

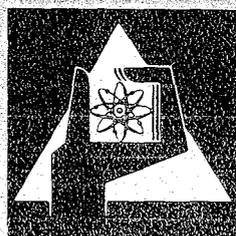
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

April 1977

KFK 1276/4

Projekt Schneller Brüter

**4. Vierteljahresbericht 1976**



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

**KARLSRUHE**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1276/4

Projekt Schneller Brüter

4. Vierteljahresbericht 1976

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe



### Zusammenfassung

Der Bericht beschreibt Arbeiten des 4. Vierteljahres 1976, die im Rahmen des Projektes Schneller Brüter (PSB) bei der Gesellschaft für Kernforschung mbH in Karlsruhe oder in deren Auftrag durchgeführt worden sind.

Einige der wesentlichen Ergebnisse aus den Teilprojekten:

#### Brennstabentwicklung (1.12):

Hüllrohrbelastungen durch Änderungen des Leistungsniveaus eines Brütters wurden modelltheoretisch bestimmt. Unter den Voraussetzungen (z.B. über Rißausheilung), die der Berechnung zugrundeliegen, führen die Belastungswerte auch bei Oxidbrennstoff mit hoher Dichte nicht zu einer merklichen Verformung des Hüllrohrs. Verschärft wirken diese Belastungen jedoch u.a. durch Innenkorrosion. Die damit verbundenen Änderungen der mechanischen Hüllrohrmaterialeigenschaften des Stahls 1.4981 führen aufgrund von Versuchen mit Brennstoff-Spaltproduktmischungen zu der Forderung, Leistungsänderungen derart vorzunehmen, daß die Verformungsgeschwindigkeit der Hülle infolge der thermischen Differenzdehnung zwischen Brennstoff und Hülle weniger als 1 % /h beträgt. Für sehr niedrigen Abbrand (bis 1,6 %) ergibt sich aus einem Bestrahlungsversuch im FR 2 (Loop-Vg. 5), daß auch bei sehr "rauen" Leistungszyklen keine plastischen Hüllrohraufweitungen zu erwarten sind.

Ohne Störungen ist in dem Versuch Mol 7D ein 19-Stab-Bündel bestrahlt worden. Die Stäbe hatten oxidischen Brennstoff, ihre Hüllrohre je 6 integrale Wendelrippen als Abstandshalter. Erreicht wurde ein mittlerer Abbrand von etwa 80 000 MWd/t; gemessen und mit Auslegungsdaten verglichen wurden die Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen am oberen Ende des Bündels. - Von dem Bestrahlungsexperiment Mol 7B, bei dem ausgedehnte Hüllrohrschäden aufgetreten waren, liegen Nachuntersuchungsergebnisse über ausgeschwemmte Brennstoffpartikel vor.

Im Hinblick auf geplante Karbidbrennstab-Bestrahlungsversuche im HFR Petten und in der KNK II sind theoretische Untersuchungen der zu erwartenden Temperaturen und mechanischen Spannungen, des Wärmedurchgangs im Spalt zwischen Brennstoff und Hülle, sowie der Thermohydraulik im Kühlmittel durchgeführt worden.

#### Materialuntersuchungen (1.13) und Korrosionsversuche (1.14):

Im Labor durchgeführte Rohrrinnendruck- und Zeitstandversuche an unbestrahlten Hüllrohren aus dem Stahl 1.4981 zeigten die besten Resultate bzgl. Kriechfestigkeit, Duktilität und Zeitstandfestigkeit bei 10%iger Kaltverformung. Für den Stahl 1.4970 im "Industriezustand" wurden Zugfestigkeitseigenschaften in Abhängigkeit von der Prüftemperatur sowie das Zeitstands- und Kriechverhalten bestimmt.

Im Experiment Rapsodie I als Hüllwerkstoff bestrahlter Stahl 1.4970 ist nachuntersucht worden. Dabei wurde u.a. die Abhängigkeit der 0,2-Dehngrenze und der Gleichmaßdehnung von der Bestrahlungs- bzw. Prüftemperatur bestimmt. - Im Rahmen des Sicherheitsprogramms wurden Art und Größe der durch Störfälle bewirkten Hüllrohrbeanspruchung analysiert. Entsprechende Temperaturzyklerversuche lieferten Hinweise auf beschleunigte Kriechvorgänge.

An Stäben von Rapsodie I durchgeführte Dichtemessungen an Hüllrohrsegmenten ergaben Aussagen über Dosis- und Temperaturabhängigkeit des strahlungsinduzierten Schwellens.

Nachuntersuchungen an den Hüllrohrproben aus dem 10 000 h Natriumkorrosionsversuch ergaben eine Aufkohlung bis zu etwa 0,15 % C bis zu einer Tiefe von über 0,3 mm, also über 80 % des Querschnitts der Proben.

#### Physik (1.21 und 1.22):

Die Auswertung der  $\gamma$ -Produktionsquerschnitte von Cr und Ni im Energiebereich von der Schwelle bis etwa 14 MeV Neutronenenergie wurde abgeschlossen. Ferner

liegen Ergebnisse der Berechnung der Spaltquerschnittverhältnisse von Pu-239 und von Pu-240 zu U-235 vor.

Es wird gezeigt, daß für die Interpretation von Reaktionsratenmessungen in üblichen Anordnungen der Nullenergieanlage SNEAK die genaue Form der für die Gruppenkonstantenerstellung benutzten Wichtungsfunktion im allgemeinen unerheblich ist. Gegenüber dem üblichen Vorgehen unter Benutzung des KFKINR-Satzes bringt eine verbesserte Methode nur eine Veränderung der Bruttoreate bis zu 0,5 %.

Zur Lösung der Multigruppendiffusionsgleichungen wurde ein Rechenprogramm für Dreiecks-Z-Geometrie entwickelt. Es soll vor allem für Auslegungsrechnungen und für die Berechnung von Reaktivitätskoeffizienten großer Natriumbrüter eingesetzt werden.

#### Sicherheit (1.23 bis 1.25):

In einer Analyse von Kühlmittelverlustunfällen eines großen Natriumbrüters werden Möglichkeiten vorgeschlagen, auf konstruktivem Wege die Bildung positiver Na-Void-Rampen, die infolge Na-Sieden auftreten können, zu reduzieren.

Bei den geplanten Transientenversuchen im Reaktor CABRI sollen u.a. Instrumente zur Detektion von Gas- und Dampfblasen in Natrium eingesetzt werden. Out-of-pile Erprobungen sind abgeschlossen.

Zur Beobachtung von Brennstoffbewegungen in der CABRI-Teststrecke wurde ein Neutronenhodoskop entwickelt. Es wird ab Frühjahr 1977 am Reaktor installiert.

Zur Simulation einer Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung mit Hilfe von Thermit haben Vorversuche ergeben, daß dieses Verfahren durchführbar ist. Bei der theoretischen Behandlung dieser Wechselwirkung werden Ergebnisse des Cho-Wright-Modells mit denen eines neueren Modells verglichen.

Es wird über eine Studie berichtet, die sich mit Versuchen zur Nachwärmeabfuhr nach Unfällen befaßt, sowie über Experimente zur Ausbreitung einer Volumenbeheizten Schmelze in einem löslichen Bett.

Im BR 2 sind Thermolemente, mit denen Brennelementaustrittstemperaturen gemessen werden sollen, mit Erfolg erprobt worden. Die Entwicklung von Dauermagnet-Durchflußmessern, die für einen späteren Einsatz am Brennelementaustritt in Frage kommen, wurde abgeschlossen. Zunächst soll ein Versuchseinsatz des Kühlmittelverlustexperiments Mol 7C mit einer Sonde dieses Typs bestückt werden.

In Versuchen zur Aerosolfreisetzung aus heißen und siedenden Na-Lachen wurden Na-Verdunstungsraten zwischen 350 und 900 °C bestimmt.

#### Technologie (1.26 bis 1.29):

Reibversuche in Natrium betrafen die Ermittlung von Alternativwerkstoffen für Brennelement-Distanzpflaster, und ferritische Stähle als mögliche back-up-Lösung für austenitische Struktur- und Hüllwerkstoffe. Mit den Paarungen Ferritstahl gegen Hartlegierung wurden erheblich günstigere Reibkoeffizienten und geringere Verschleißraten als mit Paarungen "Stahl gegen Stahl" gemessen.

Die Entwicklung elektrischer Heizstäbe der beiden geforderten Leistungsstufen ist abgeschlossen. Bisher wurden die Stäbe der Entwicklungsstufe I in 7-Stab-Bündeln und in einem 169-Stab-Bündel (mit 88 beheizten Stäben) erfolgreich unter Siedebedingungen eingesetzt.

Dieser Bericht wurde zusammengestellt von R. Hüper.

### Summary

The report describes work performed within the 4th quarter of 1976 at the Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe, or on its behalf within the framework of the Fast Breeder Project.

Here are some of the most important results achieved in specific project areas:

#### Fuel Rod Development (1.12):

Cladding tube stresses brought about by changes in the power level of a breeder reactor have been determined by model theory. Under the conditions underlying the calculation (e.g., about crack healing) the stress levels do not result in major deformation of the cladding tube, even in the case of high density oxide fuel. However, the stresses ~~may~~ have a stronger impact, among other factors, as a result of internal corrosion. The resultant changes in the mechanical properties of cladding tube materials of the 1.4981-type steel have led to the requirement, as a consequence of experiments carried out with fuel-fission product mixtures, to implement power changes in such a way that the deformation rate of the cladding due to differential thermal expansion of the cladding and the fuel is less than 1%/h. For very low burnup (up to 1.6%) it was found in an in-pile test in the FR 2 (Loop Test Facility No. 5) that no permanent strain of the cladding tubes must be expected even as a result of very "rough" power cycles.

A 19-rod bundle was irradiated without any failures in the Mol 7D experiment. The rods contained oxide fuel; their cladding tubes each held 6 integral helical fins as spacers. The mean burnup achieved was about 80 000 MWd/t. The coolant temperatures in the subchannels at the upper end of the bundle were measured and compared with the design data.-Postirradiation examination results about fuel particles flushed out have now emerged from the Mol 7B irradiation experiment in which extensive cladding tube failures had occurred.

With respect to planned carbide fuel rod irradiation experiments to be carried out in the Petten HFR and in the KNK II, theoretical studies have been performed about the anticipated temperatures and mechanical stresses, the heat transfer in the gap between the fuel and the cladding, and the thermohydraulics of the coolant.

Materials Studies (1.13) and Corrosion Experiments (1.14):

Internal tube pressure tests and stress-rupture tests carried out in the laboratory on unirradiated cladding tubes made of 1.4981 steel exhibited the best results with respect to creep strength, ductility and stress-rupture strength in the 10% cold worked state. For 1.4970 steel in the "as supplied by industry" condition tensile strength properties were measured as a function of the test temperature, and the stress-rupture and creep behavior was ascertained.

1.4970-type steel irradiated as a cladding material in the Rapsodie I experiment has meanwhile been examined under postirradiation conditions. Among other factors, the dependence on the irradiation and test temperatures, respectively, of the 0.2 yield strength and the uniform elongation was determined. Within the safety program the type and magnitude of the cladding tube stresses resulting from incidents were analyzed. Temperature cycling tests carried out to this effect furnished information about accelerated creep phenomena.

Density measurements carried out on cladding tube segments of rods of Rapsodie I provided information about the dose and temperature dependence of radiation induced swelling.

Post-examination of the cladding tube samples from the 10 000 h sodium corrosion test indicated carburization up to 0.15% C down to a depth of more than 0.3 mm, which is more than 80% of the cross section of the specimens.

Physics (1.21 and 1.22):

The evaluation of the  $\gamma$ -production cross sections of Cr and Ni in the energy range between the threshold and approximately 14 MeV neutron energy has been finished. Moreover, results are now available about the calculations of the fission cross section ratios of Pu-239 and Pu-240 relative to U-235.

