger Anlageteile wurde begonnen, von denen einige Teile einer Nachuntersuchung unterzogen werden (z.B. Heißfalle, Kaltfalle).

Nachuntersuchungen an aus dem Kreislauf "Cerberus" herausgeschnittenen Anlageteilen aus austenitischem Stahl sind begonnen worden. Die Probenhalter im Testteil I (600 °C) sind mit einer dunklen Schicht bedeckt, unter der sich eine 15 µm starke Diffusionszone mit verringerten Gehalten an Chrom, Nickel und Mangan befindet. Die dunkle Schicht ist reich an Vanadium, das von früheren Korrosionsversuchen an Vanadiumlegierungen stammen dürfte, sie enthält weiter Partikel, die sehr reich an Calcium sind. An diesen Befunden hat vor allem überrascht, daß die Vanadium enthaltende Schicht selbst in rund 10.000 Versuchsstunden, in denen keine Vanadiumlegierungen mehr eingesetzt worden sind, nicht aus dem heißesten Teil des Natriumkreislaufs herausgespült worden ist. Folgende Untersuchungen an dem zu diesem Testteil gehörenden Wärmetauschern werden zur Klärung des Befundes beitragen.

1141.3 Reinheit und Reinheitskontrolle des Na (Analysen)

(Helga Schneider, IMF)

Bestimmung von Bor

Es wurde eine Methode zur Bestimmung von Bor in Na-Metall ausgearbeitet. Das Na-Metall wird zu NaOH umgesetzt, dieses mit suprapurem HCl zu NaCl umgesetzt und in diesem das Bor mit Kurkumin angefärbt und photometrisch bestimmt. Die Nachweisgrenze der Methode liegt bei $<0,05 \mu\text{g}$, was bei einer Einwaage von 1 g Na noch die genaue Bestimmung von 0,05 ppm bedeutet. Es wurden an einer Na-Metallprobe von Degussa und aus einer Probenahme aus dem Korrosionskreislauf "Cerberus" Borbestimmungen durchgeführt und folgende Werte erhalten:

Na-Metall Cerberus: B = 0,13/0,11 ppm

Na-Metall Degussa: B = 0,10/0,12 ppm

Bestimmung von Chlorid, Bromid und Jodid

Für die Bestimmung von Chlorid in Na-Metall wurde die photometrische Methode von Silvermann überprüft und angewandt. Es muß dabei darauf hingewiesen werden, daß mit dieser Methode eventuell anwesendes Bromid und Jodid mit-erfaßt werden.

Für die Bestimmung von Bromid und Jodid haben wir eine Methode mit Hilfe der Röntgenfluoreszenzspektrometrie ausgearbeitet. Nach Zugabe von Thiocyanat als Spurenfänger werden die Halogene mit Silbernitrat aus der perchlorsauren Alkalisalzlösung ausgefällt und der über Membranfilter abfiltrierte Niederschlag mit dem Röntgenspektrometer gemessen. Die Nachweisgrenze liegt für Bromid und Jodid bei $1 \mu\text{g}$, so daß man bei Na-Einwaagen von 4 g noch 0,5 ppm sicher bestimmen könnte.

Wir haben in Na-Metall Degussa und einer Probenahme aus dem Korrosionskreislauf "Cerberus" Chlorid, Bromid und Jodid bestimmt und folgende Werte erhalten:

Na-Metall Degussa:

Cl + (Br + J) photometrisch: 18,5 / 19,5 ppm

Br = 1,3 / 1,2 ppm

J = 1,5 ppm

Na-Metall "Cerberus":

Cl + (Br + J) photometrisch: 26,5 / 28,5 ppm

Br = 1 ppm

J = 1-2 ppm

Berücksichtigt man nun die für Bromid und Jodid gefundenen Werte bei der photometrischen Cl-Bestimmung, so ergibt sich infolge der höheren Atomgewichte der Elemente Br und J in beiden Fällen eine Korrektur von ca. 1 ppm Cl.

Veröffentlichung

1) H.U. Borgstedt, A. Marin, Z. Perić und G. Wittig

Zur Messung von Sättigungskonzentrationen des Sauerstoffs in

Natrium mit der EMK-Methode

Atomwirtschaft 17 (1972) 361

1142 Dampfkühlung

1142.2 HKW-Kreislauf

(V. Casal, F. Erbacher, J. Vasarhelyi, IRB; S. Leistikow, IMF)

Der HKW-Kreislauf ist ein großtechnischer Prüfstand zur Untersuchung der Heißdampf-Korrosion unter Wärmeübergang.

Im Berichtszeitraum wurden die Versuche an elektrisch indirekt beheizten Incoloy 800-Probestäben fortgesetzt. Zwei Probestäbe erreichten eine Einsatzzeit von über 2000 Betriebsstunden. Der bisher am längsten exponierte Stab wurde nach 2130 Vollastbetriebsstunden zur Nachuntersuchung ausgebaut.

In den isothermen Teststrecken haben 100 Blechproben nunmehr 500 bis 1500 Stunden Reaktionszeit akkumuliert, sie sollen bis zu 5000 Stunden im Kreislauf verbleiben.

121 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE1211 Experimentelle Reaktor- und Neutronenphysik1211.1 Ein-Material-ExperimenteDas Ausflußspektrum eines reinen Eisen-Zylinders

(D. Rusch, INR / E. Wattecamps, IASR)

Wie bereits in den Vierteljahresberichten KFK-1271/2, KFK-1271/4 und KFK-1272/2 beschrieben, wurde an der SUAK-Anlage eine nsec.-Flugzeitmeßtechnik zur Bestimmung des Neutronenspektrums schneller Anordnungen im Energiebereich von 10 eV bis 14 MeV entwickelt. Nachdem die Meßtechnik erprobt ist, wurde eine erste Meßreihe an einem reinen und ungestörten Eisenzylinder durchgeführt. Die Zusammensetzung des Zylinders ist zu 99.85% reines und natürliches Eisen. Der Zylinderdurchmesser beträgt 30 cm und die Höhe 20 cm. Eine gepulste Neutronenquelle (14 MeV und 2 ns) liegt in der Mitte einer Stirnseite des Zylinders auf, und das nahezu senkrecht austretende Ausflußspektrum der gegenüberliegenden Stirnseite wurde nach der Flugzeitmethode bestimmt. Der Flugzeitdetektor ist in 6 m Entfernung des Zylinders aufgestellt. Mittels Kollimatoren entlang der Flugstrecke wurden ausschließlich Neutronen von einer zentralen kreisförmigen Zone von 9 cm Durchmesser nachgewiesen. Die Zusammensetzung und die Geometrie der Anordnung sowie die Aufstellung des Detektors bezüglich der Anordnung sind so gewählt, daß das Experiment mit den vorhandenen Codes "SNOW" und "KAMCCO" exakt zu beschreiben ist.

Das senkrechte Ausflußspektrum der Zylinderstirnseite ist in Fig. 1 dargestellt. Die Meßergebnisse wurden zu Gruppenflüssen kondensiert mit der Multigruppenstruktur des 208-Gruppen KARCOS-Satzes bzw. $\Delta u = 0.055$. Das gemessene Spektrum wird aus zwei Teilspektren erhalten: Von 10 keV bis 1 MeV mit dem Li^6 -Glas-Szintillator und von 300 keV bis 14 MeV mit dem NE 213 Szintillator. Die Übereinstimmung

der Teilspektren im gemeinsamen Energiebereich ist sehr gut, und die Normierung der Teilspektren erfolgte nach dem gleichen Flußintegral im Energiebereich von 328 keV bis 800 keV.

Der kurze Beschleunigerpuls (FWHM 2 ns) und die kurze Emissionszeit der Anordnung (etwa 12 ns bei 1 MeV) führen bei 6 m Flugstrecke zu einer Energieauflösung von $\frac{\Delta E}{E} = 3\%$ bei 1 MeV. Die relativ kurze Flugstrecke und die Wiederholungsfrequenz von 25000 Neutronenbursts pro sec. mit 10^4 Neutronen pro Burst ermöglichen hohe Zählraten am Flugzeitdetektor und damit einen statistischen Fehler von nur 2% pro Gruppenfluß der Lethargiebreite 0.055 bei 1 MeV in 4 Stunden Meßzeit.

Die Fehlerbetrachtung der gemessenen Gruppenflüsse ist in eine Fehlerangabe für die Mikro-Struktur und eine Fehlerangabe für die Makro-Struktur des Spektrums zu zerlegen. 1. Trotz ausgeprägter Resonanzstruktur des Spektrums erlaubt die relativ hohe Energieauflösung der Meßanordnung eine Genauigkeit von benachbarten Gruppenflüssen der Lethargiebreite $\Delta u = 0.055$ in der Umgebung einer Resonanz von etwa 8%, bzw. das Verhältnis solcher benachbarten Gruppenflüsse ist auf 8% genau bestimmt. 2. Die Makro-Struktur des Spektrums, wie üblicherweise in der 26-ABN-Gruppenstruktur $\Delta u \approx 0.77$ dargestellt, wird kaum von der Energieauflösung der Meßanordnung beeinflusst. Daher ist die Genauigkeit einzelner Gruppenflüsse der Lethargiebreite $\Delta u \approx 0.77$ bedeutend besser. In dieser Gruppenflußstruktur ist der Gesamtverlauf des Spektrums auf 10% genau bestimmt, bzw. das Verhältnis der Gruppenflüsse vom oberen Ende des Spektrums (ca. 4 MeV) zu den Gruppenflüssen am unteren Ende des Spektrums (ca. 40 keV) ist auf 10% genau bestimmt, und jeglicher Gruppenfluß innerhalb der obengenannten Grenzen ist genauer als 10%.

Eine Interpretation dieser Spektren mittels des S_n - und des Monte-Carlo-Codes und des revidierten sowie bis zu 14 MeV erweiterten Wirkungsquerschnittes wird zur Zeit bearbeitet.

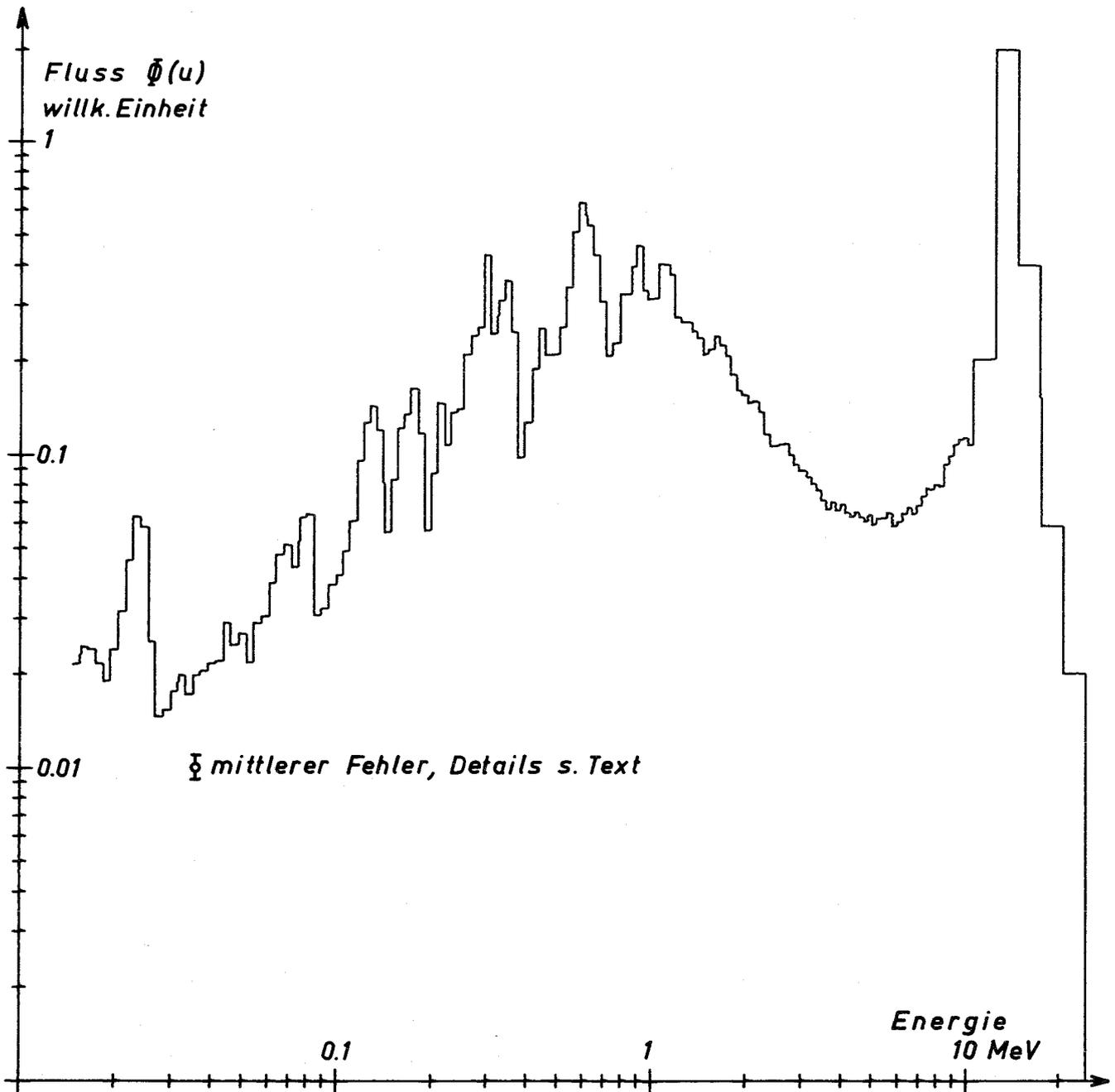


Abb. 1

ZYLFE3020 NE213 U-LIDI 6M GESAMTSPEKTRUM

1213 SNEAK

1213.6 SNEAK-9B

Experimente in der Anordnung SNEAK-9B

(Beschreibung und Ergebnisse)

(G. Jourdan / IASR)

In /1/ wurde der geometrische Aufbau der Anordnung SNEAK-9B und das Meßprogramm im allgemeinen beschrieben. In diesem Bericht soll näher auf einzelne Experimente und deren Ergebnisse eingegangen werden.

1. Kritisches Experiment

Die Konfiguration im kritischen Experiment mit den in /1/ dargestellten kritischen Daten ergab ein experimentelles k_{eff} von

$$k_{\text{eff exp.}} = 1.0001$$

Die Nachrechnungen für das kritische Experiment wurden mit den in /1/ beschriebenen geometrischen Daten und Teilchenzahlen und mit den beiden Gruppenkonstantensätzen MOXTOT /2/ und KFKINR /3/ durchgeführt. Die Basisrechnung war eine 2d homogene Diffusionsrechnung in R-Z-Geometrie mit dem Code DIXY. Verschiedene Korrekturen (Heterogenitätskorrektur, REMO-Korrektur) wurden eindimensional berechnet. Die Transportkorrektur wurde zweidimensional durchgeführt (Vergleich: 2d Transportrechnungen S_6 berechnet mit dem Code SNOW →

2d Diffusionsrechnungen mit Code DIXY, beide mit der gleichen, relativ groben (1 Punkt \sim 5 cm) Mascheneinteilung). Außerdem wurde eine Zylindrisierungskorrektur angebracht.

In Tabelle 1 werden die rechnerischen Ergebnisse angegeben. Man sieht, daß der KFKINR-Satz das Ergebnis beinahe um 1% überschätzt, während der MOXTOT-Satz eine gute Übereinstimmung zeigt, die darauf zurückzuführen ist, daß es sich um ein gemischtes Core mit Uran- und Plutoniumbrennstoff handelt.

2. Na-void Experimente

2.1 Na-void in axialer Richtung

Die axialen Na-void Traversen in 4 Elementen wurden in 2 Modifikationen durchgeführt.

- a) Um Streaming-Effekte zu studieren, wurde der Void-Effekt einmal mit horizontal und einmal mit vertikal orientierten Plättchen gemessen. Für dieses Experiment wurde eine leicht modifizierte Einheitszelle verwendet (Fig. 2). Die Void-Höhe in den 4 Elementen wurde vom Zentrum her schrittweise bis zur vollen Corehöhe vergrößert. Die Nachrechnungen wurden mit heterogenitätskorrigierten Querschnitten, die mit dem Code KAPER /4/ erstellt wurden, durchgeführt. Hierbei konnte die anisotrope Diffusion berücksichtigt werden. Die verwendete Rechenmethode war eine 1d Störungsrechnung in Plättchengeometrie. Die radialen Bucklings stammten aus 2d Rechnungen. Der Gruppensatz KFKINR wurde verwendet. Fig. 3 zeigt die gemessenen und gerechneten Kurven. Man sieht, daß bei größeren Void-Höhen die Rechnung den Void-Effekt unterschätzt, d.h. daß der Leakageterm überschätzt wird. Man sieht aber auch, daß der Unterschied durch die Streaming-Effekte, der bei diesem Experiment studiert werden sollte, gut durch die Rechnung interpretiert wird.

- b) Eine zweite Na-void Traverse wurde mit normal beladenen Elementen durchgeführt. Fig. 4 zeigt die gemessenen und gerechneten Ergebnisse. Die Nachrechnungen wurden mit 2d Störungsrechnung in R-Z-Geometrie durchgeführt. Die heterogenitätskorrigierten Querschnitte (MOXTOT und KFKINR) wurden mit dem ZERA Code erstellt, um Vergleiche mit Na-void Traversen in SNEAK-6 und SNEAK-2 zu ermöglichen. Dieses Programm rechnet mit einem isotropen mittleren Diffusionskoeffizienten. Aus dem Vergleich der gemessenen und gerechneten Ergebnisse sieht man, daß auch hier der Na-void-Effekt unterschätzt wird, und zwar vom MOXTOT-Satz stärker als vom KFKINR-Satz.

2.2 Na-void Zonen mit größerer radialer Ausdehnung

Um die Größe des maximalen Na-void-Effekts in der zentralen Zone mit Schnellbrüter-ähnlicher Komposition zu finden, wurden Reaktivitätseffekte für Na-void Blasen mit verschiedenen Radien gemessen. Die Void-Höhe war jeweils 60.84 cm, das ergibt ungefähr den maximalen Na-void-Effekt in axialer Richtung. Fig. 5 zeigt die verschiedenen Void-Konfigurationen, und Tabelle 2 gibt die gemessenen Effekte. Die Nachrechnungen sind noch nicht beendet.

3. Absorbervergleich

Es wurden Messungen zur Wirksamkeit von drei verschiedenen Absorbermaterialien (Ta, B_4C , Eu_2O_3) durchgeführt. In // wird schon kurz eine Darstellung der Meßmethode und der Meßpositionen gegeben, die in Fig. 5 nochmals gezeigt werden. Tabelle 3 gibt die Effekte, die bei der Ersetzung des Aluminiums der Matrix durch den jeweiligen Absorber gemessen wurden. Zeile 1 der Tabelle zeigt den Effekt, der durch Ersetzung von Corematerial durch die Al-Matrix entsteht. Die Nachrechnungen für dieses Experiment sind noch nicht beendet.

Referenzen zu 1213.6:

- /1/ G. Jourdan
Geometrischer Aufbau und Meßprogramm von SNEAK-9B
1. PSB-Vierteljahresbericht 1972
KFK-1272/1, Seite 121-22
- /2/ H. Huschke
Gruppenkonstanten für dampf- und natriumgekühlte
schnelle Reaktoren in einer 26-Gruppendarstellung
KFK-770 (April 1968)
- /3/ E. Kiefhaber
The KFKINR-Set of Group Constants; Nuclear Data
Basis and First Results of its Application to the
Recalculation of Fast Zero-Power Reactors
KFK-1572 (März 1972)
- /4/ P.E. Mc Grath and E.A. Fischer
Calculation of Heterogeneous Fluxes, Reaction Rates
and Reactivity Worths in the Plate Structure of Zero
Power Fast Critical Assemblies
KFK-1557 (März 1972)

Tabelle 1 k_{eff} Ergebnisse SNEAK-9B

	<u>Gruppensatz</u>	
	<u>MOXTOT</u>	<u>KFKINR</u>
2d homogene Diffusionsrechnung	0.9914	1.0017
REMO-Korrektur	+0.0034	+0.0007
Transportkorrektur S_6 (DIXY \rightarrow SNOW)	+0.0059 ¹⁾	+0.0059
Zylindrisation	-0.0005	+0.0007
Heterogenitätskorrektur	+ .0006	- .0002
Endgültiges Ergebnis	<u>1.001</u>	<u>1.009</u>

1) Diese Korrektur wurde vom KFKINR-Satz übernommen

Tabelle 2

Ergebnisse für Na-void Zonen mit größerer radialer Ausdehnung

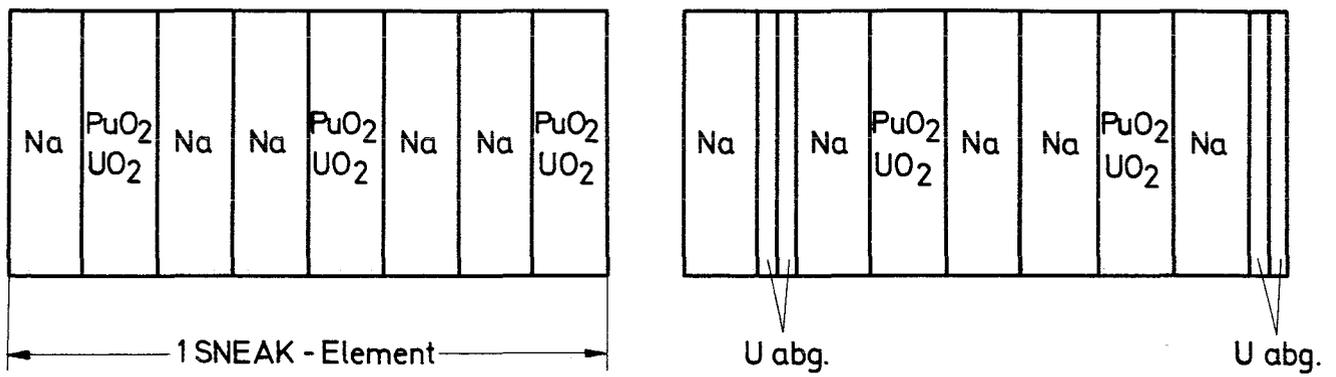
Zahl der gevoideten Elemente	Zylindrisierter Radius der Void-Zone (cm)	Gemessener Effekt (ϵ) ¹⁾ ($\beta_{\text{eff}} = 442.8 \times 10^{-5}$)
4	6.138	5.9
12	10.632	17.9
16	12.277	23.3
32	17.362	43.5
52	22.132	62.6
64	24.553	69.2
80	27.452	77.4
96	30.071	78.7
112	32.481	79.1

1) Geschätzter Fehler bei den Messungen $\pm 2.5\%$

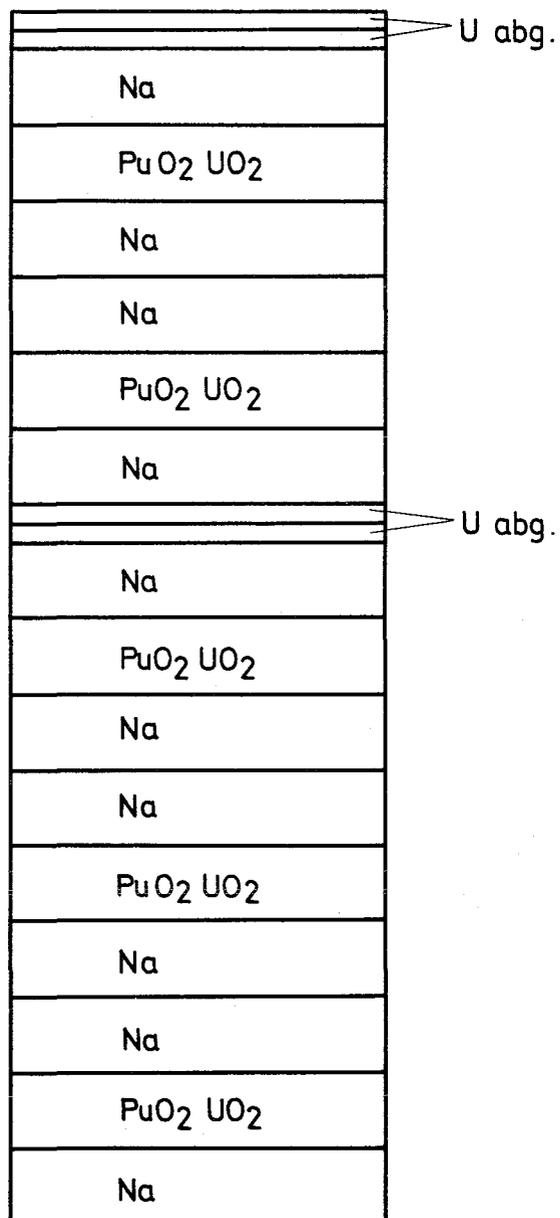
Tabelle 3

Ergebnisse des Absorbervergleichs

Absorber	Menge des Absorbers (g)	Gemessener Effekt (ϵ) ($\beta_{\text{eff}} = 442.8 \epsilon$)			
		Zentrale Position		Exzentrische Position	
		Normale Coreumgebung	Voidumgebung	Normale Coreumgebung	Voidumgebung
Al-Matrix	2983.2	-31.7	-33.4		-23.1
Ta	877.8	- 9.8			
	3424.4	-34.6			
	5963.6	-56.3			
	6843.8	-63.8	-52.8	-46.4	-41.0
B ₄ C	82.9	-11.2			
	319.1	-40.8			
	554.8	-67.3			
	637.7	-76.7	-62.8	-55.7	-49.0
Eu ₂ O ₃	40.4	- 2.0			
	156.3	- 7.8			
	270.5	-12.8			
	311.7	-14.65	- 9.7	-11.5	- 9.1

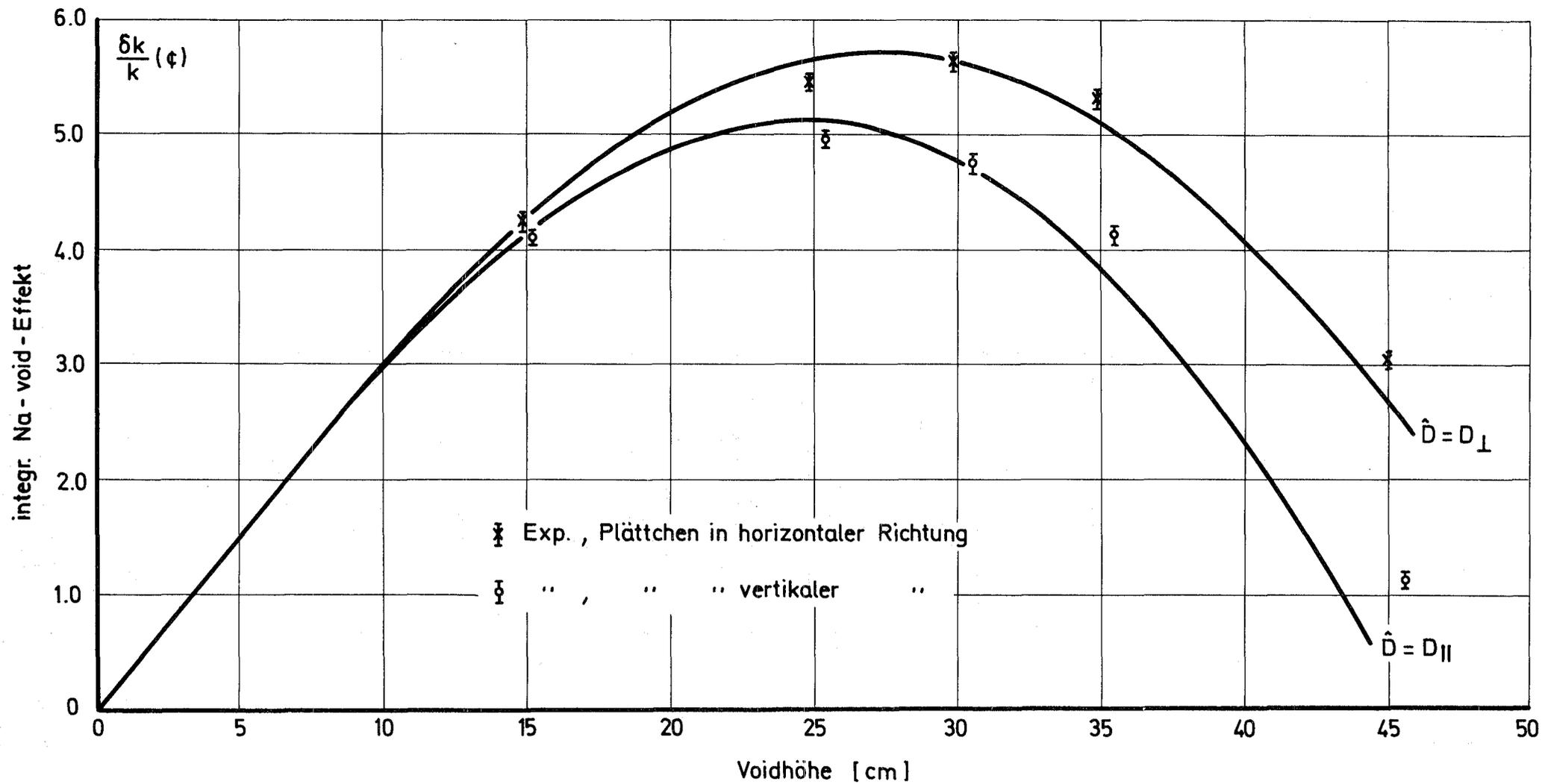


A) Plättchen in vertikaler Richtung



B) Plättchen in horizontaler Richtung

Abb.2 Modifizierte Zelle für axiales Na-void Experiment in SNEAK-9B



121-12

Abb. 3 Integr. axialer Na-void Reaktivitätseffekt in SNEAK-9B
(gemessen mit modifizierter Zelle)

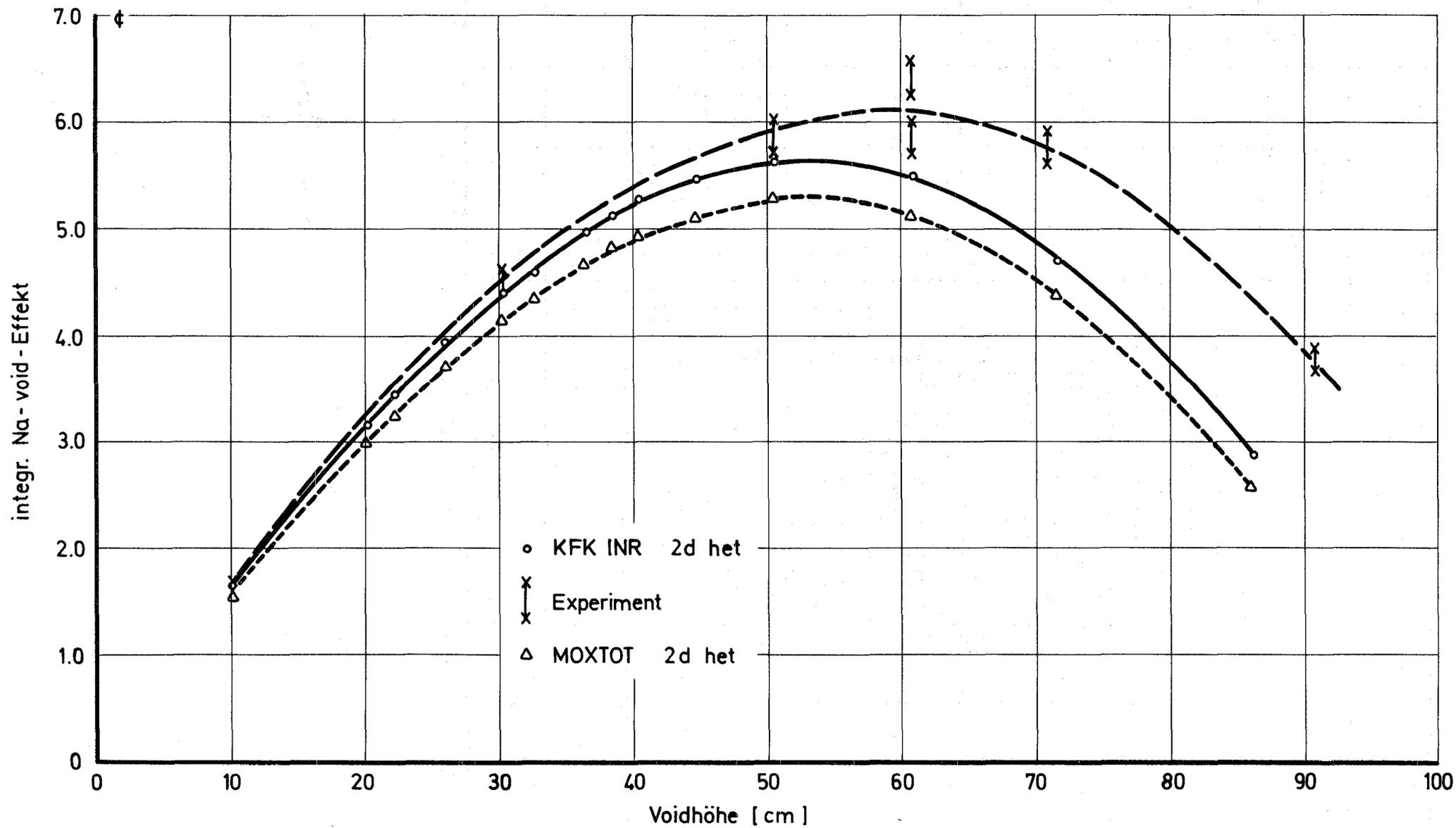
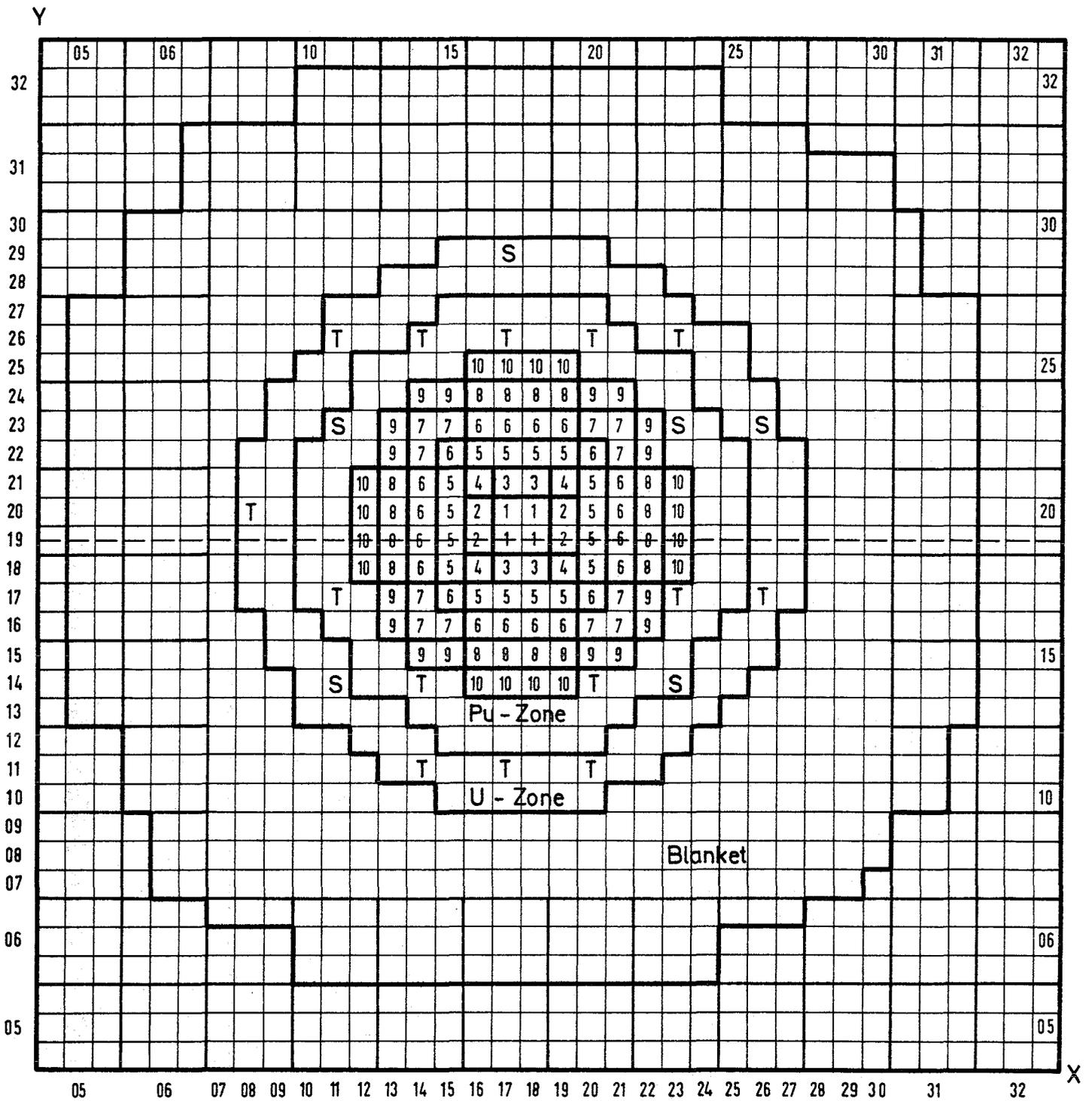
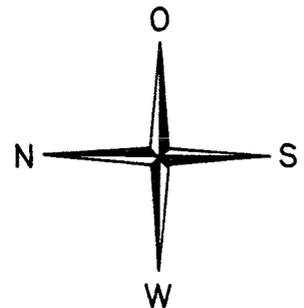


Abb. 4 Ax. Na-void-Effekt in SNEAK-9B (mit Normalzelle)



SNEAK - 9B Querschnitt : kritisches Core

1	Schritt	4	Elemente gevoided
2	"	8	"
3	"	12	"
4	"	16	"
5	"	32	"
6	"	52	"
7	"	64	"
8	"	80	"
9	"	96	"
10	"	112	"



S Sicherheitsstab
T Trimmstab

1213.9 Anwendung von Zonenexperimenten für die Untersuchung von Core-Parametern schneller Brüter

(F. Helm, IASR)

Zusammenfassung

In den Beiträgen /1/-/3/ wurde im Detail untersucht, inwieweit sich verschiedene Core-Parameter schneller Brüter durch Zonenexperimente vorhersagen lassen. In /1/und/2/ wurden diese Untersuchungen in allgemeiner Form für k_{eff} , B_m^2 und den zentralen Na-void Koeffizienten durchgeführt. In /3/ wurde die Arbeit auch auf solche Parameter ausgedehnt, zu deren Untersuchung die radialen Verhältnisse des in Frage stehenden Leistungsreaktor-Cores in der kritischen Anordnung wiedergegeben werden müssen - es sind dies radiale Traversen von Reaktionsraten und Na-void Effekt sowie der Reaktivitätswert von Kontrollstäben und die von ihnen bewirkten Flußstörungen. Für diese Untersuchungen mußte eine ganz bestimmte Konfiguration zugrunde gelegt werden - es war dies ein Core von 90 cm Höhe, 98 cm Radius, was einer maximalen Leistung von etwa 800 MW_e entspricht.