It is shown that for an interpretation of reaction rate measurements in the usual assemblies of the SNEAK zero power facility the accurate shape of the weighting function used to generate the group constants in general is of no importance. Relative to the usual procedure, in which the KFKINR set is used,

the improved method changes the breeding ratio only by up to a maximum of 0.5%.

For the solution of the multi-group diffusion equations a computer program for triangular Z-geometrie has been developed. It will be used especially for design calculations and to calculate the reactivity coefficients of large sodium-cooled breeder reactors.

Safety (1.23 to 1.25):

In an analysis of loss-of-coolant accidents of a large sodium cooled breeder reactor possibilities are suggested to reduce, by design measures, the formations of positive sodium void ramps which could occur as a consequence of sodium boiling.

In the transient experiments planned for the CABRI reactor also instruments will be used to detect gas and steam bubbles in sodium. Out-of-pile testing has been completed.

A neutron hodoscope has been developed to observe fuel movements in the CABRI test section. It will be installed in the reactor in the spring of 1977.

With respect to the simulation of a fuel-sodium interaction by means of thermite, preliminary tests have indicated the feasibility of this technique. In the theoretical treatment of this interaction the results obtained by the Cho-Wright model are compared with those of a more recent model.

A study is described which deals with experiments designed to treat the decayheat removal following accidents; in addition experiments concerned with the propagation of a volume-heated melt in a soluble bed are outlined.

Thermocouples to be used to measured fuel element outlet temperatures have been successfully tested in the BR 2. The development of permanent magnetic flowmeters, which could later on be used at fuel element outlets, has been finished. First of all, a test rig of the Mol 7C loss-of-coolant experiment is to be equipped with a probe of this type.

In experiments relating to aerosol releases from hot and boiling sodium pools sodium evaporation rates between 350 and 900 °C have been determined.

Technology (1.26 to 1.29):

Wear tests in sodium were conducted to find alternative materials for fuel element distance pads and ferritic steels as potential back-up solutions for austenitic structural and cladding materials. Ferritic steel on a hard alloy gives rise to much more favorable friction coefficients and lower wear rates than steel-on-steel combinations.

The development of electric heater rods of the two power levels required has been completed. So far, the rods developed in stage I have been successfully used under boiling conditions in 7-rod bundles and in one 169-rod bundle (with 88 heated rods).

### Erläuterungen

Die Einzelbeiträge sind durch \*, F und/oder G gekennzeichnet, je nachdem, ob sie vorwiegend dem Bauzugehörigen F+E-Programm des SNR 300, dem SNR-Folgeprogramm (für einen Demonstrations-SNR) oder dem Grundlagenprogramm (Material- bzw. Kühlmittelalternativen, reaktor-physikalische Grundlagen) zuzuordnen sind.

Zur Erleichterung der Suche nach früheren Berichten, deren Fortsetzung der jeweils vorliegende Beitrag bildet, wird der betreffende frühere PSB-Vierteljahresbericht zitiert. Fehlendes Zitat bedeutet stets, daß der letzte Beitrag im unmittelbar vorhergehenden PSB-Vierteljahresbericht erschienen ist.

Die folgenden Institute der GfK haben zu dem vorliegenden Vierteljahresbericht beigetragen:

- IAK = Institut für angewandte Kernphysik
- IMF = Institut für Material- und Festkörperforschung
- INR = Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
- IRB = Institut für Reaktorbauelemente
- IRCh = Institut für Radiochemie
- IRE = Institut für Reaktorentwicklung
- LAF = Laboratorium für Aerosolphysik und Filtertechnik.

An den Arbeiten zu Punkt 1.23.43 beteiligt sich das Kerntechnische Institut der Technischen Universität (TU) Hannover, an 1.23.44 das Centre d'Etudes Nucléaires (SCK/CEN) Mol.

Inhaltsübersicht +)

- 1.12 BRENNSTABENTWICKLUNG
- 1.13 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG
- 1.14 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN
- 1.21 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE
- 1.22 REAKTORTHEORIE
- 1.23 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN
- 1.24 INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERNÜBERWACHUNG
- 1.25 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT
- 1.26 NATRIUM-TECHNOLOGIE-VERSUCHE
- 1.27 THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE VERSUCHE IN GAS
- 1.29 ENTWURFSSTUDIEN ZU NATRIUMGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN

+ ) Teilprojekte mit den dazugehörigen PSB-Kennzahlen.

Die Seiten sind innerhalb jedes Teilprojektes durchnumeriert.

---

Zum Druck eingereicht im März 1977

1.12 BRENNSTABENTWICKLUNG1.12.0 Brennstabmodelltheorie, -auslegung und -spezifikation (Oxid)\*

1. Eine modelltheoretische Studie über den Einfluß von Fertigungsdichte und Rißtiefe auf die mechanische Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hüllrohr  
(H. Elbel, IMF )

Die Erfahrung, die bei der Bestrahlung von Schnellbrüterbrennstäben mit oxidischem Brennstoff gesammelt wurde, läßt erkennen, daß Verformungen des Hüllrohrs durch mechanische Wechselwirkung zwischen diesem und dem Brennstoff nicht bei stationärem Betrieb, wohl aber infolge von Änderungen des Leistungsniveaus erwartet werden müssen /1,2/. Eine derartige Änderung stellt z.B. die Erhöhung der Stableistung nach einer längeren Betriebszeit des Brennstabes unter Teillast dar. Die Belastung des Hüllrohrs wird bei einer solchen Leistungserhöhung durch den Überschuß der thermischen Ausdehnung des Brennstoffs gegenüber der des Hüllrohrs verursacht. Die Größe der Belastung ist zum einen davon abhängig, ob während der Teillastphase bereits ein Kontakt zwischen Brennstoff und Hüllrohr erreicht wurde. Sie wird zum anderen durch die mechanische Festigkeit des Brennstoffs bestimmt, die wiederum von dessen Dichte und dessen Rißstruktur abhängt. Dieser Zusammenhang soll im folgenden mit Ergebnissen einer Parameterstudie verdeutlicht werden.

Dieser Studie liegen Auslegungs- und Betriebsdaten eines Brennstabes vom Typ SNR-300 Mark Ia zugrunde. Sie wurde mit der Version 1b des Rechenprogrammsystems SATURN durchgeführt. Es wurde angenommen, daß der Brennstab nach einer Umstrukturierungsphase über längere Zeit mit 60 % der Nominalleistung betrieben wird und daß es in dieser Zeit zum Kontakt zwischen Brennstoff und Hüllrohr kommt. Es wurde weiter angenommen, daß aus diesem Zustand die Stableistung quasi-kontinuierlich in einem Zeitraum von 10 h auf 100 % der Nominalleistung gebracht wird.

Die Belastung des Hüllrohrs, die bei dieser Leistungserhöhung durch die Modellrechnungen vorausgesagt wird, wird anhand einiger beispielhafter Ergebnisse in den Abb. 1 bis 4 veranschaulicht. Sie zeigen den zeitlichen

Verlauf des Kontaktdruckes am Ort des Maximums der axialen Verteilung der Stabileistung (Maximum der thermischen Differenzdehnung Brennstoff/Hülle) bzw. als Maß für die Belastung des Hüllrohrs dessen Tangentialspannung an der Stelle des maximalen Kontaktdruckes. Als Parameter waren gewählt worden:

- eine Ausgangsdichte des Brennstoffs von 86,5 und 90 % th.D. und
- eine Tiefe radialer Risse in der äußeren Zone der Brennstofftablette, definiert als  $(r_a - r_{Ri}) / (r_a - r_i)$ , von 0 und 10 % bei 60 % der Nominalleistung (mit  $r_a, r_i$  = Außen- bzw. Innenradius der Brennstofftablette und  $r_{Ri}$  = Radius, an dem die radialen Risse im Heißzustand enden).

Mit der Annahme einer völligen Rißausheilung unter Teillast wird die obere Grenze der möglichen Hüllrohrbelastung an der betrachteten axialen Position abgeschätzt. Das Vorhandensein radialer Risse vermindert die mechanische Festigkeit des Brennstoffs und damit die Belastung des Hüllrohrs. Mit zunehmender Dichte des Brennstoffs steigt dagegen seine mechanische Festigkeit aufgrund der Abnahme seiner Kriechfähigkeit an /3,4/. Die Belastung des Hüllrohrs nimmt zu.

Die vorausgesagten Belastungswerte führen auch bei dem Brennstoff mit höherer Dichte nicht zu einer merklichen Verformung des Hüllrohrs, da dessen mechanische Festigkeit ausreicht, dem Festkörperdruck des Brennstoffs zu widerstehen. Die Hüllrohrmittentemperatur an der betrachteten Stelle beträgt rund 520 °C. Bei dieser Temperatur sind die zu erwartenden Kriechverformungen vernachlässigbar klein. Die berechneten Hüllrohrspannungen liegen weit unterhalb der Streckgrenze  $\sigma_{0,2}$ , die bei 500 °C im unbestrahlten Zustand 310 N/mm<sup>2</sup> und im bestrahlten Zustand 450 N/mm<sup>2</sup> beträgt /5/, so daß auch keine plastischen Verformungen auftreten. Die Belastung des Hüllrohrs wird unter den betrachteten Verhältnissen allein durch Kriech- und plastische Verformung des Brennstoffs abgebaut.

---

/1/ D. Brucklacher, W. Dienst, H. Zimmermann:  
Beitrag in KFK 1999, Sept. 1974, S. 59

/2/ H. Elbel: Beitrag in KFK 1999, Sept. 1974, S. 203

/3/ D. Brucklacher, W. Dienst: J. Nucl. Mat. 42 (1972) 285

/4/ D. Brucklacher: Beitrag in KFK 1273/4, März 1974, S. 112-31

/5/ Ch. Wassilew: pers. Mitteilung

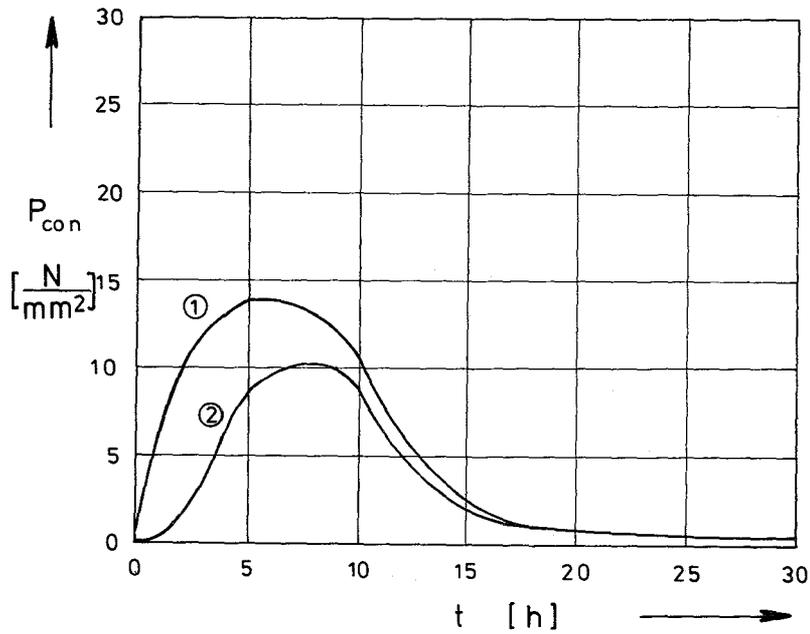


Abb. 1 Zeitlicher Verlauf des Kontaktdruckes bei einer Erhöhung der Stableistung von 60 % auf 100 %,  $\chi_{100} = 355$  W/cm,  $\Delta t = 10$  h,  $\rho_T = 86,5$  %, Rißtiefe: 0 % (1), 10 % (2)

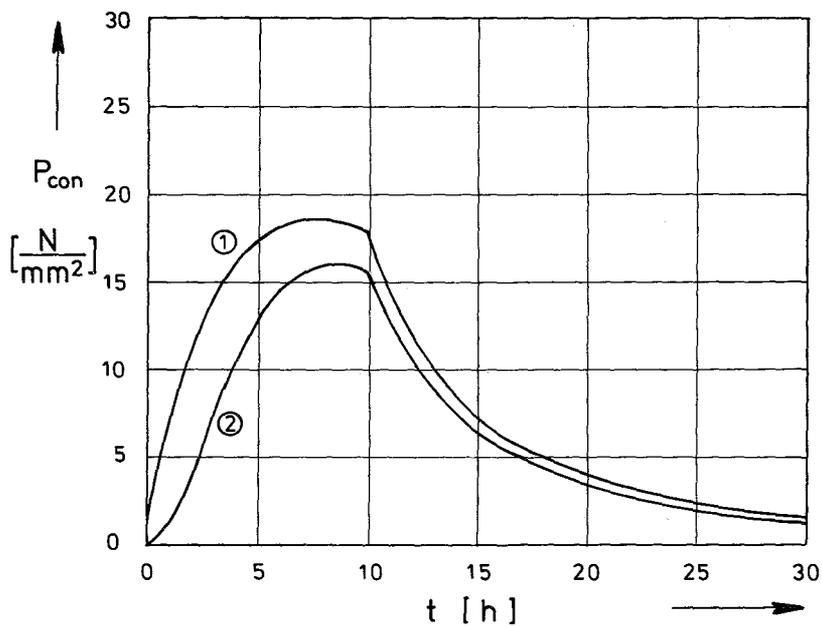


Abb. 2 Zeitlicher Verlauf des Kontaktdruckes bei einer Erhöhung der Stableistung von 50 % auf 100 %,  $\chi_{100} = 355$  W/cm,  $\Delta t = 10$  h,  $\rho_T = 90$  %, Rißtiefe: 0 % (1), 10 % (2)

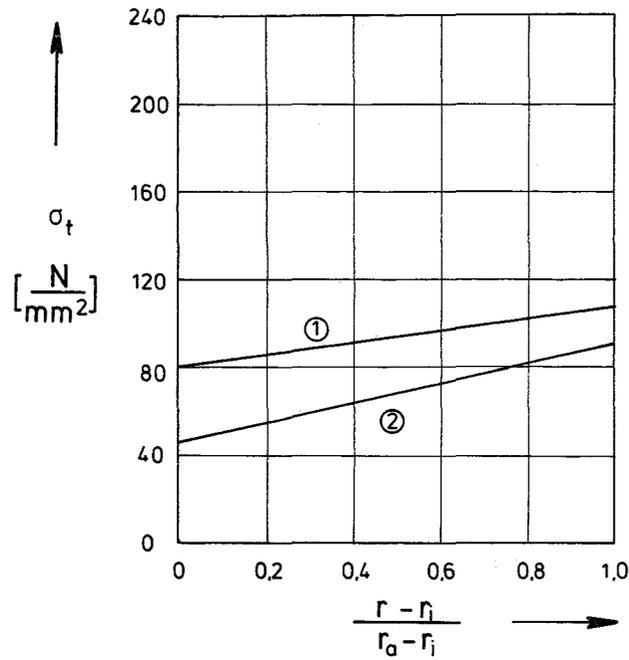


Abb. 3 Tangentialspannung über den Hüllrohrquerschnitt an der Stelle maximalen Kontaktdruckes,

$x_{100} = 355 \text{ W/cm}$ ,  $\Delta t = 10 \text{ h}$ ,  $\rho_T = 86,5 \%$ ,  
 Rißtiefe: 0 % (1), 10 % (2)

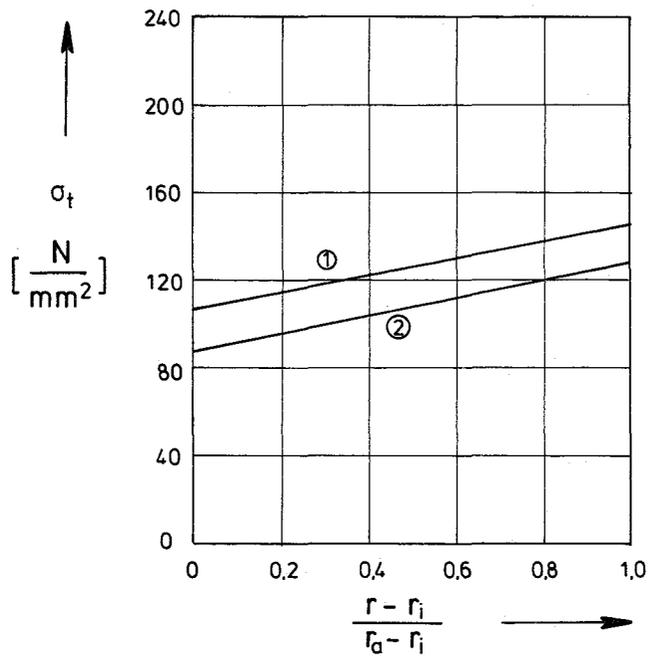


Abb. 4: Tangentialspannung über den Hüllrohrquerschnitt an der Stelle maximalen Kontaktdruckes,

$x_{100} = 355 \text{ W/cm}$ ,  $\Delta t = 10 \text{ h}$ ,  $\rho_T = 90 \%$ ,  
 Rißtiefe: 0 % (1), 10 % (2)

2. Analyse des Wärmedurchgangs durch die Kontaktzone zwischen Brennstoff und Hüllrohr bei dem Bestrahlungsexperiment FR 2-KVE-Vg. 5a

(J. López Jiménez, H. Elbel, IMF)

Mit der Versuchsgruppe 5a wurden im FR 2 drei Kapseln mit jeweils drei Prüflingen bestrahlt, die Oxid-Brennstofftabletten verschiedener Dichte enthielten /1/. Die Bestrahlungszeit der drei Kapseln war unterschiedlich lang. Aufgrund des geringen Fertigungsspalt (45  $\mu\text{m}$  radial) und den relativ hohen Stableistungen herrschte bereits mit Beginn der Bestrahlung Kontakt zwischen Brennstofftablette und Hüllrohr. Die Versuchsgruppe 5a bietet demnach die Möglichkeit, Aussagen über den Wärmedurchgang durch die Kontaktzone zwischen Brennstoff und Hüllrohr in Abhängigkeit vom Abbrand abzuleiten. Die Grundlage für die Analyse bildete die genaue Auswertung der Brennstoffstruktur in Abhängigkeit von Stableistung und Bestrahlungszeit. Sie wurde in folgenden Schritten durchgeführt:

- Bestimmung des radialen Temperaturprofils in der Brennstofftablette, ausgehend von vier verschiedenen Randtemperaturen (900, 1000, 1050 und 1100  $^{\circ}\text{C}$ ), unter Berücksichtigung der radialen Wärmequellverteilung.
- Berechnung der Grenzen zwischen den Strukturzonen der Brennstofftablette unter Verwendung der einzelnen Temperaturprofile. Das verbesserte Modell, mit dem die Ausbildung der Stengelkristallzone beschrieben wurde (nach /2/), berechnet die Wegstrecke, die Linsenporen bzw. Blasen im Brennstoff in einer bestimmten Zeit zurückgelegt haben. Die Grenze dieser Zone wurde in einem Vergleich der berechneten Wegstrecke mit einer experimentell bestimmten minimalen Wegstrecke festgelegt. Aufgrund des starken Geschwindigkeitsgradienten der Poren fällt die Ungenauigkeit des experimentellen Wertes nur wenig ins Gewicht. Im Modell wurde der Einfluß der erzeugten Spaltgase auf die Porenwanderungsgeschwindigkeit berücksichtigt. Die Ausbildung der Zone mit gerichtetem Kornwachstum wurde nach einem Modell behandelt (nach /3/), das das Korngrößenwachstum als Funktion der Zeit bzw. des Abbrandes beschreibt. Danach wurden Körner mit einem Durchmesser ab 25  $\mu\text{m}$  zu dieser Zone gerechnet.

- Vergleich der berechneten mit den gemessenen Strukturgrenzen und Auswahl des Temperaturprofils mit der besten Übereinstimmung.
- Ableitung des Wärmedurchgangskoeffizienten aus der so bestimmten Brennstoffrandtemperatur unter Verwendung der bekannten Stableistungs- und Hülloberflächentemperaturwerte.

Die nach dem geschilderten Verfahren abgeleiteten Brennstoffrandtemperaturen und Wärmedurchgangskoeffizienten werden in den Abb. 5 bis 7 mit Werten verglichen, die mit Hilfe eines Wärmedurchgangsmodells (nach /4,5/) berechnet wurden, wobei folgende Daten zugrundegelegt wurden:

- eine mittlere Oberflächenrauigkeit von Brennstofftablette und Hüllrohr von zusammen 5  $\mu\text{m}$ ,
- die experimentellen Hülloberflächentemperatur- und Stableistungswerte und
- die zu den einzelnen Prüflingen ermittelten Spaltgasfreisetzungswerte.

Das Modell berücksichtigt den Einfluß der Gaszusammensetzung (Füllgas und Spaltgase) und des Gasdruckes auf die Extrapolationslänge. Berechnete und aus dem Experiment abgeleitete Wärmedurchgangskoeffizienten stimmen innerhalb der vorhandenen Ungenauigkeiten sehr gut überein (Abb. 5). Der Einfluß des Abbrandes, d.h. der Spaltgasfreisetzung auf die Wärmeleitungseigenschaften der Kontaktzone zwischen Brennstofftabletten und Hüllrohr wird aus den beiden Abb. 6 und 7 deutlich. Die in früheren modelltheoretischen Analysen auch für den Kontaktfall angenommene Verschlechterung der Wärmeableitung aus dem Brennstab als Folge der Spaltgasfreisetzung (z.B. /6,7/) wird durch das Experiment FR 2-KVE-Vg. 5a bestätigt.

- 
- /1/ K. Kummerer, P. Weimar: KFK 1886 (Mai 1975)
  - /2/ Donald R. Olander: TID-26711-P1 (1976)
  - /3/ H. Stehle: Ber. Dtsch. Keram. Ges. 40 (1963), 129
  - /4/ R. Godesar: Dissertation TH-Aachen (1972)
  - /5/ H. Steiner: unveröffentlicht
  - /6/ K. Kummerer, H. Elbel: IAEA-SM-173/25, Wien (1974)
  - /7/ H. Elbel: Beitrag in KFK 1999 (Sept. 1974), S. 203

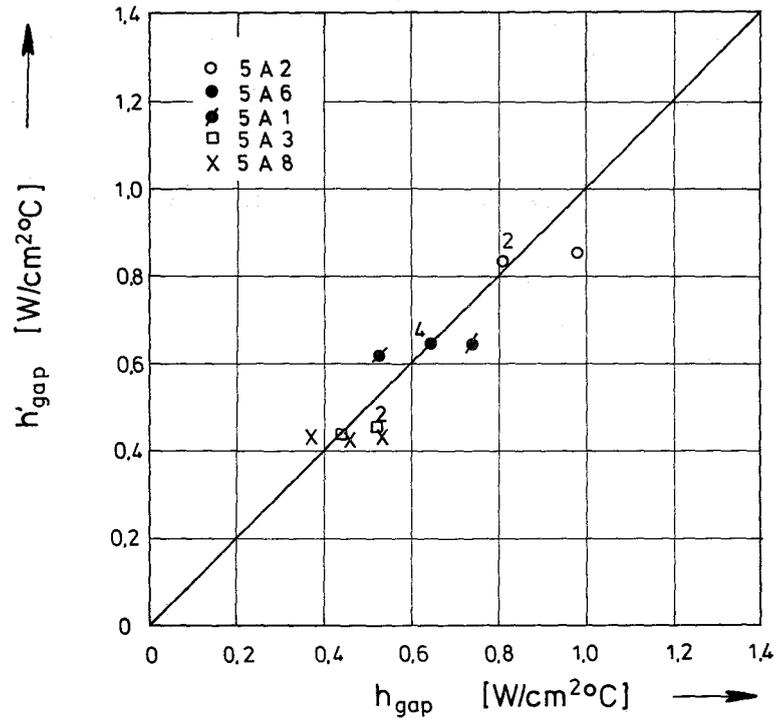


Abb. 5: Vergleich der experimentell bestimmten ( $h_{\text{gap}}$ ) mit den berechneten ( $h'_{\text{gap}}$ ) Wärmedurchgangskoeffizienten an 15 Querschnitten bei der FR 2-KVE-Versuchsgruppe 5a  
(Die Ziffern geben die Anzahl identischer Werte an.)