Im folgenden soll zusammengefaßt werden, welche Ungenauigkeit für ein solches Core speziell durch die Verwendung von Zonenexperimenten in Kauf genommen wird, und wie sich der Übergang auf Cores für noch größere Leistungen auswirken wird.

1. Kritikalität

Zur Untersuchung der Kritikalität eines Plutonium-Cores der angesprochenen Größe stehen mit dem derzeit bei SNEAK vorhandenen Spaltmaterial folgende Methoden zur Verfügung:

- a) Aufbau einer Anordnung mit Schnellbrüter-ähnlicher Komposition, für die mit dem verfügbaren Pu-Spaltstoff Kritikalität erreicht werden kann. Der so bestimmte Faktor $C/E^{+)}$ für k_{eff} kann bei Verwendung des KFKINR-Satzes mit einer Unsicherheit von etwa 1% auf einen entsprechend größeren Leistungsreaktor-mock-up mit ähnlichen Spektren übertragen werden. Dies ergibt sich aus einer Untersuchung von Kiefhaber /4/, bei der eine große Anzahl kritischer Anordnungen mit verschiedenen Geometrien und Spektren in konsistenter Weise nachgerechnet wurde. (Für den MOXTOT-Satz sind die Schwankungen des C/E Wertes deutlich größer.)
- b) Aufbau einer Uran-Referenz-Anordnung und zentrale Substitution einer Plutonium-Zone. Eine solche Anordnung ist ihrer Größe nach etwa einem Core mit 1000 kg Pu equivalent, wenn alles an SNEAK verfügbare ^{235}U verwendet wird. Sie ist also immer noch wesentlich kleiner als die in Frage stehenden Großbrüter-Cores und kann auch nicht an deren Zonengeometrie angepaßt werden. Die 1% Unsicherheit bei der Übertragung des C/E Faktors für das extrapolierte Pu-Core auf den Brüter-mock-up werden also gegenüber Methode a) nur geringfügig reduziert. Hinzu kommt der inhärente Fehler der Substitutionsmethode, der sich hier etwa ebenfalls auf 1% beläuft (siehe /1/). Die Methode ist also der Arbeit mit einem reinen Pu-Core (a)) sicher nicht überlegen.
- c) Sektorsubstitution in einem leicht moderierten Uran-Core, das der Geometrie nach einem Brüter-mock-up entspricht. Diese Methode ist bisher noch nicht genauer untersucht worden. Ihre Stärke liegt in der guten geometrischen Nachbildung, ihre Schwäche in den hohen Grenzflächeneffekten an der Grenze zwischen Pu- und U-Zonen. Die Extrapolationsgenauigkeit ist vermutlich nicht besser als bei Methode a). Im Programm SNEAK-9C soll ein Experiment über die Aussagekraft von Sektorexperimenten durchgeführt werden.

+) (calcul./exper.)

Eine Erhöhung des SNEAK-Plutonium-Brennstoffvorrats würde die k_{eff} -Vorhersage nur geringfügig verbessern, solange nicht die Größenordnung des tatsächlichen Brüterinventars erreicht wird. Dies dürfte wegen der hohen Kosten aber nicht in Frage kommen.

2. Der Na-void Effekt

Hier interessieren einerseits lokale Effekte und andererseits der Effekt größerer Void-Zonen, insbesondere der maximale Na-void Effekt. Lokale Effekte im Core-Zentrum und entlang der Core-Achse können in Anordnungen mit einer zentralen Pu-Zone (Typ F1, /3/) sehr gut gemessen werden. Für radiale Na-void Traversen eignet sich ein Sektor-Core vom Typ F2; hier ergeben die Rechnungen Differenzen von maximal 10% zwischen dem Zonen-Core und dem fiktiven Gesamt-mock-up (SNEAK-F /3/). Allerdings erhöht sich diese Diskrepanz bei Anwesenheit eines B_4C Kontrollstabes auf etwa 30%.

Bei großen Void-Zonen interessiert in erster Linie der maximale Na-void Effekt für einen bestimmten Reaktor. Man kann nun entweder eine Bestimmung durch direkte Messung anstreben oder versuchen, seine Messung aus lokalen Effekten (axiale und radiale Traversen) abzuleiten. Die direkte Messung ist beim derzeitigen Bestand an Pu-Brennstoff nur für Reaktoren bis etwa zur Größe des SNR möglich. Bei der Ableitung aus lokalen Werten wurden bisher immer nur die axialen Traversen zugrunde gelegt. Dies ergab Diskrepanzen von mehr als 30% gegen die direkte Messung. Beim Einbeziehen radialer Traversen des lokalen Effekts sind wesentlich bessere Ergebnisse zu erwarten, da dann automatisch die höhere radiale Diffusionskonstante mitberücksichtigt wird. Die Bestimmung des maximalen Void-Effekts aus lokalen Traversen wird jedoch immer mit einem Restfehler von 10 - 20% behaftet sein, da das härtere Spektrum und die dadurch erhöhte Diffusion in der großen Void-Zone nicht berücksichtigt wird.

Im selben Bereich liegt etwa die Vorhersagegenauigkeit direkter Berechnungen des Na-void Effekts für große Zonen, so daß seine Bestimmung aus lokalen Messungen nicht unbedingt zu einer Verbesserung führt.

3. Kontrollstabwerte

Für zentrale Kontrollstäbe kann der Reaktivitätswert in einem zylindersymmetrischen Zonen-Core vom Typ F1 /3/ ohne größere Schwierigkeiten bestimmt werden; es ist genügend Pu-Brennstoff verfügbar, um die zentrale Zone so groß zu machen, daß im Core-Zentrum die Verhältnisse des in Frage stehenden Leistungsreaktor-Cores sehr gut wiedergegeben werden. Für die Messung von Kontrollstabwerten in stark exzentrischen Positionen sind Sektoranordnungen vom Typ F2 notwendig, nach den Berechnungen in /3/ wird durch die Verwendung eines solchen Zonen-Cores eine Unsicherheit von 10% eingebracht. Die Reaktivität eines Rings von mehreren Kontrollstäben kann im Sektor nicht untersucht werden. Man kann jedoch für die Reaktivitätsmessung am Einzelstab die Anwesenheit der übrigen Stäbe des Systems simulieren, indem man Absorberstäbe geeigneter Reaktivität in den Treiber einsetzt. Die Testrechnungen in /3/ ergaben für dieses Verfahren eine sehr gute Übereinstimmung zwischen Sektor-Core und Gesamt-mock-up.

4. Reaktionsraten

Zentrale Ratenverhältnisse und axiale Traversen können in zylindrischen Zonenanordnungen vom Typ F1 mit sehr guter Genauigkeit gemessen werden. Für die radiale Reaktionsratenverteilung zeigten die Untersuchungen, daß die Gesamtverteilung in einem Sektorexperiment stark mit dem Treiber gekoppelt ist, so daß keine

klaren Rückschlüsse auf die Gesamtverteilung in einem mock-up möglich sind. Dagegen ist ein Sektorexperiment sehr gut geeignet, Ratenverteilungen in der Nähe eines exzentrischen Kontrollstabs zu untersuchen. Die Abbildungen in /3/ zeigen, daß hier durch die Verwendung der Sektorzone nur geringfügige Fehler hervorgerufen werden (2% in der Mitte, 5% am Rand der Sektorzone). Voraussetzung ist allerdings eine gute Anpassung der Gesamtflußverteilung in Treiber und Sektor, sowie der Einbau einer Pufferzone, die das Auftreten einer Leistungsspitze an der Grenzfläche Sektor - Treiber verhindert.

5. Der Einfluß höherer Pu-Isotope

Um den Einfluß des Pu-Isotopenvektors auf wichtige Reaktorparameter (insbesondere Kritikalität und Na-void Effekt) zu bestimmen, wurde für SNEAK ein begrenzter Vorrat (ca. 30 kg Pu) von $\text{PuO}_2\text{-UO}_2$ -Plättchen einheitlicher Zusammensetzung mit 19% ^{240}Pu -Gehalt beschafft. Dieser Vorrat reicht aus, um den Einfluß auf die Kritikalität bis auf etwa 0.2% in k_{eff} zu bestimmen (siehe /1/). Beim zentralen Na-void Effekt dürfte die Unsicherheit noch etwa $10^{-5} \Delta k/k$ betragen, das wäre für SNEAK F /3/ etwa 20% des Effekts. Eine Halbierung dieser Unsicherheit würde größenordnungsmäßig eine Verdopplung des Plättchenvorrats mit erhöhtem ^{240}Pu -Gehalt voraussetzen.

6. Experimente für einen 2000 MW_e Brüter

Über die Möglichkeit für einen solchen Reaktor, bei dem mit einem Durchmesser von über 4 m gerechnet wird, in SNEAK Experimente durchführen zu können, werden folgende allgemeine Feststellungen getroffen:

- 1) Alle Experimente, die auf die Verhältnisse im Core-Zentrum und auf der Core-Achse zielen, können für den 2000 MW Brüter praktisch ebensogut durchgeführt werden wie für kleinere Reaktoren.
- 2) Ein Aufbau, der die radialen Verhältnisse richtig wiedergibt, ist allein schon von der Größe der SNEAK-Matrix her unmöglich.
- 3) Die Vorhersage der Kritikalität aus den Ergebnissen kleinerer Pu-Anordnungen mit ähnlicher Komposition dürfte durch die Größe der Anordnung (die in der Neutronenbilanz lediglich eine geringere Leckage, ausgeglichen durch etwas niedrigere Spaltstoffkonzentration bedeutet) nicht wesentlich beeinträchtigt werden. Allerdings muß man im Auge behalten, daß bei so großen Core-Radien ein relativ kleiner k_{eff} -Fehler eine sehr große Abweichung in der kritischen Masse bedeuten kann.
- 4) Eine direkte Messung des maximalen Na-void Effekts ist hier sicher nicht mehr möglich, da die entsprechende Na-void Zone in der verfügbaren Testzone keinen Platz finden würde.

7. Schlußbemerkungen

Die folgende Tabelle gibt eine Übersicht über die Fehler, die bei der Extrapolation von Zonenexperimenten auf den Fall eines vollständigen mock-up entstehen dürften.

Wesentliche Verbesserungen durch die Beschaffung zusätzlichen Plutoniums wären nur beim maximalen Na-void Effekt, sowie für den Fall des 800 MWe Reaktors bei den radialen Na-void Traversen und der Reaktionsratenverteilung in der Nähe von Kontrollstäben möglich.

Diese Möglichkeiten könnten jedoch auch durch internationale Kooperation mit gemeinsamer Verwendung des so verfügbaren Brennstoffs genutzt werden.

Tabelle 4

Parameter	Fehler für den 800 MW Reaktor (SNEAK F) /3/	Fehler für den 2000 MW Reaktor
k_{eff}	1%	≈ 1 - 1.5%
Na-void, lokal auf der Core-Achse ↓	<5% ^{a)}	<5% ^{a)}
entlang des Core-Radius ohne Absorberstäbe	10%	nicht meßbar
↓ entlang des Core-Radius mit Absorberstäben	30%	nicht meßbar
Na-void maximal	10 - 20%	≈ 20%
Kontrollstabwerte im Zentrum ↓	<5% ^{a)}	<5% ^{a)}
außerhalb des Zentrums	10%	nicht meßbar
Ratenverhältnis im Core-Zentrum	<2%	<2%
Ratenverteilung auf der Core-Achse ↓	<2%	<2%
entlang des Core-Radius	nicht meßbar	nicht meßbar
↓ in der Nähe von Kontrollstäben	2 - 5%	nicht meßbar

a) Die Unsicherheit ist hier hauptsächlich durch das Normierungsintegral und die SNEAK-Kontrollstabeichung bedingt.

Referenzen

- /1/ F. Helm
1213.9 Untersuchungen zur Anwendung von Zonenexperimenten
zur Bestimmung von Core-Parametern schneller Brüter
KFK-Bericht 1271/2

- /2/ F. Helm
1213.9 Zur Aussagekraft von Na-void Experimenten in
Zonenanordnungen
KFK-Bericht 1271/3
- /3/ F. Helm, A.M. Raberain
1213.9 Zur Anwendung von Zonenexperimenten für die
Untersuchung physikalischer Parameter von großen
Reaktorkernen für schnelle Brüter
KFK-Bericht 1272/1
- /4/ E. Kiefhaber
Evaluation and Interpretation of Integral Experiments
in Fast Criticals
Proc. of the ANS Topical Meeting on New Developments
in Reactor Physics and Shielding, Sept. 12-15, 1972
CONF-720901, p. 623

Veröffentlichungen zu 1213:

- (1) S. Pilate, F. Plum
Control Rod Experiments in SNEAK-Assembly 6
KFK-1633 (July 1972)

- (2) R. Böhme, E.A. Fischer, P.E. Mc Grath
Measurements of β_{eff} in Pu-Fueled Fast Critical Assemblies
Vortrag: Topical Meeting of the American Nuclear Society on
"New Developments in Reactor Physics and Shielding"
12.9.1972 Kiamesha Lake / USA

- (3) R. Böhme, E.A. Fischer, P.E. Mc Grath, W. Scholtyssek
Experimental Results from Two Pu-Fueled Fast Critical Assemblies
Vortrag: Topical Meeting of the American Nuclear Society on
"New Developments in Reactor Physics and Shielding"
12.9.1972 Kiamesha Lake / USA

- (4) F. Plum, Ph. Hammer
Physics Investigations of Sodium Cooled Fast Reactors Core Z1
MASURCA in SNEAK-Assembly 6D
KFK-1581, CEA-N-1561 (September 1972)

- (5) H. Bogensberger, W.J. Oosterkamp
Analyse der SEFOR Transienten
atomwirtschaft September/Okttober Nr. 9/10 (1972), S. 505

1215 Wirkungsquerschnittsmessungen1215.1 Van-de-Graaff-Beschleuniger1215.1.1 Betrieb und Ausbau des Beschleunigers

(A. Ernst, S. Liese, D. Roller, J. Nadasdy, IAK)

Im Berichtszeitraum wurde der Beschleuniger 1320 Stunden für Experimente genutzt, davon waren 66 % Messungen für das PSB. Ferner wurde mit dem Einbau eines Strahlprofilmonitorsystems begonnen, mit dem Intensität, Ausdehnung und Position des Ionenstrahles gemessen werden können, so daß es möglich wird, diese Parameter in Zukunft besser zu optimieren.

1215.1.2 Einfangquerschnitte mittelschwerer Kerne

(H. Beer, R.R. Spencer, J. Serman, IAK)

Mit der Auswertung der Einfangquerschnitte von $^{54,57}\text{Fe}$, $^{50,52,53}\text{Cr}$ und $^{62,64}\text{Ni}$ wurde begonnen. Die aufgelösten s-Wellen-Resonanzen wurden analysiert und die Strahlungsbreiten Γ berechnet. Die Analyse der Einfangquerschnitte von ^{56}Fe und $^{58,60,61}\text{Ni}$ konnte mit der Bestimmung der noch fehlenden Resonanzparameter Γ_γ bzw. $\frac{g_\gamma \Gamma_n}{\Gamma}$ abgeschlossen werden. Die Werte sind in Tab. 1 zusammengestellt.

Die Umbauarbeiten am 800 l-Szintillatortank (Austausch der Photomultiplier, Erneuerung von Reflektorfarbe und Szintillatorflüssigkeit, Einbau eines ^6Li -Liners) sind im Gange.

1215.1.3 Messung von $\bar{\nu}$ für ^{239}Pu und ^{235}U

(R.-E. Bandl und F. Käppeler, IAK)

Die hochaufgelöste Messung des Energieverlaufs von $\bar{\nu}$ zwischen 0.1 und 1,2 MeV sind an ^{235}U in Kürze abgeschlossen. Für die Auswertung der

Meßdaten wurden Programme geschrieben, die eine Analyse während der Messung ermöglichen. Die Messungen an ^{239}Pu müssen zurückgestellt werden, bis geeignete Proben zur Verfügung stehen.

Tab. 1 RESONANZPARAMETER AUS DER ANALYSE VON EINFANGQUERSCHNITTEN

Isotop	Energie E_0 (keV)	$g \Gamma_n$ (eV)	Γ_γ (eV)	$g \Gamma_\gamma \Gamma_n / \Gamma$	ℓ
^{56}Fe	22.79 ± .07	4.0 ± .6	1.4 ± 0.2	.15 ± .2	1 ?
	27.68 ± .08	(1600 ± 10) ^{a)}			0
	34.25 ± .10		.53 ± .05	1 ?	
	36.69 ± .11		.28 ± .03	1 ?	
	38.38 ± .12		.32 ± .03	1 ?	
	46.05 ± .14		.44 ± .04	1 ?	
	52.20 ± .16		.68 ± .07	1 ?	
	53.60 ± .16		.38 ± .04	1 ?	
	59.25 ± .18		.72 ± .07	1 ?	
	63.45 ± .19		.61 ± .06	1 ?	
	72.5 ± .5				1 ? ^{+))}
	73.9 ± .5	539 ± 42			0 ^{+))}
	76.9 ± .5	4.3 ± .3			1 ? ^{+))}
	80.8 ± .3	9.0 ± .2		1.80 ± .20	1 ?
	83.6 ± .3	912 ± 85	0.9 ± .3		0
	90.2 ± .3	70 ± 15	1.2 ± .2		0
	92.9 ± .3	3 ± 1		1.52 ± .30	1 ?
	96.2 ± .3	25 ± 4		1.96 ± .40	1 ?
	102.7 ± .3	35 ± 6		1.56 ± .30	1 ?
	106.0 ± .3	not observed		1.20 ± .25	1 ?
	112.6 ± .3			1.10 ± .25	1 ?
	122.5 ± .4	65 ± 10	2.7 ± .6		0
	124.6 ± .4	13 ± 5			0
	130.0 ± .4	480 ± 38			0
	141.5 ± .5	2460 ± 110			0
	151 ± 1	not observed			1 ?
	153 ± 1	" "			1 ?
	163 ± 1	" "			1 ?
	169 ± 1	870 ± 70			0
	179.4 ± 1.0				1 ?
	180.7 ± 1.0				1 ?
	188 ± 1	3430 ± 270			0
	195.1 ± 1.0	50 ± 12			1 ?
	201.1 ± 1.0	71 ± 18			1 ?
	210 ± 1	20 ± 5			1 ?
	220 ± 1	1470 ± 85			0
225 ± 1	200 ± 50			1 ?	
234 ± 1	160 ± 40			1 ?	
239 ± 1				1 ?	
245 ± 1	630 ± 40			0	

^{+))} only partially resolved in capture

^{a)} Value recommended in BNL 325, used to determine Γ_γ . Potential-scattering parameters: (range 22 - 260 keV) $a = (4.4 \pm .4) \text{ fm}$, $S = 0$.

Isotop	Energie E_0 (keV)	$g \Gamma_n$ (eV)	Γ_γ (eV)	$g \Gamma_\gamma \Gamma_n / \Gamma$	λ
^{56}Fe	253 ± 2				1 ?
(cont.)					
^{58}Ni	13.34 ± .03			.49 ± .10	1 ?
	13.66 ± .04			.63 ± .12	1 ?
	15.4 ± .1	1200 ± 150	2.1 ± .7		0
	19.03 ± .05			.08 ± .02	1 ?
	20.04 ± .05			.24 ± .05	1 ?
	21.16 ± .05			.57 ± .11	1 ?
	26.08 ± .07			.25 ± .05	1 ?
	26.67 ± .07			.73 ± .14	1 ?
	32.36 ± .08			1.26 ± .25	1 ?
	34.24 ± .08			.69	1 ?
	36.12 ± .09			1.01	1 ?
	39.59 ± .10			.66	1 ?
	47.8 ± .15			.98	1 ?
	52.00 ± .15			1.46	1 ?
	54.70 ± .15			.28	1 ?
	58.60 ± .15			.52	1 ?
	60.10 ± .15			.44	1 ?
	61.75 ± .15			.71	1 ?
	63.0 ± .20	3600 ± 200	3.2 ± .8		0
	66.40 ± .15			.36	1 ?
	68.75 ± .20			.24	1 ?
	69.80 ± .20			.46	1 ?
	77.95 ± .20			.12 ± .03	1 ?
	81.10 ± .20			.73	1 ?
	83.10 ± .20	110 ± 40	3.5 ± .7		0
	89.84 ± .20			.45	1 ?
	92.25 ± .20			.17	1 ?
	94.45 ± .25			.9 ± .2	1 ?
	97.00 ± .25			.5 ± .1	1 ?
	101.10 ± .25			1.0 ± .2	1 ?
	105.30 ± .25			1.8 ± .4	1 ?
	107.7 ± .5	1500 ± 300	3.5 ± .8		0
	110.7 ± .3			1.3 ± .3	1 ?
	117.5 ± .3			.8 ± .3	1 ?
	120.3 ± .3	?		3.3 ± .6	0 ?
	125.0 ± .5	750 ± 250	3.2 ± .6	3.1 ± .6	0

Isotop	Energie E_0 (keV)	$g \Gamma_n$ (eV)	Γ_γ (eV)	$\Gamma_\gamma \Gamma_n / \Gamma$	λ
^{60}Ni	12.23 ± .03			.09 ± .02	1 ?
	12.5 ± .1	2650 ± 100	3.4 ± .4		0
	13.62 ± .03			.14 ± .03	1 ?
	23.88 ± .06			.60 ± .12	1 ?
	28.47 ± .07			.08 ± .02	1 ??
	28.60 ± .1	900 ± 200	0.8 ± .3		0
	29.47 ± .08			.09 ± .02	1 ?
	30.24 ± .08			.31 ± .06	1 ?
	33.03 ± .08			.33 ± .07	1 ?
	33.40 ± .08			.20 ± .05	1 ?
	39.54 ± .10			.41 ± .08	0 ?
	42.93 ± .11	120 ± 30	1.0 ± .2		0
	47.60 ± .12	≈10	1.0 ± .4	.78 ± .16	0 ?
	49.80 ± .12			.27 ± .05	1 ?
	50.99 ± .15			.11 ± .02	1 ?
	51.64 ± .15			.38 ± .08	1 ?
	56.00 ± .15			.15 ± .03	1 ?
	56.74 ± .15			.45 ± .09	1 ?
	65.42 ± .16	500 ± 150	2.0 ± .4		0
	71.51 ± .18			.33 ± .07	1 ?
	73.25 ± .18			.44 ± .09	1 ?
	78.26 ± .20			.19 ± .04	1 ?
	79.98 ± .20			.33 ± .07	1 ?
	81.95 ± .20			.22 ± .05	1 ?
	84.94 ± .20			.41 ± .08	1 ?
	86.33 ± .22	330 ± 25	1.4 ± .3		0
	87.89 ± .22			.64 ± .13	1 ?
	89.93 ± .25			.17 ± .04	1 ?
	91.60 ± .25			.25 ± .05	1 ?
	93.94 ± .25			.48 ± .10	1 ?
	97.20 ± .25	1000 ± 200	1.0 ± .2		0
	99.24 ± .25			.92 ± .20	1 ?
	101.9 ± .25			.10 ± .05	1 ?
108.0 ± .25	700 ± 100	1.1 ± .3		0	
111.6 ± .25			2.7 ± .6	1 ?	
161.7 ± .4	1400 ± 200	2.2 ± .5		0	

Isotop	Energie E_0 (keV)	$g \Gamma_n$ (eV)	Γ_γ (eV)	$\Gamma_\gamma \Gamma_n / \Gamma$	J	ℓ
^{61}Ni	7.15 ± .02	74 ± 8	2.5 ± .5		1	0
	7.54 ± .02	177 ± 16	2.3 ± .6		2	0
	8.74 ± .20	6 ± 2	2.6 ± .8		2	0
	9.93 ± .02			.09 ± .03		1 ?
	10.18 ± .03			.19 ± .05		1 ?
	12.64 ± .03	75 ± 4	1.7 ± .4		2	0
	13.43 ± .03			.31 ± .08		1
	13.63 ± .03	61 ± 4	1.6 ± .4		2	0
	14.02 ± .03	17 ± 4	3.1 ± .5		1	0
	14.45 ± .04			.30 ± .08		1 ?
	15.38 ± .04			.17 ± .04		1 ?
	16.70 ± .05	817 ± 16	2.2 ± .4		1	0
	16.80 ± .05			.14 ± .04		1 ?
	17.86 ± .05	177 ± 8	1.6 ± .5		1	0
	18.87 ± .05	69 ± 4	.9 ± .3		2	0
	20.25 ± .05			.09 ± .03		1 ?
	20.55 ± .05			.11 ± .03		1 ?
	21.40 ± .05			.88 ± .20		0 ?
	24.12 ± .05			.36 ± .09		1 ?
	24.62 ± .06	129 ± 10	1.4 ± .3		1	0
	25.12 ± .06			.25 ± .06		1 ?
	25.96 ± .06			.24 ± .06		1 ?
	26.45 ± .06			.18 ± .05		1 ?
	27.10 ± .07			.20 ± .05		1 ?
	27.65 ± .07			.40 ± .10		1 ?
	28.21 ± .07	5 ± 4	3. ± 1		2	0
	29.11 ± .07	409 ± 22	2.4 ± .4		1	0
	30.64 ± .08	15 ± 8			2	0
	31.13 ± .08	788 ± 28			1	0
	31.83 ± .08	10 ± 6			2	0
	32.70 ± .08	220 ± 10			2	0
	33.68 ± .08	58 ± 10	2.8 ± .5		1	0
	34.65 ± .10					1 ?
	36.02 ± .10					1 ?
	37.13 ± .09	133 ± 12	3.0 ± .5		2	0
	39.77 ± .11					1 ?
	41.34 ± .10	176 ± 22			1	0
	43.25 ± .11	10 ± 8			2	0
	43.61 ± .11	30 ± 14			2	0
	45.49 ± .11	66 ± 8			1	0

Isotop	Energie E_0 (keV)	$g \Gamma_n$ (eV)	Γ_γ (eV)	$\Gamma_\gamma \Gamma_n / \Gamma$	J	ℓ
^{61}Ni	$46.16 \pm .12$	54 ± 8			1	0
(cont.)	$50.51 \pm .12$	133 ± 12			1	0
	$53.30 \pm .13$	141 ± 10			2	0
	$54.81 \pm .14$	189 ± 18			1	0
	$56.49 \pm .14$	119 ± 10			2	0
	$58.16 \pm .15$	178 ± 20			1	0
	$64.07 \pm .16$	54 ± 2			2	0
	$65.87 \pm .16$	1430 ± 180			2	0
	$68.77 \pm .17$	1100 ± 500			2	0

1215.2 Wirkungsquerschnittsmessungen am Zyklotron1215.21 Ausbau und Betrieb des Spektrometers

(G. Schmalz, P. Brotz, S. Cierjacks,
D. Erbe, D. Gröschel, C.M. Newstead,
I. Schouky, R. Töpke, F. Voß, IAK)

Durch den Umbau des Zyklotrons im Jahre 1971 war eine Neutronstruktation des inneren Ablensystems erforderlich geworden. Diese wurde vom Zyklotron-Laboratorium durchgeführt und bis Mitte dieses Jahres zu einem ersten Abschluß gebracht. Mit dem neuen System konnten zunächst die früheren Strahlbedingungen wieder erzielt werden. Bei einer Ablenkfrequenz von 100 kHz wurde ein Targetstrom von $6 \mu\text{A}$ erreicht. Damit kann nun die vorgesehene weitere Erhöhung der Strahlintensität in Angriff genommen werden (1).

1215.22 Spaltquerschnittsmessungen

(P. Brotz, D. Gröschel, I. Schouky, S. Cierjacks,
C.M. Newstead, G. Schmalz, R. Töpke, F. Voß, IAK)

Während zweier Meßperioden wurden die Experimente zur Bestimmung der Spaltquerschnitte von ^{235}U , ^{238}U und ^{240}Pu durchgeführt. Es wurden in einem Fall gleichzeitig die Spaltereignisse aus je vier ^{235}U - und ^{238}U -Folien (ca. $400 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) in neun hintereinander geschalteten Gasszintillationskammern nachgewiesen. Im zweiten Fall wurden vier ^{240}Pu -Folien (ca. $100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$) und drei ^{235}U -Folien verwendet. Es wurden vorläufige Werte für das Spaltquerschnittsverhältnis $\sigma_f(^{238}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$ zwischen 0.9 und 30 MeV berechnet (Abb. 6), indem zunächst auf den aus der Literatur bekannten Wert bei 4 MeV normiert wurde, und Vergleiche mit den Ergebnissen anderer Autoren durchgeführt (2).

Um eine Absolutbestimmung der Spaltquerschnitte zu ermöglichen, wurden zwei Gasszintillationsdetektoren als Rückstoßprotonenzähler entwickelt. Einer besteht aus einer einzigen Szintillationskammer und ist zum Nachweis von Protonen aus dünnen Radiatorfolien bis zur Schwelle der $^{12}\text{C}(n,\alpha)$ Reaktion

bei 6.2 MeV geeignet. Der zweite wird oberhalb dieser Schwelle eingesetzt. Er diskriminiert Protonen gegen α -Teilchen aufgrund ihrer unterschiedlichen spezifischen Energieverluste durch eine Koinzidenz zwischen drei hintereinander geschalteten, optisch getrennten Kammern (Abb.7).

Die Auswertung der Daten wird zur Zeit fortgesetzt. Die bisherigen Messungen am ^{240}Pu konnten wegen des hohen Untergrundes aus der Spontanspaltung noch nicht mit ausreichender Statistik abgeschlossen werden und sollen daher während der nächsten Meßperiode im November 1972 fortgesetzt werden.

1215.23 Inelastische Neutronenwirkungsquerschnitte

(F. Voß, S. Cierjacks, IAK)

Nachdem die Rechnungen zur Korrektur der Vielfachstreuung abgeschlossen wurden, liegen jetzt die γ -Produktionsquerschnitte nach inelastischer Neutronenstreuung an ^{27}Al und ^{56}Fe zwischen der Schwelle und 13 MeV für folgende Übergänge vor: 843, 1013, 1719, 2209 und 2980 + 3001 keV in ^{27}Al sowie 846, 1035 + 1038 keV, 1238 keV und 1808 keV in ^{56}Fe . Die statistische Genauigkeit der Wirkungsquerschnitte liegt im allgemeinen zwischen 10 und 20 %. Die absolute Genauigkeit ist hauptsächlich durch die Unsicherheit bei der Neutronenflußbestimmung begrenzt und liegt zwischen 1 und 8 MeV bei 12 %. Die hochaufgelösten eigenen Wirkungsquerschnitte wurden mit älteren Ergebnissen anderer Autoren verglichen und stimmten mit diesen im Mittel befriedigend überein (3).

Es wurde eine Fluktuationsanalyse der Daten durchgeführt, bei der mit Hilfe von Korrelationsrechnungen mittlere Compoundkernbreiten bestimmt wurden. Dabei wurde im Aluminium eine signifikante Abhängigkeit der Breiten vom Ausgangskanal gefunden, die qualitativ im Rahmen statistischer Modellvorstellungen interpretiert wurde. Ferner wiesen die Anregungsfunktionen Strukturen mit intermediären Breiten auf, die z.T. zwischen mehreren Ausgangskanälen und mit dem totalen Neutronenquerschnitt korreliert waren und Hinweise auf mögliche doorway-Zustände geben (3,4).

Arbeiten für den Aufbau einer modifizierten Meßanordnung zur Bestimmung von $(n, n'\gamma)$ -Wirkungsquerschnitten an ^{238}U wurden eingeleitet.

1215.24 Differentielle elastische Streuquerschnitte und Untersuchungen der Neutronenstärkefunktion

(J. Nebe, C.M. Newstead, R. Töpke, IAK)

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte für elastische Neutronenstreuung an ^{40}Ca zwischen 0.5 und 2 MeV wurden zusammen mit den totalen Neutronenquerschnitten mit Hilfe der R-Matrix-Theorie analysiert. Es konnten die Resonanzparameter von ca. 70 Niveaus im Compoundkern ^{41}Ca bestimmt werden. Ferner wurden die mittleren Niveauabstände und Stärkefunktionen für s-, p- und d-Wellen berechnet (5).

Diese Ergebnisse sowie Messungen am Karlsruher Van-de-Graaff wurden in systematische Untersuchungen der Neutronenstärkefunktion einbezogen, die in Saclay begonnen wurden (6). Die Daten lieferten einen überzeugenden Hinweis auf die Spinabhängigkeit der s-Wellen Stärkefunktion und wurden mit Hilfe eines Spin-Spin-Terms im optischen Potential interpretiert (7). Die anomal tiefen Minima der s- und p-Wellen Stärkefunktion konnten durch relativ niedrige Werte für den Imaginärteil des Potentials W beschrieben werden (8). Diese Abnahme der Absorption wurde auf die niedrige Niveaudichte im Bereich abgeschlossener Schalen zurückgeführt. Ferner wurde gezeigt, daß die beträchtlichen Fluktuationen der Stärkefunktion bei technologisch so wichtigen Materialien wie den Eisen- und Chromisotopen durch eine Abhängigkeit des Imaginärteils W von doorway-Zuständen gut beschrieben werden können (9).

Mit dem Aufbau des 2-Parameter-Experiments zur Erweiterung der Messung differentieller elastischer Streuquerschnitte über die Schwelle für inelastische Streuung hinaus wurde begonnen.

1215.25 Wirkungsquerschnitte für (n,x)-Reaktionen¹⁾

(L. Kropp, IAK)

Die differentiellen Wirkungsquerschnitte der $^9\text{Be}(n,\alpha)$ -Reaktion zwischen 8 und 30 MeV wurden jetzt veröffentlicht (10). Die Messungen waren mit einem 4 m langen Flugweg und relativ dicken Targets durchgeführt worden. Die Ergebnisse haben gezeigt, daß (n,x)-Wirkungsquerschnitte auch noch mit längerem

1) x = geladenes Teilchen

Flugweg und dünneren Targets, und damit entsprechend verbesserter Energieauflösung gemessen werden können. Z.Zt. sind Vorbereitungen für den Aufbau einer verbesserten Apparatur zur Untersuchung von (n,p)-Reaktionen an Strukturmaterialien und Schwellwert-Reaktionen in gänge.

1215.26 Totale Wirkungsquerschnitte

(R. Töpke, S. Cierjacks, P. Brotz, D. Gröschel, D. Kopsch, C.M. Newstead, G. Schmalz, I. Schouky, F. Voß, IAK)

Mit dem Ziel, die für Abschirmrechnungen besonders wichtigen Minima im totalen Wirkungsquerschnitt genauer zu ermitteln, wurden die Transmissionsmessungen am 190 m langen Flugweg mit den Elementen Eisen und Magnesium fortgesetzt. Nach der Vergrößerung des Kernspeichers des CDC-3100 Rechners war es erstmalig möglich, die gesamten Flugzeitspektren in 28 K Kanälen mit einer Breite von 1 ns/Kanal aufzunehmen. Ferner wurde zum ersten Mal der direkte Datenkanal im Experiment erprobt. Er erlaubt die Verarbeitung wesentlich höherer Zählraten als das alte System, wodurch die Meßdauer erheblich reduziert werden kann.

In einer systematischen Untersuchung der totalen Wirkungsquerschnitte von 13 Kernen ($A \leq 60$) wurde die Energie- und Massenabhängigkeit mittlerer Breiten und Niveaudichten bestimmt. Diese Arbeit wurde jetzt mit der Veröffentlichung der Ergebnisse abgeschlossen (11,12).