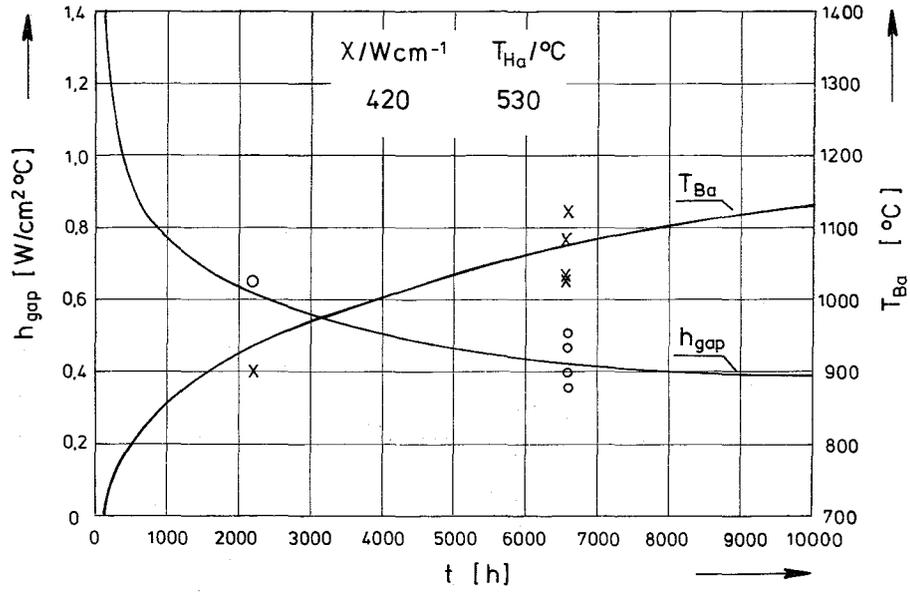


Abb. 6: Wärmedurchgangskoeffizient  $h_{gap}$  und Brennstoffrandtemperatur  $T_{Ba}$  als Funktion der Bestrahlungszeit bei der FR 2-KVE-Versuchsgruppe 5a, bezogen auf eine lineare Stabileistung von 420 W/cm und eine Hülloberflächentemperatur von 530 °C (experimentell ermittelte Werte  $T_{Ba}$  X,  $h_{gap}$  O)

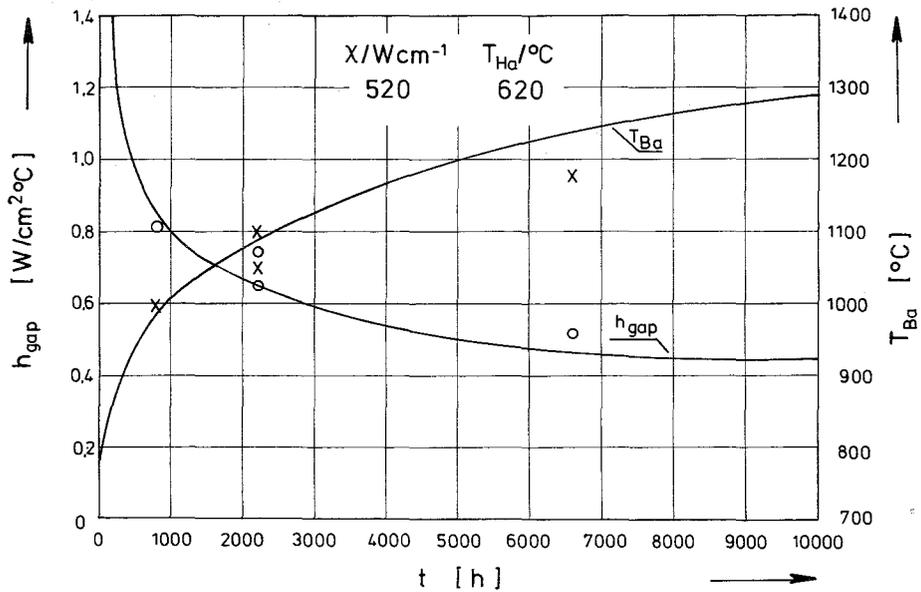


Abb. 7: Wärmedurchgangskoeffizient  $h_{gap}$  und Brennstoffrandtemperatur  $T_{Ba}$  als Funktion der Bestrahlungszeit bei der FR 2-KVE-Versuchsgruppe 5a, bezogen auf eine lineare Stabileistung von 520 W/cm und eine Hülloberflächentemperatur von 620 °C (experimentell ermittelte Werte  $T_{Ba}$  X,  $h_{gap}$  O)

- 1.12.1 Laborversuche (Oxidbrennstoff)
- 1.12.11 Charakterisierende Untersuchungen und Qualitätskontrolle an Mischoxid \*

Bestimmung von Plutoniumteilchengrößen in Mischoxid-Brennstofftabletten

(D. Vollath, H. Pollanz, IMF)

Eine Bestimmung der Teilchengröße setzt voraus, daß man sich zuerst darüber einigt, wie eine Teilchengröße definiert sein soll. Um eine solche Einigung herbeiführen zu können, muß man sich zunächst einmal klarmachen, daß sich die Begrenzung der Plutoniumteilchengröße aus der Forderung herleitet, daß sich diese spaltstoffreichen Partikel im Falle einer Leistungstransienten nicht zu sehr erhitzen dürfen. Da also die Wärmeleitung dieses Teilchengröße begrenzt, ist für deren Beschreibung in erster Näherung der größte einschreibbare Kreis zu wählen, da für alle anderen Punkte eines nicht kugelförmigen Teilchens günstigere Voraussetzungen für die Ableitung der Wärme vorliegen/1/.

Bei der Messung der Plutoniumteilchengrößen in gesinterten  $\text{UO}_2\text{-PuO}_2$ -Brennstofftabletten kann man auf verschiedene Weise vorgehen. Es gibt aber nur sehr wenige Methoden, die unmittelbar die Bestimmung des größten einschreibbaren Kreises ermöglichen. Wir haben den Weg über das Anfertigen einer Autoradiographie und das Ausmessen dieser Bilder mit Hilfe des Bildanalysators Leitz TAS gewählt. Um zu einer möglichst wirklichkeitsgetreuen Abbildung der Probe auf der Autoradiographie zu kommen, muß man zwischen Film und Probe eine Absorberfolie legen, deren Dicke im Idealfall so bemessen ist, daß ein die Oberfläche senkrecht verlassendes  $\alpha$ -Teilchen diese Folie gerade noch durchdringt. Bei unseren Arbeiten hat es sich als optimal herausgestellt, eine 8  $\mu\text{m}$  starke Tantalfolie als Absorber zu verwenden /2/. In Tantal haben die von Pu-239 emittierten  $\alpha$ -Teilchen mit einer Energie von 6,15 MeV eine Reichweite von ca. 8,6  $\mu\text{m}$ . Im Falle des Am-241 beträgt die Reichweite der  $\alpha$ -Teilchen in der Ta-Folie 8,9  $\mu\text{m}$ . Unter den gewählten experimentellen Bedingungen beträgt die Verbreiterung s eines Pu-Spaltstoffteilchens bei Abbildung durch die  $\alpha$ -Teilchen von Pu-239 3,2  $\mu\text{m}$ , bei Vorliegen von Am-241 in der Probe 3,9  $\mu\text{m}$  radial. Daraus können wir entnehmen, daß Teilchen, die sich in einem Abstand

\* BzFE-Nr. 312.1 Letzter Beitrag in KFK 1276/2, S. 112-11

von weniger als etwa 7  $\mu\text{m}$  befinden, bei der Abbildung auf der Autoradiographie zusammenschwächen. Solche Teilchen müssen getrennt werden, damit die gemessenen Teilchengrößen auch mit den wahren Teilchengrößen übereinstimmen. Dies erreicht man durch die Anwendung einer "Bildreinigung" /3/. Bei diesem Prozeß werden zusätzlich alle Teilchen, deren größter einschreibbarer Kreis kleiner 8,7  $\mu\text{m}$  ist, aus dem Bild entfernt. Nach dieser "Bildreinigung" erhält man gut auswertbare Meßergebnisse.

Im folgenden sind Resultate, die an den Proben von drei verschiedenen Herstellern gemessen wurden, zusammengestellt und erläutert. Da man aber bei der Messung nur in einer Schnittebene arbeitet, wurden die gemessenen Häufigkeiten der eingeschriebenen Kreise auf Volumenanteile von Teilchen mit eingeschriebenen Kugeln des angegebenen Durchmessers umgerechnet /4/, da nur diese räumliche Größe von Interesse ist.

Die Volumenanteile der Teilchengrößen lassen sich durch die Formel

$$R = \exp - (x/x')^n$$

darstellen. In dieser Formel ist R = Rückstand einer Siebanalyse von Teilchen mit einem größeren Durchmesser als x,  $x'$  = mittlere Teilchengröße und n = Exponent zur Anpassung.

Die Verteilungsfunktion läßt sich im Körnungsnetz nach DIN 4190 darstellen. Die Abb. 8 zeigt dies am Beispiel von fünf Proben. In dieser Abb. ist die Volumenverteilung von Kugeln, wie man sie bei einer Messung nach Bildreinigung und für die Probe 1 zusätzlich nach einer Messung ohne Bildreinigung erhält, eingetragen. Im Falle des gereinigten Bildes kann man durch die Meßpunkte eine Gerade legen.

Die Verteilungsparameter dieser fünf Proben sind in Tabelle 1 angegeben. Wie man erkennt, wurden in den Tabletten keine unzulässig großen Teilchen gefunden. Berechnet man mit Hilfe der in einer Schnittebene der Probe ermittelten Verteilungsfunktion das größte in der Probe vorkommende Teilchen, so kommt man auch bei dieser Extrapolation nicht auf unzulässig große Teilchen. Berechnet man den Volumenanteil von Teilchen, die größer als 100  $\mu\text{m}$  sind, so erhält man - mit Ausnahme der Probe 5 - unsinnig kleine Zahlen. So große Teilchen gibt es in diesen Proben eben nicht. Die Proben 1 - 3 hatten einen hohen, die Probe 4 einen verschwindenden Mischkristallanteil. Die Bestimmung der Mischkristallanteile erfolgte mit Hilfe der Röntgenbeugung /5/. Als Pu-Teilchen wurden in diesen Fällen solche herangezogen, deren Pu-Anteil größer als etwa 50 % war. Aus diesem Grunde wurden bei der Probe 4 die kleinsten Teilchen gemessen, da diese nicht durch eine Mischkristallbildung vergrößert waren. Als Folgerung aus diesen Meßergebnissen sollte man für die Überprüfung der Plutoniumteilchen-

größen folgende Regel anwenden: Eine Sintercharge ist dann als gut zu beurteilen, wenn aufgrund der Ergebnisse der Extrapolation des für die Probe bestimmten Verteilungsgesetzes eine Wahrscheinlichkeit für das Auftreten unzulässig großer Teilchen nicht besteht. Ein einzelnes eventuell vorkommendes größeres Teilchen ist als Ausreißer zu betrachten, wenn es in einer Parallelprobe nicht aufgetreten ist.

- /1/ D. Vollath, O. Jacobi; KFK 1999, Teil XV (1974)
- /2/ D. Vollath, H. Kaiser; KFK 1275/2, S. 112-12 (1975)
- /3/ W. Müller; Leitz Mitt. Wiss. u. Techn., Suppl. I, 101 (1973)
- /4/ F. Eisenkolb; Fortschritte d. Pulvermetallurgie I, S 269 (1963)
- /5/ D. Vollath, C. Ganguly; Microchimica Acta, Suppl. 6 (1975) 467

Tabelle 1

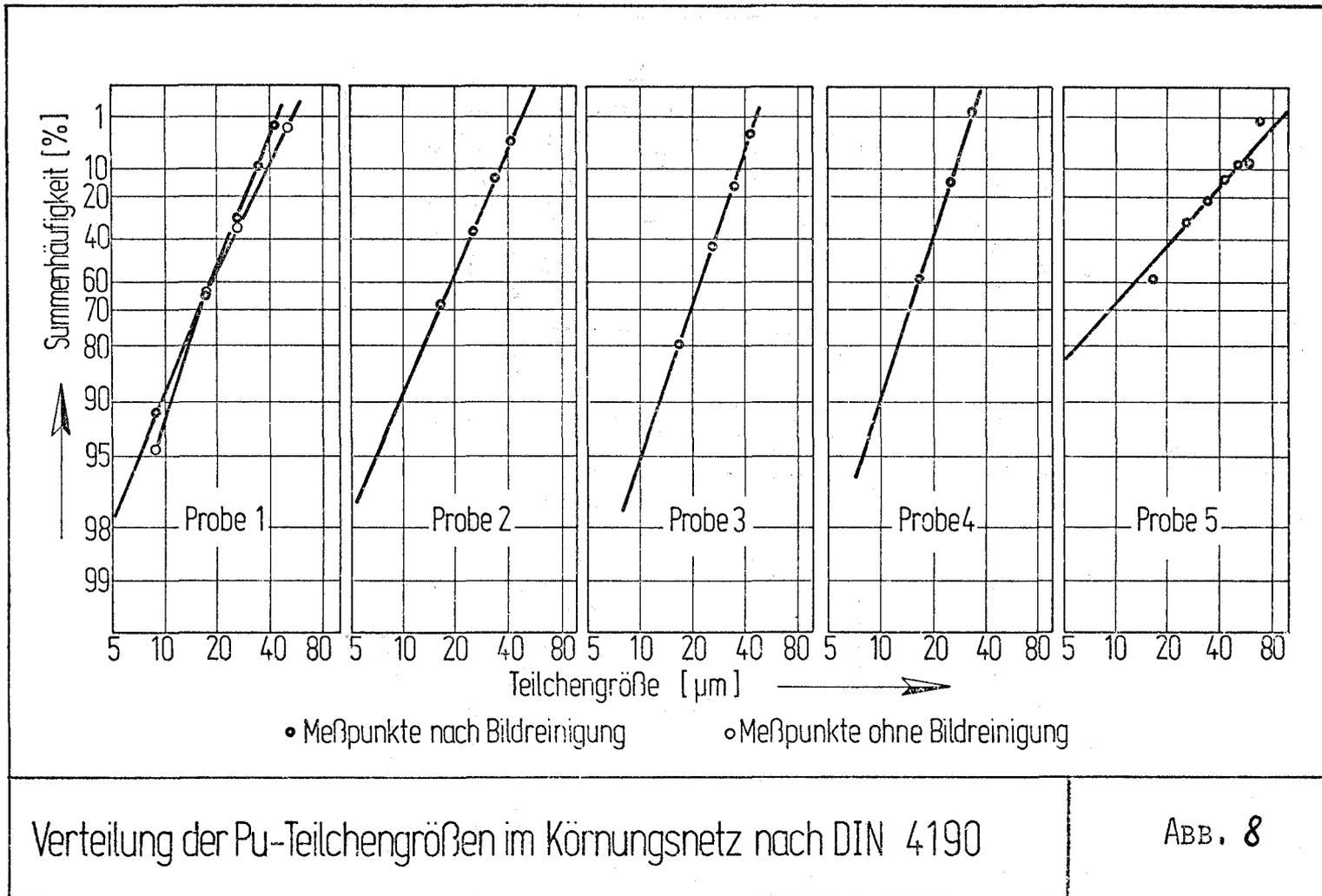
Probe Nr.	Pu/U+Pu	$x'$ ( $\mu\text{m}$ )	n	$x_{\text{max,exp}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$x_{\text{max}}$ ( $\mu\text{m}$ )	$R_{100}$ ( $\mu\text{m}$ )
1 <sup>+) </sup>	0,3	24	2,39	43,7	67	$7 \cdot 10^{-14}$
2 <sup>+) </sup>	0,3	27	2,25	43,7	79	$5 \cdot 10^{-9}$
3	0,3	27	2,95	43,7	62	$2 \cdot 10^{-21}$
4	0,3	21	3,27	34,9	45	$3,4 \cdot 10^{-72}$
5	0,035	24	1,11	69,9	230	$8 \cdot 10^{-3}$

<sup>+)</sup>  Meßwerte aus zwei verschiedenen Proben einer Sintercharge

$x_{\text{max,exp}}$  = Größtes in einer Schnittebene der Probe gefundenes Teilchen,

$x_{\text{max}}$  = Größe des Teilchens, von dem in der gesamten Probe maximal eines auftreten kann,

$R_{100}$  = Volumenanteil des Plutoniums in Teilchen mit einem Durchmesser  $x \geq 100 \mu\text{m}$ .



1.12.12 Chemische Wechselwirkungen zwischen austenitischen Stählen und simuliertem abgebranntem Oxidbrennstoff\*

1. Statistische Auswertung des Hüllangriffes

(P. Hofmann, IMF)

Einleitung

In den vergangenen Jahren wurden umfangreiche Verträglichkeitsuntersuchungen zwischen verschiedenen austenitischen Stählen und Oxidbrennstoff, dem die simulierten Spaltprodukte Cs, J und Te beigelegt waren, durchgeführt /1,2/. Neben der Temperatur und Glühzeit wurden bei diesen Experimenten auch der simulierte Abbrand, das O/M-Verhältnis des Brennstoffes und der Innendurchmesser der Hüllrohre bzw. Stahlnäpfchen variiert. Der Hüllangriff (Reaktionsumfang) wurde in Abhängigkeit der verschiedenen Versuchsparameter in einer willkürlich ausgewählten Schnittebene metallographisch ermittelt und z.T. kinetisch ausgewertet /1,2/.

Bei der Bestimmung des maximalen Reaktionsumfangs nach diesem Verfahren erhebt sich die Frage, ob die zufällig gewählte Schnittebene und der dazugehörige gemessene Hüllangriff repräsentativ für die ganze Verträglichkeitsprobe sind. Zur Beantwortung dieser Fragen wurden alle vorhandenen Verträglichkeitsproben nochmals metallographisch untersucht. Die Proben wurden in 4 Sektoren eingeteilt, und der max. Hüllangriff in den einzelnen Sektoren bestimmt und graphisch aufgetragen. Dies erfolgte für insgesamt 3 Schnittebenen (Meßebenen), die etwa 1 bis 1,5 mm auseinanderlagen.

Versuchsergebnisse

Die Versuchsergebnisse, d.h. die minimalen, die maximalen und die mittleren Hüllangriffe sind für ein simuliertes Abbrandsystem ( $UO_{2,08} + Cs + J + Te$ ; sim. Abbr. 10 At.%) für die austenitischen Stähle 1.4401, 1.4970 und 1.4988 in Abhängigkeit der Glüh Temperatur und Glühzeit in Abb.9 bis Abb.13 dargestellt. Die Temperaturen variierten zwischen 400 und 1000°C, die Glühzeiten zwischen 500 und 4000 h. Beim Stahl 1.4988 wurde darüberhinaus der Hüllangriff für verschiedene Durchmesser der Bohrungen in den Verträglichkeitsproben dargestellt (Abb. 11,12,13).

/1/ P.Hofmann; KFK 1831 (1974)

/2/ O.Götzmann, P.Hofmann, F.Thümmeler; J.of Nucl.Mat. 52 (1974) 33

Außerdem wurde die  $(\bar{x} + 2 \sigma)$ -Grenze bestimmt, d.h. diejenige Grenzkurve (Einhüllende) des Hüllangriffs, unterhalb der sich 95% der Meßwerte befinden (Abb. 13).

Den Abbildungen kann man folgendes entnehmen:

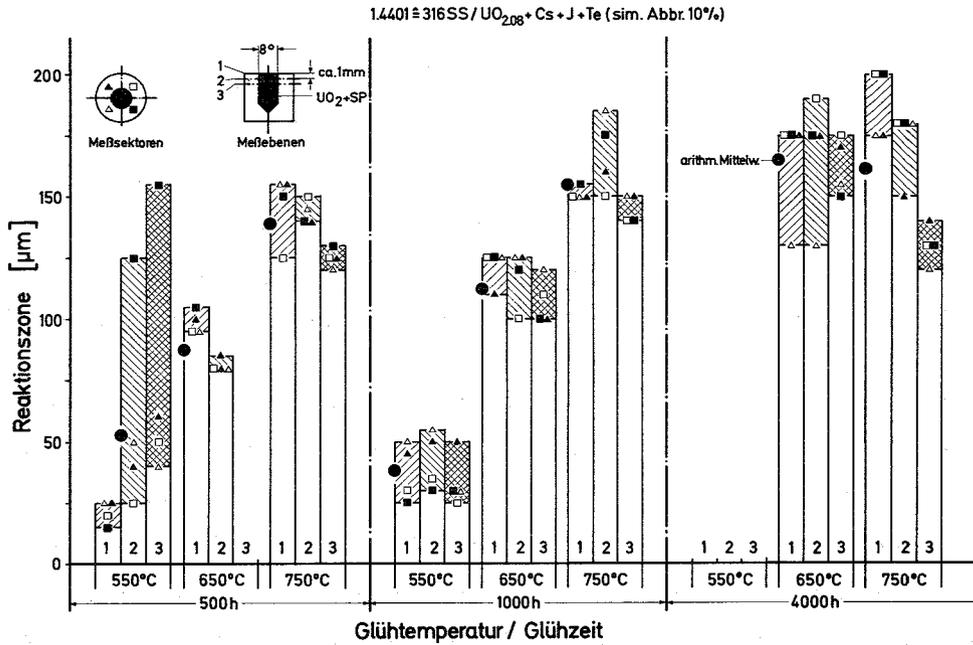
- Bei den Stählen 1.4401 und 1.4970 steigt der Hüllangriff bei Glühzeiten  $< 4000$  h stärker mit der Temperatur als mit der Glühzeit (Abb. 9,10). Bei 4000 h Glühzeit ist der Unterschied im mittleren Reaktionsumfang zwischen 650 und 750°C gering (Abb. 9,10). Beim Stahl 1.4988 ist das Reaktionsverhalten dagegen umgekehrt (Abb. 11).
- Bei 750°C/4000 h wird der max. Hüllangriff mit ca. 250 µm beim Stahl 1.4988 beobachtet (Abb. 11). Die Stähle 1.4401 und 1.4970 zeigen etwa das gleiche Verträglichkeitsverhalten mit max. Hüllangriffen von ca. 200 µm (Abb. 9,10).
- Mit Ausnahme des Stahles 1.4401 bei 550°C/500 h (Abb. 9) ist der Hüllangriff relativ gleichmäßig am Umfang der Proben, d.h. die Reaktionszonen in den einzelnen Sektoren einer Meßebeine sind praktisch gleich groß. Lokale, starke Hüllangriffe scheinen daher rein zufällig zu sein und sind sehr selten zu beobachten.
- Mit wenigen Ausnahmen ist das Ausmaß des Hüllangriffes unabhängig von der Schnittebene gleich groß.
- Der max. Hüllangriff erfolgt nicht immer im gleichen Meßsektor der verschiedenen Schnittebenen.
- Der Hüllangriff hängt vom Durchmesser der Bohrung in den Stahlproben ab (Abb. 11). Bei einem Durchmesser von 8 mm ist die Spaltproduktkonzentration pro Flächeneinheit (bei gleicher Brennstoffdichte) etwa 35% größer als bei einem Durchmesser von 6 mm.
- Der mittlere Hüllangriff strebt bei hohen Temperaturen und langen Glühzeiten offenbar einem Grenzwert zu, der hauptsächlich vom Reaktionspotential des simulierten abgebrannten Oxidbrennstoffes (O/M-Verhältnis, sim. Abbrand) bestimmt wird. Dieser Grenzwert liegt bei den Stählen 1.4401 und 1.4970 bei etwa 175 µm (8 mm Ø), beim Stahl 1.4988 bei ca. 225 µm (8 mm Ø) bzw. 150 µm (6 mm Ø) (Abb. 9-12).