Veröffentlichungen zu 1215.2:

- (1) S. Cierjacks; Proc. of the Conf. on Nuclear Structure Study with Neutrons, Aug. 1972, Budapest, invited paper und KFK 1675
- (2) S. Cierjacks; Proc. of the 1972 ANS Meeting, Juni 1972, Las Vegas, Nevada und KFK 1676
- (3) F. Voß; Dissertation, Karlsruhe (1972) und KFK 1611
- (4) F. Voß, S. Cierjacks; Proc. of the Conf. on Nuclear Structure Study with Neutrons, Aug. 1972, Budapest, paper C 13
- (5) J. Nebe, G.J. Kirouac; Nucl. Phys. A 185 (1972), 113
- (6) C.M. Newstead, J.P. Delaroche; Proc. of the Conf. on Nuclear Structure with Neutrons, Aug. 1972, Budapest, paper B 5
- (7) C.M. Newstead, J.P. Delaroche, B. Cauvin; Proc. of the Conf. on Nuclear Structure with Neutrons, Aug. 1972, Budapest, paper B 6
- (8) C.M. Newstead et al.; Proc. of the Conf. on Nuclear Structure with Neutrons, Aug. 1972, Budapest, paper B 7
- (9) C.M. Newstead; Proc. of the Europhysics Study Conference on Intermediate Processes in Nuclear Reactions, Sept. 1972, Plitvice Lakes, Jugoslawien
- (10) L. Kropp, P. Forti; Nucl. Inst. Meth. 104 (1972), 381
- (11) D. Kopsch, S. Cierjacks; Proc. of the Int. Conf. on Statistical Properties of Nuclei, Aug. 1971, Albany, New York, paper 6.13
- (12) D. Kopsch, S. Cierjacks; erscheint demnächst in Nucl. Phys.

$$\frac{\sigma_f^{238\text{U}}}{\sigma_f^{235\text{U}}}$$

- KFK (preliminary)
- White & Warner (1966)
- ▼ Allen and Ferguson (1957)
- ▽ Smith, Henkel & Nobles (1957)
- × Henkel (1957)
- + Stein et al (1966)
- ◆ Pankratov (1964)

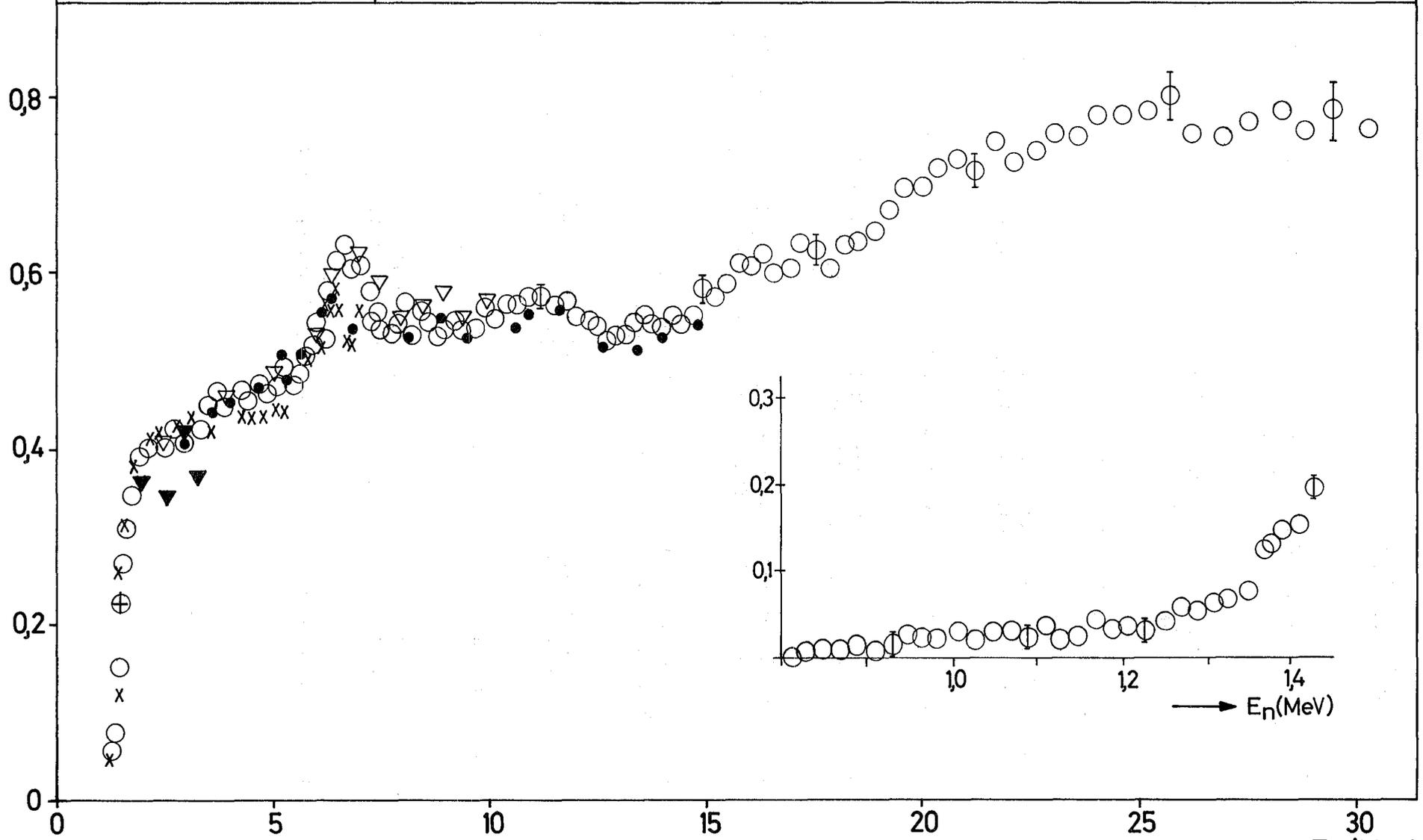


Abb. 6: Spaltquerschnittsverhältnis $\sigma_f(^{238}\text{U}) / \sigma_f(^{235}\text{U})$

→ E_n (MeV)

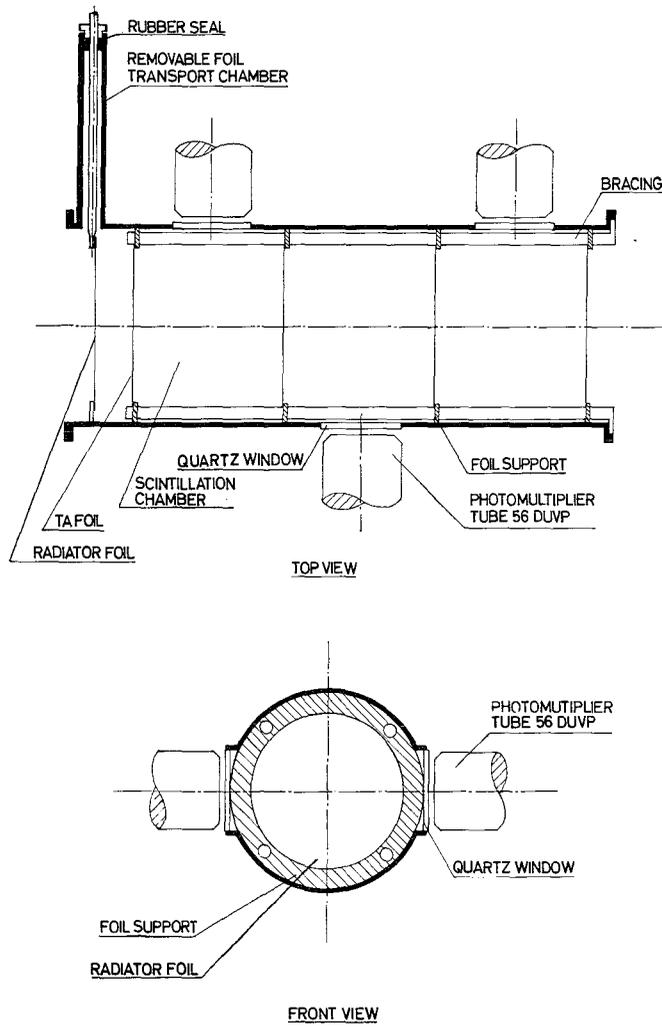


Abb. 7: Rückstoßprotonenzähler mit drei Gasszintillationskammern

122 REAKTORTHEORIE1221 Kerndaten

Nachrechnung einiger Benchmark-Probleme der Cross Section Evaluation
Working Group (CSEWG) (E. Kiefhaber, INR)

In den USA hatte das Data Testing Subcommittee der CSEWG die Aufgabe, die Güte der ENDF/B Wirkungsquerschnitte zu überprüfen. Anhand zahlreicher Benchmark-Probleme wurde insbesondere die Qualität der Versionen ENDF/B-II und ENDF/B-III getestet. Die während der Testphase von ENDF/B-II festgestellten Mängel der Wirkungsquerschnitte veranlaßten die im ENDF/B-III enthaltenen Änderungen und Verbesserungen. Die mit ENDF/B-III nachgerechneten Benchmark-Probleme lagen weitgehend innerhalb einer Kritikalitätsabweichung von $\pm 1\%$ zu den experimentellen Werten. Eine ähnliche Situation ergab sich mit dem in Karlsruhe aufgestellten KFK INR-Gruppenkonstantensatz für die in Karlsruhe zum Test dieses Datensatzes herangezogenen kritischen Anordnungen. Diese Anordnungen wurden bereits im Jahre 1969 oder früher ausgewählt, zu einem Zeitpunkt, als die Spezifikationen der CSEWG-Benchmark-Probleme noch nicht festgelegt waren.

Es war nun naheliegend, den KFK INR-Satz auch auf einige der CSEWG-Benchmark-Probleme anzuwenden. Zunächst werden nachfolgend alle Benchmark-Anordnungen aufgezählt und kurz charakterisiert:

- C1. JEZEBEL, a bare sphere of plutonium
- C2. VERA-11A, a plutonium-plus-graphite assembly
- C3. ZPR III-48, a Pu-U-C-Na system simulating the spectrum of large power reactors
- C4. ZEBRA-3, a 9:1 uranium/plutonium metal assembly
- C5. GODIVA, a bare sphere of enriched uranium
- C6. VERA-1B, an enriched uranium-plus-graphite system

- C7. ZPR III-6F, a dilute 1:1 uranium system
- C8. ZPR III-11, a 7:1 uranium metal system
- C9. ZPR III-12, a 4:1 uranium-plus-graphite system
- C10. ZEBRA-2, a 6:1 uranium-plus-graphite system
- C11. ZPPR-2, a demonstration reactor benchmark critical
- C12. ZPR VI-7, a plutonium oxide single zone demonstration reactor benchmark assembly
- C13. ZPR III-56B, a PuO_2 assembly surrounded by nickel reflectors

Ursprünglich waren nur die 10 ersten Anordnungen als Benchmarks aufgestellt. Die 3 weiteren kamen später hinzu; schließlich wurde als Nr. 14 noch ein SEFOR-Doppler Benchmark-Problem definiert.

Einige dieser Anordnungen: ZPR III-48, GODIVA, JEZEBEL, VERA-11A wurden auch beim Test des KFK INR-Satzes benutzt; allerdings mit etwas anderen Spezifikationen (siehe /1/ und /2/) als diejenigen der CSEWG. Die von uns untersuchten Anordnungen ZPR III-10 und ZPR III-25 lassen sich folgendermaßen charakterisieren:

- ZPR III-10, a 5:1 uranium metal system
- ZPR III-25, a 10:1 uranium metal system.

Die Anordnung ZPR III-11 liegt im $\text{U}^{238}:\text{U}^{235}$ -Verhältnis zwischen den beiden obigen Anordnungen und wurde daher hier nicht weiter betrachtet. Folgende weiteren Gesichtspunkte waren bei der Auswahl der hier untersuchten Anordnungen maßgebend:

- a) Relativ große Diskrepanzen zwischen experimentellen Resultaten und den Rechenergebnissen mit ENDF/B-II und /oder ENDF/B-III
- b) Relativ große Änderungen der Rechenergebnisse beim Übergang von ENDF/B-II zu ENDF/B-III

Ausgewählt wurden folgende 4 Anordnungen: ZEBRA-3, ZPR III-6F, ZEBRA-2 und ZPR III-56 B. Diese Anordnungen haben die Eigenschaft, daß bisher keine ähnlichen Anordnungen zum Test des KFK INR-Satzes herangezogen wurden.

Die beiden sicherlich interessanten Anordnungen ZPPR-2 und ZPR VI-7 werden gegenwärtig ausführlich von Herrn Oosterkamp untersucht und wurden deshalb hier nicht betrachtet. Aus der Literatur ist ersichtlich, daß die Berücksichtigung von VERA-1B neben VERA-11A fast keine zusätzlichen Erkenntnisse liefert; ZPR III-12 wurde weggelassen, da man erwarten konnte, daß die Untersuchungen von ZEBRA-2 wegen der höheren Kohlenstoff-Teilchenzahldichte signifikantere Ergebnisse liefern wird.

Zunächst wurde untersucht, ob für die gleichen Anordnungen die von der CSEWG aufgestellten Modelle sich stark von den in Karlsruhe benutzten Modellen unterscheiden.

Die durch die Unterschiede im Rechenmodell (Geometrie und Teilchenzahldichten) hervorgerufenen Kritikalitätsunterschiede sind in der folgenden Tabelle angegeben.

Tabelle 1: Δk durch unterschiedliche Rechenmodelle ($k_{\text{eff}}(\text{CSEWG}) - k_{\text{eff}}$
(Karlsruhe))

Anordnung	Δk	Rechenverfahren
JEZEBEL	-0.0059	1 dim. S_{16} , Kugel
VERA-11A	-0.0097	1 dim. S_{16} , Kugel
ZPR III-48	+0.0157	2 dim. Diff., Zyl.
GODIVA	-0.0014	1 dim. S_{16} , Kugel

Die Unterschiede für JEZEBEL und GODIVA sind nicht allzu groß. Der Unterschied für VERA-11A beruht auf dem um etwa 1% kleineren Core-Radius sowie auf der um 0.4% kleineren Teilchenzahldichte für Pu239. Die Berücksichtigung der festgestellten Kritikalitätsunterschiede für diese drei Anordnungen verändert nicht das in /2/ gefundene Resultat, daß für den KFK INR-Satz nahezu alle Anordnungen innerhalb einer $\pm 1\%$ Kritikalitätsabweichung zwischen Theorie und Experiment liegen.

Der erstaunlich große Unterschied für ZPR III-48 ist vermutlich darauf zurückzuführen, daß der Core-Radius für die CSEWG-Spezifikationen derart abgeändert wurde, daß in den Rechnungen die Heterogenitätskorrektur nicht mehr berücksichtigt werden muß (die in Karlsruhe rechnerisch ermittelte Heterogenitätskorrektur beträgt: $k_{het} = +0.014$).

Es wurde festgestellt, daß für die 2-dimensionalen Zylindermodelle der Anordnung VERA-11A erhebliche Diskrepanzen zwischen der CSEWG und Karlsruhe auftraten, deren Ursachen nicht vollständig klar sind; vermutlich sind sie jedoch darauf zurückzuführen, daß verschiedene Literaturberichte zur Aufstellung der Spezifikation herangezogen wurden. Aus diesem Grunde wurde bei VERA-11A darauf verzichtet, den modellbedingten Unterschied mit Hilfe von 2-dimensionalen Rechnungen zu ermitteln.

In der folgenden Tabelle sind die Kritikalitätswerte angegeben, die für die vier neuen Anordnungen ermittelt wurden. Die Basiswerte sind die direkten Resultate der Berechnungen für die angegebenen Modelle; die Endwerte wurden daraus abgeleitet, indem die erforderlichen Korrekturen angebracht wurden, die in den Spezifikationen der CSEWG enthalten sind.

Tabelle 2: k_{eff} -Werte für 4 CSEWG-Benchmark-Probleme

Anordnung	Basiswerte				Endwerte	
	1 dim	Methode	2 dim	Methode	1 dim	2 dim
ZEBRA-3	0.9990	S ₈	0.9829	Diff.	0.9980	0.9972
ZPR III-6F	1.0079	S ₈	0.9819	"	1.0069	1.0021
ZEBRA-2	0.9914	S ₄	0.9852	"	0.9909	0.9874
ZPR III-56B	1.0407	S ₄ (STRTR)	0.9833	"	1.0352	1.0037
	1.0090	S ₄ (STR)			1.0035	

Die S_N -Rechnungen wurden im Normalfall mit dem flußgewichteten Transportquerschnitt STRTR durchgeführt. Für die Anordnung ZPR III-56B führte dieses Verfahren zu einem relativ schlechten k_{eff} -Endwert. Diese Anordnung besitzt einen Reflektor, der überwiegend aus Nickel besteht. Bei Benutzung des stromgewichteten Transportquerschnitts STR ergibt sich ein um mehr als 3% niedrigerer k_{eff} -Wert, der recht gut mit dem experimentellen Resultat übereinstimmt. Diese relativ große Änderung wird verständlich, wenn man die beiden makroskopischen Transportquerschnitte des Reflektors sowie die dafür hauptsächlich maßgeblichen f-Faktoren für reines Nickel ($\sigma_0=0$) vergleicht die aus dem SNEAK-Satz und ABN-Satz entnommen wurden.

Tabelle 3: Vergleich verschiedener Transportquerschnitte und f-Faktoren

Gr.	Transportquerschnitt des Nickel- Reflektors von ZPR-III-56B			f-Faktoren für reines Nickel		
	STR	STRTR	$\frac{STRTR}{STR}$	$f_t^{*})$ SNEAK	f_e SNEAK	f_e ABN
1	0.10227	0.10222	0.9995	1.00	1.00	1.00
2	0.11440	0.11567	1.0111	0.96	1.00	0.98
3	0.12698	0.12946	1.0195	0.94	0.99	0.96
4	0.12431	0.13283	1.0685	0.86	1.00	0.93
5	0.13526	0.15746	1.1641	0.66	0.98	0.85
6	0.13401	0.17812	1.3292	0.53	0.95	0.72
7	0.16997	0.24321	1.4309	0.47	0.89	0.67
8	0.19150	0.26324	1.3746	0.36	0.76	0.60
9	0.29825	0.32471	1.0887	0.53	0.62	0.73
10	0.47513	0.48599	1.0229	0.83	0.77	0.90
11	0.38510	1.3279	3.4482	0.13	0.70	0.30
12	0.79880	0.72982	0.9136	0.87	0.86	1.00
13	1.4541	1.4582	1.0028	1.00	0.95	0.92
14	0.75949	0.75810	0.9982	1.00	1.00	1.00
15	0.75932	0.75931	1.0000	1.00	1.00	1.00

* $) f_t \text{ ABN} = f_t \text{ SNEAK} = f_t \text{ MOXTOT} = f_t \text{ KFKINR}$

Bei der Erstellung des SNEAK-Satzes wurden die Werte von f_t aus dem ABN-Satz übernommen, während die anderen f -Faktoren, z.B. f_e und f_c , aus den KEDAK-Daten berechnet wurden. In die Berechnung des Transportquerschnitts STRTR geht der Wert von f_t nicht ein, dagegen in die Berechnung des Transportquerschnitts vom Typ STR (mit Stromwichtung). Meist gilt $f_t \text{ SNEAK} = f_t \text{ ABN}$ $f_e \text{ ABN} < f_e \text{ SNEAK}$. Daher muß in den meisten Fällen $\text{STR} < \text{STRTR}$ sein. Die Ursache der großen Unterschiede zwischen STR und STRTR liegt demnach sowohl in der Inkonsistenz der Daten als auch in der Art der Wichtung des Transportquerschnitts. Wegen der erwähnten Inkonsistenz der f -Faktorwerte und aus Gründen, die im folgenden noch erläutert werden, kann hier kein endgültiger Schluß gezogen werden, welche Art der Wichtung für den Transportquerschnitt zu bevorzugen ist im Hinblick auf die Übereinstimmung der damit berechneten Werte mit experimentellen Resultaten. Gegenwärtig scheint es jedoch empfehlenswert zu sein, für die Berechnung von Anordnungen mit Reflektoren aus nahezu reinem Nickel den Querschnitt STR nicht nur in den Diffusions- sondern auch in den Transportrechnungen zu benutzen. Die Verwendung des Querschnittstyp STRTR der ausschließlich auf KEDAK-Daten und einer Flußwichtung basiert, liefert im Falle der Anordnung ZPR III-56B einen erheblich zu großen k_{eff} -Wert, verglichen mit dem entsprechenden experimentellen Resultat. Man sollte jedoch beachten, daß die hier benutzten üblichen 26-Gruppen-Berechnungsmethoden in diesem Fall wahrscheinlich nicht vollständig ausreichend sind. Auf das Problem des ortsabhängigen Wichtungsspektrums insbesondere für das Blanket und das in /3/ untersuchte Problem der ortsabhängigen f -Faktoren für den Übergangsbereich Core-Blanket soll hier nur hingewiesen werden.

Die berechneten k_{eff} -Endwerte der 4 hier untersuchten Benchmark-Anordnungen zeigen eine zufriedenstellende Übereinstimmung mit den experimentellen Resultaten; bei ZPR III-56B allerdings nur bei Verwendung des STR-Transportquerschnitts in S_N -Rechnungen. Die allgemein für den KFK INR-Satz geltende Erfahrung, daß die k_{eff} -Werte innerhalb einer $\pm 1\%$ -Abweichung zum Experiment liegen, wird auch hier bestätigt. In Übereinstimmung mit den Feststellungen der CSEWG /4/ werden für die beiden ZEBRA-Anordnungen verhältnismäßig niedrige k_{eff} -Werte berechnet.

Außer den k_{eff} -Werten wurden noch einige berechnete Reaktionsratenverhältnisse mit den experimentellen Resultaten verglichen, die in den Spezifikationen der CSEWG angegeben sind. Die wesentlichen Ergebnisse sind in der folgenden Tabelle enthalten.

Tabelle 4: Zentrale Reaktionsratenverhältnisse relativ zu $\sigma_f(\text{U235})$

Anordnung	$\sigma_f(\text{U238})$		$\sigma_f(\text{Pu239})$		$\sigma_f(\text{Pu240})$		$\sigma_f(\text{U233})$		$\sigma_f(\text{U234})$		$\sigma_f(\text{U236})$		$\sigma_c(\text{U238})$	
	EXP	C/E	EXP	C/E	EXP	C/E	EXP	C/E	EXP	C/E	EXP	C/E	EXP	C/E
ZPR III-6F	0.078 ± 0.002	0.91	1.22 ± 0.03	1.01	0.53 ± 0.02	0.95	1.53 ± 0.03	1.08	0.451 ± 0.020	1.06			0.104 ± 0.003	1.02
ZEBRA-3	0.0461 ± 0.0008	0.99	1.19 ± 0.014	0.99	0.373 ± 0.005	1.03	1.542 ± 0.019	1.07	0.346 ± 0.009	1.07	0.099 ± 0.005	1.11		
ZEBRA-2	0.0320 ± 0.0005	0.98	0.987 ± 0.010	1.00	0.237 ± 0.004	1.06	1.453 ± 0.014	1.12	0.203 ± 0.006	1.09	0.066 ± 0.003	1.09	0.136 ± 0.001	0.98
ZPR III-56B	0.0303 ± 0.0003	0.95	1.028 ± 0.010	0.94	0.282 ± 0.003	0.81	1.478 ± 0.015	1.03	0.195 ± 0.002	1.02	0.0639 ± 0.0006	1.03		

Allgemein kann befriedigende Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, C/E, festgestellt werden für die auf $\sigma_f(U235)$ bezogenen Ratenverhältnisse von $\sigma_f(Pu239)$, $\sigma_f(U238)$, $\sigma_f(Pu240)$ und $\sigma_c(U238)$, die für schnelle Leistungsreaktoren besonders wichtig sind. Die für solche Reaktoren weniger interessanten Raten $\sigma_f(U233)$, $\sigma_f(U234)$ und $\sigma_f(U236)$ werden anscheinend um etwa 10% zu hoch berechnet. Dies erscheint verständlich, wenn man bedenkt, daß die dafür maßgeblichen Querschnitte bei der Erstellung des SNEAK, des MOXTOT- und des KFK INR-Satzes niemals verbessert wurden, sondern noch immer auf den ABN-Werten beruhen. Die bei der Erstellung des MOXTOT-Satzes durchgeführte Erniedrigung der Spaltquerschnitte für U235, U238 und Pu239 im Bereich oberhalb von etwa 3 MeV, basierend auf einer Renormierung der Los Alamos-Daten, legt eine analoge Reduktion für U233, U234 und U236 nahe. Etwas erstaunlich ist in diesem Zusammenhang, daß die von Meister für STARK-6 /5/ und STARK-7A und -7C /6/ gemessenen Werte für die fraglichen Spaltratenverhältnisse von U233, U234 und U236 wesentlich weniger von den mit dem KFK INR-Satz berechneten Werten abweichen, als diejenigen der hier untersuchten Anordnungen. Die Rechnungen von Meister zeigen jedoch auch den großen Einfluß des Wichtungsspektrums auf die Ratenverhältnisse für U234 und U236, so daß die hier ermittelten Ergebnisse es nicht erlauben, eine endgültige Aussage darüber zu machen, ob die Spaltquerschnitte für U233, U234 und U236 vor allem im Bereich oberhalb 3 MeV um 8-10% erniedrigt werden sollten, obwohl eine solche Änderung als sehr wahrscheinlich angenommen werden darf.

Die Ergebnisse für ZPR III-56B zeigen keine gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment. Möglicherweise ist dafür auch das Wichtungsspektrum insbesondere für den Reflektor mitverantwortlich. Besonderheiten des Experiments, z.B. Fragen im Zusammenhang mit der Resonanzselbstabschirmung von U235 in dem Pu-Core von ZPR III-56B, könnten hier ebenfalls von Bedeutung sein. Die auffälligste Diskrepanz beim ZPR III-56B ist die starke Unterschätzung des Spaltratenverhältnisses $\sigma_f(Pu240)/\sigma_f(U235)$, die wesentlich größer ist als für $\sigma_f(U238)/\sigma_f(U235)$. Um diese bemerkenswerte Diskrepanz erklären zu können, müßte angenommen werden, daß in den vorliegenden Rechnungen das Neutronenspektrum im Bereich von 100-800 keV um mehr als 30% unterschätzt wird. Tabelle 4 zeigt, daß beim Übergang von ZEBRA-2 zu ZPR III-56B das gemessene Spaltratenverhältnis $\sigma_f(U238)/\sigma_f(U235)$ sinkt, während dasjenige von $\sigma_f(Pu240)/\sigma_f(U235)$ steigt.

Dieses überraschende Verhalten deutet darauf hin, daß der experimentelle Wert für ZPR III-56B fehlerhaft sein könnte.

Die Unterschätzung des Spaltratenverhältnisses für U²³⁸ bei der Anordnung ZPR III-6F ist konsistent mit ähnlichen Ergebnissen für GODIVA und JEZEBEL. Da die analogen Ergebnisse für zahlreiche andere Anordnungen eine relativ gute Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment aufweisen, kommen die betroffenen Spaltquerschnitte vermutlich nicht als Ursache der hier beobachteten Diskrepanz in Frage. Bezüglich der Gruppenkonstanten sind als mögliche Ursachen vor allem die Daten für die inelastische Streuung an U²³⁵ (GODIVA), Pu²³⁹ (JEZEBEL) und Al (ZPR III-6F) zu nennen, wobei zu bemerken ist, daß diese Daten bisher in Karlsruhe nicht durch Vergleich mit integralen Daten aus kritischen Anordnungen überprüft wurden. Bezüglich der Berechnungsmethoden wäre der Einfluß des Wichtungsspektrums zu überprüfen insbesondere für ZPR III-6F. Ein experimenteller Fehler ist bei diesen Experimenten, die bereits vor längerer Zeit durchgeführt wurden, ebenfalls nicht vollständig auszuschließen. In diesem Zusammenhang kann darauf hingewiesen werden, daß der experimentelle Wert aus dem Jahre 1957 von Leachmann und Schmidt /7/ für den Spaltquerschnitt von U²³⁸ in einem U²³⁵-Spaltspektrum ebenfalls deutlich größer ist als die Werte, die auf der Grundlage neuerer Kerndaten bzw. Gruppenkonstanten berechnet wurden.

Die festgestellten Unsicherheiten in den Daten für die inelastische Streuung an U²³⁵, Pu²³⁹ und Al sind für schnelle Leistungsreaktoren praktisch ohne Bedeutung. Für die Auswertung und Interpretation gewisser kritischer Experimente sind sie dagegen von beachtlicher Wichtigkeit insbesondere z.B. beim Vergleich der Rechenergebnisse verschiedener Auswertegruppen, z.B. Karlsruhe und CSEWG.

Zum Schluß soll noch darauf hingewiesen werden, daß für VERA-11A in Karlsruhe ähnlich drastische Abweichungen zwischen berechneten und gemessenen Werten für Reaktionsratenverhältnisse festgestellt wurden wie bei der CSEWG /8/. Dies könnte eine Besonderheit der VERA-Experimente sein, denn in den Arbeiten der CSEWG wurden für VERA-1B ähnliche Ergebnisse gefunden. Es erscheint fraglich, ob diese Diskrepanz durch den gegenüber vergleichbaren Anordnungen deutlich höheren Graphitanteil

hervorgerufen wird. Wegen des Fehlens von U^{238} im Core könnten die Rechenergebnisse für diese beiden VERA-Anordnungen allerdings empfindlich auf Änderungen in den Daten für die inelastische Streuung an Kohlenstoff reagieren. Dies ist jedoch nicht sehr wahrscheinlich, da erst bei Energien oberhalb etwa 5 MeV inelastische Streuung an Kohlenstoff auftritt und der zugehörige Streuquerschnitt relativ klein ist.

Abschließend kann festgestellt werden, daß die Berechnung der hier untersuchten 4 kritischen Anordnungen, deren Benchmark-Spezifikationen von der CSEWG übernommen wurden, die bisher mit dem KFK INR-Satz gemachten Erfahrungen im wesentlichen bestätigen.

1) Die k_{eff} -Werte liegen i.a. innerhalb einer $\pm 1\%$ -Abweichung zum Experiment; hier allerdings nur, wenn bei der Berechnung der Anordnung ZPR III-56B, die einen Nickelreflektor besitzt, der STR-Transportquerschnitt in den Transportrechnungen benutzt wird.

2) Für kritische Anordnungen, deren Zusammensetzung ähnlich derjenigen für schnelle Brutreaktoren ist, kann i.a. eine befriedigende Übereinstimmung zwischen berechneten und gemessenen Reaktionsratenverhältnissen beobachtet werden.

Die beiden folgenden Feststellungen sind hauptsächlich wichtig für die Auswertung und Interpretation von Experimenten in kritischen Anordnungen; für die Auslegung von schnellen Leistungsreaktoren sind sie von untergeordneter Bedeutung:

1. Eine Überprüfung der Spaltquerschnitte von U^{233} , U^{234} und U^{236} erscheint notwendig; insbesondere sollte geprüft werden, ob die Daten oberhalb etwa 3 MeV nicht um 8-10% erniedrigt werden müssen.

2. Die Daten für die inelastische Streuung an einigen Materialien wie z.B. U^{235} , Pu^{239} , C, Al und gegebenenfalls auch Fe sollten überprüft werden, da sie für das Verständnis von festgestellten Abweichungen zwischen gemessenen und berechneten Reaktionsratenverhältnissen in einigen kritischen Anordnungen von besonderer Bedeutung sind.

Literatur

- /1/ E. KIEFHABER, J.J.SCHMIDT: KFK 969, 1970
- /2/ E. KIEFHABER: KFK 1572, 1972
- /3/ H. HUSCHKE: KFK 1353, 1971
- /4/ H. ALTER: Trans. ANS 14,2, p.798, 1971
- /5/ H. MEISTER: KFK 1539, 1971
- /6/ H. MEISTER: Beitrag im 3. Vierteljahresbericht 1971
KFK 1271/3 p.121, 1971
- /7/ R. LEACHMAN and H. SCHMIDT: J.Nucl Energy 4,38, 1957
- /8/ H. ALTER and R.S. HUBNER: Proc.Conf. on New Developments in
Reactor Mathematics and Applications,
p.1053, CONF-710302, March 29-31, 1971,
Idaho Falls, Idaho.

1222.2 Arbeiten am Monte-Carlo-Code KAMCCO

(G. Arnecke, H. Borgwaldt, M. Lalovic, INR)

Der für Rechnungen mit KAMCCO verfügbare nukleare Datensatz wurde verbessert durch Neuerstellung der Daten für Al, Fe, Pu-239, U-235, U-238 nach dem jetzigen Stand des KEDAK-Files. Folgende Tabelle faßt einige neuere Testrechnungen zusammen:

Anordnung	Rechenzeit (Min.) IBM/370-165	k_{eff}	statist. Fehler $\delta k_{\text{eff}}(\%)$
GODIVA	8	0.994	0.20
TOPSY	8	0.993	0.57
JEZEBEL	8	0.982	0.17
POPSY	8	0.974	0.62
SUAK U1B	8	0.830	0.49
SUAK UH1B	8	0.893	0.56
SNEAK 3A1	8	0.999	1.10
ZPR III - 48	17	0.989	0.81
SNR - Modell	57	1.022	0.48

Die Ergebnisse bedürfen noch einer genaueren Analyse, jedoch entsprechen die Diskrepanzen gegenüber Rechnungen mit dem KFKINR-Satz nach Tendenz und Größenordnung den Unterschieden in der jeweiligen Datenbasis. Eine Reihe weiterer, neuerstellter Isotope, u.a. Mo, Na-23, O-16, Pu-240, wird in Kürze verfügbar.

123 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN1232 Spannungs- und Verformungsanalysen von Reaktorbauteilen1232.4 Verhalten von Reaktorbauteilen unter dynamischer Belastung1232.41 Entwicklung theoretischer Modelle zum Verhalten eines Brennelementes (BE) unter dynamischer Beanspruchung (H. Zehlein, IRE)

Für das F+E-Vorhaben "Verformung der Kernstruktur durch interne Drucktransienten" wurde ein Arbeitsprogramm zur Durchführung des theoretischen Teils erstellt. Es definiert die unter den 6 Arbeitstiteln (Querschnittsdeformation BE, Balkenmodell BE, Multireihenmodell, Fluide, Belastung, Programmintegration) zu liefernden Informationen. Wichtige Gründe (Arbeitsteilung, Experimentalprogramm, theoretische Modellvorstellungen) zwingen zu einer getrennten Entwicklung von Programmen zur Simulation von Querschnittsverformung und Biegeverformung des BE-Kastens mit dem Ziel der späteren Integration in ein Coremodell.

1. Zur Biegeverformung des BE-Kastens wurden vorbereitende Überlegungen (Pulsform, Plast. Zonen, Timoshenko-Balken u.a.) angestellt. Resultat: Das zu entwickelnde Balkenmodell soll u.a. folgende Eigenschaften haben: a) Laminierung, b) Schubverformung, c) Rotationsträgheit, d) aplanare Querschnitte.

2. Zur Querschnittsverformung des BE-Kastens wurde ein Bündelmodell zur Simulation des Pinverhaltens bei beliebiger Krafteinteilung programmierungsreif formuliert. Die Bewegungsrichtungen der Pins ergeben sich aus der Analyse eines zugstabfreien Ersatzfachwerks. Die Pol- und Mittelpunktskurven der am Rand evtl. freigesetzten Brennstäbe werden unter der Annahme reibungsfreien Gleitens und starrer Pin-Querschnitte berechnet. Als Vergleichsunterlagen können die Ergebnisse der englischen Sprengversuche (UKAEA, Foulness) herangezogen werden.

3. Die Eignung existierender Finite-Element-Codes zur statischen und dynamischen Analyse linearer Strukturen für die Verwendung im vorliegenden Vorhaben wurde in einer Vergleichsstudie geprüft. Sie berücksichtigt über 20 Codes (ca. 70 Literaturstellen), von denen insbesondere die Systeme STRUDL, ASKA, NASTRAN ausgewertet wurden. Über die Schlußfolgerungen wird im KFK-Bericht 1272/4 berichtet werden.

1232.42 Integrale Modelle zum Verhalten der Kernstruktur bei internen Drucktransienten (R. Krieg, IRE)

Im Hinblick auf die Möglichkeit, das Verhalten der Kernstruktur bei internen Drucktransienten durch ein integrales Modell zu beschreiben, das auf die detaillierte Behandlung der Verformung einzelner Brennelemente verzichtet, wurden einige Voruntersuchungen durchgeführt. In diesem Zusammenhang wurde ein Code (CØV1) erstellt, der die transienten Druck- und Geschwindigkeitsfelder einer reibungsfreien, inkompressiblen Flüssigkeit liefert, die sich in einem starren, teilweise offenen Behälter ausbilden. Als transiente Störungen dienen Polstellen für den Druck ($p \sim 1/r$). Die Vernachlässigung der Flüssigkeitsreibung wird in vielen Fällen gerechtfertigt sein, da die Strömungsgeschwindigkeit häufig recht klein ist (genauer: $(\rho/2) \cdot v^2 \ll p$; ρ = Dichte, v = Geschwindigkeit, p = Druck).

Während in vergleichbaren Codes fast immer ein Differenzenverfahren benutzt wird, arbeitet der hier entwickelte Code mit dem Singularitätenverfahren. Wie an Rechenbeispielen gezeigt werden konnte, erlaubt dieses Verfahren ohne besonders großen Aufwand sogar die Durchführung von dreidimensionalen Rechnungen (3D-Code). Es ist zu erwarten, daß das Singularitätenverfahren auch bei der Berücksichtigung von Coreeinbauten Vorteile bringt. Darüber hinaus liefert es höhere Genauigkeiten als das Differenzenverfahren.

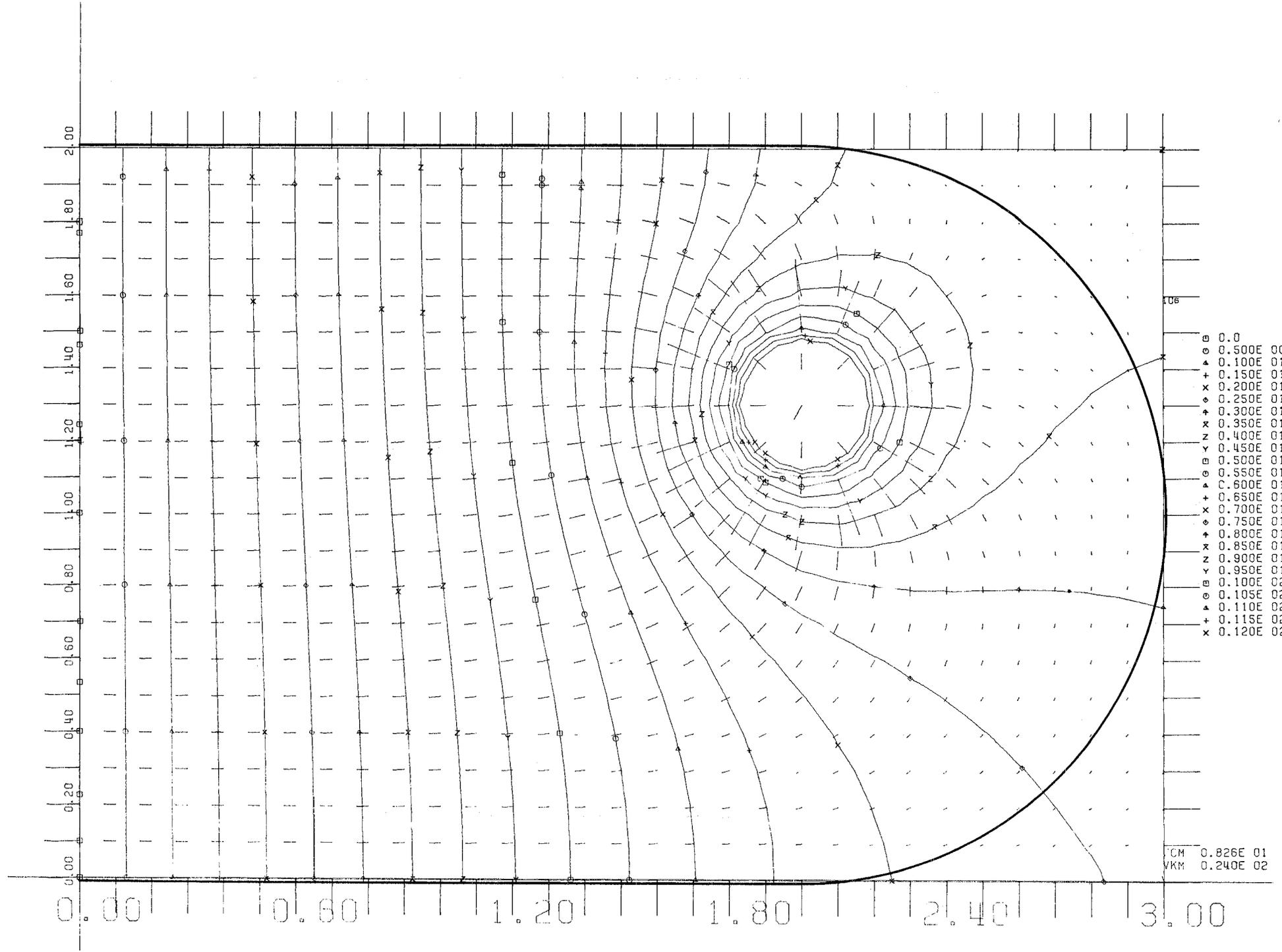
Zur Demonstration wurden einige Rechenbeispiele graphisch dargestellt (Abb. 1 und 2).¹⁾

Neben der beabsichtigten Anwendung des Codes auf die Untersuchung der Auswirkungen der Brennstoff-Natrium-Reaktion zeichnen sich noch andere Verwendungsmöglichkeiten ab, z.B. zur Bestimmung des Druckfeldes in einem Behälter, usw.