### Diskussion der Versuchsergebnisse

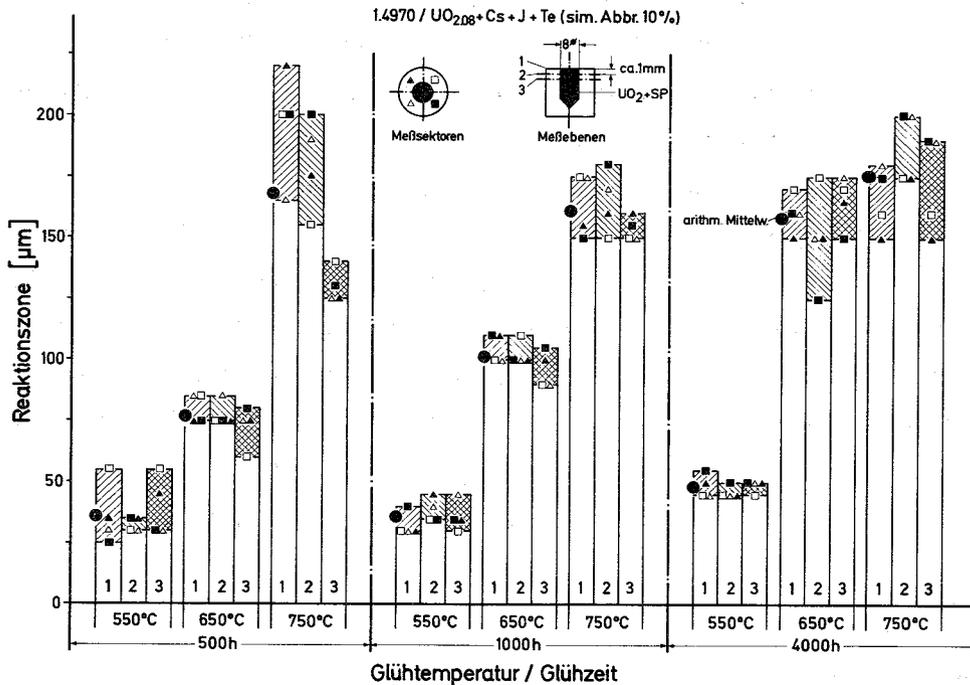
Die Versuchsergebnisse zeigen, daß die willkürliche Wahl einer Schnittebene bei den isotherm geglühten out-of-pile-Verträglichkeitsproben i.a. zu repräsentativen Werten des Hüllangriffes führt. Werden also bei Nachbestrahlungsuntersuchungen an Brennstäben Schliffproben untersucht, so dürfte der jeweils ermittelte Hüllangriff typisch für die im Schliffbereich gegebenen Temperatur- und Abbrandbedingungen sein.

Die bei den out-of-pile-Verträglichkeitsuntersuchungen ermittelten Hüllangriffe stellen sehr wahrscheinlich Maximalwerte dar, die auch in-pile, bei den entsprechenden Hüllmaterialtemperaturen, nicht überschritten werden. Einmal ist die Spaltproduktkonzentration im  $UO_2$  groß (sim. Abbrand 10 At.%), zum anderen ist das O/U-Verhältnis des Brennstoffes extrem hoch (2,08). Beide Größen bestimmen aber bei hohen Temperaturen und langen Reaktionszeiten den maximalen Reaktionsumfang. Darüberhinaus kamen die Stähle für diese Verträglichkeitsuntersuchungen im lösungsgeglühten Zustand zum Einsatz. Verträglichkeitsuntersuchungen mit verschiedenen thermisch-mechanisch vorbehandelten Stählen ergaben jedoch, daß speziell die lösungsgeglühten Proben den stärksten Hüllangriff erkennen ließen /3/.

Wie früher bereits gezeigt wurde /1/, ist eine geschlossene physikalische Beschreibung des Hüllangriffes in Abhängigkeit der Temperatur und Zeit, bei ansonsten konstanten Versuchsparametern (Abbrand, O/M-Verhältnis), nicht möglich. Nur in ganz bestimmten Temperatur-/Zeitbereichen verläuft der Hüllangriff nach einem parabolischen Zeitgesetz, d.h. er ist diffusionsgesteuert. Es ist deshalb erforderlich, den Hüllangriff in Abhängigkeit von der Temperatur und Glühzeit durch Einhüllende der Meßwerte zu beschreiben. Die Grenzkurven, z.B. die  $(\bar{x} + 2\sigma)$ -Kurven, können dann in analytischer Form in Rechenprogrammen verwendet werden. Wünschenswert wäre jedoch, bei der Darstellung des Hüllangriffes neben der Temperatur und Zeit auch noch den Abbrand und das O/M-Verhältnis zu berücksichtigen. Entsprechende Auswertungen werden z.Z. durchgeführt.



**Abb.9:** Max., min. und mittlerer Hüllangriff des Stahles 1.4401 (SS 316) durch den simulierten abgebrannten Oxidbrennstoff  $UO_{2,08} + Cs + J + Te$  (sim. Abbr. 10 At.%) bei 550, 650 und 750°C nach einer Glühzeit von 500, 1000 h und 4000 h. Der Reaktionsumfang ist für 4 Meßsektoren für insgesamt 3 verschiedene Meßebenen dargestellt. Der Mittelwert bezieht sich auf die Meßpunkte der 3 Schnittebenen. Der Bohrungsdurchmesser in den Stahlproben betrug 8 mm.



**Abb.10:** Hüllangriff des Stahles 1.4970 durch simulierten abgebrannten Oxidbrennstoff nach Reaktionsglühungen bei verschiedenen Temperaturen und Glühzeiten. Der Bohrungsdurchmesser in den Stahlöpfchen betrug 8 mm.

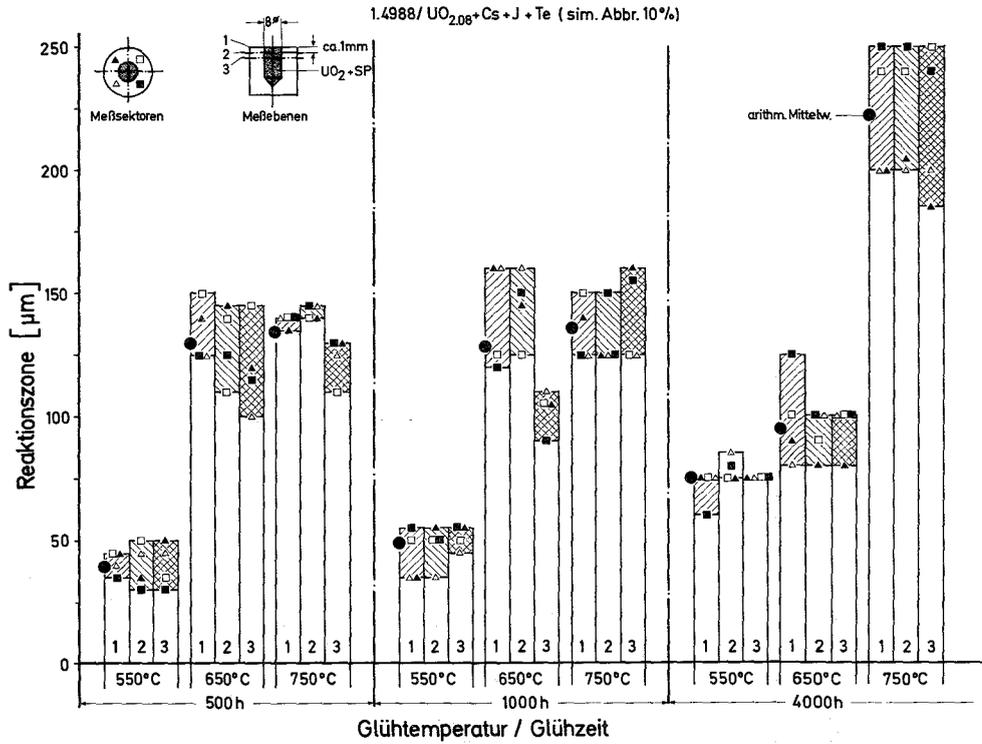


Abb.11: Hüllangriff des Stahles 1.4988 durch simulierten abgebrannten Oxidbrennstoff nach Reaktionsglühungen bei verschiedenen Temperaturen und Glühzeiten. Die Bohrung in den Stahlhäpfchen betrug 8 mm.

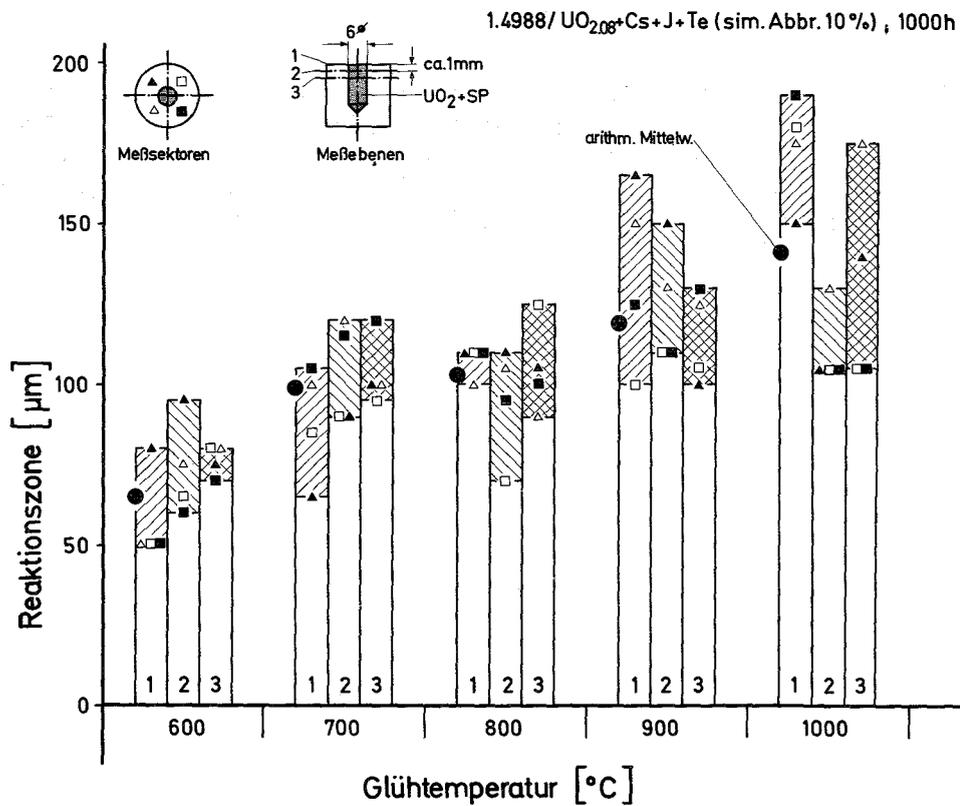


Abb.12: Hüllangriff des Stahles 1.4988 durch simulierten abgebrannten Oxidbrennstoff nach 1000 h bei Temperaturen zwischen 600 und 1000°C. Die Bohrung in den Nöpfchen betrug 6 mm.

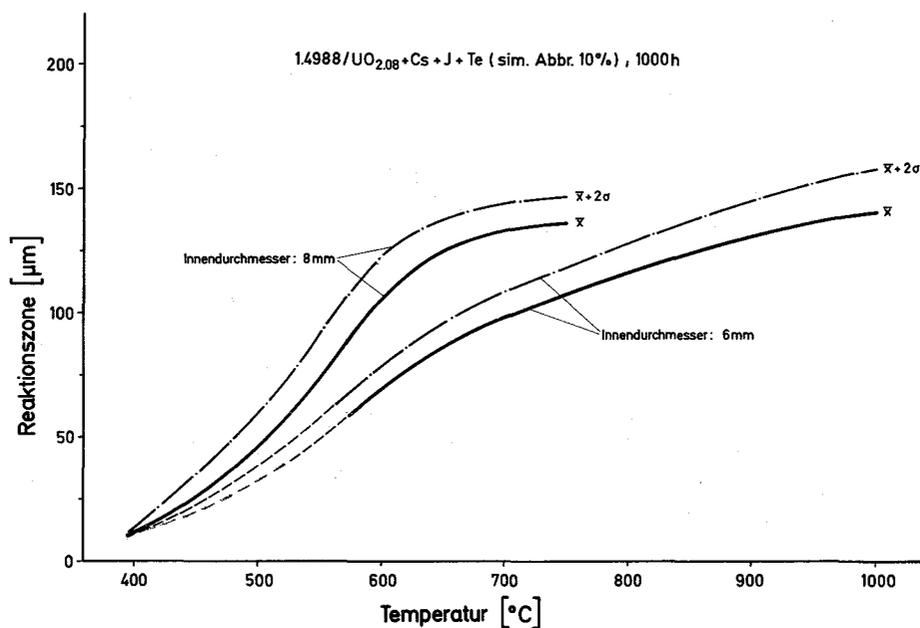


Abb.13: Mittlerer Hüllangriff und  $(\bar{x} + 2\sigma)$ -Grenzen des Stahles 1.4988 durch simulierten abgebrannten Oxidbrennstoff nach 1000 h Glühzeit in Abhängigkeit der Temperatur. Der größere Durchmesser der Bohrungen in den Verträglichkeitsproben hat eine größere Spaltproduktkonzentration pro Flächeneinheit zur Folge.

## 2. Zugeigenschaften des austenitischen Stahles 1.4981 nach Korrosion mit $UO_{2+x}$ und Spaltprodukten

(L.Schäfer, P.Hofmann, IMF)

### Einleitung

Die Brennstäbe eines Schnellen Brütters sind während des Reaktorbetriebes mechanischen Belastungen ausgesetzt, die zu Geometrieänderungen oder sogar zum Bruch des Hüllrohres führen können. Die Belastungen werden noch dadurch verschärft, dass das Hüllrohr mit dem Kernbrennstoff und einem Teil der Spaltprodukte chemisch reagiert und eine Korrosionsschicht bildet /1/. Diese Korrosionsschicht hat selbst und erzeugt im Hüllrohr veränderte mechanische Eigenschaften, die für die Materialauswahl und die Auslegungsrechnungen interessant sind /2,3,4/. Von den interessierenden mechanischen Eigenschaften wurden hier zunächst die Zugeigenschaften getestet, weil Zugversuchsbedingungen wohl am ehesten den kritischen Belastungen bei wechselnder Reaktorleistung entsprechen.

### Versuchsdurchführung

Das Probenmaterial ist der niobstabilisierte austenitische Stahl X8 CrNoMoNb 16 16 mit der Werkstoff-Nr.1.4981 (Chg.Nr. 85/70). Für die Zugversuche wurden Flachproben mit folgenden mechanisch-thermischen Behandlungszuständen verwendet: 1. lösungsgeglüht LG, 2. kaltverformt KV = 15%, 3. LG+KV = 30%, 4. LG+KV = 15% + ausgelagert 750°C/2 h, 5. LG+KV = 15% + 800°C/2 h.

Die Zugproben wurden bei 650°C durch Brennstoff-Spaltprodukt-Mischungen ( $UO_{2,08} + Cs + J + Te$ ) korrodiert. Je nach Glühzeit (192 - 1848 h) und simuliertem Abbrand (5, 10, 20 At.%) variierten die mittleren Korrosionstiefen zwischen 50 und 150 µm. Zum Vergleich wurden auch Proben unter analogen Bedingungen in Schutzgas geglüht.

---

/1/ O.Götzmann, P.Hofmann, F.Thümmler, J.of Nucl.Mat.52 (1974) 33

/2/ O.Götzmann, P.Hofmann, J.of Nucl.Mat. 59 (1976) 192

/3/ P.Hofmann, H.Eckstein, in KFK 1276/1 (1976) 112-1

/4/ L.Schäfer, P.Hofmann, J. of Nucl.Mat., erscheint demnächst

### Versuchsauswertung

Es ist möglich, aus den im Zugversuch gemessenen Kräften an den korrodierten und unkorrodierten Proben sowie den Probenabmessungen und der Korrosionstiefe die Festigkeit der Korrosionsschicht zu berechnen /4/. Dabei können allerdings auch negative Festigkeitskennwerte für die Korrosionsschicht berechnet werden, und zwar dann, wenn die im unkorrodierten Restquerschnitt der Probe festigkeitsvermindernd wirksamen Einflüsse aus der Korrosionsschicht (z.B. Kerbwirkung) gegenüber der Festigkeit der Korrosionsschicht überwiegen. Da solch eine negative Zugfestigkeit oder 0,2-Dehngrenze ohne Sinn ist, wurde ein anderes Verfahren gewählt. Dabei wird anstelle der lichtoptisch gemessenen Korrosionstiefe C eine Korrosionstiefe X berechnet, für die die Festigkeit der Korrosionsschicht gerade Null wäre. Das hat den praktischen Vorteil, dass der Ausleger eines Bauteiles nicht mehr mit zwei Schichten unterschiedlicher Festigkeit rechnen muss, sondern dass er lediglich eine Schicht mit der berechneten Tiefe X und der Festigkeit Null vom tragenden Querschnitt des Bauteiles abzuziehen hat. Die gemessene Korrosionstiefe C wird im folgenden als wirkliche und die berechnete Korrosionstiefe X als wirksame Korrosionstiefe bezeichnet. Der Quotient aus beiden wird Wirkungskoeffizient W genannt, weil er angibt, mit welchem Anteil der Korrosionstiefe C die Festigkeit Null verbunden ist.

$$C \text{ (wirkliche Korrosionstiefe)} \cdot W = X \text{ (wirksame Korrosionstiefe).}$$

Die Duktilität des Werkstoffes wird in erster Näherung als unabhängig vom Probenquerschnitt angesehen. Veränderungen werden nur auf die Korrosion zurückgeführt. Als Maß des Korrosionseinflusses wird ein Duktilitätsfaktor D definiert, mit dem die bekannte Dehnung des unkorrodierten Materials  $\epsilon_0$  zu multiplizieren ist, um diejenige des korrodierten Materials  $\epsilon_k$  zu erhalten:

$$\epsilon_0 \text{ (Dehnung unkorrod.)} \cdot D = \epsilon_k \text{ (Dehnung korrod.)}.$$

Im folgenden werden die Abhängigkeiten des Wirkungskoeffizienten und des Duktilitätsfaktors vom Werkstoffzustand, von der Reaktivität des Korrosionsmediums, von der Korrosionstiefe und von den Prüfbedingungen (Temperatur und Verformungsgeschwindigkeit) beschrieben /4/.

### Versuchsergebnisse

Abb. 14 zeigt, dass der Wirkungskoeffizient von rein kaltverformtem Material und solchem, das zusätzlich bei relativ tiefen Temperaturen ( $750^{\circ}\text{C}$ -2 h) ausgelagert ist, niedrig d.h. günstig liegt, während der Wirkungskoeffizient von Material, das bei relativ hohen Temperaturen ( $800^{\circ}\text{C}$ -2 h) ausgelagert wurde, bzw. nur lösungsgeglüht ist, höher d.h. ungünstiger ist. Die Ursachen sind wohl im unterschiedlichen Bruchverhalten zu suchen. Abb.15 zeigt, dass der Wirkungskoeffizient mit zunehmender Reaktivität des Korrosionsmediums - ausgedrückt als simulierter Abbrand eines Schnellbrüterbrennstoffes in At.% - zunimmt. Die Ursache liegt darin, dass auch bei gleicher Korrosionstiefe die Korrosionsintensität von der Reaktivität des Korrosionsmediums abhängt. Abb. 16 zeigt, dass der Wirkungskoeffizient bei Raumtemperatur mit zunehmender wirklicher Korrosionstiefe abfällt, und zwar in gesonderten Streubändern für die Zugfestigkeit und die 0,2-Dehngrenze. Bei erhöhter Temperatur ( $600^{\circ}\text{C}$ ) liegt der Wert konstant bei etwa 0,5. Das unterschiedliche Verhalten hängt wahrscheinlich mit einem temperaturbedingt veränderten Bruchmechanismus zusammen. Der Einfluss der Prüftemperatur und der Verformungsgeschwindigkeit auf den Wirkungskoeffizienten ist nicht signifikant. Ebenso wurde keine deutliche Abhängigkeit des Duktilitätsfaktors von dem mechanisch-thermischen Behandlungszustand der Proben gefunden. Dagegen ist, wie Abb.17 zeigt, der Duktilitätsfaktor deutlich von der Reaktivität des Korrosionsmediums und, wie Abb. 18 zeigt, auch von der wirklichen Korrosionstiefe abhängig. Abb.19 zeigt, dass der Duktilitätsfaktor durch eine Erhöhung der Verformungsgeschwindigkeit erniedrigt wird. Bei zunehmender Prüftemperatur nimmt der Bruchdehnungsfaktor ab und der Gleichmassdehnungsfaktor zu /4/.

### Schlussfolgerungen

Durch die Kaltverformung des Hüllmaterials lässt sich eine Verminderung der wirklichen Korrosionstiefe erreichen. Beim Stahl 1.4981 hat die Kaltverformung darüber hinaus, im Gegensatz zu anderen austenitischen Stahlsorten /2,3/, eine geringe Abnahme des Wirkungskoeffizienten zur Folge. Der simulierte Abbrand, d.h. die Spaltprodukt-Konzentration, hat dagegen einen deutlichen Einfluss auf den Wirkungskoeffizienten. Bei simulierten Abbränden von 15 - 20 At.% ergeben sich Wirkungskoeffizien-

ten  $>1$ , d.h. die Reaktionszone besitzt sogar eine schädliche Fernwirkung auf den unkorrodierten Restquerschnitt des Hüllmaterials. Da ansonsten die Wirkungskoeffizienten  $<1$  sind, liegt man bei Festigkeitsberechnungen i.a. auf der sicheren Seite, wenn beim Stahl 1.4981 der ganzen wirklichen Korrosionsschichtdicke die Festigkeit Null zugeschrieben wird (Wirkungskoeff. = 1).

Der Duktilitätsfaktor wird ebenfalls am stärksten vom simulierten Abbrand beeinflusst. Allerdings wirken sich hier die Prüftemperatur und besonders die Verformungsgeschwindigkeit auch stark aus. Mit zunehmender Verformungsgeschwindigkeit nimmt der Duktilitätsfaktor, ausgehend vom Wert 1, bis etwa 0,4 ab. Daraus folgt, dass z.B. Reaktor-Leistungsänderungen so vorgenommen werden sollten, dass die Verformungsgeschwindigkeit der Hülle infolge der thermischen Differenzdehnung zwischen dem Brennstoff und Hüllmaterial  $\leq 1\%/h$  beträgt.