Zur Zeit wird der Code erprobt. Eine detaillierte Beschreibung ist in Arbeit.

1) Diese Abbildungen zeigen Isobaren in einem Behälter bei verschiedener Lage des Poles. Die Striche senkrecht zu den Isobaren entsprechen Geschwindigkeitsvektoren.

123-3

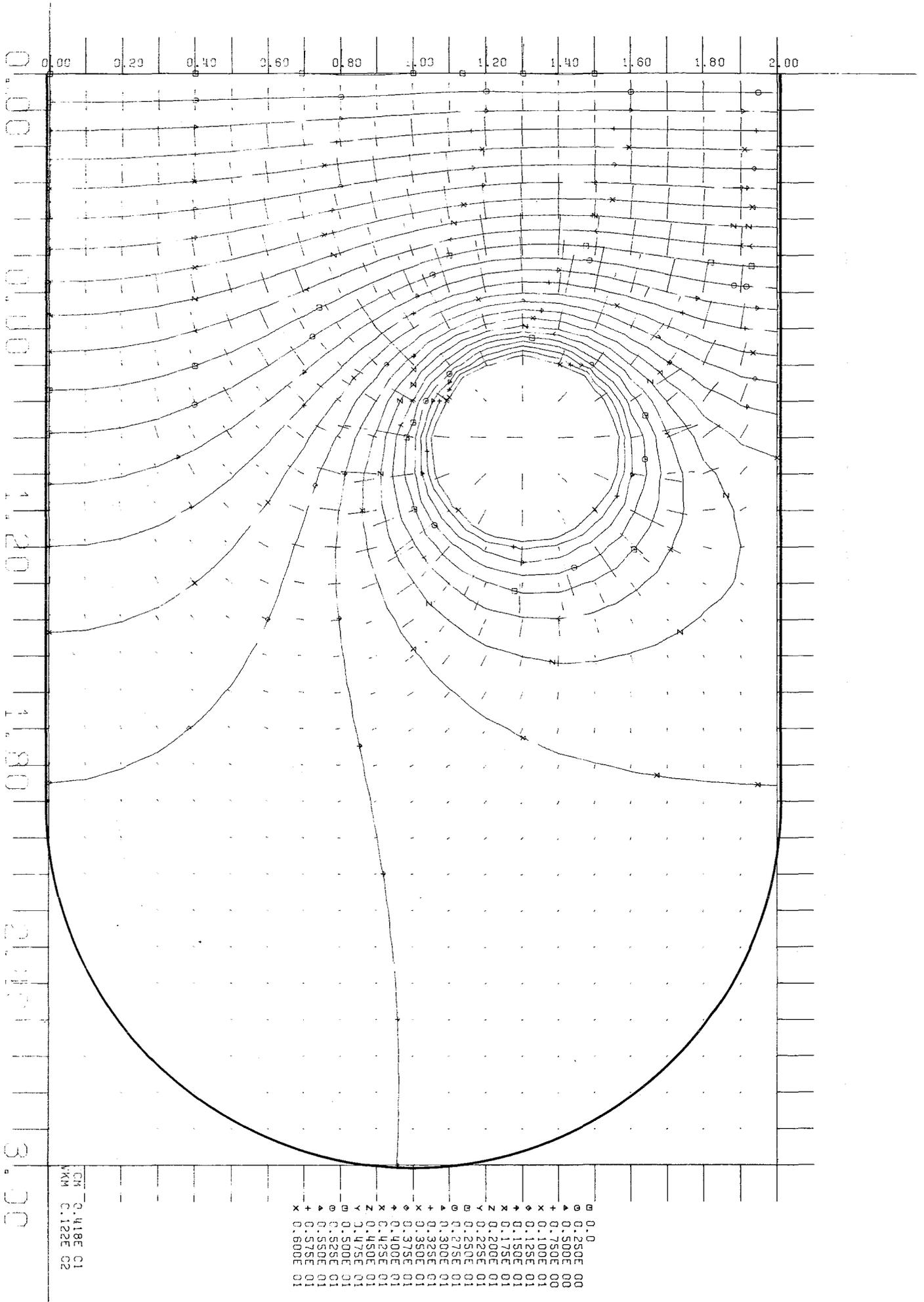


06

- 0 0.0
- 0 0.500E 00
- 0 0.100E 01
- + 0.150E 01
- X 0.200E 01
- 0 0.250E 01
- + 0.300E 01
- X 0.350E 01
- Z 0.400E 01
- Y 0.450E 01
- 0 0.500E 01
- 0 0.550E 01
- + 0.600E 01
- X 0.650E 01
- 0 0.700E 01
- 0 0.750E 01
- + 0.800E 01
- X 0.850E 01
- Z 0.900E 01
- Y 0.950E 01
- 0 1.00E 02
- 0 0.105E 02
- + 0.110E 02
- + 0.115E 02
- X 0.120E 02

CM 0.826E 01
VKM 0.240E 02

Abb. 1



1233. Untersuchungen von Kühlungsstörungen1233.1 Ström.- und Temp.-Verteilung hinter lokalen Störungen (D. Kirsch, IRE)Übertragbarkeit der Ergebnisse von Wasserversuchen auf Natrium

Theoretische Untersuchungen der Temperaturverteilung in Rezirkulationsströmungen in einfachen Geometrien ohne Stäbe und die Analyse von Temperaturverteilungen, die in Natrium und Wasser hinter einer lokalen Blockade in einer stabbündelähnlichen Geometrie von Schleisiek [1] gemessen wurden, führen zu folgendem Ergebnis: Bei genügend hoher Reynoldszahl, ähnlicher Geometrie und ähnlicher Wärmequellverteilung sind die dimensionslosen Temperaturverteilungen in einer Rezirkulationsströmung auch in Stabbündelgeometrie gleich und unabhängig von der Reynolds- und Prandtl-Zahl (d.h. gleich auch in Wasser und Natrium), wenn man sich auf die Temperaturen in der Mitte der Unterkanäle beschränkt. Ein ausführlicher Bericht über diese theoretischen Untersuchungen mit dem Nachweis, daß die genannten Voraussetzungen bei den in diesem Zusammenhang untersuchten lokalen Blockaden im SNR erfüllt sind, soll an anderer Stelle gegeben werden [2]. Aus den Ergebnissen dieser Untersuchungen erhält man die Berechtigung, die für Sicherheitsbetrachtungen [3] wichtige Temperaturverteilung hinter lokalen Blockaden experimentell in einem von Wasser durchströmten Brennelement-Modell zu bestimmen.

Versuchsordnung der Wasserversuche

Die Teststrecke für die Messung der Temperaturverteilung ist in Abb. 3 im Längs- und Querschnitt dargestellt. Der Querschnitt dieser Teststrecke hat die Originalabmessungen des SNR [4]. Die axialen Abmessungen sind so gewählt, daß die Messungen im Totwasser hinter der Blockade nicht durch Störungen vom Ein- oder Austritt her beeinflußt werden können. Ein gleichmäßiges seitliches Ausströmen des Wassers (der seitliche Austritt ist durch die Zuführung der elektrischen Leitungen erzwungen) wird durch einen Ringkanal am Austritt erreicht. In das Stabbündel ist eine zentral gelegene Blockade eingebaut. (Verhältnis der blockierten zur gesamten durchströmten Fläche etwa 0,15, vgl. Abb. 3). Der Bereich stromabwärts dieser Blockade muß wegen der Bestückung mit Thermoelementen frei von Gitterabstandshaltern sein, so daß deren axiale Anordnung nicht ganz den Verhältnissen im SNR entspricht.

Die 169 Heizstäbe werden auf einer Länge von 0,7 m (0,1 m vor, 0,6 m hinter der Blockade) indirekt durch elektrische Widerstandsheizdrähte mit Wechselstrom beheizt. Bei einer Nennleistung von 1,4 kW (entsprechend einer Stableistung von 20 W/cm) kann jeder Stab maximal 3,5 kW (entsprechend 50 W/cm) aufnehmen, ohne daß (bei entsprechend hohem Durchsatz) mit unterkühltem Sieden an der Oberfläche gerechnet werden muß. In der Mitte des Bündels sind 12 Heizstäbe mit je 3 Thermoelementen instrumentiert (Abb. 4), die im Totwasserbereich in Nuten in der Hülle der Heizstäbe eingelötet sind, um hier die Strömung möglichst wenig zu stören. Da die Hüllwandstärke nur 0,45 mm beträgt, mußten Thermoelemente mit 0,25 mm Außendurchmesser verwendet werden. Die Enden der Thermoelemente (NiCr-Ni-Thermoelemente mit TM-Meßstellen) sind aus der Hülle der Stäbe so herausgebogen, daß sie in die Mitte der Unterkanäle ragen. Die Anordnung der Thermoelemente (Abb. 4) ist so gewählt, daß die Meßstellen an je zwei instrumentierten Heizern in einer Ebene liegen, so daß unter Ausnutzung der Sechseckgeometrie die Temperaturen in allen Unterkanälen hinter der Blockade in 6 Meßebenen (im Abstand 10, 20, 40, 60, 80, 100 mm hinter der Blockade) gemessen werden. Die Thermoelemente werden wie die elektrischen Anschlüsse der Heizstäbe durch den Deckel am oberen Ende (am Austritt) aus der Teststrecke herausgeführt.

Trotz großer Sorgfalt bei der Montage waren von den 36 im Totwasserbereich eingebauten Thermoelementen bei der Messung nur noch 27 intakt. Der Vorteil eines - abgesehen von der Blockade - ungestörten Strömungs- und Temperaturfeldes, der durch die Verwendung der gegen mechanische Beschädigungen sehr empfindlichen Thermoelemente mit nur 0,25 mm Außendurchmesser erreicht wurde, mußte also mit dem Verlust eines Viertels der geplanten Meßstellen erkauft werden (die beschädigten Thermoelemente sind in Abb. 4 mit einem Stern * gekennzeichnet). Aber auch die verbleibenden 27 Meßstellen geben noch ein sehr gutes Bild der Temperaturverteilung im Totwasser.

Durchführung der Versuche und Meßergebnisse

Die Messung der Temperaturverteilung im Totwasser wurde in 10 Versuchen bei jeweils unterschiedlichem Durchsatz ($40 \div 100 \text{ m}^3/\text{h}$) und unterschiedlicher Wassertemperatur (20, 60, 90 °C) durchgeführt 57, d.h. die Reynoldszahl Re_{∞} im Bündel variierte zwischen $1,35 \cdot 10^4$ und $9,61 \cdot 10^4$, so daß mit dem höchsten Wert von Re_{∞} etwa die Reynoldszahl im SNR-Brennelement

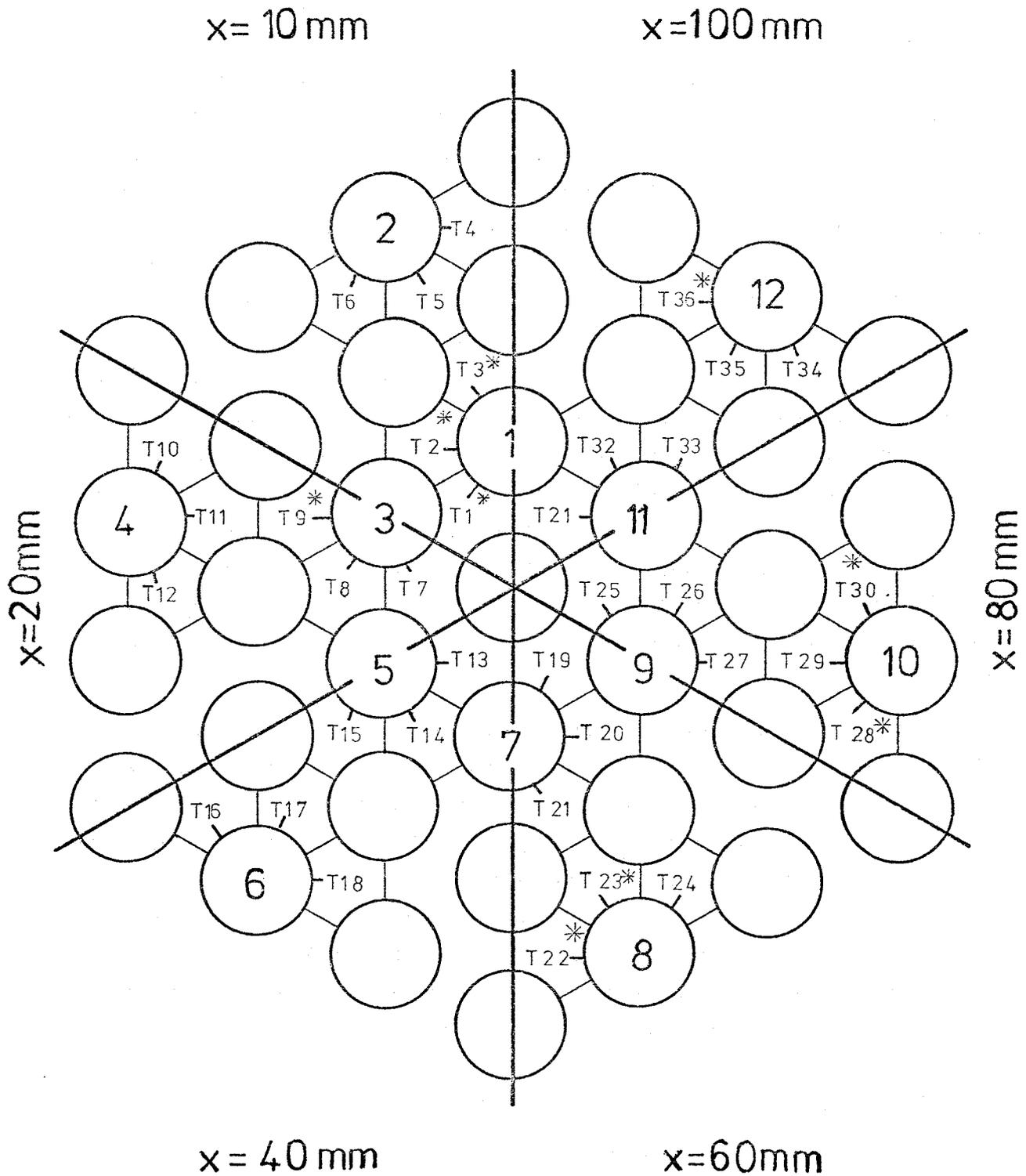


Abb. 4

Numerierung und Anordnung der Meßstellen und instrumentierten Heizstäbe

($Re_{\infty} \approx 10^5$ [4]) erreicht wurde. Die Leistungsaufnahme des Stabbündels war durch die zur Verfügung stehende Energieversorgung begrenzt; sie betrug bei allen Versuchen jeweils 545 ± 5 kW entsprechend einer Stabileistung von $46,1 \pm 0,4$ W/cm, wobei der Fehlerbereich die Schwankungen zwischen einzelnen Versuchen angibt. Während eines Versuches war die Leistungsaufnahme konstant.

Die dimensionslosen Temperaturen $\bar{\theta}_1$ sind im gesamten untersuchten Bereich ($Re_{\infty} \approx 10^4$ bis $Re_{\infty} \approx 10^5$) unabhängig von der Reynoldszahl, wie dies nach den theoretischen Untersuchungen nicht anders erwartet werden kann. Zur Verdeutlichung zeigt Abb. 5 die dimensionslosen Temperaturen $\bar{\theta}_4$ und $\bar{\theta}_{19}$ (für die Thermoelemente T4 und T19, vgl. Abb. 4) in Abhängigkeit von der Reynoldszahl Re_{B1} . Für alle anderen Thermoelemente ergibt sich ein ähnliches Bild. Es genügt also, die Temperaturverteilung bei einer (genügend hohen) Reynoldszahl zu messen wenn nur die dimensionslosen Temperaturen $\bar{\theta}_1$ interessieren.

Schlußfolgerungen

Aus den gemessenen Werten wurden die Temperaturen im Totwasser hinter einer der Versuchsanordnung entsprechenden Blockade in der Coremitte eines SNR-Brennelementes berechnet, das am Innenrand der zweiten Zone, also an der Stelle des radialen Leistungsmaximums, angenommen wurde. Abb. 6 zeigt die Temperaturen in den Ebenen 20 und 40 mm hinter der Blockade. Man erkennt daraus:

1. Die maximalen Temperaturen bleiben weit unter der Sättigungstemperatur (in Coremitte etwa 1000 °C).
2. Die aus den integralen Größen berechnete mittlere Temperatur im Totwasser [6] ist etwa gleich der hier aus Meßwerten berechneten maximalen Temperatur.

Die 2. Feststellung auf andere Blockaden zu verallgemeinern ist in erster Näherung wohl zulässig, wenn man diese Aussage auf die hier untersuchten zentral gelegenen Blockaden mit geringer axialer Ausdehnung beschränkt. Dann kommt man aber für diesen Fall mit den früher angegebenen Ergebnissen [6] zu dem Schluß, daß auch hinter schon detektierbaren Blockaden (Verhältnis der blockierten zur gesamten durchströmten Fläche etwa 0,4) lokales Sieden unwahrscheinlich ist.

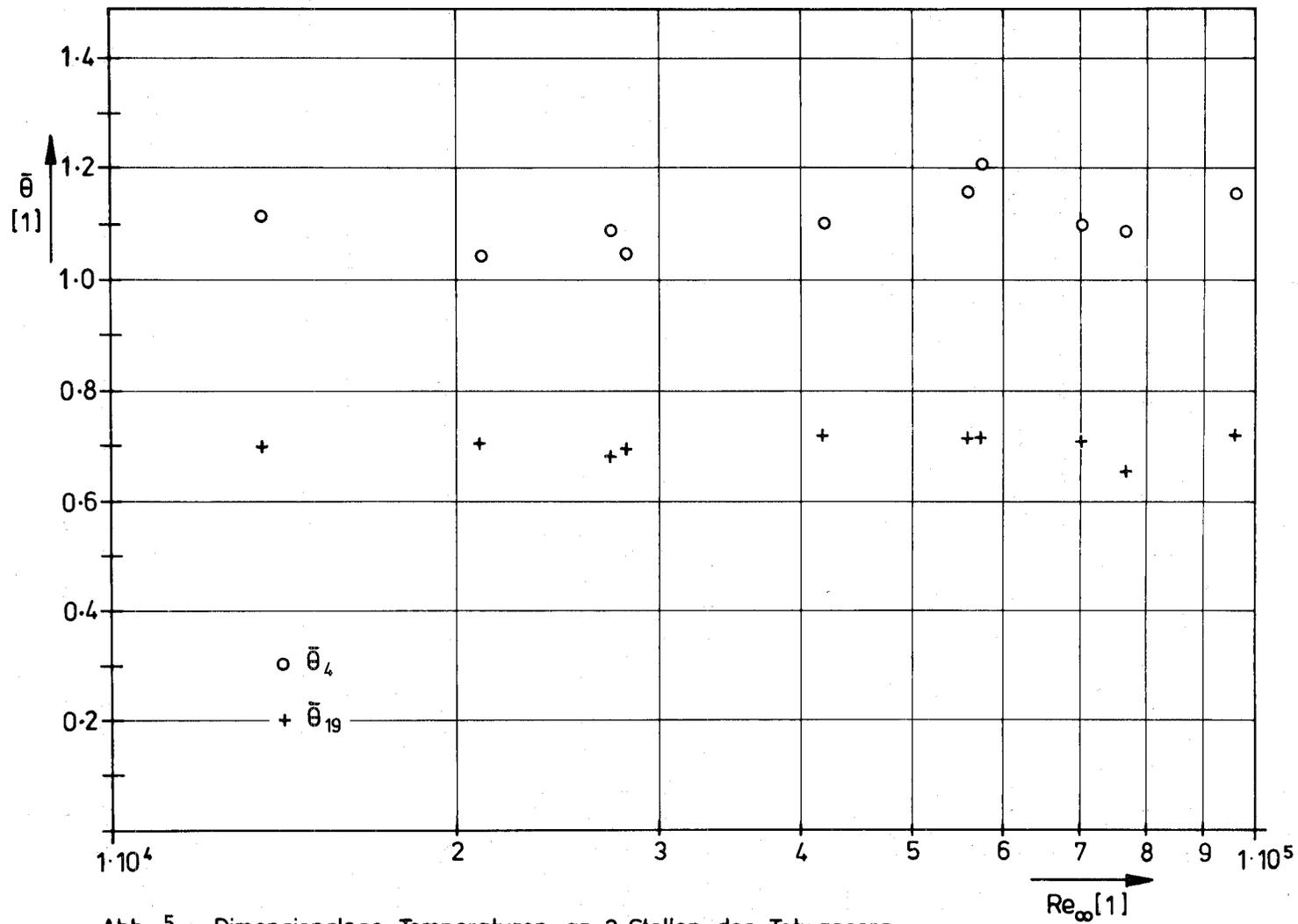


Abb. 5 : Dimensionslose Temperaturen an 2 Stellen des Totwassers, abhängig von der Reynoldszahl Re_{∞}

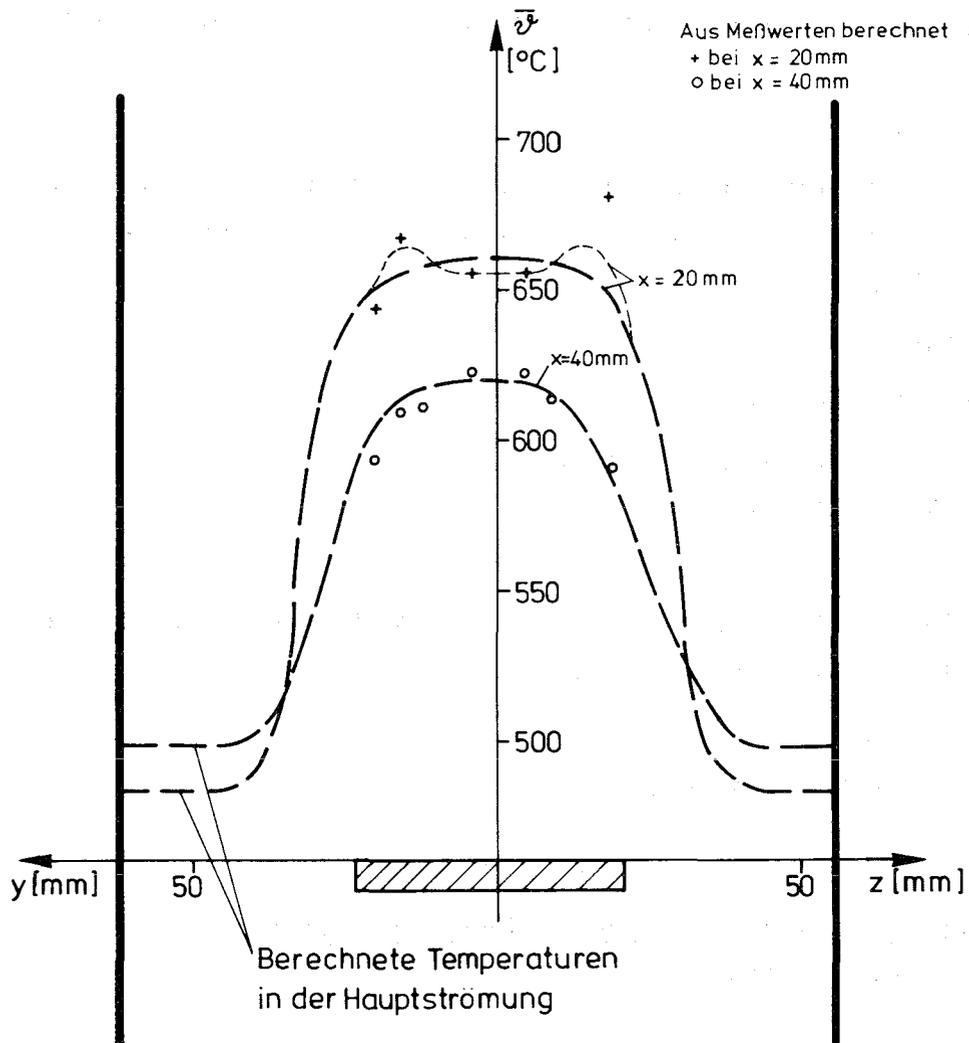
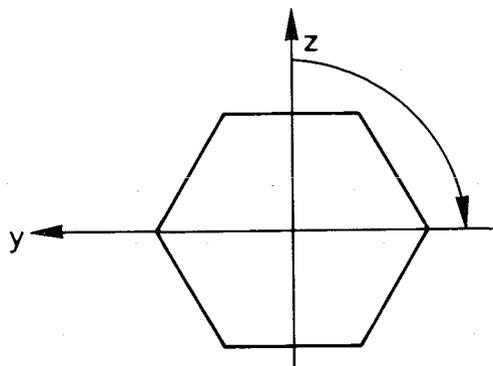


Abb. 6: Temperaturen im Totwasser hinter einer lokalen Blockade im höchstbelasteten SNR-Brennelement



Literatur:

- [1] D. Kirsch, K. Schleisiek
Intern. Sem. on Heat Transfer in Liquid Metals, Trogir 1971,
Paper No. 22
- [2] D. Kirsch
Untersuchungen zur Strömungs- und Temperaturverteilung im Bereich
lokaler Kühlkanalblockaden in Stabbündel-Brennelementen.
Veröffentlichung in Vorbereitung
- [3] K. Gast
KFK 1380, Mai 1971
- [4] K. Gast, E.G. Schlechtendahl
KFK 660, Okt. 1967
- [5] G. Grötzbach
Diplomarbeit am Lehrstuhl für Reaktortechnik der Universität
Karlsruhe (TH), August 1972
- [6] D. Kirsch
KFK 1272/2, unter 1233.1, 1972

1233.3 Brennelementverhalten unter Siedeverzug (BEVUS)
(M. Cramer, IRE) ¹⁾

Das Testelement wurde teilweise unter Verwendung bereits gebrauchter Teile neu angefertigt und die Montage der Anlage im wesentlichen abgeschlossen. Das Versuchsprogramm für die Versuche, die im 4. Quartal durchgeführt werden sollen, wurde aufgestellt.

1234.2 Brennstabversagensmodell
(B. Kuczera, IRE)

Nach durchgeführter Kopplung des Rechenprogramms BREDA mit dem Thermodynamikteil von RADYVAR-2 wurde das "Fuel Meltdown Experiment S-3" der TREAT-Versuchsserie nachgerechnet. Aus dem Bericht ANL-7610 (S. 301 ff) sind nähere Einzelheiten über den Versuch und die ANL-Auswertung zu entnehmen.

¹⁾ (Letzter Bericht: KFK 1272/1)

Kurzbeschreibung:

In einem Autoklaven ist eine Anordnung von $3 \times 3 = 9$ Stäben in stagnierendem Na untergebracht. Fünf der Stäbe sind mit unbestrahltem Brennstoff gefüllt, während die vier mit He gefüllten Eckstäbe als sog. "dummy rods" die Anordnung komplettieren. Während der Belastung durch einen Leistungspuls (s. Abb. 7) wurden die Brennstäbe zerstört, und es kam zu einer Brennstoff/Na-Reaktion. An den "dummy rods" wurden lokale Schmelzerscheinungen und leichte Verbiegungen festgestellt.

Die BREDA-Rechnungen wurden für einen Randstab der Anordnung durchgeführt. In der Einkanalardarstellung wird der Brennstab mit umgebendem Kühlmittel- und Strukturmaterialanteil als adiabates System aufgefaßt. Für die Berechnung ist der Brennstoff in zehn, die Hülle in drei radiale Zonen und der Brennstab in neun axiale Unterzonen aufgeteilt. Da in diesem Fall die Leistung axial konstant angenommen wird, beschränkt sich die Ergebnisdiskussion im wesentlichen auf eine repräsentative Unterzone.

In Abb. 8 ist der zeitliche Verlauf der Brennstabtemperaturen aufgezeichnet. Mit einem max. Anstieg der Zentraltemperatur $\partial T_{Bo} / \partial t = 7000 \text{ }^\circ\text{C/sec}$ beginnt unmittelbar nach der Leistungsspitze bei $t = 0,33 \text{ sec}$ die Brennstoffmitte zu schmelzen. Die im Vergleich zu T_{Bo} nur wenig niedrigere mittlere Brennstofftemperatur T_{Bm} drückt aus, daß (bis auf die Randzonen) das gesamte Temperaturniveau in diesem Maße ansteigt. Die damit verbundene Ausdehnung führt zu einem Schließen des Spaltes ($t = 0,30 \text{ sec}$), und plastische Hüllrohraufweitung setzt ein ($t = 0,32 \text{ sec}$). Mit dem Schmelzbeginn und der damit verbundenen Volumenvergrößerung verstärkt sich diese plastische Verformung zunächst wesentlich (s. Abb. 7), um dann bei stark fallender Leistung ihrem Endwert zuzustreben. Der Endwert $\epsilon_{p1} = 100 \cdot (R_4(t) - R_{40}) / R_{40} = 4,83\%$ wird nach $0,58 \text{ sec}$ erreicht.

Die Ergebnisse stimmen mit den ANL-Rechnungen gut überein. Eine zusammenfassende Gegenüberstellung der BREDA-Ergebnisse mit der ANL-Auswertung und eine detaillierte Interpretation einzelner Ergebnisdifferenzen werden demnächst in einem KFK-Bericht veröffentlicht.

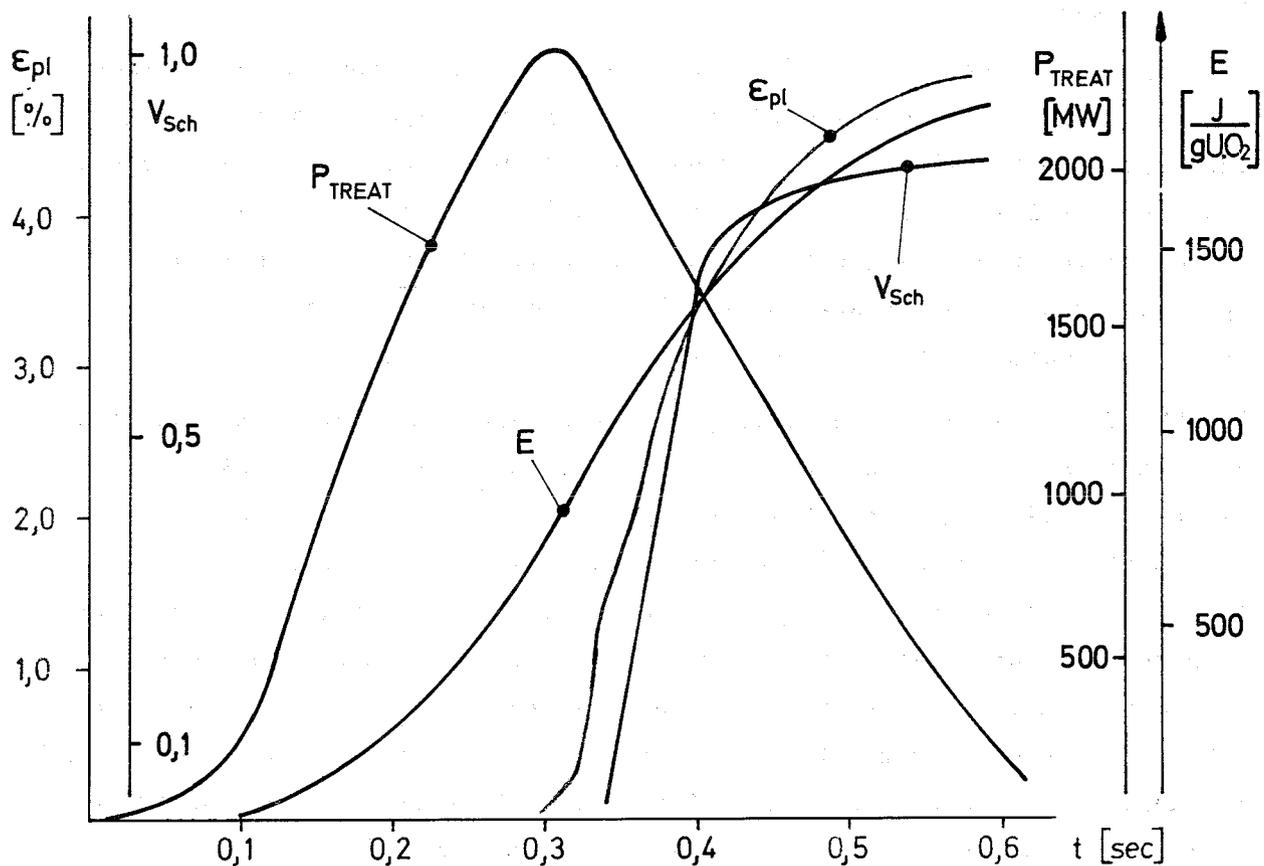


Abb. 7: Zeitlicher Verlauf der Leistung (P_{TREAT}), des Wärmequellintegrals (E), des Brennstoff-Schmelzanteils (V_{Sch}) und der plastischen Hüllrohrverformung (ϵ_{pl}) (S-3)

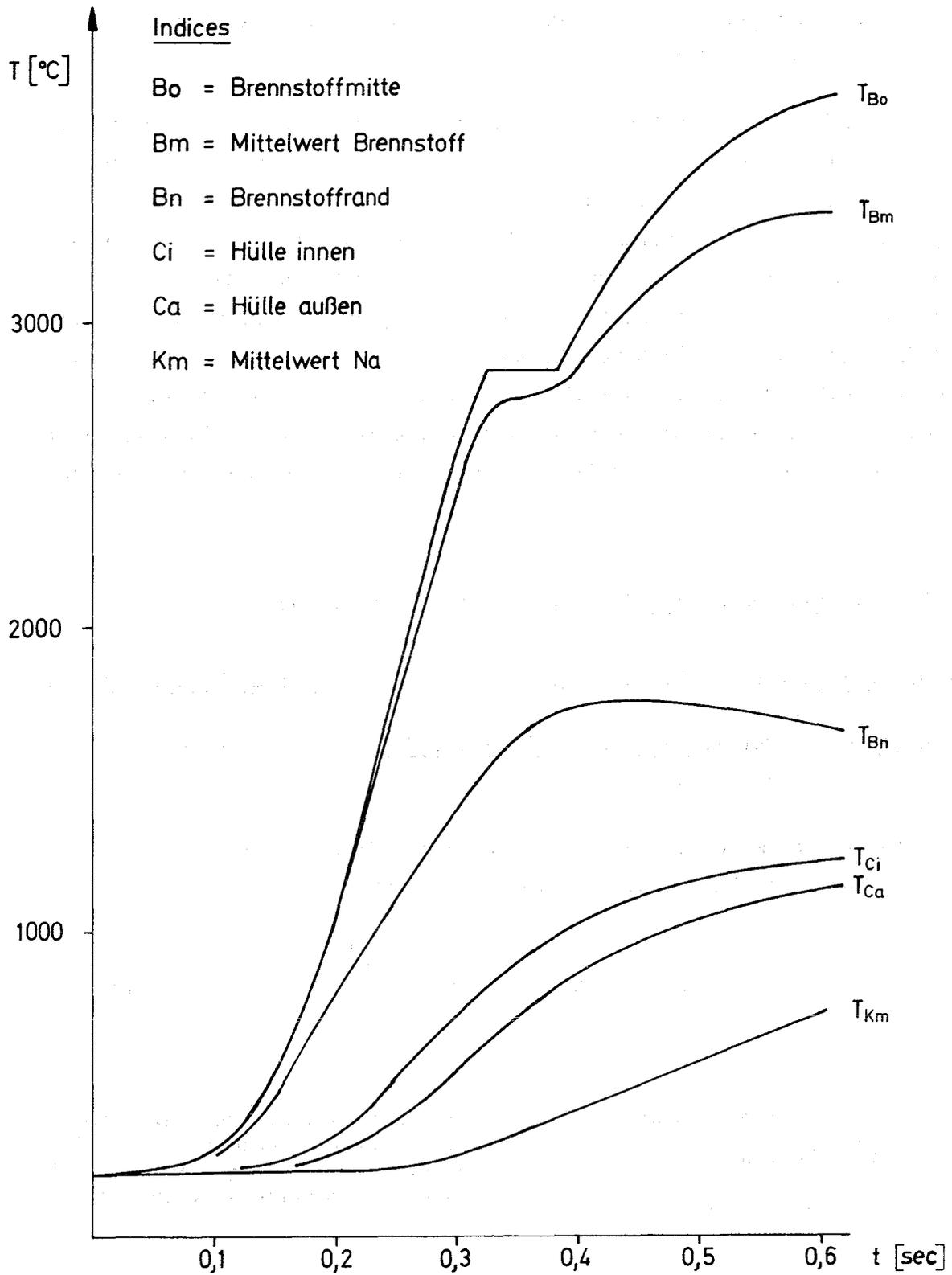


Abb. 8: Zeitlicher Verlauf des Temperaturfeldes im Brennstab (S-3)

- 1235 Simulation von Brennstoff-Natrium-Reaktionen in einem Brennelement und deren Auswirkungen auf die umgebende Corestruktur
(K. Gast, H. Will, IRE)¹⁾

Ein erstes Modell des SNR-Cores im Maßstab 1:1 mit einer nach dem neuesten Stand der SNR-Auslegung modifizierten Instrumentierungsplatte ist zu etwa 90% fertiggestellt. Dieses Modell besteht aus einem Werkstoff, der die Eigenschaften eines "bestrahlten", d.h. bereits abgebrannten Kerns simuliert und enthält eine Vielzahl von Sensoren zur Messung des örtlichen und zeitlichen Verlaufs von Druck, Beschleunigung und Verformung während des Sprengversuches. Die Durchführung des ersten Versuches, der ursprünglich für Oktober vorgesehen war, mußte verschoben werden, da sich die erforderlichen Vorversuche mit dem sog. Gasgenerator in England verzögert haben. Der Transport des Modells nach Foulness wird im November erfolgen.

- 1236 Untersuchungen zu "Brennstoff-Natrium-Reaktionen"

1236.1 Theoretische Untersuchungen zur Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung

1. Einfluß der Verteilung des Durchmessers der Brennstoffteilchen

(L. Caldarola, IASR)

Für die statistische Verteilung der Radien R der Brennstoffteilchen wurde eine "logarithmische Normalverteilung" angenommen:

$$f(R) = N e^{-\frac{1}{2} \left(\frac{\lg R/\bar{R}}{\sigma} \right)^2} \quad (1)$$

mit

\bar{R} = Mittlerer Radius = 117 μ (Der Zahlwert wurde aus den Ergebnissen der von C.E. Dickerman, ANL, 1970 durchgeführten "Molten steel and UO₂ dropping experiments" entnommen)
 σ^2 = Varianz.
 N = Normierungsfaktor

¹⁾ (Letzter Bericht: KFK 1272/1)

Zwei Fälle wurden berechnet:

1. Fall $\sigma = 0$
 2. Fall $\sigma = 1.36$

Für die beiden Fälle wurden folgende Eingabedaten benutzt.

Brennstoffanfangstemperatur	2900°K
Natriumanfangstemperatur	1100°K
Länge des Natriumkolbens	222,5 cm
Länge des Reaktionsraumes	17,5 cm
Brennstoff-Natrium-Massenverhältnis	8.3

Die Rechnung lieferte folgende Ergebnisse¹⁾

σ	Spezifische Arbeit (Joule/gr. Brennstoff)		
	Phase A	Phase B (bis zu 61 ata)	Gesamtbetrag
0	16.65	22.11	38.76
1.36	24.5	14.8	39.3

Die zeitlichen Verläufe (während der Phase A) der Natriumtemperatur und des Druckes für beide Fälle sind in der Abb. 9 bzw. 10 dargestellt.

Aus den obigen Rechenergebnissen kann gefolgert werden, daß die Vernachlässigung der Verteilung des Durchmessers der Brennstoffteilchen wie in $\sqrt{1}$ und $\sqrt{2}$, keinen wesentlichen Fehler in bezug auf die spezifische Arbeit zur Folge hat, vorausgesetzt, daß ein mittlerer Radius von 117 μ der Rechnung zugrunde gelegt wird.

¹⁾ Betr. Definition von "Phase A" und "Phase B" vgl. KFK-1272/1, S. 123-7

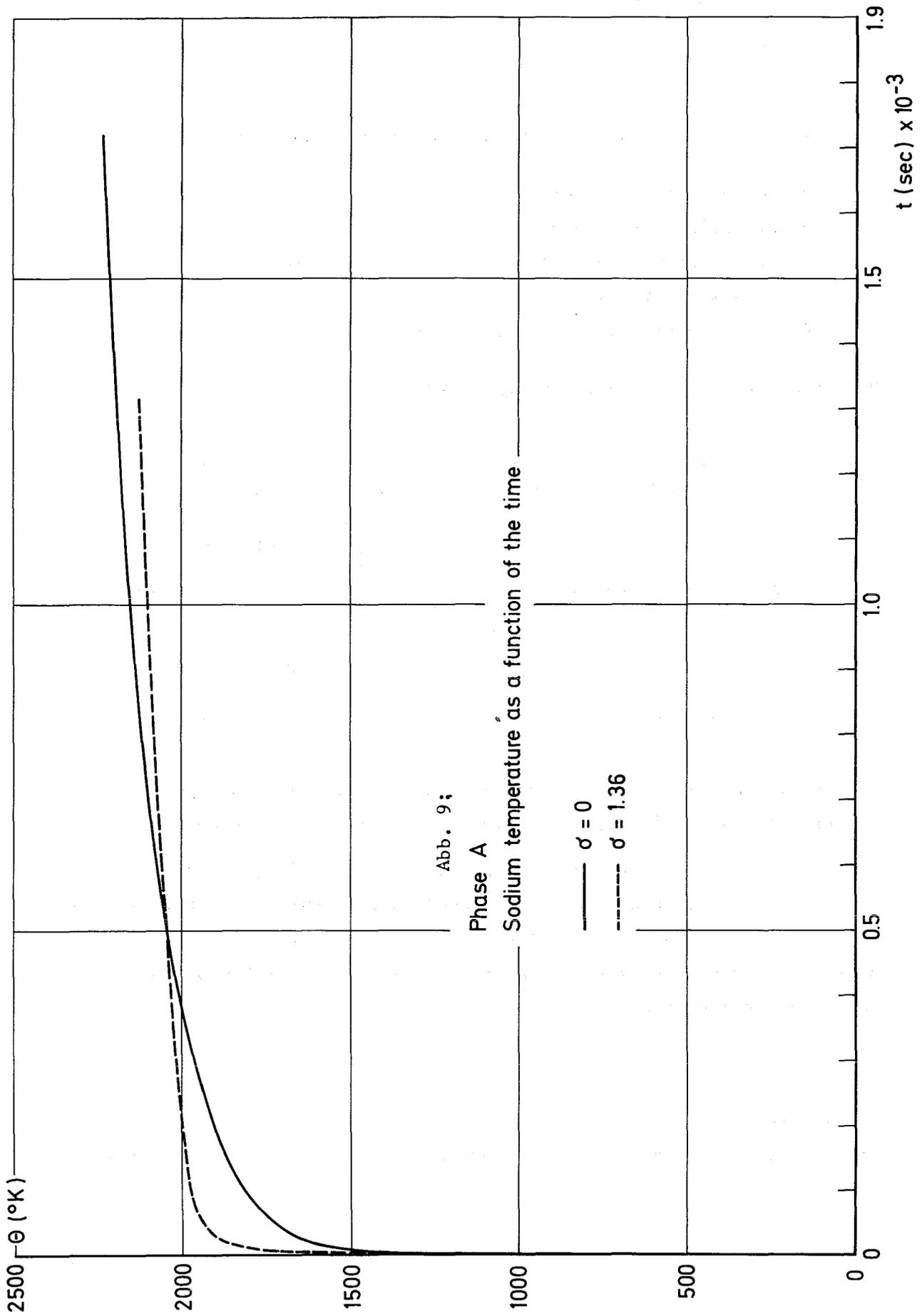
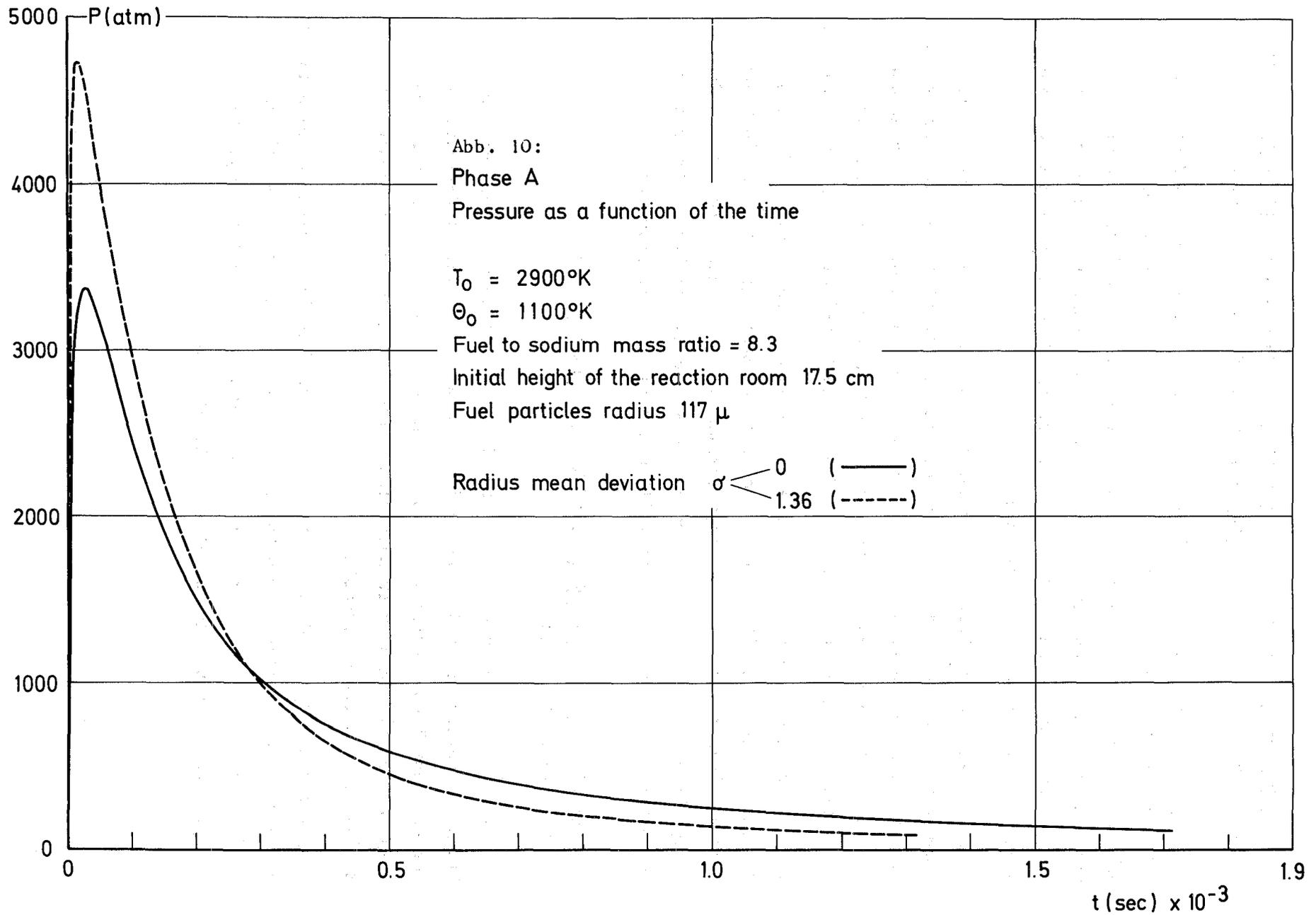


Abb. 9;

Phase A

Sodium temperature as a function of the time

— $\sigma = 0$ - - - $\sigma = 1.36$



2. Einfluß der endlichen Geschwindigkeit der Fragmentation des Brennstoffes und seiner Vermischung mit dem Natrium (G. Koutsouvelis, IASR)

Die Heftigkeit im Ablauf der "Brennstoff-Natrium-Reaktion" (BNR) bzw. die Größe des Faktors der Konversion thermischer Energie in mechanische Arbeit während der BNR scheint stark von dem zeitlichen Verlauf des Prozesses der Fragmentation des Brennstoffes und dessen Vermischung mit dem umgebenden Natrium abhängig zu sein. Dieser Prozeß stellt deshalb ein möglicherweise wichtiges Teilphänomen bei der BNR dar.

In einem neuen theoretischen BNR-Modell werden die an der Reaktion teilnehmenden Massen von Brennstoff und Natrium als zeitlich variabel betrachtet, im Gegensatz zu früheren Modellen, wie z.B. in [1], die eine instantane Fragmentation des Brennstoffes und Vermischung desselben mit dem Natrium, also zeitlich konstante Massen für die beiden Reaktionspartner, voraussetzen.

In einer ersten Version dieses Modells wurden eine Zeitfunktion für die reagierende Brennstoffmasse und eine mittlere Zeitkonstante für die Brennstoffpartikel benutzt. Das Rechenprogramm für den Prozeßabschnitt von dem Zeitpunkt des Inkontaktkommens beider Reaktionspartner bis zu dem Beginn der Natrium-Verdampfung ist erstellt und wird zur Zeit getestet.

3. Einfluß der endlichen Wärmeleitfähigkeit des Natriums (P. Baraggioli, IASR)

Ein wichtiges Teilproblem bei der BNR ist die Wärmeübertragung von den Brennstoffpartikeln an das umgebende Natrium. Für diesen Wärmetransport ist u.a. das Temperaturprofil in den Brennstoffpartikeln maßgebend. Das Temperaturprofil im Natrium beeinflusst möglicherweise den Zeitpunkt des Beginns der Natrium-Verdampfung.

In [1] und [2] wurde eine unendlich große Wärmeleitfähigkeit des Natriums vorausgesetzt. In einem neuen Modell für die o.g. Temperaturverteilung wird ein endlich großer Wert für diese Wärmeleitfähigkeit benutzt. Das dazugehörige Rechenprogramm ist in Vorbereitung.

4. Druckverlauf und Produktion kinetischer Energie während einer Brennstoff-Natrium-Reaktion

Berechnung durch Lösung der exakten thermohydrodynamischen Gleichungen
(H. Jacobs, K. Thurnay, INR)

Einleitung

Es wird über die ersten Ergebnisse eines Modelles für die Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) berichtet, das durch strikte Beschränkung auf eindimensionale Stabgeometrie einige der üblichen Vereinfachungen der Gleichungen für die BNR [3] vermeidet. Ziel war es, die Ereignisse während einer BNR unter einfachsten geometrischen Randbedingungen zu berechnen, um die Auswirkungen einiger der sonst üblichen Näherungen untersuchen zu können.

Das Modell

Bei einer BNR bleiben chemische Reaktionen außer Betracht. Deshalb gelten für die BNR die thermo-hydrodynamischen Gleichungen für eine Mischung aus zwei wärmeleitenden nichtreagierenden Flüssigkeiten. Diese sind ([4] und [5]) aus sehr grundlegenden Überlegungen ('first principles') abgeleitet worden. Sie umfassen die Erhaltungssätze für die Massen sowie für den Impuls und die Energie der Mischung. Vereinfacht wurden diese Gleichungen nur durch die Vernachlässigung des Wärmetransports durch Strahlung und der Massendiffusion. Diese beiden Effekte sind jedoch klein [1, 6].

Da es keine Diffusion gibt, ist es möglich, den Raum in Bereiche aufzuteilen, in denen sich entweder nur Natrium oder nur Brennstoff befindet. Bei Verwendung der Lagrangeschen Form der Gleichungen bleibt dies während der gesamten BNR so. Deshalb kann man die ganze Zeit in jedem Volumenelement jeweils dieselben Zustandsgleichungen benutzen.

Ausser den dynamischen Gleichungen und den Zustandsgleichungen benötigt man eine Beschreibung der äußeren Kräfte, Anfangsbedingungen und Randbedingungen. Damit das Problem numerisch gelöst werden kann, werden die Gleichungen in zeitzentrierte Differenzgleichungen umgeformt, wobei pseudo-viskose Druckterme [7] eingeführt werden, um auch Schockphänomene behandeln zu können.

Das Programm BRENDY I und die Beispielrechnungen

Um zuerst den Einfluß der Temperatur- und Druckgradienten auf die Höhe der Drücke und die Produktion kinetischer Energie untersuchen zu können, wurde in dem Programm BRENDY I (BREnnstoff-Natrium-ThermohydroDynamik) alles weggelassen, was diese Effekte verwischen könnte: Der Brennstoff wird als starrer Körper mit konstanten thermischen Eigenschaften behandelt. Reibung und Viskosität des Natrium werden ebenso wie äußere Kräfte vernachlässigt.

In BRENDY I wird die einfachste Geometrie benutzt, in der unser Problem behandelt werden kann:

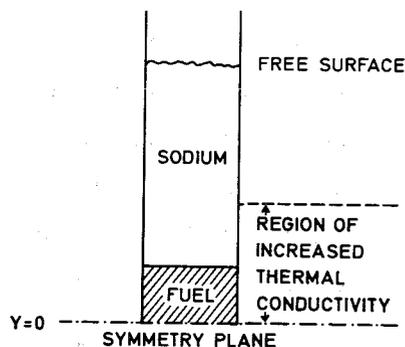


Abb. 11: Die im Programm BRENDY I verwendete Geometrie

Es wurde ein Fall untersucht, in dem eine 400 cm hohe Natriumsäule auf 13 cm Brennstoff (UO_2 , aufgeteilt in 0,1 cm hohe Zellen) ruht. Für alle Fälle wurden dieselben Anfangs- und Randbedingungen benutzt: Der äußere Druck und der anfängliche Druck betragen 1 bar. Am Anfang sind alle Geschwindigkeiten gleich Null, und die Temperaturen (3500 K bzw. 900 K) sowie die Dichten sind konstant in jedem Material. Um die Geschwindigkeiten der Aufheizung des Natriums und seiner Ausdehnung miteinander vergleichbar zu machen, werden die Wärmeleitfähigkeiten des Brennstoffs und der anschließenden 16 cm Natrium um den Faktor 3333 erhöht. Für das Natrium werden temperatur- und dichteabhängige thermische Eigenschaften verwendet.

Im Fall 2A (Abb. 12) wird die Ortsabhängigkeit der Temperatur und des Druckes durch Zellen, die 0,5 cm hoch sind, gut wiedergegeben. Für Vergleichszwecke brauchten wir eine Rechnung, bei der eine Zone mit Natrium unendlicher Wärmeleitfähigkeit Verwendung fand, wie sie für die Parametermodelle typisch ist. Wir erreichten dies im Fall 4 (Abb. 13), indem wir große Zellen (4 cm) benutzten und bei der Berechnung des Wärmeübergangs vom Brennstoff in die erste Natriumzelle den Wärmewiderstand des Natriums nicht berücksichtigten. Um Fall 2A so weit wie möglich mit Fall 4 vergleichbar zu machen, wurde bei ihm die Wärmeleitfähigkeit des Natriumdampfes gleich der des flüssigen Natriums gesetzt.

Ergebnis, Diskussion und Schlußfolgerung

Die Abbildungen 12 und 13 zeigen die zeitliche Entwicklung der übertragenen Wärme, des Druckes am Fuß der Natriumsäule und der kinetischen Energien in den Fällen 2A und 4.

Im Fall 4 führt die unendlich hohe Wärmeleitfähigkeit des Natriums dazu, daß in jedem Zeitintervall mehr Wärme von dem Brennstoff auf das Natrium übertragen wird, als bei der realistischen Wärmeleitung des Fall 2A. Trotzdem bewirkt die große Zellmasse, daß Verdampfung erst eintritt, wenn die Verdünnungswelle den Wechselwirkungsraum erreicht. Daher ist die anfängliche Höhe des Dampfdruckes viel niedriger als im Fall 2A. Andererseits ist der 'peak' in der Kurve des Dampfdruckes höher und viel breiter als im Fall 2A, hauptsächlich wegen der größeren übertragenen Wärmemenge.

Da der Dampfdruck höher ansteigt und längere Zeit hoch bleibt, erreicht die kinetische Energie im Fall 4 nach einiger Zeit viel höhere Werte als im Fall 2A, bei dem im Natrium immer ein Temperaturgradient existiert.

Die Rechnungen zeigen, daß die Folgen einer BNR sehr pessimistisch abgeschätzt werden, wenn bei der Beschreibung der BNR eine konstante Natriummasse gleichförmig aufgeheizt wird.

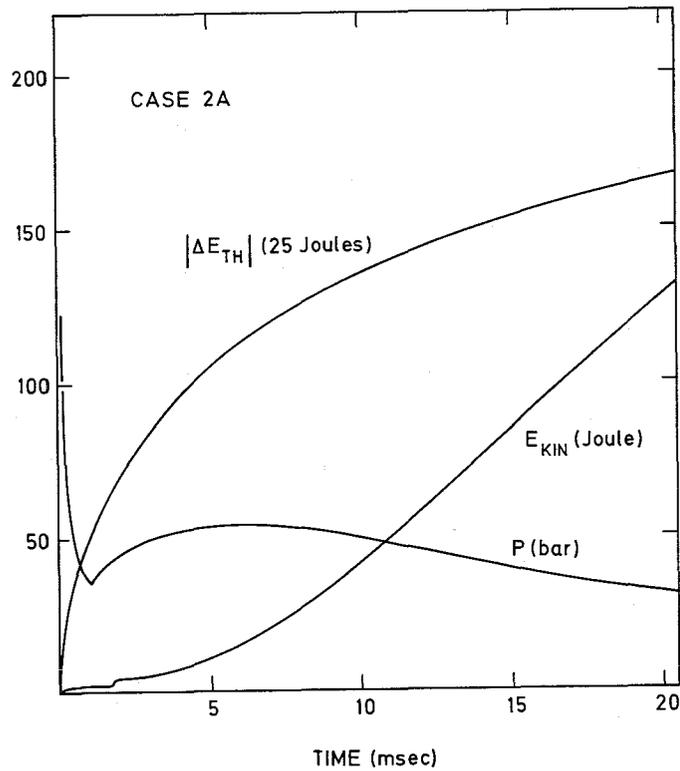


Abb. 12: Zeitlicher Verlauf der übertragenen Wärme, des Druckes und der produzierten kinetischen Energie im Fall 2A

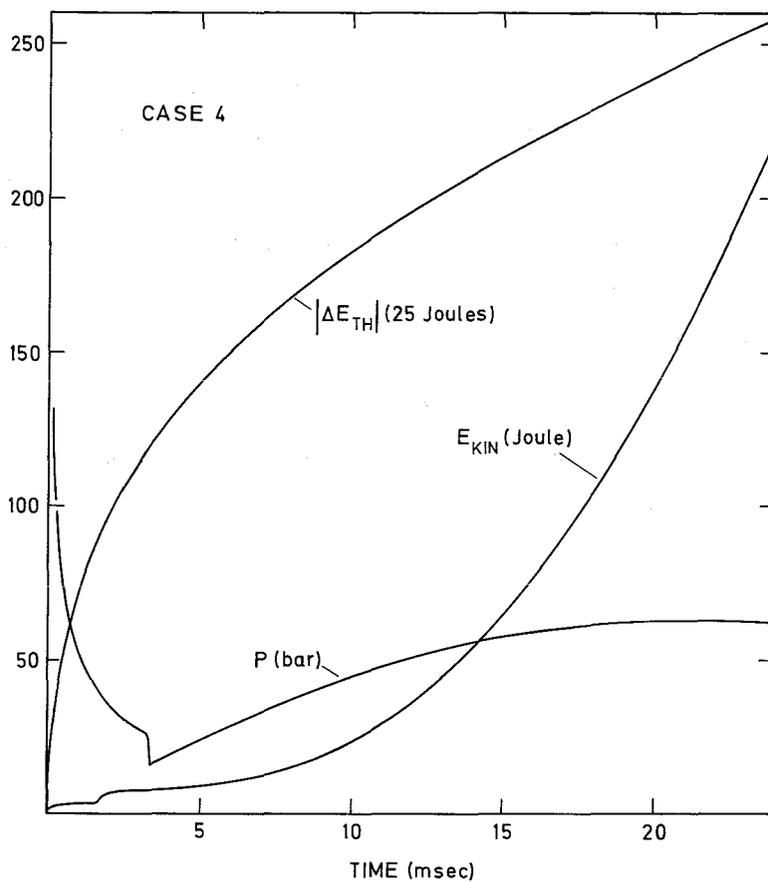


Abb. 13: Zeitlicher Verlauf der übertragenen Wärme, des Druckes und der produzierten kinetischen Energie im Fall 4

Literatur zu 1236.1:

- [1] L. Caldarola
A Theoretical Model for the Molten Fuel-Sodium Interaction in a Nuclear Fast Reactor, Juli 1972
Interner Bericht (zur Veröffentlichung in der technischen Zeitschrift "Nuclear Engineering and Design" eingereicht)
- [2] L. Caldarola, G. Koutsouvelis
Theoretical Model for the Molten Fuel-Sodium Interaction, August 1972
(Beitrag zu der "International Conference on Engineering of Fast Reactors for Safe and Reliable Operation", Karlsruhe, 9.-13.10.1972)
- [3] KFK-Bericht 1272/1, S. 123-5
- [4] M.L. Doria
Some general results for non-reacting binary mixtures of fluids
Archs ration. Mech. Analysis 32 (1969) 343
- [5] S.R. De Groot, P. Mazur
Non-equilibrium Thermodynamics
North-Holland, Amsterdam (1962)
- [6] H.Jacobs, H. Küsters, K. Thurnay
A discussion of some assumptions used in recently developed models for the fuel-sodium interaction
ENEA Specialist Meeting on Sodium-Fuel Interaction in Fast Reactor Safety, Grenoble (1972)
- [7] R.D. Richtmeyer, K.W. Morton
Difference Methods for Initial-value Problems
2nd Edn., Interscience, New York (1967)

124 ENTWICKLUNG DER INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR
KERNÜBERWACHUNG

1241 Nachweis von Durchflußstörungen an Brennelementen

1241.3 Temperaturfluktuationen am elektrisch beheizten Brennelement
(L. Krebs, G. Weinkötz, IRB)

Die auf Magnetband gespeicherte 3. Versuchsreihe an dem vorhandenen 61-
Stabbündel mit drei beheizbaren Stäben wurde weiter ausgewertet.

Einige der mit dem Oszillographen und dem digitalen Korrelator gewonnenen
Ergebnisse seien hier kurz skizziert.

- 1) Mit drei ca. 40 cm hinter dem Bündelende montierten Thermoelementen
konnten Temperaturfluktuationen festgestellt werden ($> 0,2^{\circ}\text{C}$), sobald
dem auf 1 m Länge beheizten Zentralstab eine elektrische Leistung von
mindestens 4 kW zugeführt wurde.
- 2) Die Amplitude der Temperaturfluktuationen und der zugehörigen Autokorre-
lationsfunktionen steigt bei Erhöhung der elektrischen Leistung.
- 3) Die Amplitude fällt bei Erhöhung des Durchsatzes.
- 4) Größere Durchmesser der Thermoelemente bewirken einen flacheren Verlauf
der Autokorrelationsfunktion. Dies erklärt sich durch die tiefere Grenz-
frequenz dickerer Temperaturfühler.
- 5) Der von Durchfluß- und Leistungsänderung, bis auf die Veränderung der
Amplitude, unabhängige Kurvenverlauf der Autokorrelationsfunktion
deutet darauf hin, daß die durch die Aufnahmetechnik bedingte Grenz-
frequenz von 6 Hz einen Teil der Information abschneidet, die mit den
eingebauten Thermoelementen erfaßt werden kann.

Die zur Zeit im Bau befindlichen Meßkanäle besitzen eine auf 12 Hz ver-
größerte Grenzfrequenz. Dies ist besonders im Hinblick auf die noch
ausstehende Auswertung mit dem neu beschafften Leistungsspektrometer von
großem Interesse.

Neben den Auswertungsarbeiten wurde mit der Konstruktion einer neuen Test-
strecke begonnen, als deren wesentliche Konstruktionsmerkmale 61 beheizbare
Stäbe sowie der Einsatz von Elementen zur Kühlkanalblockage vorgesehen sind.

Die in Japan bestellten Spezialthermoelemente, die u.a. die Messung der Natrium-Stahl-EMK erlauben, sind inzwischen eingetroffen und werden demnächst einem ersten Test unterzogen.

1241.4 Temperaturfluktuationen am KNK

(L. Krebs, G. Weinkötz, IRB)

Die im Mai 1972 am KNK aufgenommenen Messungen der Temperaturfluktuationen an 6 BE-Austrittspositionen wurden im Juli und August programmgemäß weitergeführt. Entsprechend der Laststeigerung am KNK konnten Temperaturfluktuationen bei ca. 50% der Nennleistung aufgezeichnet werden. Die Auswertung der Messergebnisse wird zur Zeit durchgeführt.

1243 Detektion von Na-Sieden durch Reaktivitätsmessungen

(M. Edelmann, J. Ehrhardt, INR)

Die Versuche zum Nachweis von simuliertem Na-Sieden im FR2 wurden zum größten Teil durchgeführt. Die für das globale Sieden des Natriums in einem schnellen Reaktor typischen Reaktivitätsstörungen wurden in verschiedenen Corepositionen mit dem bereits beschriebenen Siedesimulator erzeugt [1]. Außer der Position wurden auch die Amplitude und die Frequenz der Störung variiert. Mit zwei Miniaturspaltkammern wurden die zugehörigen Schwankungen des Neutronenflusses in verschiedenen Abständen vom Simulator gemessen.

Die Neutronenflußsignale wurden auf Magnetband aufgezeichnet und später auf ihre Korrelation und spektrale Leistungsdichteverteilung untersucht. Dabei wurden auch das Leistungsdichtespektrum und die Übertragungsfunktion des ungestörten Reaktors gemessen.

Zum Nachweis des Siedens wurde bisher nur der oszillatorische Teil des Störsignals verwendet. Die zu Beginn der Störung auftretende Reaktivitätsrampe ist sehr stark positionsabhängig und erfordert zu ihrem Nachweis ein anderes Meßverfahren als die Schwingung, die spektral festgestellt werden kann.

Um die Empfindlichkeit der Nachweismethode festzustellen, wurden bei Nulleistung die Reaktivitätswerte verschiedener Voidvolumina durch Periode-messungen bestimmt. Sie wurden außerdem auf den Feinregelstab abgebildet und über diesen auf den Leistungsbereich übertragen.

Mit der vorhandenen Konstruktion des Siedesimulators können die Reaktivi-tätsstörungen nicht so klein gemacht werden, daß sie im normalen Reaktivi-tätsrauschen bei Leistungsbetrieb untergehen. Zur Bestimmung der Nachweis-grenze wurden deshalb kleinere Störungen durch Mischen von gestörten und ungestörten Neutronenflußsignalen elektronisch erzeugt. Dieser Vorgang wird außerdem durch digitale Rechnerprogramme simuliert.

Die Auswertungen sind noch im Gange. Die bisherigen Ergebnisse lassen er-warten, daß Siedestörungen, die am Ort der Messung die gleiche Größe haben wie das normale Reaktivitätsrauschen, innerhalb von 3 Sekunden sicher nach-gewiesen werden können.

Literatur:

[1] M. Edelmann, J. Ehrhardt, K. Vogel

Detektion von Natrium-Sieden durch Reaktivitätsmessungen
KFK-Bericht 1272/1

1244 Akustische und elektromagnetische Meßverfahren in Natrium

1244.1 Ultraschall-Meßtechnik in Natrium

(H. Rohrbacher, R. Bartholomay, H. Will, H. Arnsward, IRE)

Der mechanische Teil eines Prototyps der Ultraschall-Brennelement-Positio-nierungseinrichtung wurde fertiggestellt; mit der Instrumentierung des Einsatzes wurde begonnen. Es ist vorgesehen, die Einrichtung vor dem Einsatz in der NABEA zunächst in Wasser zu erproben, wobei insbesondere die Ortungsgenauigkeit mit Hilfe eines Brennelement-Mischkopf-Modells untersucht wird.

Als Ergebnis einer Firmenausschreibung zeichnet sich ab, daß die Hoch-temperatur-Ultraschall-Meßköpfe von deutschen Firmen als Sonderanfertigung bis Ende 1972 geliefert werden können. Erste positive Zwischenergebnisse liegen vor.

1244.3 Akustische Meßtechnik in Natrium-Systemen

(H. Rohrbacher, R. Bartholomay, H. Will, H. Arnsward, IRE)

Im Zusammenhang mit der Entwicklung von Methoden zur Siedegeräuschdetektion wurden die Schallspektren kollabierender Wasserdampfblasen (170 °C) in unterkühltem Wasser unter Verwendung verschiedener Schallsensoren gemessen und auf Magnetband aufgenommen. Es wurden Breitband-Druckgradienten-Systeme, Piezo-Wandler mit und ohne Koppel-Transducer sowie Beschleunigungsmesser (piezoelektrisch) eingesetzt. Die Signale wurden gleichzeitig aufgezeichnet und zeigten eine gute Übereinstimmung innerhalb der den Sensoren jeweils eigenen Übertragungsbereiche. Typische und herausragende Frequenzlinien wurden in Abhängigkeit von der Dampfmenge (10 bis 250 Kollabierungsstöße/sec) bis zu 15 kHz gemessen. Es ist vorgesehen, das Leistungsspektrum mit Hilfe eines Frequenzanalysators in Kürze zu untersuchen.

Mit der Entwicklung und Konstruktion eines elektrisch beheizten Stabbündels ("Siedegenerator") zum späteren Einsatz in der NABEA und am Reaktor KNK wurde begonnen.

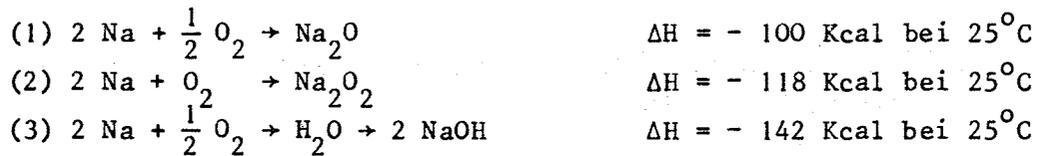
125 AUSWIRKUNG VON REAKTORSTÖRFÄLLEN AUF DIE UMWELT; AKTIVITÄTSFREISETZUNG1251 Theoretische Studien zur Aktivitätsfreisetzung bei Störfällen
(H. Jordan, IASR/RPU)

Das Rechenprogramm MUNDO wurde überarbeitet und als ein flexibleres Systemprogramm, MUNDO II, neu programmiert. Unter Berücksichtigung allein der wesentlichen Vorgänge berechnet MUNDO II die Dosisbelastung verschiedener Körperteile eines Menschen, der sich bis zu 10 km von einer Quelle entfernt aufhält. Diese Quelle kann entweder eine beliebige Zeitfunktion oder spezifisch ein Reaktor sein. Im zweiten Falle rechnet das Programm die vorhandene Aktivität zum Unfallzeitpunkt selbst aus. Die Berechnung des atmosphärischen Transports der Aktivität als Gas oder Aerosol geschieht über das allgemein verwendete, empirisch angepasste Smitt-Singer-Verfahren. Berücksichtigt werden Dosisbelastung durch Inkorporation und äußere Beta- und Gammastrahlung.

1252 Aerosolerzeugungsraten bei Natriumbränden
(L. Böhm, S. Jordan, W. Schikarski, IASR/RPU)1. Einleitung und Programm

Ein Austreten von flüssigem Natrium aus dem Kühlkreislauf von schnellen Brutreaktoren kann zu erheblichen Störungen führen. Das etwa 500 °C heiße Natrium kann je nach der Art des Störfalles dampfförmig, als Aerosol oder als Strahl austreten. Man unterscheidet Dampf-, Strahl- und Lachenbrände. In jedem Fall ist mit der Ausbildung von Lachen am Boden des betreffenden Raumes zu rechnen. Entsprechend dem Sauerstoffgehalt der Atmosphäre im Raum (Zelle, Containment) ist mit unterschiedlich heftigen Reaktionen des Natriums zu rechnen. Im allgemeinen ist der Raum, in den das Natrium entweichen könnte, mit Stickstoff inertisiert. In dieser inertisierten Atmosphäre mit ca. 0,5% Restsauerstoff findet eine relativ langsame Reaktion des Natrium zu Natriumoxid- bzw. -peroxid statt.

Die entsprechenden exothermen Reaktionsgleichungen sind:



Bei Sauerstoffmangel wird Natrium hauptsächlich nach Reaktion (1) oxidiert, bei einem Sauerstoffüberangebot jedoch nach (2). Bei Anwesenheit von Luftfeuchte reagiert Natrium und Sauerstoff mit der größten molaren Reaktionsenthalpie. Der Brand nimmt bei Sauerstoffkonzentrationen > 10% einen sehr heftigen Verlauf unter Flammenentwicklung.

Die Aerosolbildungsprozesse bei der Natrium-Sauerstoffreaktion in geschlossenen Räumen sind Gegenstand eines Forschungsprogrammes (siehe KFK 1272/1), in dem folgende Fragen näher untersucht werden sollen:

1. Messung der Erzeugungsraten und Ablagerungsraten von Natriumoxid-aerosolen.
2. Verhalten von Schwebstofffiltern und Sandbettfiltern gegenüber Natrium-oxidaerosolen,
3. Selektierung von Brennstoff- und Spaltprodukt-Nukliden bei Natriumbränden,
4. Reaktionsgeschwindigkeiten (Brandraten) bei Lachen-, Dampf- und Strahlbränden.

Die Versuche sollen bei variablen Sauerstoffkonzentrationen und relativen Feuchten sowie verschiedenen Temperaturen durchgeführt werden.

2. Beschreibung der Meßapparatur

Ein Blockschaltbild der Versuchsanordnung zeigt Abb. 1. Mittelpunkt der Anlage ist ein ca. 6 m hoher und ca. 4,5 m³ Inhalt fassender zylindrischer Kessel aus Edelstahl. Das Natrium schmilzt in einer Pfanne, die heizbar und deren Temperatur regelbar ist. Die Pfanne läßt sich vertikal bewegen und bildet in ihrer oberen Lage mit dem Kesselboden einen gasdichten Abschluß. Das Natrium wird über eine Analysenbox unter inerter Atmosphäre in die Brandpfanne geschleust. Mit Hilfe der Vakuumpumpe (VP) läßt sich der Kessel evakuieren. Er kann mit Gas definierter Zusammensetzung gefüllt werden. Außerdem sind ein Filterloop sowie Meßgeräte zur Registrierung des zeitlichen Verlaufes der relativen Feuchte(rF) und der Sauerstoffkonzentration (O₂), ein Druckmeßgerät (P), ein Vakuummeßgerät (V), ein Kondensations-

kernzähler (CNC) und schließlich ein Überdruckventil (Ü) an den Kessel angeschlossen (siehe auch Abb. 2).

3. Meßergebnisse

Die bisherigen Versuche beziehen sich auf Lachenbrände mit einer konstanten Natriummenge von 250 g Na bei gleicher Aufheizgeschwindigkeit. Es wurden Experimente mit drei verschiedenen Sauerstoffkonzentrationen, nämlich 0,8; 10 und 14% O₂ im Kessel durchgeführt. Bei Sauerstoffkonzentrationen > 10% beginnt das verdampfende Natrium bereits bei 180 - 200 °C Temperatur in der Schmelzpfanne zu brennen. Die heftige Reaktion erhitzt die Natriumschmelze weiter auf 400 °C. Bei dem Versuch mit 0,8% Sauerstoff reicht die erzeugte Reaktionswärme zur Nacherwärmung nicht aus, so daß die Heizung künstlich auf 400 °C gehalten wurde.

Die Ergebnisse unserer Untersuchungen sind in den Abb. 3 - 5 dargestellt. Aus der Abb. 3 ersieht man, daß die Aerosolerzeugungsraten mit sinkender Sauerstoffkonzentration abnehmen. Die Tabelle zeigt, daß die Reaktionsdauer umgekehrt proportional zur Sauerstoffkonzentration ist.

Abb. 4 gibt einen Überblick über den zeitlichen Verlauf der luftgetragenen Aerosolmenge⁺⁾ . Sie durchläuft bei allen drei Sauerstoffkonzentrationen ein ausgeprägtes Maximum. Die Höhe des Maximums nimmt mit wachsender Sauerstoffkonzentration zu. Abb. 5 gibt die mit dem Kondensationskernzähler (CNC) gemessenen Teilchenkonzentrationen $C_T(t)$ als Funktion der Zeit wieder. Zu Beginn des Brandes geht die Konzentration über den Meßbereich des Gerätes (von 10^7 Teilchen/cm³) hinaus. Erst nach Brandende fällt C_T sehr schnell auf einen fast konstanten Wert ab. Mit den Ergebnissen von Abb. 4 und 5 erhält man für die gealterten, luftgetragenen Aerosole etwa 1 Stunde nach Brandende mittlere Massenradien im Bereich von 0,5 µm bei der annähernd konstanten Luftfeuchte von etwa 30% r.F.

Die wesentlichen Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen:

1. Die Aerosolerzeugungsraten nehmen mit wachsender Sauerstoffkonzentration zu, die Reaktions- bzw. Branddauer jedoch ab.

⁺⁾ Die über der Abszissenachse dargestellten Strecken (←---→) geben die Reaktionsdauer sowie die jeweilige Zeitspanne bis zum völligen Verbrauch der Feuchte an.

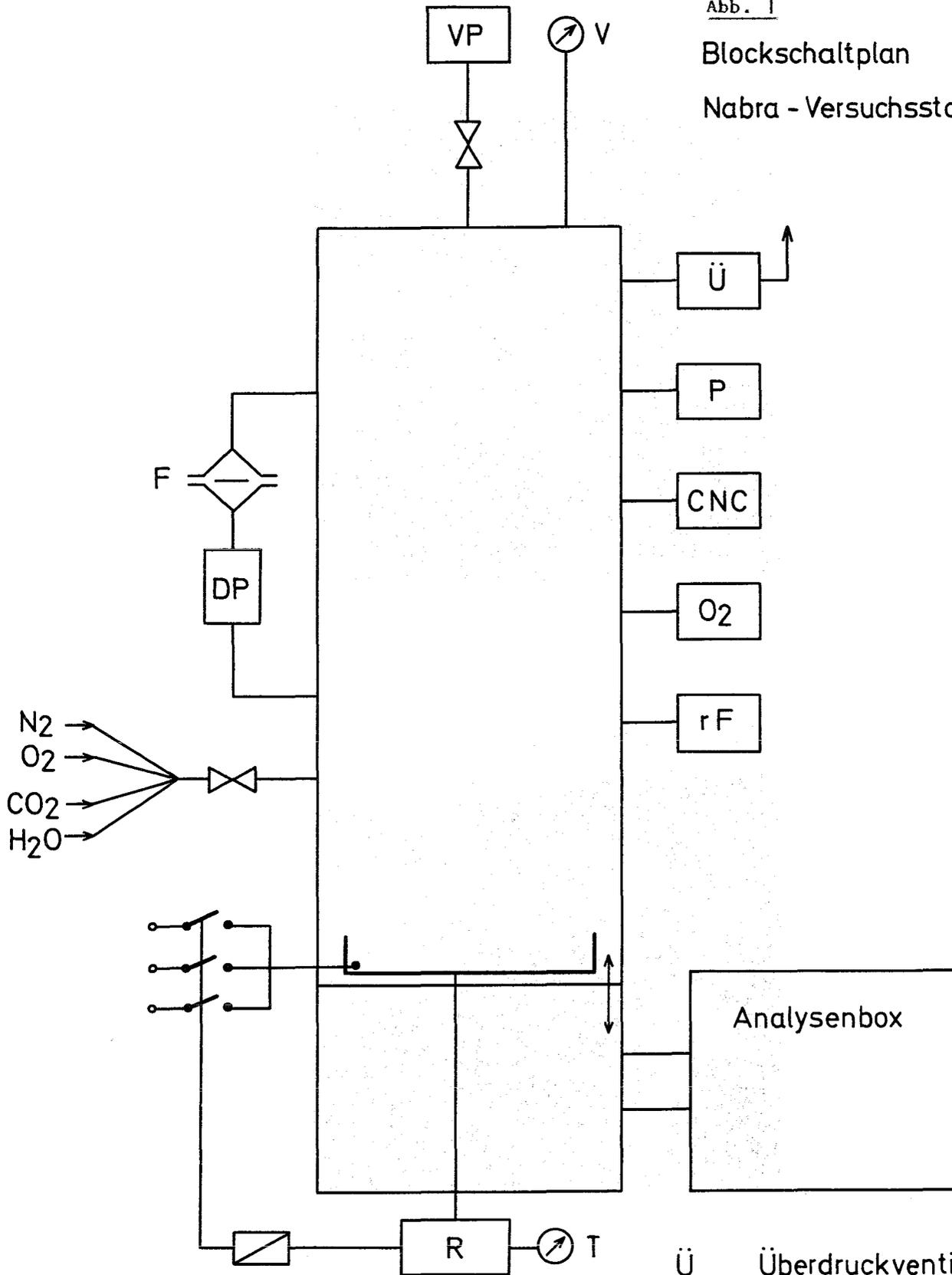
2. Die maximale luftgetragene Aerosolmenge ist in dem von uns untersuchten Konzentrationsbereich des Sauerstoffs proportional der Sauerstoffkonzentration. Sie beträgt auch bei geringen Sauerstoffkonzentrationen noch einige g/m^3 .
3. Ein großer Teil der luftgetragenen Aerosole wird sehr schnell (schon während des Brandes), vermutlich durch Thermophorese^{*)}, an den Gefäßwänden abgeschieden. Über längere Zeit bleibt jedoch immer noch eine luftgetragene Konzentration von 10 - 20 mg/m^3 bestehen.

^{*)}d.h. Wanderung der Aerosolteilchen zu den kalten Stellen hin.

125-5

Abb. 1

Blockschaltplan
Nabra - Versuchsstand



VP Vakuumpumpe
 F Filter
 DP Dosierpumpe
 R Regler

Ü Überdruckventil
 P Druck- Meßgerät
 O₂ Sauerstoff "
 rF relat. Feuchte "
 CNC Kondensationskernzähler

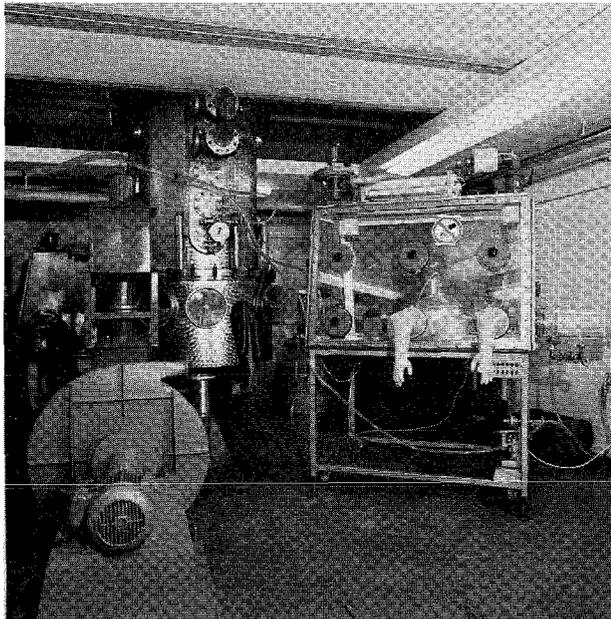
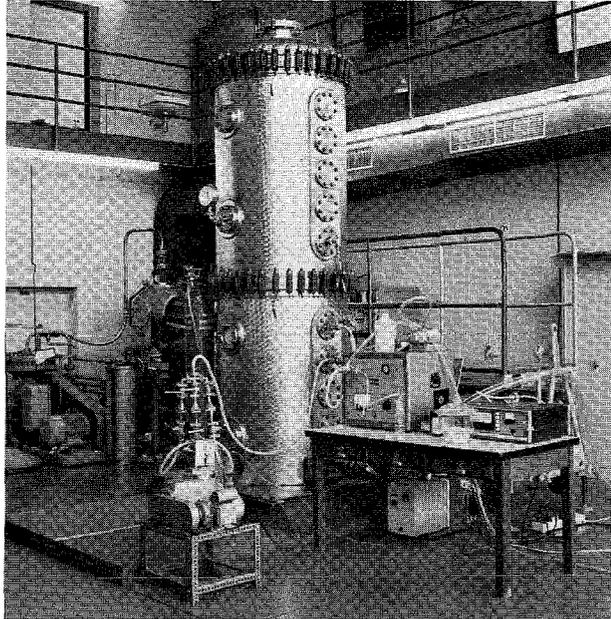
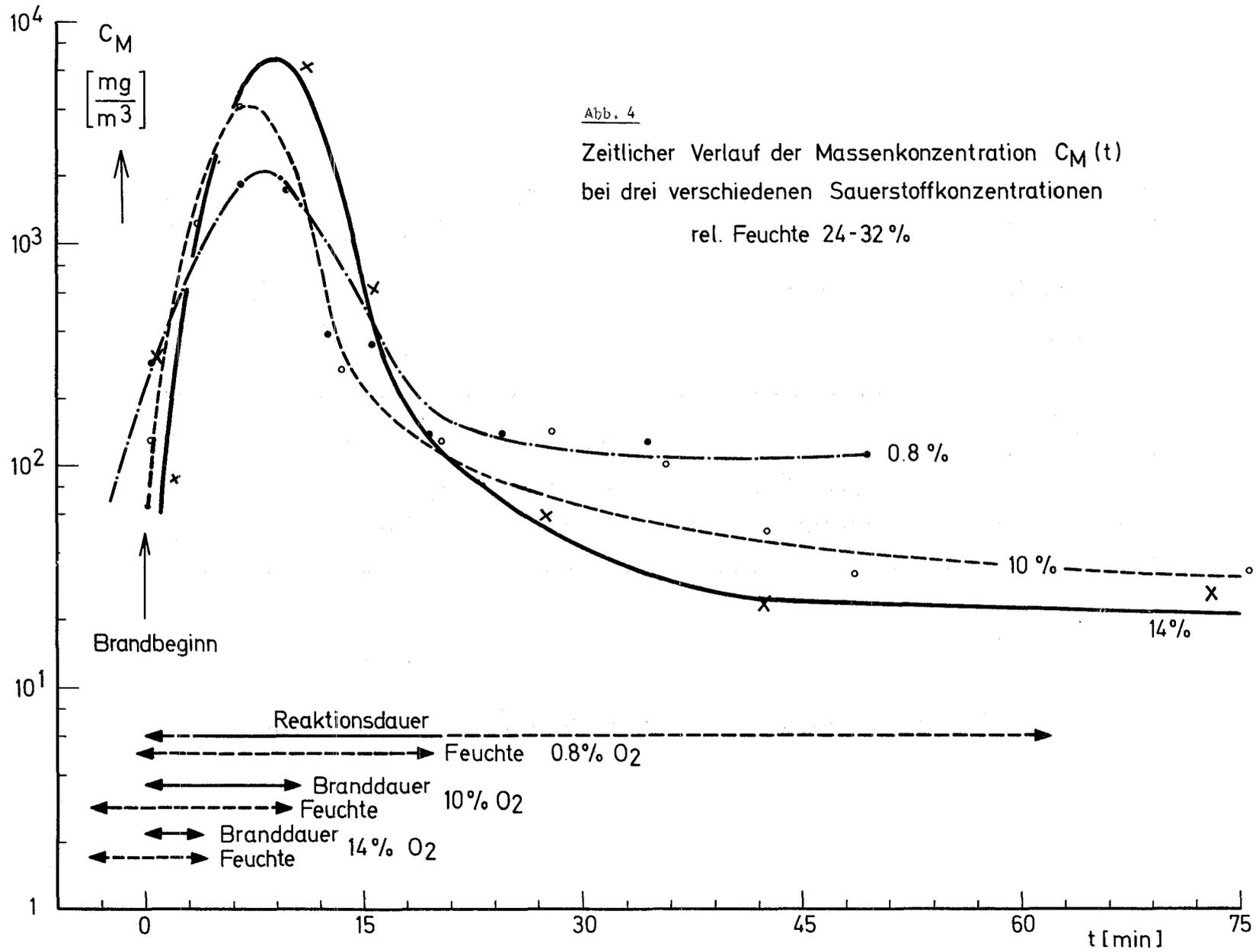


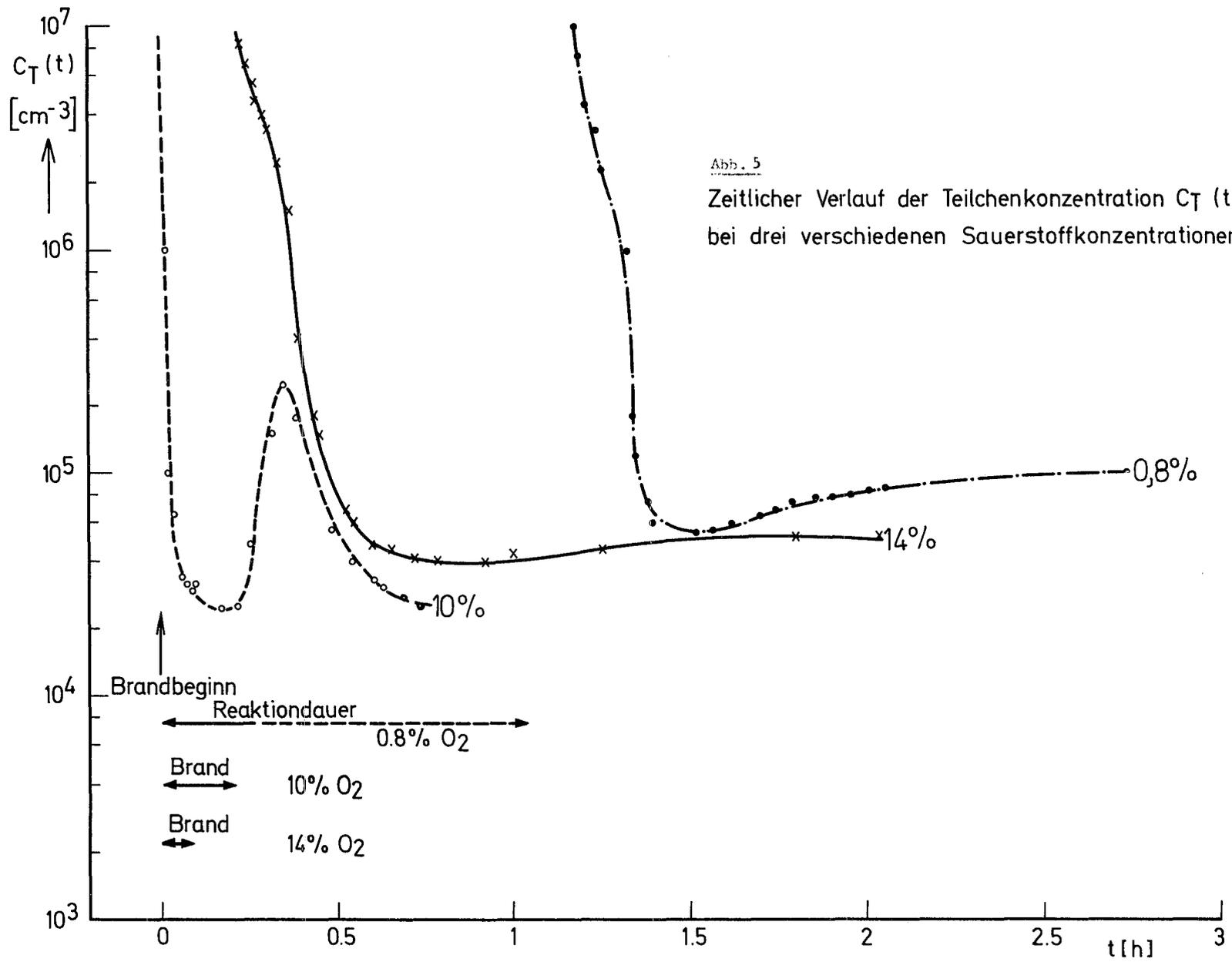
Abb. 2 Nabra-Versuchsanordnung

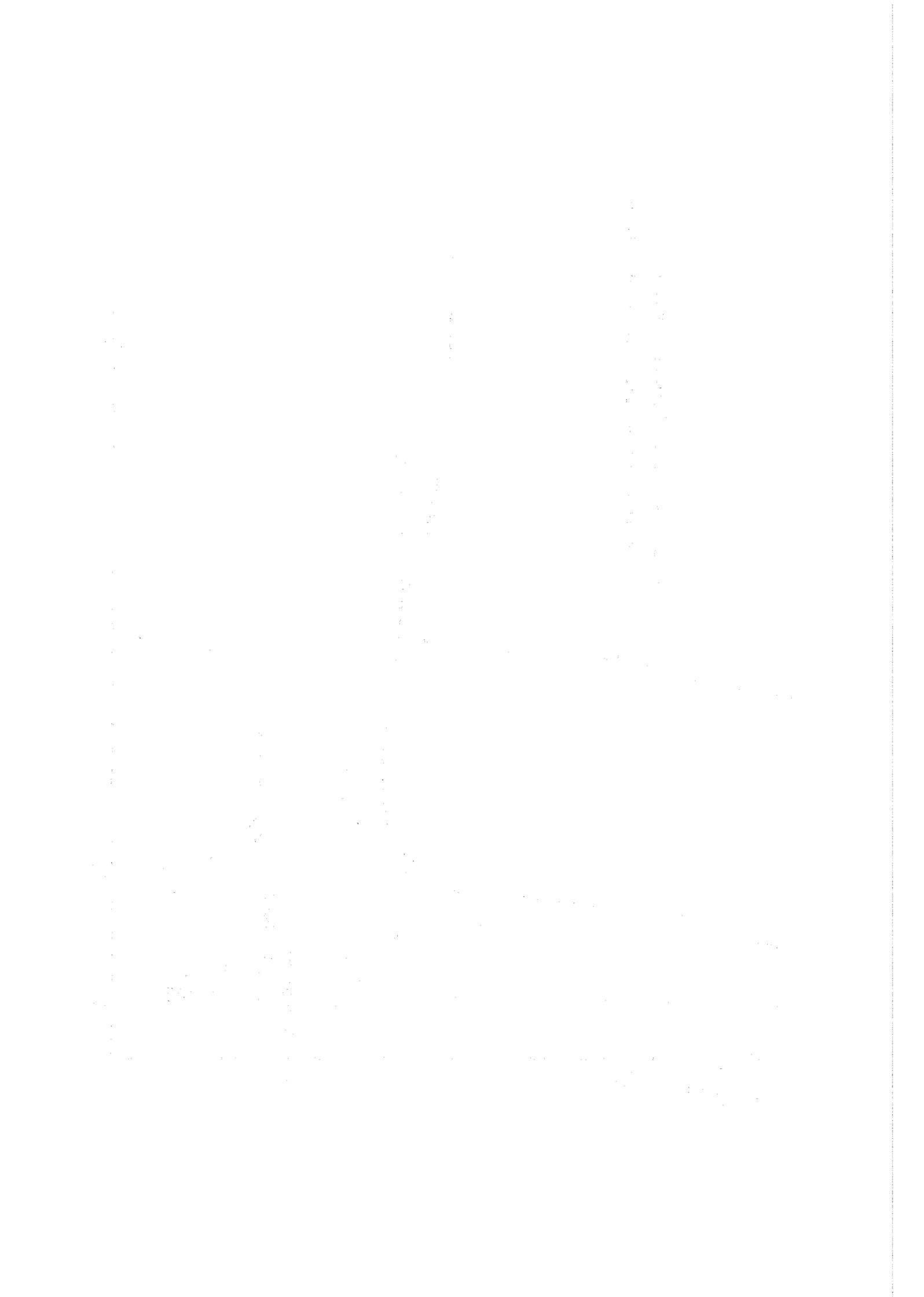
Abb. 3

Aerosolerzeugungsraten bei verschiedenen Sauerstoff -
konzentrationen

O_2 - Konzentr. %	Brand - fläche cm^2	Brand - dauer min	Luftgetragene Menge Na g	Aerosolerzeu- gungsrate $\frac{g Na}{cm^2 min}$
2	392	62	107	0.004
10	864	6	135	0.014
14	935	4	149	0.036







126 NATRIUM-TECHNOLOGIE-VERSUCHE1261 Schwingungsverhalten von Brennelementen(J. Kadlec, K.D. Appelt, IRE)⁺)

Die Messungen des schwingungserzeugenden Druckpulsationsfeldes in einem Dreierstab wurden in Zusammenarbeit mit der Abteilung Technologie, CCR-Euratom in Ispra abgeschlossen. Es wurden 4 Versuchsreihen mit insgesamt 60 Versuchen (4 Druckaufnehmeranordnungen, 5 Positionen des Azimutwinkels des Modellstabes, 3 Wassergeschwindigkeiten) durchgeführt. Die Auswertung dieser Messungen wurde in Angriff genommen. Die Untersuchungen des Einflusses der Kühlmitteltemperatur auf den Schwingungszustand der Brennstäbe wurden wegen der starken Beteiligung bei den Blowdown-Versuchen in Marviken vorübergehend eingestellt.

1262 Untersuchung von Reaktorbauteilen1262.2 Betriebsverhalten von Wälzlagern

(K. Kleefeldt, IRE)

Die Spezifikation für Prüflager wurde mit zwei Wälzlagerherstellerfirmen abgestimmt. Hauptgegenstand war dabei die Werkstoffauswahl, die sich außer am Versuchsprogramm auch an den Fertigungserfahrungen und -praktiken der Hersteller orientieren mußte. Für die erste Versuchsserie wurden schließlich folgende Werkstoffe ausgewählt: Hochleistungswerkzeugstahl (DMo 5 oder B18), härtpbarer Chromstahl (BG 42), Cobalt-Hartlegierung (Stellite 1 und/oder 3), Hartmetalle (TiC und/oder WC).

Für die Prüfvorrichtung ist ein neuer Lagerhalter angefertigt worden, der die gleichzeitige Untersuchung von zwei Lagerpaaren (gegenüber bisher einem) ermöglichen soll.

⁺) zuletzt berichtet in KFK 1271/1

1262.3 Versuche zur Werkstoffpaarung1262.31 Verschweißversuche

(K. Mattes, IRE)

Die Versuchsphase II wurde abgeschlossen. Die im Berichtszeitraum durchgeführten vier Versuche dienten im wesentlichen der Ermittlung des Einflusses der Anpreßkraft und der Spülphase auf die Haftkraft.

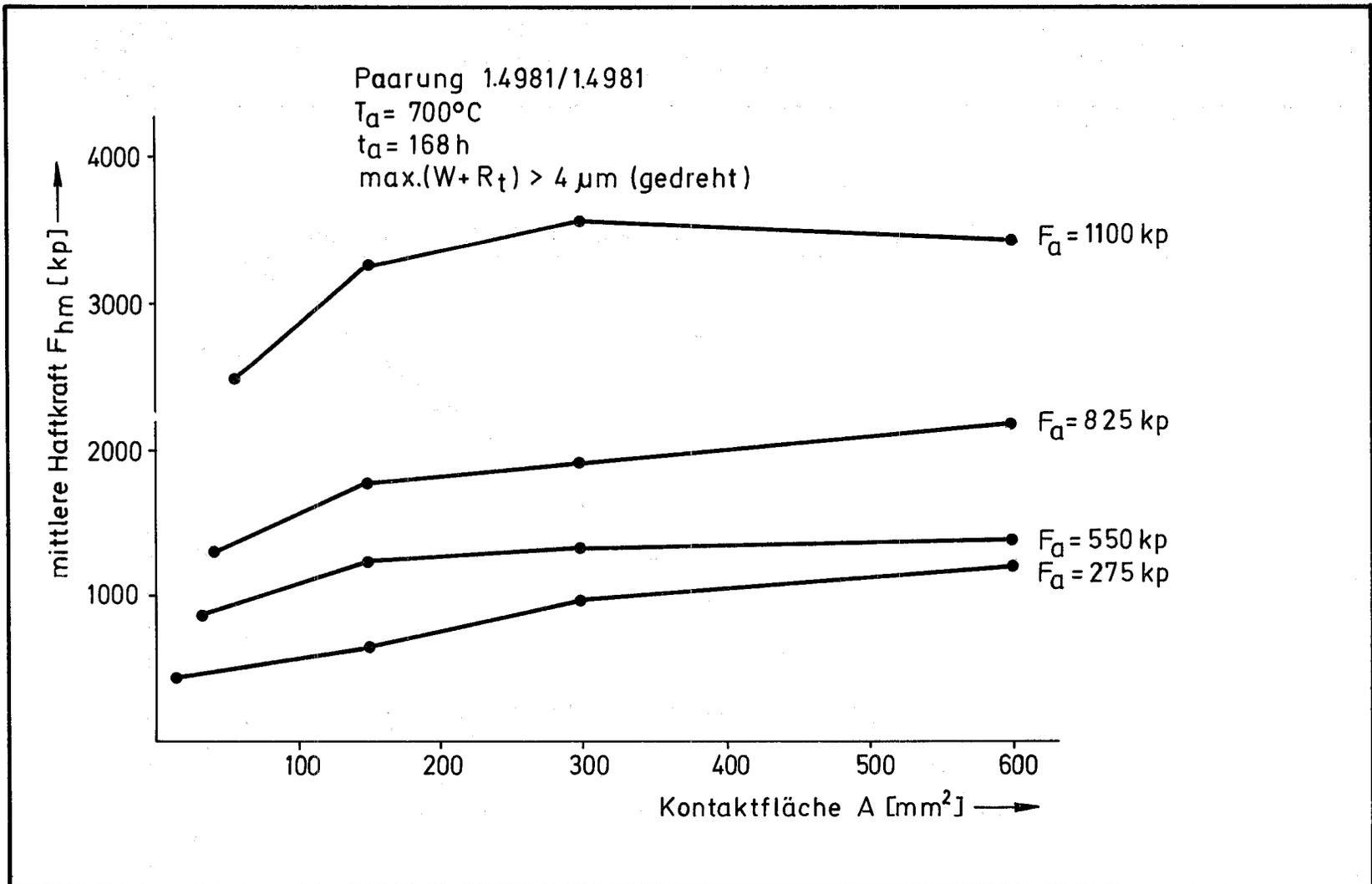
Bisher lagen nur vergleichbare Ergebnisse von Verschweißversuchen vor, die bei den Anpreßkräften von 550 und 110 kp erhalten worden waren. Diese wurden durch zwei Versuche mit Anpreßkräften von 275 kp und 825 kp ergänzt. Hierdurch konnte eine angenäherte Proportionalität zwischen Anpreßkraft und Haftkraft bestätigt werden (vgl. Abb. 1). Ferner wurde festgestellt, daß sich auch die tragende Fläche proportional zu der sie erzeugenden Anpreßkraft verhält (vgl. Abb. 2). Durch diesen Sachverhalt ergibt sich die Möglichkeit, die durch Selbstverschweißen zu erwartenden Haftkräfte über die tragende Fläche zu bestimmen.

Um den Einfluß des Spülens eindeutiger als bisher ermitteln zu können, wurden zwei Versuche bei gleicher Anpreßtemperatur ($T_a = 550^\circ\text{C}$) und gleicher Anpreßkraft ($F_a = 1100\text{ kp}$), jedoch bei unterschiedlichen Spülbedingungen durchgeführt. Die eine Probesäule wurde mit 550-, die andere mit 700-grädigem Natrium 24 Stunden gespült und dann zusammengepreßt. Während der Spülphase wurde die Pluggingtemperatur zwischen 130 und 140 $^\circ\text{C}$ gehalten. Im zweiten Fall war zusätzlich ein Getter aus Zirkonspänen eingesetzt.

Der durch das unterschiedliche Spülen hervorgerufene Effekt war deutlich. Während bei dem unter verschärften Spülbedingungen ($T_s = 700^\circ\text{C}$; Zr-Späne) durchgeführten Versuch jede Paarung verschweißte und die Proben metallisch blanke Oberflächen aufwies, konnte bei dem Parallelversuch ($T_s = 550^\circ\text{C}$; ohne Zr) keine einzige verschweißte Paarung festgestellt werden. Hier waren die Proben oxidiert (schwarz).

Diese Ergebnisse zeigen unerwartet deutlich, daß die von der Temperatur und der Sauerstoffkonzentration des Natriums bestimmten Redoxvorgänge an der Metalloberfläche wesentlich das Verschweißverhalten beeinflussen. Sie erklären auch die bisher erhaltenen zum Teil starken Streuungen der Ergebnisse.

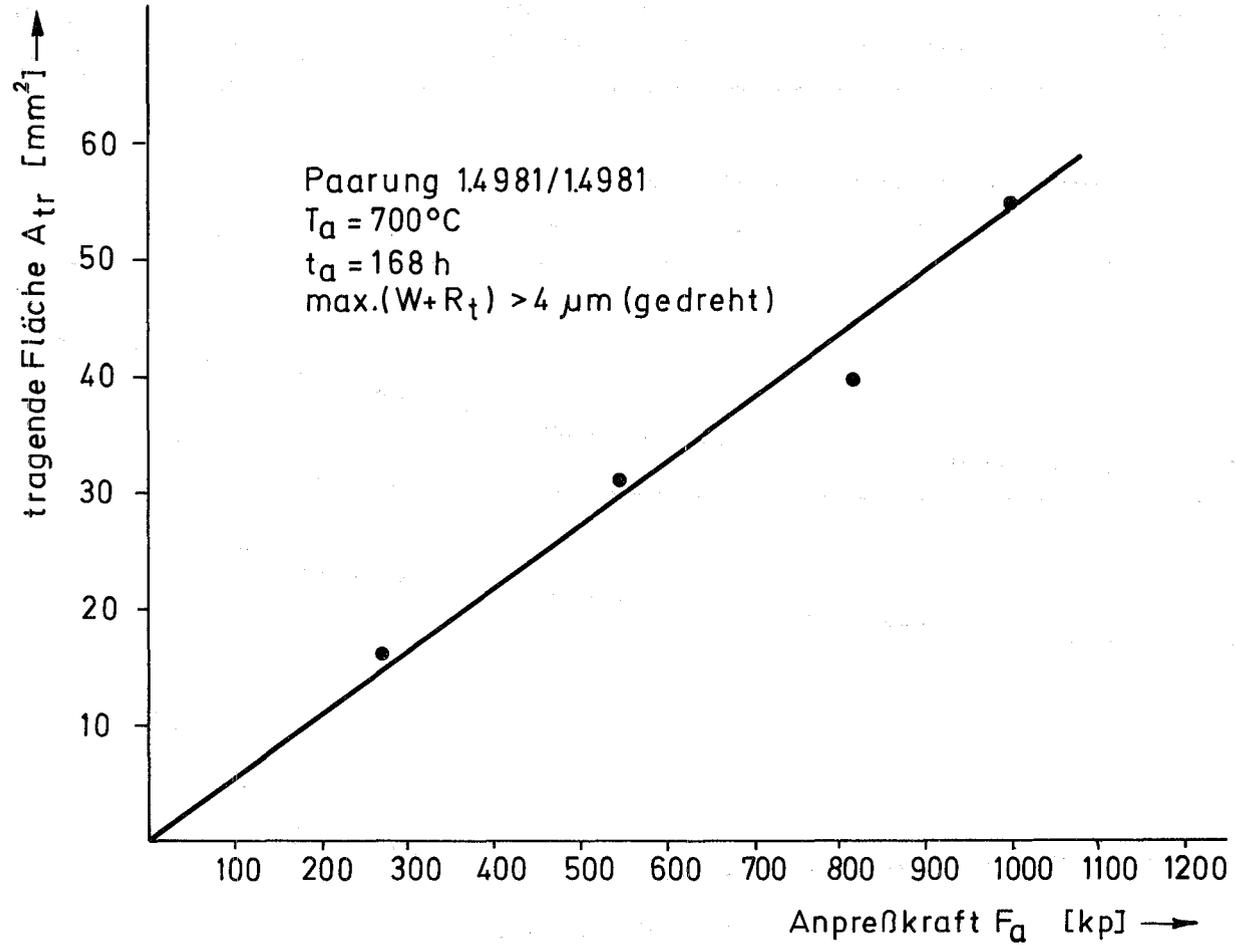
In diesem Zusammenhang sollte das allgemeine Bestreben, die Sauerstoffkonzentration in Natriumkreisläufen möglichst gering zu bekommen, neu überdacht werden.



GFK
IRE

Einfluß der Anpreßkraft auf die
Haftkraft

Abb. 1



GFK
IRE

Einfluß der Anpreßkraft
auf die tragende Fläche

Abb.2

Die Vorbereitungen zum Beginn der Versuche der Phase III/A sind weitgehend abgeschlossen. Hierbei ist vorgesehen, die Werkstoffe Stellite 6, Colmonoy 4, Inconel 718 und 1.4981 zu testen. Die ebenfalls vorgesehenen Werkstoffe Nimonic 60 sowie TZM können infolge Lieferverzuges zunächst nicht eingesetzt werden.

1262.32 Verschleißuntersuchungen in Natrium

(E. Wild, K.J. Mack, IRB)

Die Distanzplatten (Pflaster) an den Brennelementkästen des SNR 300 sind einer sehr spezifischen Reibbelastung unterworfen. Bei relativ kurzem Gesamtgleitweg ist mit Flächenpressungen bis 10 kp/mm^2 zu rechnen. Eine nennenswerte Verschleißrate wird sich dabei nicht ergeben. Vielmehr ist, vor dem Hintergrund der Kernverspannung, ein möglichst niedriger Reibungskoeffizient von besonderer Bedeutung. Es wurden laufende Versuche zur Reibwertermittlung weitergeführt.

Eine neue Teststrecke für oszillierende Bewegung mit einer Amplitude von 2 mm und einer Gleitgeschwindigkeit von 1 cm/min arbeitet noch nicht zufriedenstellend. Versuche mit der Werkstoffpaarung

Inconel 718 gegen Inconel 718

wurden daher, unter Variation der Parameter Belastung, Temperatur, Gleitgeschwindigkeit und Voreintauchzeit bei kontinuierlich rotierender Bewegung durchgeführt.

Abb. 3 zeigt die Ergebnisse eines Versuches, der nach einer Voreintauchzeit (VeZ) von 20 h bei 600°C gestartet wurde. Nach einem Gleitweg von jeweils 33 m wurde der Versuch unterbrochen und die Temperatur auf 400° bzw. 250° abgesenkt.

Bei Veränderung von Belastung und Gleitgeschwindigkeit unter sonst gleichen Bedingungen ergab sich das in Abb. 4 dargestellte Diagramm.

Nach jeweils 10 m Gleitweg wurde in zwei weiteren Versuchen die Temperatur variiert (Abb. 5 und 6). Aus jedem dieser kurzzeitigen Teilversuche ist eine steigende Tendenz des Reibungsbeiwertes zu erkennen. Ob sich dieser Verlauf nach längerem, kontinuierlichem Reibvorgang auf einen festen Wert stabilisiert, wird in weiteren Versuchen zu klären sein.

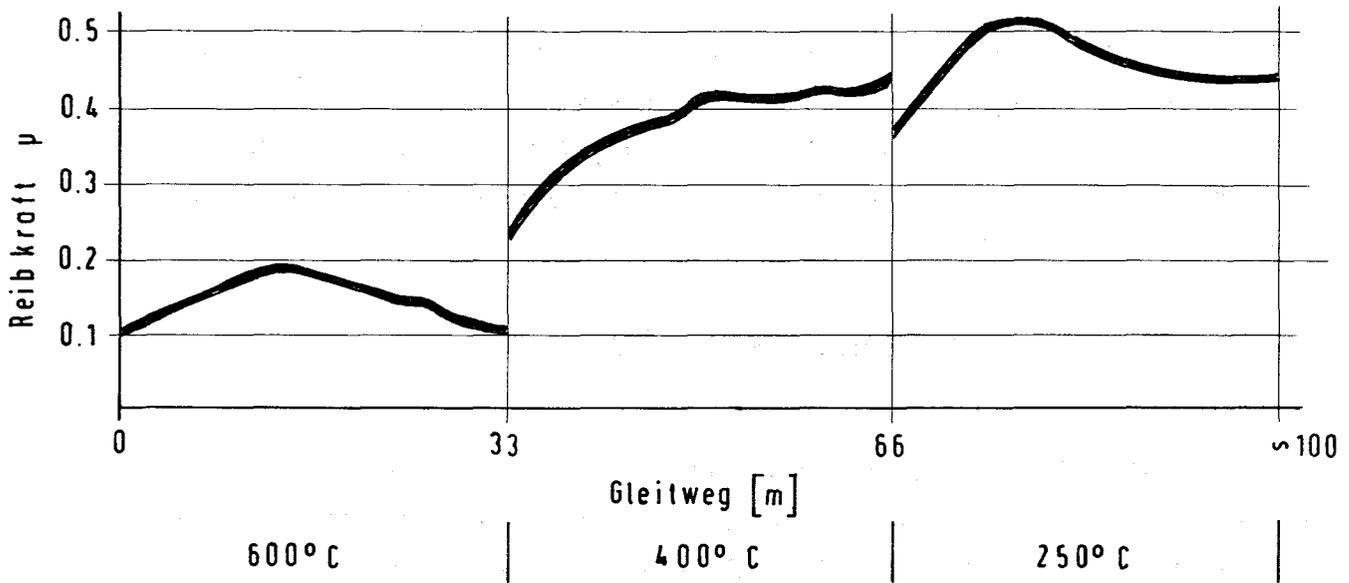


Abb.3 Inconel 718

Versuchsparameter: 0.12 kp/mm²
 3.6 m/min
 20 h VeZ vor Versuchsbeg.

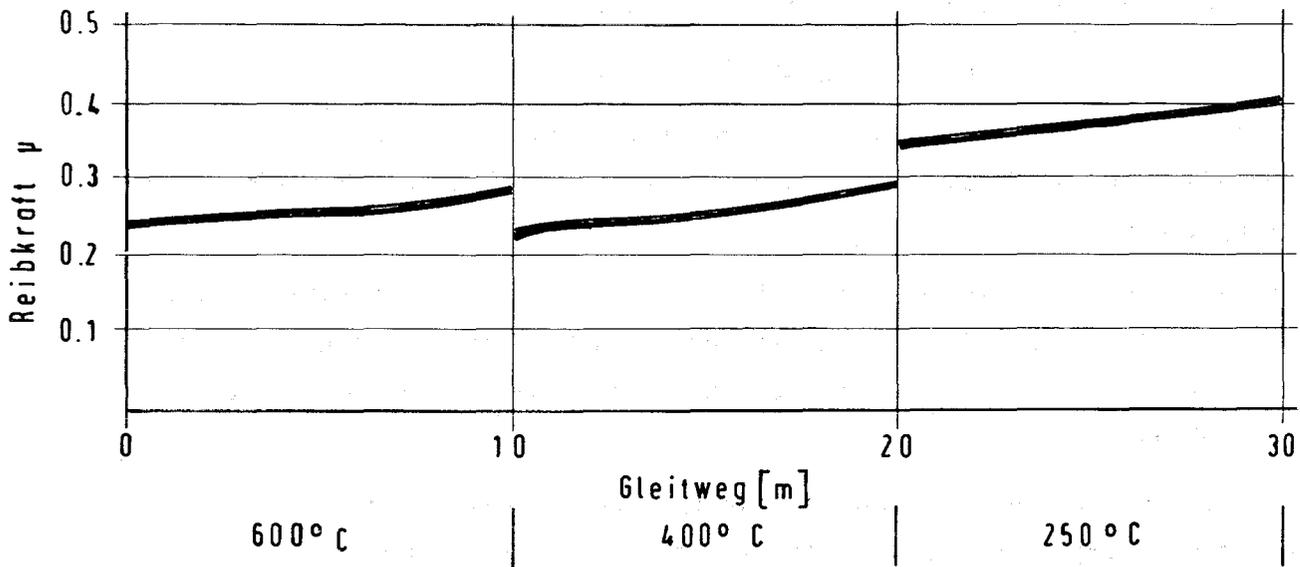


Abb.4 Inconel 718

Versuchsparameter: 0.5 kp/mm²
 13.5 cm/min
 20 h VeZ vor Versuchsbeg.

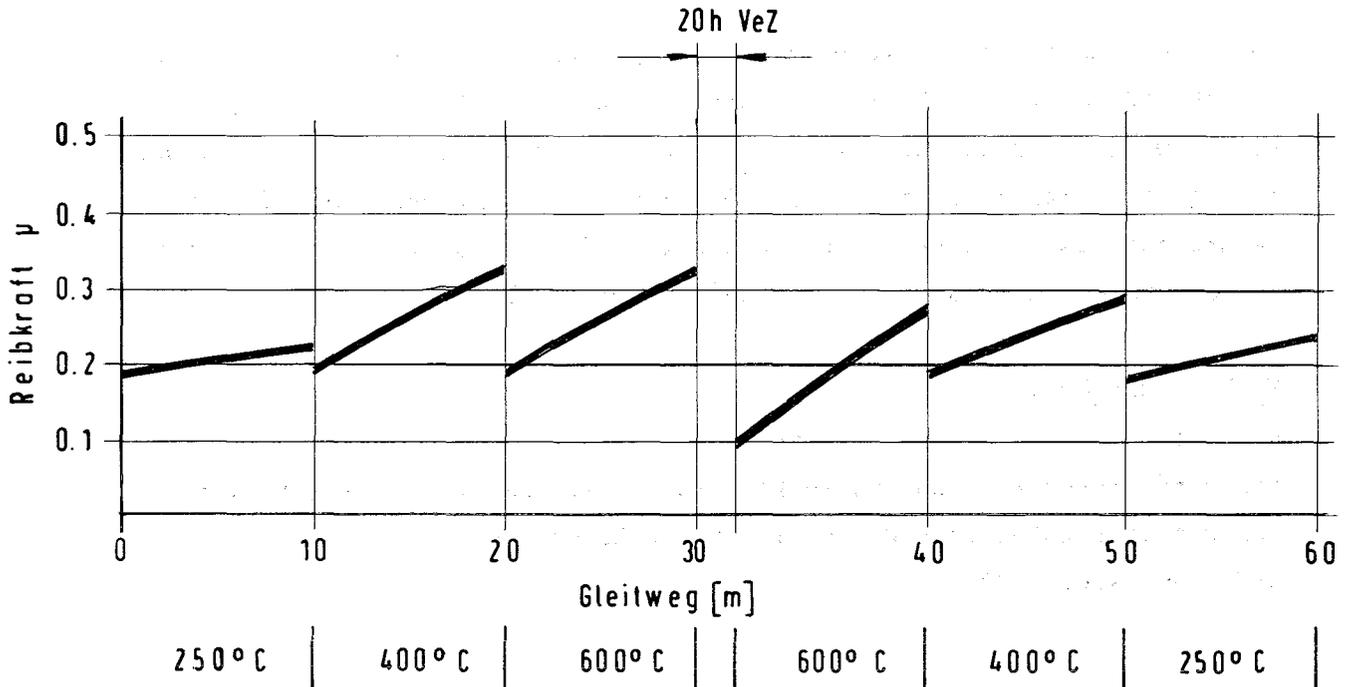


Abb.5 Inconel 718

Versuchsparameter: 0.5 kp/mm²
13.5 cm/min

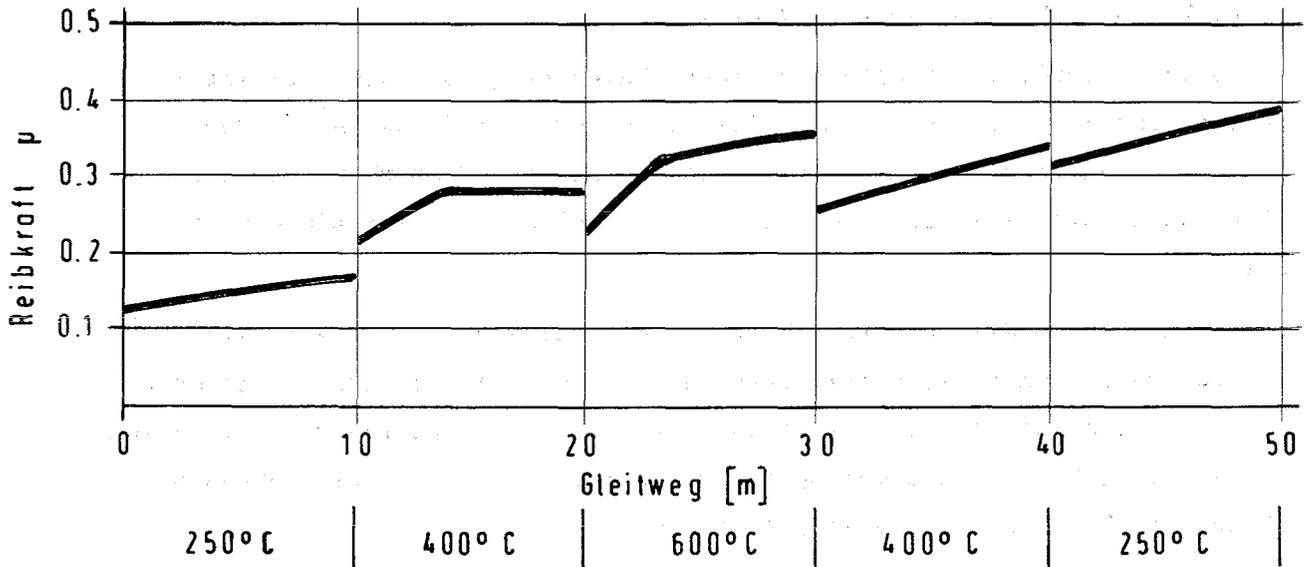


Abb.6 Inconel 718

Versuchsparameter: 0.8 kp/mm²
13.5 cm/min
ohne VeZ zwischen
den Temperaturstufen

Seit dem Einbau der (elektrochemischen) UNC-Sauerstoffmess-Sonde in den Na-Verschleißprüfstand NVP II wurde ein nahezu konstanter Wert von 1,95 V (bei 390 °C) entsprechend einem O₂-Gehalt von ca. 7,5 ppm angezeigt. Dabei betrug die Kaltfalltemperatur 120 - 125 °C. Das Öffnen einer Teststrecke verursacht jeweils eine Veränderung auf 1,13 V (75 ppm) und macht eine anschließende mehrstündige Reinigung erforderlich.

Veröffentlichung:

E. Wild, K.J. Mack, G. Drechsler

Das Verschleißverhalten von Werkstoffkombinationen in flüssigem Natrium, Versuchseinrichtungen und experimentelle Ergebnisse.

KFK 1659, Aug. 1972

1262.4 Meßwertverarbeitung an technischen Versuchen

(Fr. W. Katz, IRE)

SEDAP

Die Entwicklung des Programmsystems SEDAP (System for Experimental Data Processing), die im Frühjahr 1970 als Ergänzung der im IRE installierten Meßdatenerfassungsanlage (ERA: Raytheonprozeßrechner 703/704) begann, wurde inzwischen abgeschlossen.

Heute steht damit ein vielfältig einsetzbares Programmsystem zur Verarbeitung und Reduktion experimenteller Daten zur Verfügung. Neben den Möglichkeiten, von der ERA-Anlage erzeugte Daten zu verarbeiten, kann SEDAP auch Datafiles auf Lochkarten, Lochstreifen oder IBM-Bändern erfassen.

Das SEDAP-System erlaubt die schrittweise Verarbeitung von Meßdateien mit der Möglichkeit der freizügigen Kombination von Standard-Operationen (wie Addition, Lineartransformation, Integration, Erstellen von Diagrammen usw.). Es steht ein Satz von Operatoren zur Verfügung zur weitgehenden Lösung von Problemen der Spektralanalyse.

Eine der Grundideen in SEDAP war, dem Experimentator die Möglichkeit zu geben, den Auswerteprozess seiner Meßdaten mit Hilfe einer in ihrer Struktur sehr einfachen, aber trotzdem mächtigen und speziell auf seine Anliegen zugeschnittenen Sprache selbst programmieren zu können, ohne durch EDV-Probleme abgelenkt zu werden. Die Struktur der Befehlssprache ist in einem im DVZ der GfK erhältlichlichen SEDAP-Handbuch ausführlich beschrieben.

Kurzbeschreibungen von SEDAP und Hinweise auf Erfahrungen bei der Anwendung von SEDAP finden sich in [1, 2].

Detaillierte Angaben zur Beschreibung des in SEDAP gewählten Verfahrens zur Lösung der Probleme des Datenauswertungsprozesses, zum Programmsystem, zur Datenspeicherverwaltung, zur Programmsteuerung, über die verschiedenen Operatoren, zu den Ein-Ausgabemöglichkeiten sowie zur Fehlerinterpretation sind in [3] gegeben.

Literatur:

[1] M. Audoux, F. Katz, E.G. Schlechtendahl

SEDAP - Rechnergestützte Auswertung technischer Versuche.
KFK-Nachrichten 3/71

[2] M. Audoux, F. Katz, G. Rittirsch

Praktische Erfahrungen mit einem modularen, leicht programmierbaren System zur Auswertung von Meßsignalen (SEDAP).
Angewandte Informatik 8/72

[3] M. Audoux, F. Katz, W. Olbrich, E.G. Schlechtendahl

SEDAP - An Integrated System for Experimental Data Processing.
KFK 1594, EUR 4730 e (im Druck)

1263 Untersuchungen zur thermo- und hydrodynamischen Coreauslegung

1263.1 Theoretische Bestimmungen der Temperaturfelder in Brennstabbündeln

(H.H. Frey, H. Hoffmann, IRB)

Es wurden mit Hilfe des MISTRAL-II-Rechenprogrammes (1) zwei Probleme untersucht; nämlich

- die Möglichkeit, thermodynamische Experimente in Brennelementen mit großer Stabzahl, aber nur wenigen beheizten Stabpositionen durchzuführen und
- die thermo- und fluiddynamische Beurteilung von Abstandhaltern für die Brutelemente des SNR.

Der Aufbau des SNR-Referenzbrennelementes sieht die Halterung der Stäbe mit Hilfe von gitterförmigen Abstandhaltern vor. Diese Abstandhalter werden an Strukturstäben und nicht an der Brennelementkastenwand befestigt. Dadurch befinden sich im Bündel Stäbe ohne Brennstoff, und es entstehen hier halbe axiale Kühlmittelströmungen mit entsprechenden Temperatursenken im radialen Kühlmitteltemperaturprofil. Zur Reduzierung dieser Senken müssen andere Strukturstababmessungen oder erhöhte Wärmeaustauschkoeffizienten realisiert

werden. Es wurde untersucht, wie weit diese Probleme durch vereinfachte Experimente mit wenigen beheizten Stäben durchgeführt werden können. Dabei zeigte sich, daß in einem 169-Stabbündel mindestens 2 Stabreihen um den Strukturstab, d.h. 29 Stäbe, beheizt werden müssen, um die thermodynamischen Verhältnisse im interessierenden Bereich zu erfassen (Abb. 7).

Für die Beurteilung von Abstandhaltern für die Brutelemente des SNR wurden thermo- und fluiddynamische Rechnungen für zwei Belastungsarten durchgeführt, nämlich konstante und extrem schiefe Belastung aller Stäbe im Bündel. Die SNR-Geometrien und axialen Leistungsverteilungen wurden den Berechnungen zugrundegelegt.

Als Abstandhalter wurden Wendeldrähte und 3- bzw. 6-Wendelrippen betrachtet. Vergleichskriterien waren die Natriumtemperaturprofile im heißesten Brutelementquerschnitt sowie der Druckabfall im Bündel. Die Ergebnisse zeigten, daß für beide Belastungsfälle das Brutelement aus Hüllrohren mit 3 Wendelrippen als Abstandhalter sowohl die niedrigsten und homogensten Natriumtemperaturen als auch den geringsten Druckabfall aufweist (Abb. 8). Beim Übergang zu größeren Wendelsteigungen kann für den Drahtabstandhalter der Druckabfall reduziert werden; die maximale Kühlmitteltemperatur im Bündelquerschnitt jedoch nur, wenn gleichzeitig die Geometrie der Wandkanäle des Bündels geändert wird.

Veröffentlichung:

(1) W. Baumann

MISTRAL-II, Thermohydraulischer Mischströmungsalgorithmus
für Stabbündel.

KFK-Bericht 1605

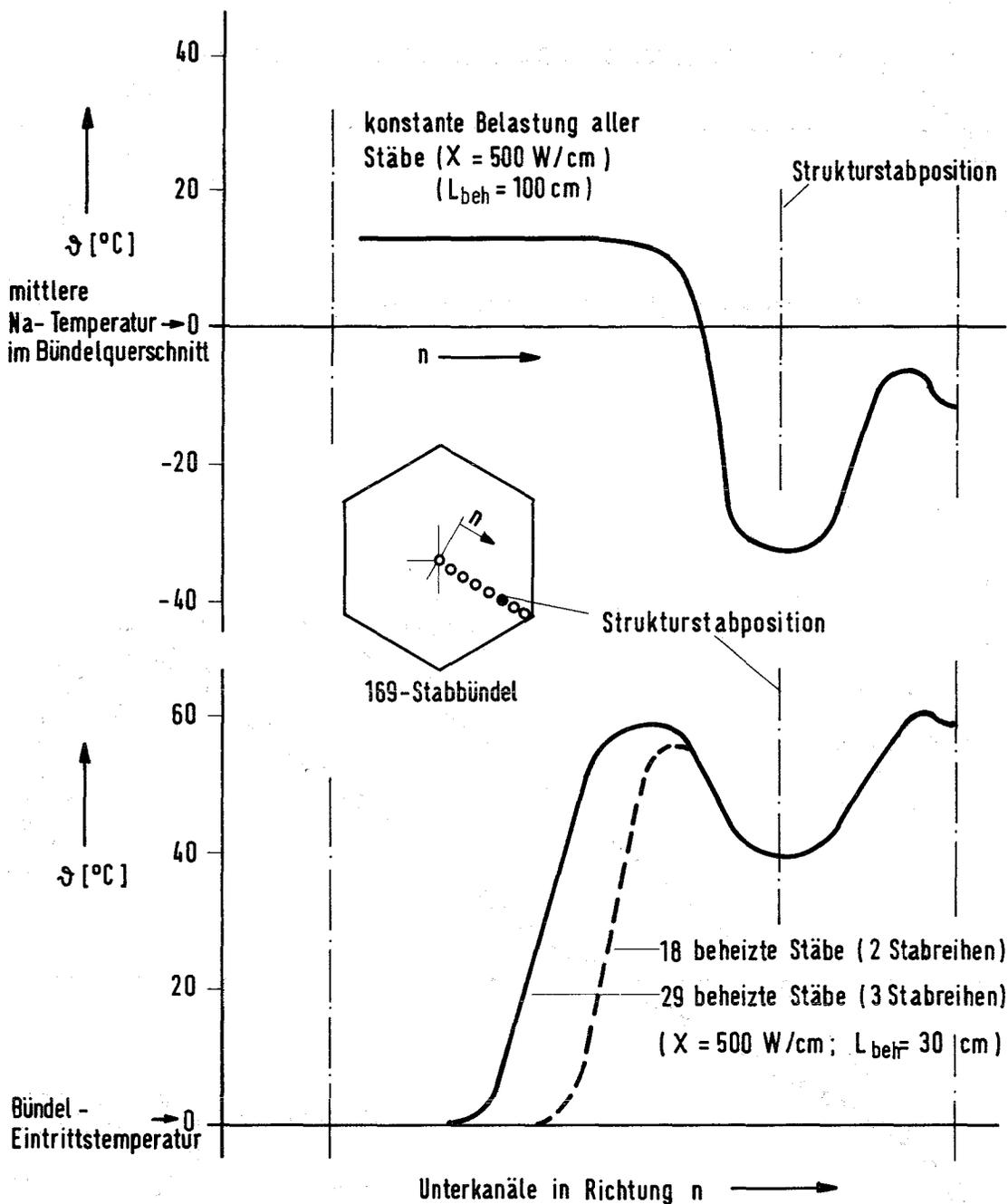


Abb. 7 Kühlmitteltemperaturverlauf im Austrittsquerschnitt eines Brennelementes bei Beheizung aller Stäbe im Bündel, sowie bei Beheizung von 2 und 3 Stabreihen um den Strukturstab

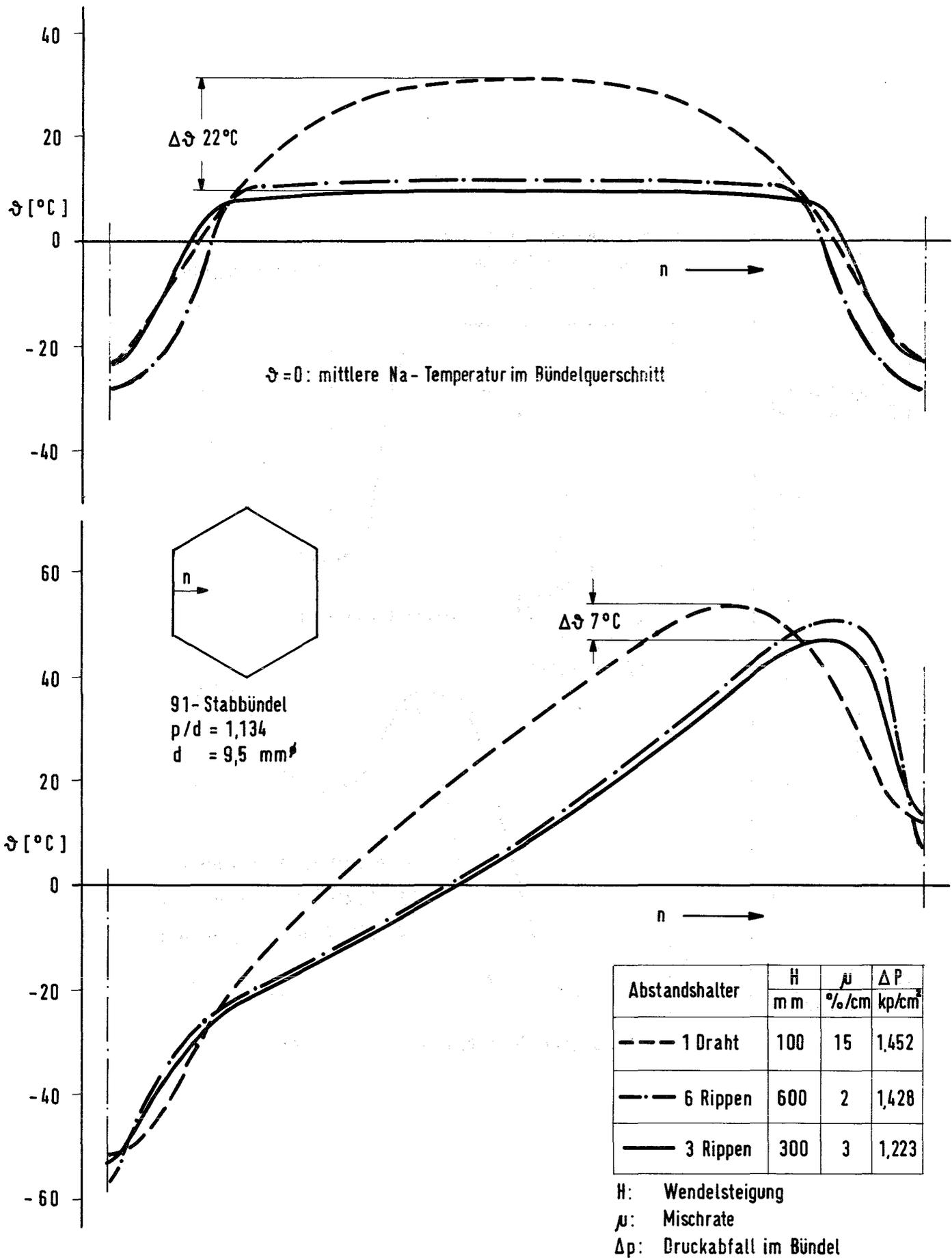


Abb. 8 Kühlmitteltemperaturen im heißesten Querschnitt eines Brennelementes bei konstanter und extrem schiefer Belastung der Stäbe.

1263.2 Untersuchungen im exzentrischen Ringraum

Na-Wärmeübergangs-Prüfstand

(G. Hennrich, IRB)

Nach der Inbetriebnahme dieses Prüfstandes sollen Temperaturrausch-Experimente durchgeführt werden. Hierzu wurde in Zusammenarbeit mit der TU Hannover eine Teststrecke fertiggestellt und in den Prüfstand eingebaut. Sie besteht aus einem etwa 2000 mm langen, runden Rohr, NW 50, das von außen mit Hilfe von in wendelförmigen Nuten eingelegten Miniaturheizleitern ($d = 1 \text{ mm}$) beheizt wird. In verschiedenen axialen Positionen sind insgesamt 20 Thermolemente unterschiedlicher Bauart und Geometrie (0,25 - 3 mm Durchmesser) eingesetzt. Mit den Thermolementen sollen die durch die elektrische Beheizung erzeugten Temperaturfluktuationen im Natrium zur Bestimmung von Kühlmittelgeschwindigkeit bzw. Durchsatz gemessen werden.

Nach Beendigung dieser Versuche wird die Teststrecke für die Untersuchungen am exzentrischen Ringraum in dem Prüfstand eingebaut.

1263.3 Lokale Wärmeübergangsmessungen an Bündelgeometrien

(H. Kolodziej, G. Hennrich, R. Möller, H. Tschöke, IRB)

1. Natrium-Gefrierstopfbuchse für drehbare Stäbe

In einem Vorversuch für Bündelexperimente wurde die Abdichtung von drehbaren Stäben mittels einer Natrium-Gefrierstopfbuchse erprobt.

Bei einer derartigen Stabdrehvorrichtung ist kein Gasplenum mehr erforderlich. Das Flüssigmetall übernimmt durch Überführung in den festen Zustand die Dichtungsfunktion selbst. Hierdurch ergeben sich wesentliche technische und konstruktive Vereinfachungen. Abb. 9 zeigt das Prinzip der Abdichtung für die aus der Teststrecke austretenden drehbaren Stäbe.

Bei aufgetautem Natrium im Ringspalt übernimmt eine konventionelle Stopfbuchse mit Asbestringen die Abdichtung.

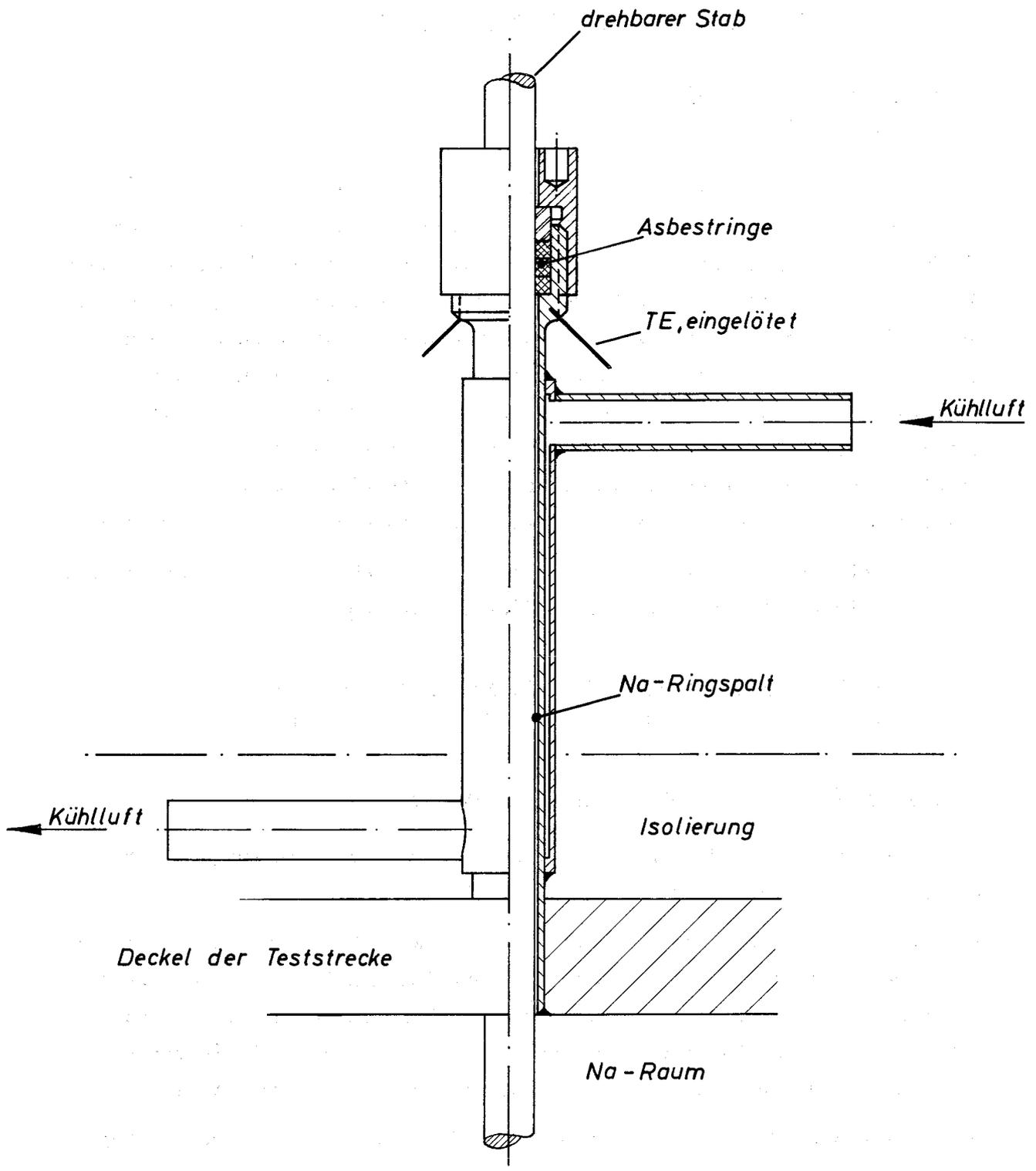


Abb. 9 Natrium - Gefrierstopfbuchse

Technische Daten:

Stabdurchmesser	9,2 mm
Beheizte Länge	350 mm
max. Oberflächenbelastung	50 W/cm ²
Länge der Na-Gefrierstopfbuchse	100 mm
Spalte zwischen Stab und Bohrung der Gefrierbuchse	0,3 mm (Heizstab) 0,1 mm (Vollstab)
Materialpaarung	Heizstab/Buchse CrNi 2025/4541 Vollstab/Buchse 4541/4541
Temperatur im Na-Raum	300 - 500 °C

Temperaturmessung

Zur Überwachung der Hüllwandtemperatur des Heizstabes wurden 3 um 120 °C versetzte 0,35 mm TE in engen Hüllwandnuten eingehämmert und an den Meßstellen verlötet.

Zur Überwachung der Natriumtemperatur am kalten Ende der Gefrierstopfbuchse werden für den Heizstab und den Vollstab je 2 in das Stopfbuchsoberteil eingelötete TE verwendet.

Versuchsdurchführung

Das mit einer Geschwindigkeit bis zu 6 m/s durch den ringförmigen Heizstab-Kühlkanal strömende Natrium wurde bis auf 500 °C aufgeheizt. Die Gesamtversuchsdauer betrug 100 h bei einer Na-Temperatur an der Stopfbuchse von über 300 °C, davon 20 h bei 500 °C.

Der Heizstab wurde um 360° in beiden Richtungen gedreht, und zwar insgesamt 160 mal. Mithilfe der veränderlichen Luftkühlung wurde die Na-Stopfbuchse für die Drehbewegungen aufgetaut (max. bis zu 120° am kalten Ende) und in den Zwischenzeiten eingefroren. Drehbewegungen wurden auch im eingefrorenen Zustand vorgenommen.

Der Vollstab wurde 15 mal in gleicher Richtung gedreht.

Versuchsergebnis und Schlussfolgerungen

Die Na-Gefrierstopfbuchse des Heizstabes mit 0,3 mm Spalt funktionierte einwandfrei. Der Heizstab ließ sich auch im eingefrorenen Zustand drehen, jedoch war dazu ein deutlich größeres Moment erforderlich. Die engen Spalte um die eingehämmerten Thermoelemente blieben dicht. Vor Versuchsbeginn war ein TE ausgefallen, die beiden anderen TE funktionierten einwandfrei. Die Na-Gefrierstopfbuchse des Vollstabes mit 0,1 mm Spalt funktionierte nur kurze Zeit.

Im eingefrorenen Zustand hatte der Stab nach 15 Umdrehungen gefressen. Die Ursache hierfür ist der zu enge Spalt und die ungünstige Materialpaarung.

Zusammenfassend kann festgestellt werden, daß sich die hier vorgestellte und untersuchte Natrium-Gefrierstopfbuchse für drehbare Heizstäbe und Vollstäbe bei ausreichend großen Spalten als funktionstüchtiges Bauelement erwiesen hat. Auf geeignete verschleißfeste Werkstoffpaarungen sollte darüber hinaus geachtet werden.

2. Untersuchung zum Wärmestromverhalten an Werkstoffgrenzen

Die Kenntnis der Verteilung der Wärmestromdichte und damit verbunden die des Temperaturfeldes kann in einem Bereich, wo verschiedene Materialien mit sehr unterschiedlichen Wärmeleitahlen aneinandergrenzen, von Bedeutung sein. Dies ist z.B. der Fall bei der Hüllwandtemperaturmessung an Brenn- oder Heizstäben, wenn in die Hüllwand eingelötete Thermoelemente verwendet werden.

In [1] wurde eine grundsätzliche Untersuchung zur Wandtemperaturmessung durchgeführt und der Temperaturverlauf an der Oberfläche über der betrachteten Störstelle aufgezeigt.

In [2] ist für diese Untersuchungen zusätzlich die Wärmestromdichte nahe unter der Staboberfläche senkrecht zu ihr im Bereich der Störstelle aufgetragen. Die dort gezeigten, nahe beieinander liegenden Spitzen im Verlauf der Wärmestromdichte konnten nicht ohne weiteres erklärt werden und führten zu Diskussionen.

Im Berichtszeitraum wurde dieses Problem an einem speziellen Beispiel näher untersucht (Abb. 10a). Das Gebiet G_2 mit $\lambda = 2$ in der Abb. 10a stellt das in [1] angenommene Na-Gebiet dar, G_1 die Stabhülle, und G_3 simuliert das eingelötete Thermoelement.

Durch Temperaturfeld-Berechnung mit einem Netzwerk von 10.000 Punkten und weiteren Netzverfeinerungen in der Umgebung von Punkt D (quadratisches Gebiet um D in Abb. 10a) wurde die Wärmestromdichte in G_1 und G_3 in Normalenrichtung an der Grenzlinie C-D-E ermittelt.

Im einzelnen ergab sich:

Der Temperaturverlauf auf der Materialgrenze C-D-E hat an der Stelle D einen Knick (Abb. 10b). Der Temperaturgradient in Normalenrichtung auf C-D-E in G_2 und G_3 - und damit das Maß für die Wärmestromdichte - nimmt bei Annäherung an den Punkt D stark zu. Aufgrund des verwendeten Verfahrens zur Berechnung des Temperaturfeldes ist es nicht möglich, genaue Aussagen für den Punkt D selbst zu machen. In Abb. 10c ist die normierte Wärmestromdichte in G_1 und G_3 in Normalenrichtung an der Grenzlinie C-D-E im Bereich um D (quadratisches Gebiet um D, Abb. 10a) dargestellt. Der in [2] anders dargestellte Verlauf der Wärmestromdichte im Bereich von D ist allein dem zu groben Netzwerk zuzuschreiben, wie sich in dieser Untersuchung ergeben hat.

Literatur:

- [1] R. Möller, H. Tschöke
Theoretische Untersuchungen zur Wandtemperaturmessung an simulierten Brennstäben für thermodynamische Experimente in Natrium.
KFK 1555, April 1972
- [2] 4. Vierteljahresbericht 1971
KFK 1271/4 (1972)

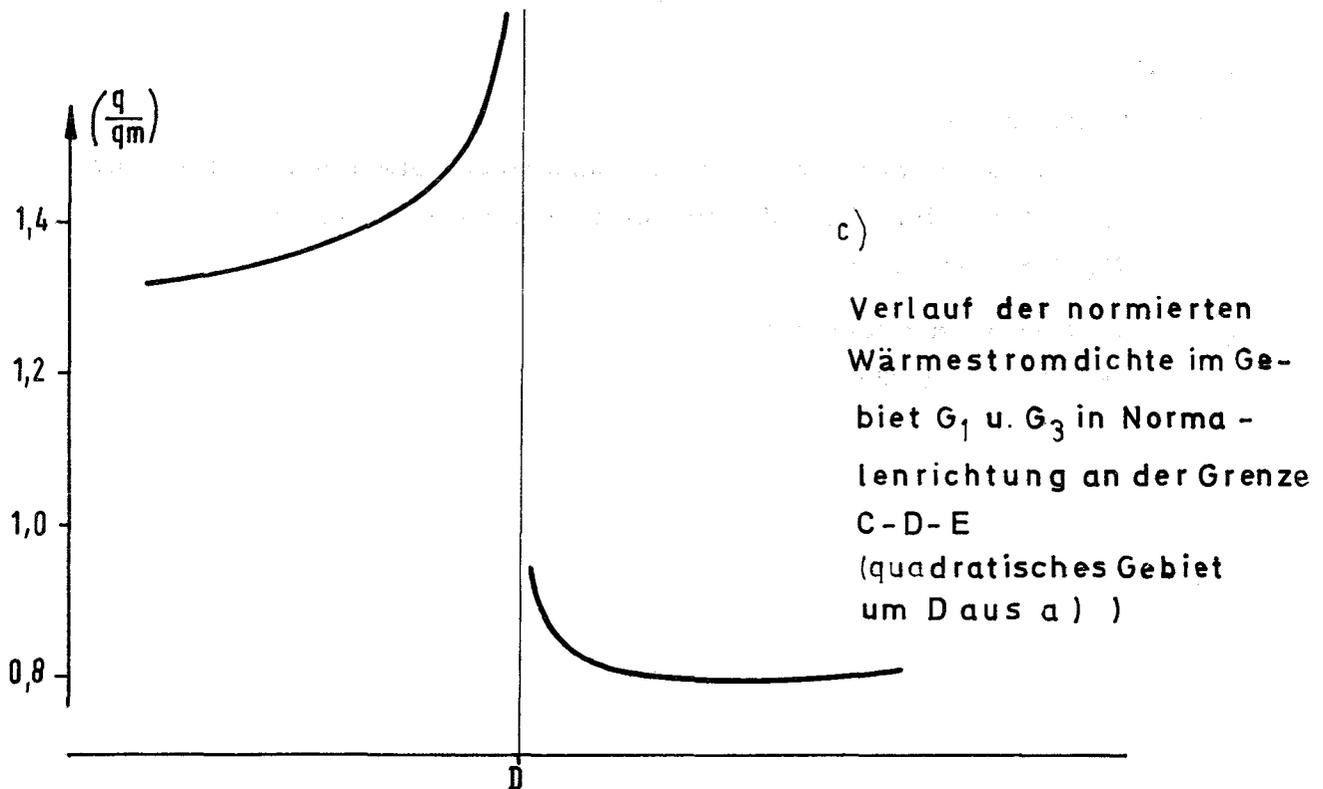
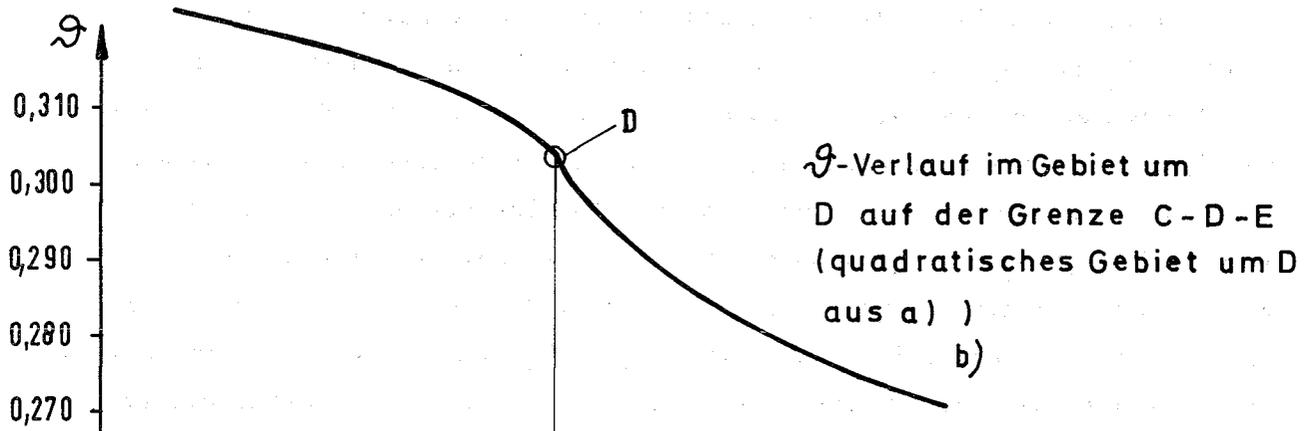
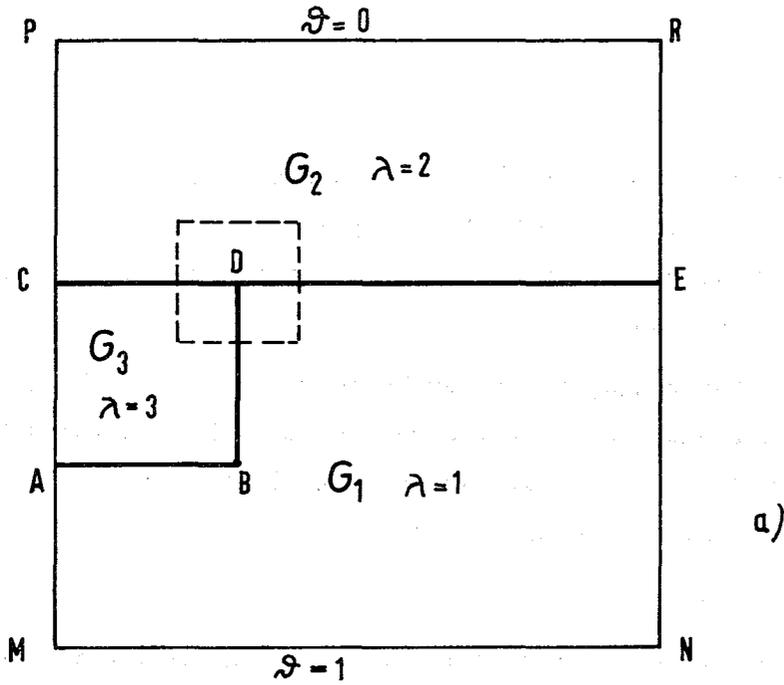


Abb.10 Werkstoff- Aufteilung im untersuchten Gebiet, Verlauf der Temperatur auf der Grenze C - D - E und Verlauf der Wärmestromdichte

1263.4 Untersuchungen zur Kühlmittelquervermischung

1. Kühlmittelquervermischung in Na-gekühlten Brennelementen

(E. Baumgärtner, H. Hoffmann, IRB)

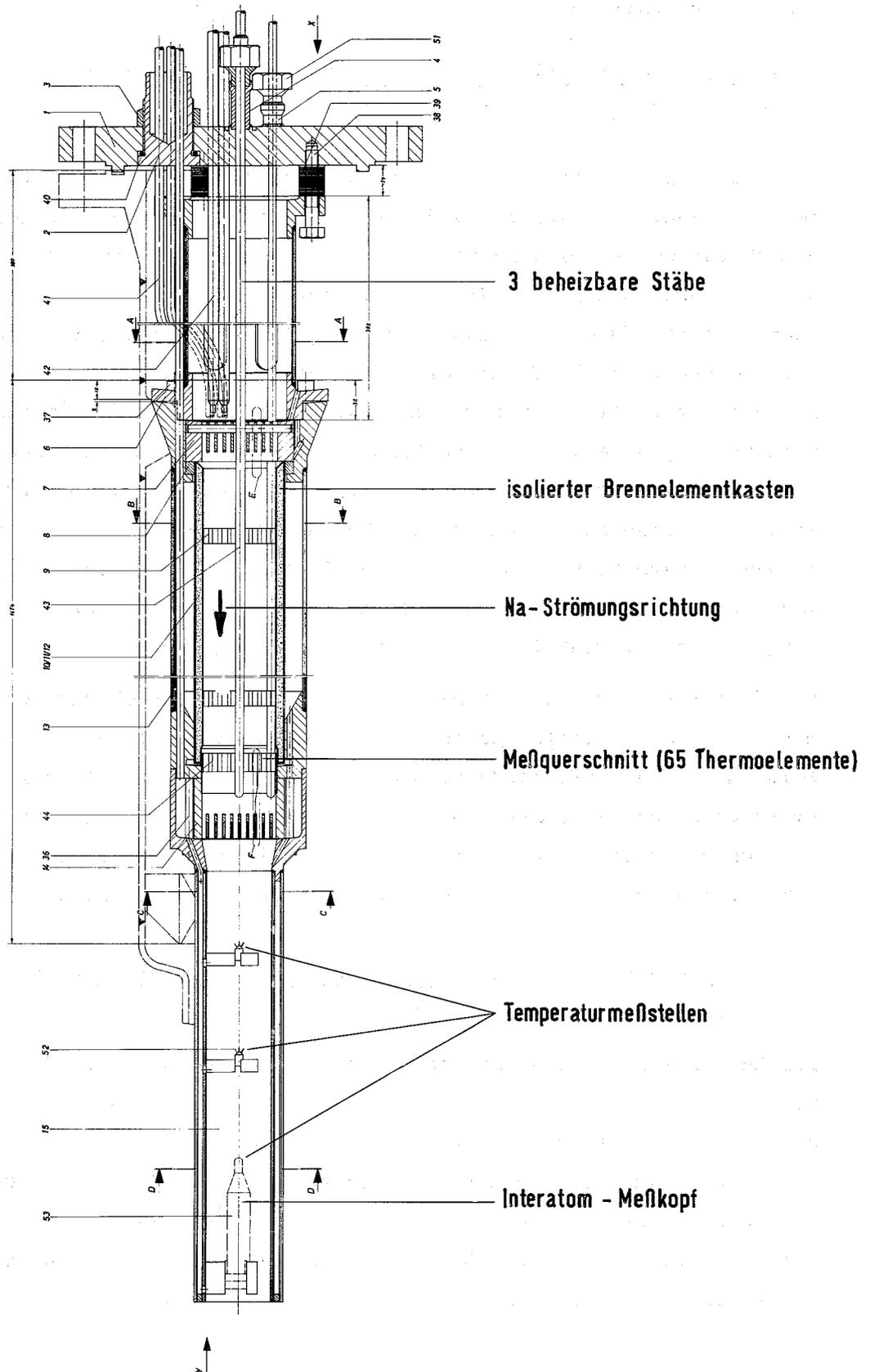
Die bisherigen Untersuchungen zur Kühlmittelquervermischung in Brennelementen mit wendelförmigen Abstandhaltern (1 Draht, 3- und 6 Wendelrippen mit verschiedenen Wendelsteigungen) wurden in einer 61-Stabbündel-Teststrecke mit den Abmessungen des SNR-Brennelementes ($p/d = 1,32$; $d = 6$ mm) durchgeführt. Um die Untersuchungen allgemeingültiger zu interpretieren, wurde eine Teststrecke für Bündel mit einem Stabmitten-Stabdurchmesser Verhältnis $p/d = 1,2$ gefertigt. In ihr kommen 61-Stabbündel mit den in den bisherigen Untersuchungen verwendeten Abstandhalterttypen und -anordnungen zum Einsatz. Die neue Teststrecke besitzt isolierte Sechskantrohre, um Wärmeverluste an das sie umgebende stagnierende Na bei Beheizung von Wand- und Eckstäben zu vermeiden. Damit sind Schiefplastexperimente und die Überprüfung von Rechenprogrammen zur thermodynamischen Core-Auslegung unter Extrembedingungen experimentell auch für $p/d = 1,2$ möglich.

Der Testeinsatz wurde - strömungsseitig dem Brennstab Bündel nachgeschaltet - mit einem von Interatom gelieferten Meßkopf ausgestattet, wie er zur Temperatur- und Durchflußüberwachung im Brennelementkopf vorgesehen ist. Um weitere für Temperaturrauschexperimente interessierende Daten erfassen zu können, wurden darüber hinaus mehrere Thermolemente in zwei Meßquerschnitten etwa 120 und 200 mm hinter dem Bündelende installiert (Abb. 11).

2. Ermittlung örtlicher Quervermischung an gitterförmigen Abstandhaltern

(H. Hahn, A. De Grande, IRB)

Die Konstruktion der Versuchsstrecke zur Untersuchung der örtlichen Quervermischung an gitterförmigen Abstandhaltern liegt vor. Zur Messung der notwendigen örtlichen Geschwindigkeits- und Temperaturfelder wurde eine Meßvorrichtung für Anemometer-Sonden entworfen (Abb. 12). Diese Vorrichtung ermöglicht es, die in den verschiedenen Unterkanälen des 19-Stabbündels (Zentral-, Rand- und Eck-Kanal) angegebenen Bereiche auszumessen. Die Verstellung in jeder Richtung erfolgt über Mikrometer.



**Abb.11 Teststrecke zur Untersuchung der Kühlmittelquer-
vermischung in strömendem Natrium**

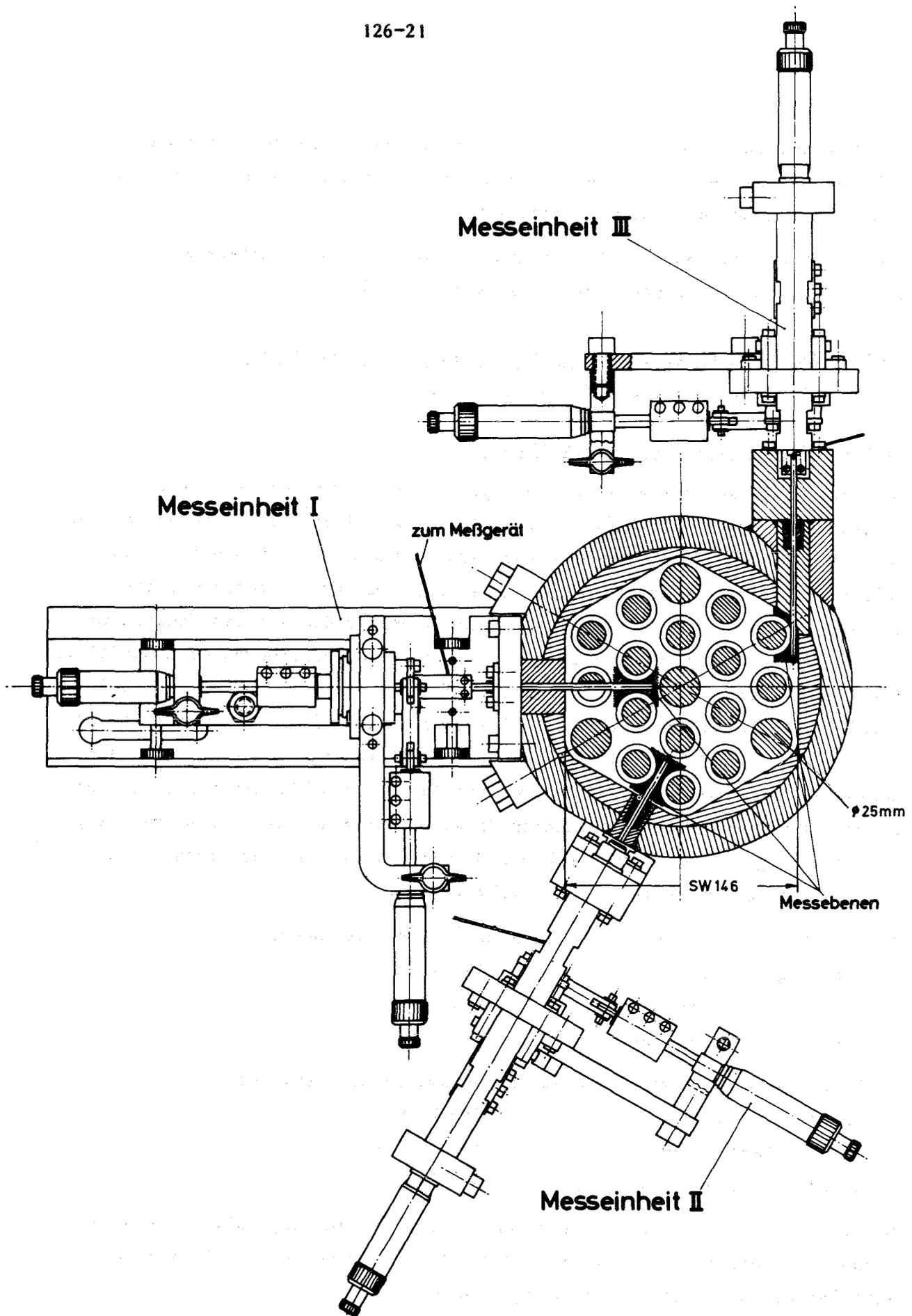


Abb12. Messvorrichtung für Anemometer

Die Meßeinheiten sind in einer Querschnittsebene des Bündels fest angeordnet. Zur axialen Messung der erforderlichen Größen wird der Abstandshalter an die Meßvorrichtung herangefahren.

Als Meß-Sonden sollen Miniatur-Anemometer von 0,89 mm Durchmesser, für den Einsatz in Wasser geeignet, eingesetzt werden.

1263.5 Entwicklung und Erprobung von elektrischen Heizstäben

(V. Casal, E. Graf, W. Hartmann, IRB)

Heizstäbe für Natrium-Siedeexperimente

Für Natriumsiedeexperimente in Brennelementbündeln werden elektrische Heizstäbe benötigt. Die Heizer sollen bis zu 250 W/cm^2 Heizflächenbelastung bei maximalen Hüllentemperaturen von 1100°C liefern. Gleichzeitig muss die Heizleistung axial konstant sein. Da das Natrium beim Durchströmen des Bündels sich um 350°C erhitzt, was einen gleichgroßen axialen Temperaturanstieg im Stromleiter zur Folge hat, werden Stromleiterwerkstoffe benötigt, deren elektrischer Widerstand temperaturunabhängig ist. Diese Eigenschaften weisen Nickelbasislegierungen auf. Sie lassen sich bis zu Stromleitertemperaturen von $1100 - 1150^\circ\text{C}$ einsetzen. Die geforderten Leistungsdaten ergeben jedoch Stromleitertemperaturen von $1300 - 1350^\circ\text{C}$. Die für diese Temperaturen geeigneten hochschmelzenden Metalle besitzen alle eine starke Temperaturabhängigkeit des elektrischen Widerstandes. Aus diesem Grunde sollen 2 Heizstabtypen entwickelt und erprobt werden.

1) Heizstäbe mit Stromleitern aus Nickelbasislegierungen.

Leistungsdichte:	170 W/cm^2
max. Na-Temperatur:	950°C
Stromleitertemperatur:	1120°C

2) Heizstäbe mit Stromleitern aus hochschmelzenden Metallen.

Leistungsdichte:	250 W/cm^2
max. Na-Temperatur:	1100°C
Stromleitertemperatur:	1350°C

Um die Kosten für die Stromversorgung niedrig zu halten, sollen die Heizstäbe einen elektrischen Widerstand von $R \approx 2 \Omega/\text{m}$ aufweisen. Dieser Wert schreibt die Stromleiterform weitgehend vor.

Heizstabtyp 1

Stromleiter in Form eines gewendelten Bandes

Heizstabtyp 2

Stromleiter in Form eines gewendelten Drahtes.

Es wurden Heizer mit einem Strömleiter aus 70/30 Ni/Cr in Form von gewendeltem Band hergestellt. Durch Variation von Bandbreite und Bandstärke liessen sich Stabwiderstände von $0,7 \Omega/m \leq R \leq 2,6 \Omega/m$ verwirklichen.

1264 Hydraulische Untersuchungen am SNR 300-Absorber

(K. Marten, IRB)

Termingemäß wurde die Fertigung der Teststrecken I und II abgeschlossen. Das Absorberstabbündel wurde von der Fa. Interatom Mitte September angeliefert. Somit konnten bis zum Ende des III. Quartals 1972 das Vermessen und die Montage der Teststrecke I abgeschlossen und die Druckprobe durchgeführt werden.

127 THERMO- UND HYDRODYNAMISCHE VERSUCHE MIT GASFÖRMIGEN MEDIEN1271.2 Grundlagenexperimente zum Impuls- und Wärmetransport in StabbündelnEichmessungen mit einem HitzdrahtAnemometer an einem Kreisrohr

(K. Rehme, INR)

In den letzten Jahren hat es sich gezeigt, daß die Gesetzmäßigkeiten für turbulente Strömungen, die an symmetrischen Strömungen (Kreisrohren und parallelen Platten) gewonnen wurden, nicht ohne weiteres auf nichtkreisförmige Kanäle übertragen werden können. Insbesondere zeigte eine Analyse experimenteller Ergebnisse mit asymmetrischen Strömungen, daß eine Koinzidenz von Geschwindigkeitsmaximum und Nullschubspannung im Gegensatz zu symmetrischen Strömungen nicht gegeben ist /1/. Da die vorliegenden experimentellen Untersuchungen nicht ausreichen, um die Besonderheiten asymmetrischer Strömungen zu beschreiben und da es darüber hinaus erforderlich zu sein scheint, die in den hoch entwickelten Rechenprogrammen zur Berechnung der Strömungs- und Temperaturverteilung in nichtkreisförmigen Kanälen enthaltenen Annahmen über die Transporteigenschaften der turbulenten Strömung experimentell zu überprüfen, wurde entschieden, diese Untersuchungen mit einem Hitzdraht-Anemometer durchzuführen. Damit die Genauigkeit der mit dem Hitzdraht-Anemometer ermittelten Ergebnisse abgeschätzt werden kann, wurden Eichversuche an einem Kreisrohr durchgeführt. Das Kreisrohr eignet sich für einen Eichversuch besonders gut, da es eine Reihe von Veröffentlichungen gibt, in denen über experimentelle Ergebnisse an Kreisrohren berichtet wird. Außerdem läßt sich bei Kreisrohren die Schubspannungsverteilung analytisch ermitteln.

Die durchgeführten Untersuchungen sind in (1) ausführlich beschrieben. Zur Auswertung wurde die von Kjellström /2/ entwickelte Methode verwendet. Die Untersuchungen wurden für Reynoldszahlen zwischen $2 \cdot 10^4$ und $2 \cdot 10^5$ für eine Rohrlänge von 75 Rohrdurchmessern durchgeführt. Die experimentellen Ergebnisse der Schubspannungsverteilung sind in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den theoretischen Werten; die gemessenen Turbulenzgrößen stimmen sehr gut mit den in der Literatur verfügbaren Werten überein.

Als Beispiel ist in Abb. 1 die axiale Turbulenzintensität, bezogen auf den zeitlichen Mittelwert der Strömungsgeschwindigkeit in Rohrmitte $\sqrt{u'^2}/\bar{u}_{\max}$, über der Reynoldszahl Re_{\max} , gebildet mit der Maximalgeschwindigkeit \bar{u}_{\max} , dargestellt. Im Vergleich mit den verschiedenen Literaturangaben zeigt sich, daß die Meßwerte gut mit den Meßergebnissen anderer Autoren übereinstimmen. Zum Vergleich werden die Meßergebnisse von Laufer; Patel; Newman und Leary; Pike, Jackson, Bourke und Page; Goldstein und Kreid; Pennell, Sparrow und Eckert sowie die Meßergebnisse von Kjellström und Sandborn verwendet. Man erhält auf diese Weise Meßwerte über einen Reynoldszahl-Bereich von $3 \cdot 10^3$ bis $1,5 \cdot 10^6$. Es zeigt sich, daß die relative Turbulenzintensität mit steigender Reynoldszahl sinkt. Die von Sandborn /3/ vorgeschlagene Beziehung

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}_{\max}} = 0.144 Re_{\max}^{-0.146}$$

gibt zwar die Sandbornschen Meßergebnisse gut wieder, jedoch nicht die zahlreichen neuen Meßergebnisse.

Auch die Gleichung

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}_{\max}} = 0.2415 Re_{\max}^{-0.189}$$

von Martin und Johanson /4/ stimmt nicht mit den Meßergebnissen überein.

Als neue Beziehung wird deshalb

$$\frac{\sqrt{u'^2}}{\bar{u}_{\max}} = 0.1128 Re_{\max}^{-0.106}$$

vorgeschlagen. Diese Gleichung gilt für Re_{\max} von $3 \cdot 10^3$ bis $2 \cdot 10^6$ und stellt einen guten Mittelwert aller Meßergebnisse dar.

Literatur:

- /1/ K. MAUBACH and K. REHME
Negative Eddy Diffusivities for Asymmetric Turbulent Velocity Profiles?, Int. J. Heat Mass Transfer 15, pp. 425 - 432 (1972)
- /2/ B. KJELLSTRÖM and S. HEDBERG
Calibration Experiments with a DISA Hot-Wire Anemometer,
Report AE-338 der Aktiebolaget Atomenergie, Stockholm (1968)
- /3/ V.A. SANDBORN
Experimental Evaluation of Momentum Terms in Turbulent Pipe Flow, Report NACA 3266 (1954)
- /4/ G.Q. MARTIN and L.N. JOHANSON
Turbulence Characteristics of Liquids in Pipe Flow
A.I.Ch.E. Journal 11 (1), pp. 29 - 33 (1965)

Veröffentlichungen im Berichtszeitraum

- (1) K. Rehme
Untersuchungen der Turbulenz- und Schubspannungsverteilung an einem Kreisrohr mit einem Hitzdraht-Anemometer
KFK-Bericht 1642 (Juli 1972)

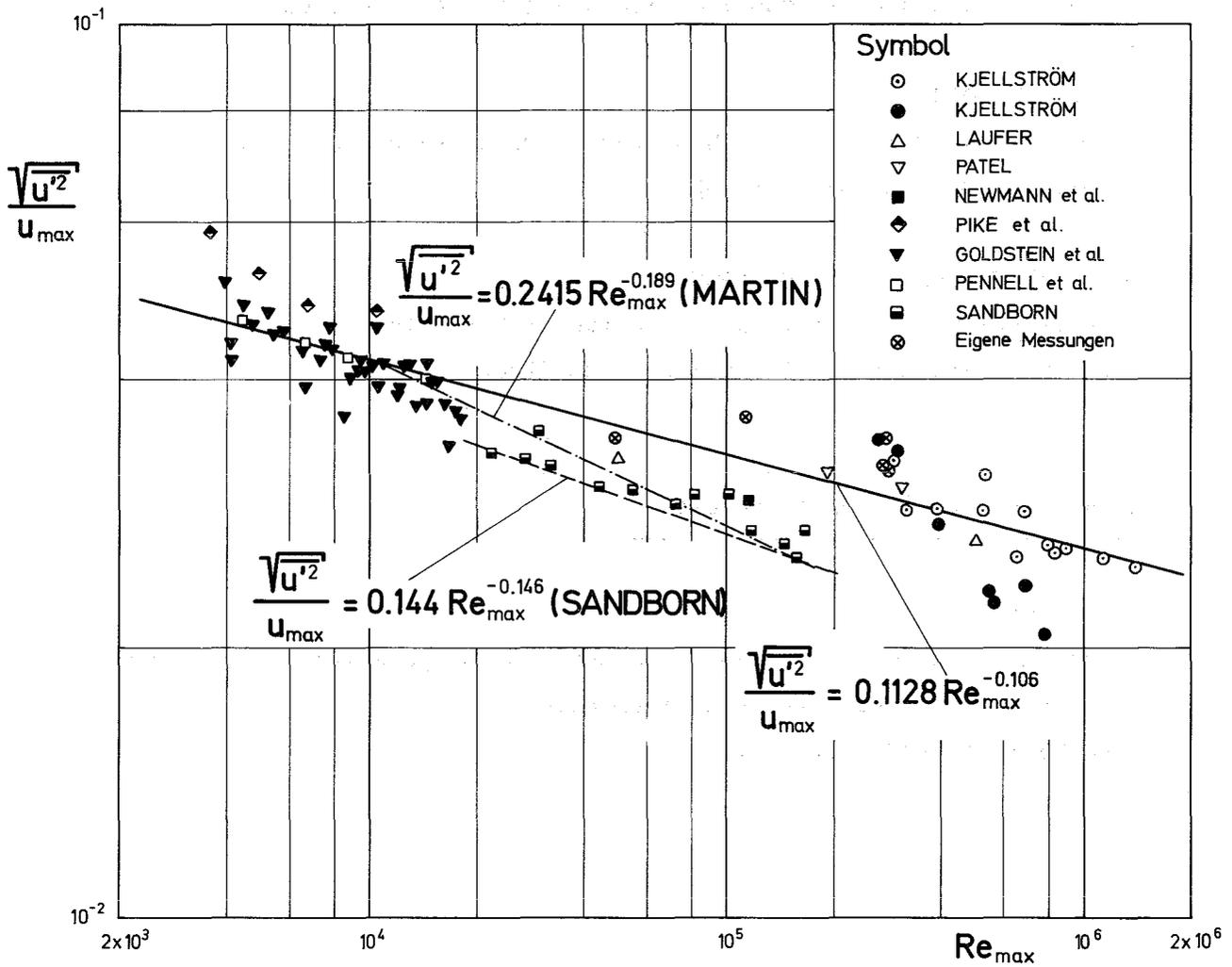


Abb. 1

Axiale Turbulenzintensität in Rohrmitte

128 ENTWURFSSTUDIEN ZU GAS- UND DAMPFGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN1285 Studien zu dampfgekühlten schnellen Reaktoren

(Zusammengestellt von F. Erbacher, IRB und G. Lill, AEG)

Im Berichtszeitraum konzentrierten sich die Arbeiten auf die Untersuchung der hypothetischen Unfälle, insbesondere auf die Analyse der Störfallabläufe und ihrer Auswirkungen.

Die hypothetischen Störfallsituationen beim DSR sind gekennzeichnet durch folgende Ereignisse: Gleichzeitiger Ausfall aller Kühlmittelgebläse oder Kühlmittelverlust infolge Rohrbruchs, jeweils bei zusätzlichem Versagen sämtlicher Abschaltssysteme; zu schnelles Lenzen bei ungewollt reaktivem Kern; Reaktivitätsstörfälle durch ungewollte Bewegungen der Regel- oder Abschaltstäbe.

Für die quantitative Analyse derartiger Störfallabläufe wurden verschiedene Modelle und Rechenprogramme entwickelt.

Für den Unfall "Ausfall aller Gebläse" liegt bisher ein vereinfachtes Modell vor, das sehr positive Ergebnisse erbracht hat. Durch den beim DSR vorliegenden hohen Dopplerkoeffizienten der Reaktivität wird bei einer Reduktion des Kühlmitteldurchsatzes der Leistungsanstieg bei Erreichen von 180% der Nennleistung zunächst abgefangen. Durch Verfeinerung und Verbesserung des Rechenmodells muß dieses Ergebnis noch erhärtet werden.

Bei der Behandlung des Lenzunfalls, bei dem während des Lenzens durch ungewollten Kühlmittelverlust dem Reaktorkern sehr rasch Reaktivität zugeführt wird, wurden die denkbaren Unfallsituationen untersucht; erste Rechnungen haben begonnen.

Weitere Arbeiten auf den Gebieten Reaktivitätsunfälle und Kühlmittelverlustunfall haben erste vorläufige Ergebnisse gebracht.

Als Folge der hypothetischen Unfälle kann es zu einer Bethe-Tait-Exkursion kommen, die erhebliche Energien freisetzt. Umfangreiche Parameterrechnungen mit dem Programm FAUN zur Auswirkung von Bethe-Tait-Unfällen, ausgehend vom unzerstörten Kern und vom zusammengeschmolzenen Kern, haben zu dem Ergebnis geführt, daß selbst bei Annahme eines extrem hohen Wirkungsgrades

(kinetische Energie/Exzessenergie) von 0,1 die Bruchgrenze des DSR-Druckgefäßes nicht erreicht wird. Nach Abschluß und Dokumentation der FAUN-Rechnungen wurde mit Verbesserungen am Rechenverfahren begonnen, um auch die Effekte der Brennstoffverschiebung und der Dampfverdrängung während der Exkursion angemessen berücksichtigen zu können.

Von großer Bedeutung für die sicherheitstechnische Beurteilung eines Reaktorkonzeptes sind die Auswirkungen von Durchsatzstörungen des Kühlmittelflusses. Die Rechnungen haben ergeben, daß die Brennstoffhülle erst bei Kühlkanalblockaden schmilzt, die den Dampfstrom auf 30 bis 35% des Nenndurchsatzes verringern. Um die Einleitung schwerwiegender Unfälle durch Schadenspropagation zu vermeiden, ist eine geeignete Instrumentierung zur rechtzeitigen Erkennung von Durchsatzverringern vorgesehen.

Es wurde ein Halbjahresbericht erstellt, in dem die Ergebnisse der ersten Auslegungs- und Sicherheitsarbeiten der AEG für einen dampfgekühlten schnellen Brüter ausführlich dargestellt sind.

129 ENTWURFSARBEITEN ZU NATRIUMGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN1291 Forschungsarbeiten zur Reaktorauslegung(R. Meyder, IRE)¹⁾

Die Lösung der laminaren Navier-Stokes-Gleichung wurde inzwischen erfolgreich abgeschlossen. Derzeit wird eine Parameterstudie zur Bestimmung der kleinsten Maschenzahl zur Darstellung des charakteristischen Ausschnitts (Abb. 1) und zur Bestimmung des kleinsten beherrschbaren P/D-Verhältnisses durchgeführt. Dabei wurde für ein P/D-Verhältnis von 1,25 bei nur 20x20 Punkten noch gute Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Rehme $\overline{[1]}$ erzielt. Obwohl in $\overline{[1]}$ nur 1/6 der hier berechneten Fläche erfasst wird, wurde dabei etwa die zehnfache Menge an Maschenpunkten benötigt.

In Abb. 2 sind die Isotachen der laminaren Strömung gezeigt. Das Bild wurde mit dem Feld von 20x20 Punkten gewonnen. Als Test für die Güte der Lösung kann die Prüfung der Symmetrielinien unter 30 bzw. 60 ° und der Nullschubspannungslinie dienen. Auch hierbei kann festgestellt werden, daß die Lösung sehr gut ist. Die minimalen Abweichungen in der Symmetrielage sind darauf zurückzuführen, daß bei der Bestimmung der Lage der Isotachen die Geschwindigkeit und die Ortskurve zwischen den Maschenpunkten linear interpoliert wurden. Die Inkremente zwischen den Isotachen wachsen in Richtung abnehmender Geschwindigkeit quadratisch an.

Literatur: $\overline{[1]}$ CIT 43, S. 962 ÷ 966 (1971)Veröffentlichung zu 129:²⁾

(1) U. Hitzschke:

Untersuchung über die Möglichkeit des Einsatzes von Heat Pipes in Dampferzeugern natriumgekühlter Reaktoren.

KFK 1664

1) Letzter Bericht: KFK 1272/1

2) Mit dieser Studie sind die Arbeiten der GfK zu diesem Thema abgeschlossen. Vgl. KFK-Bericht 1272/2, S. 129-5

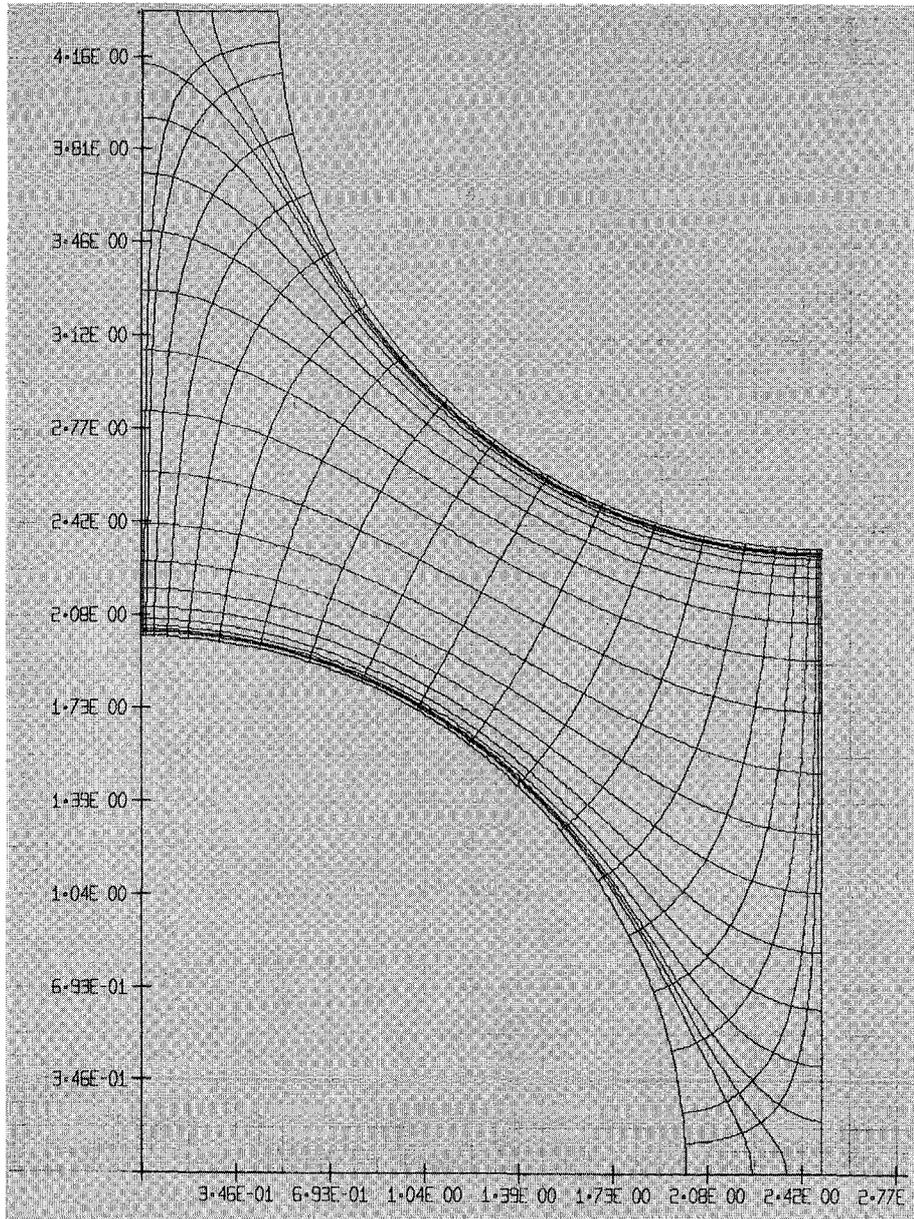


Abb. 1: Darstellung eines charakteristischen Ausschnitts eines Brennstabbindels
 $P/D = 1.25$ Maschenzahl : 20×20

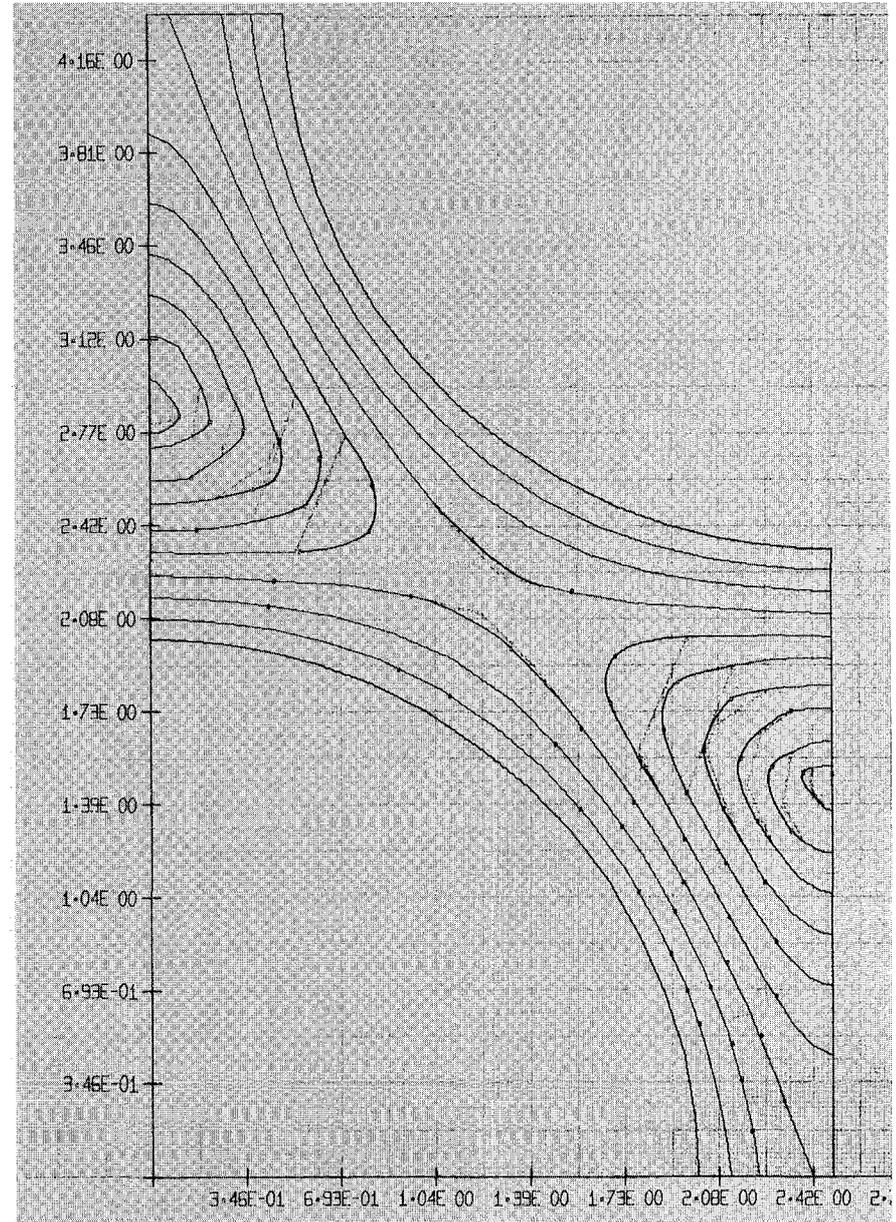


Abb. 2: Isotachen einer Laminarströmung mit dem Maschennetz von Abb. 1 berechnet