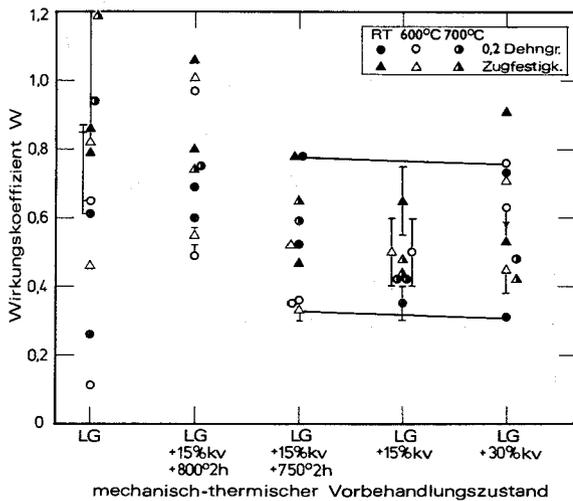


Abb. 14: Abhängigkeit der Wirkungskoeffizienten von der mechanisch-thermischen Vorbehandlung des Stahles 1.4981

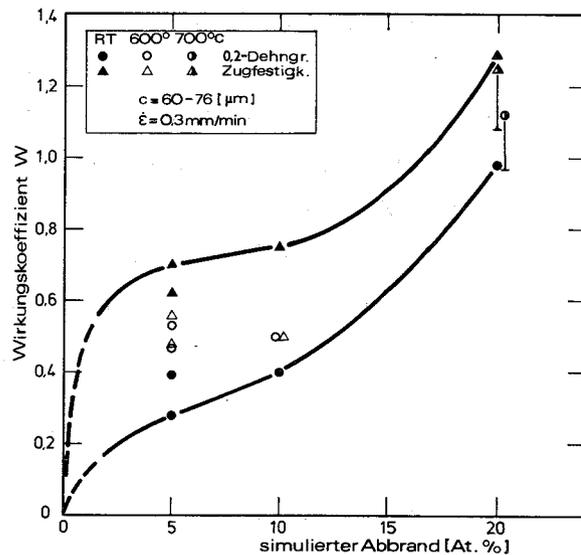


Abb. 15: Abhängigkeit des Wirkungskoeffizienten von der Reaktivität des Korrosionsmediums beim Stahl 1.4981

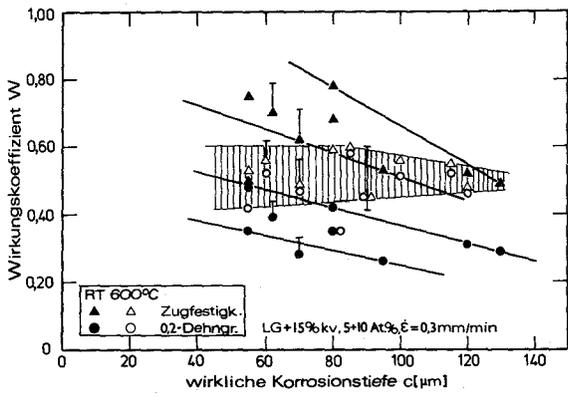


Abb.16: Abhängigkeit des Wirkungskoeffizienten von der wirklichen Korrosionstiefe des Stahles 1.4981

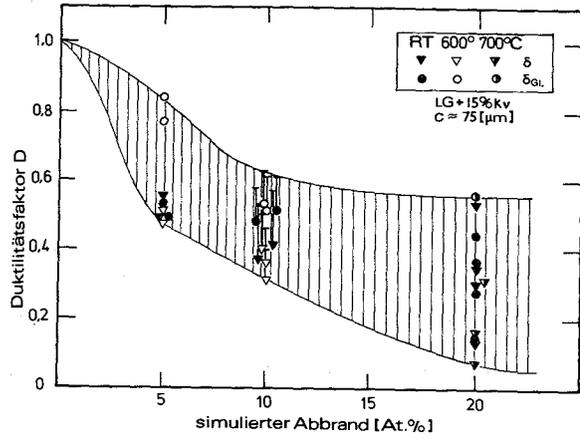


Abb.17: Abhängigkeit des Duktilitätsfaktors von der Reaktivität des Korrosionsmediums beim Stahl 1.4981

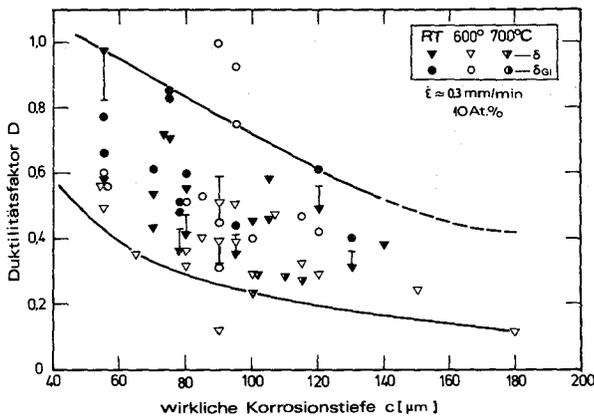


Abb.18: Abhängigkeit des Duktilitätsfaktors von der wirklichen Korrosionstiefe des Stahles 1.4981

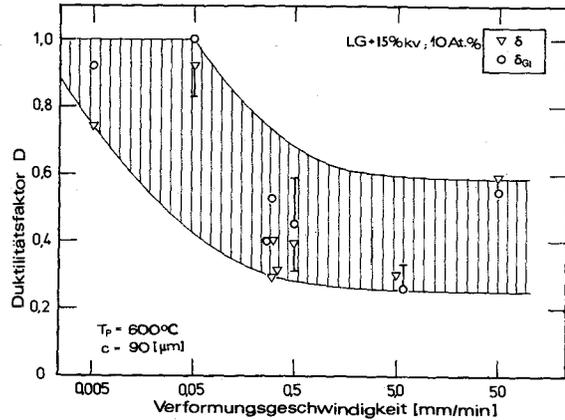


Abb.19: Abhängigkeit des Duktilitätsfaktors von der Verformungsgeschwindigkeit des Stahles 1.4981

1.12.17 Abbrandbestimmung an der BR2-Kapsel-Versuchsgruppe Mol-8C \*

(H. Wertenbach, H. Bernhard, E. Bolz, H. Deutsch,  
E. Gantner, E. Kirste, K. Matern, H. Müller, IRCH).

1. Einführung

In Fortsetzung des Experiments Mol 8B wurden im Rahmen der Versuchsgruppe Mol 8C 10 Stäbe mit oxidischem Mischbrennstoff einzeln in FAFNIR-Kapseln (Cd-Abschirmung, stagn. Na) im BR2 unter kontinuierlicher Messung des Spaltgasdrucks bestrahlt /1/. Mit der Abbrandbestimmung an 6 Stäben ist das Experiment zu einem vorläufigen Abschluß gelangt. Über die Abbrandanalyse an einem Prüfling wurde bereits berichtet /2/.

In der Brennstoffzone (520 mm Länge, 4,986-5,19 mm Durchmesser) befand sich  $UO_2$ -20 %  $PuO_2$ -Mischbrennstoff in Form von Tabletten verschiedener Dichte. Das Plutonium bestand aus 91 % Pu-239, 8 % Pu-240 und 1 % Pu-241+242. Das Uran enthielt 93 % U-235. Das O/M-Verhältnis war  $2.0 \pm 0.03$ . Die Stableistung lag zwischen 350 und 580 W/cm /1/.

Zur Bestimmung des Abbrandes wurden nach der Auflösung der Proben in  $HNO_3/HF$  die Konzentrationen der schweren Kerne sowie der Spaltprodukte Ce-144 und Nd-148 gemessen. Die schweren Kerne wurden durch Röntgenfluoreszenzspektrometrie, Ce-144 durch  $\gamma$ -Spektrometrie und Nd-148 durch massenspektrometrische Isotopenverdünnungsanalyse bestimmt. Die angewandten Verfahren sind in KFK 1704 beschrieben /3/.

2. Berechnung des Abbrandes

Mit den erwähnten Messungen konnte der Abbrand sowohl über Ce-144 als auch über Nd-148 berechnet werden. In beiden Fällen war jedoch noch die Kenntnis der Spaltausbeuten, bei Ce-144 zudem noch die genaue Kenntnis der Bestahlungsgeschichte erforderlich. Durch die Anwendung voneinander unabhängiger Verfahren zur Abbrandanalyse wird eine große Sicherheit für die Richtigkeit der Ergebnisse erzielt.

---

\* BzFE-Nr. 461.6 Letzte Beiträge in KFK 1276/3, S. 112-17 und KFK 1276/2, S. 112-33

### 2.1. Spaltquellen

Das Verhältnis (Atome Pu)/(Atome U) betrug nach der Bestrahlung im Mittel  $0.2451 \pm 4.7 \%$  (Tab. 4). Für unbestrahlten  $UO_2$ -20 %  $PuO_2$ -Brennstoff beträgt es 0.2460. Es ist ersichtlich, daß während der Bestrahlung keine signifikante Änderung in der Zusammensetzung der Spaltquellen eingetreten ist.

### 2.2. Neutronenspektrum

Durch Absorption der thermischen Neutronen in der FAFNIR-Kapsel entstand ein quasi schnelles Spektrum. Etwa 2/3 aller Spaltungen erfolgten durch epithermische Neutronen und etwa 1/3 durch schnelle Neutronen ( $E \approx 1$  MeV) /1/.

### 2.3. Gemittelte Spaltausbeuten

Die Berechnung der gemittelten Spaltausbeuten wurde bereits im Vorbericht durchgeführt /2/. Es wurde gefunden:  $\bar{Y}_{Ce-144} = 4.647 \%$  und  $\bar{Y}_{Nd-148} = 1.675 \%$ . Auch für die anderen Nuklide des Spaltprodukts wurden die Ausbeuten berechnet. In Tabelle 3 werden die berechneten mit den gemessenen relativen Neodymmassen verglichen. Die gemessenen Werte sind nicht auf n,  $\gamma$ -Reaktionen korrigiert, jedoch die Masse 144 auf Ce-144.

Die Übereinstimmung zwischen den gemessenen und den berechneten Werten ist gut, wenn man jeweils 143+144 und 145+146 zum Vergleich heranzieht.

- 
- /1/ P. Weimar, H. Steiner, H. van den Boorn  
 "BR2-Kapsel-Versuchsgruppe Mol-8C - Zerstörungsfreie Nachuntersuchung"  
 KFK 2306 (Juni 1976)
- /2/ H. Wertenbach, H. Bernhard, E. Bolz, H. Deutsch, E. Gantner, K. Matern,  
 M. Mostafa  
 "Abbrandbestimmung an  $UO_2$ - $PuO_2$ -Brennstoffproben nach der Bestrahlung  
 mit schnellen Neutronen" in KFK 1274/2, 115-3
- /3/ H. Hoffmann, H. Wertenbach  
 "Abbrandbestimmung an Kernbrennstoffprüflingen aus dem FR2"  
 KFK 1704 (1973)

### 3. Ergebnisse

In Tabelle 2 sind die gemessenen relativen Neodymmassen und in Tabelle 4 die Pu/U-Verhältnisse nach der Bestrahlung sowie die über Ce-144 und Nd-148 gefundenen Abbrandwerte der einzelnen Mol 8C-Proben eingetragen. Bei der Berechnung des gewichteten Mittelwertes des Abbrandes wurde das über Nd-148 ermittelte Resultat zweimal genommen.

An den gemessenen Neodymmassen sind keine signifikanten Unterschiede feststellbar. Die Streuung ist im wesentlichen durch die Meßfehler bedingt.

Tabelle 2: Relative Neodymmassen der Mol 8C-Proben

Masse	Probe					
	1-19	2-8	3-7	7-3	9-4	10-4
143	3,244	3,203	3,198	3,212	3,205	3,205
144	3,071	3,139	3,100	3,112	3,107	3,104
145	2,094	2,059	2,059	2,057	2,065	2,058
146	1,838	1,863	1,844	1,852	1,831	1,847
148	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000	1,000
150	,443	,440	,439	,439	,440	,439
$\Sigma$	11,690	11,703	11,641	11,672	11,647	11,653

Tabelle 3: Vergleich der berechneten und gemessenen relativen Neodymmassen

Masse	berechnet	gemessen	<u>berechnet</u> gemessen
143	3,315	3,211	1,0322
144	2,978	3,105	,9590
145	2,204	2,065	1,0669
146	1,708	1,849	,9234
148	1,000	1,000	1,0000
150	,439	,439	1,0000
$\Sigma$	11,640	11,671	,9973

Dagegen dürften die Unterschiede im Pu/U-Verhältnis auf die axiale Differenzierung der U und Pu im Brennstoff zurückzuführen sein.

Tabelle 4: Pu/U-Verhältnisse und Abbrand der Mol 8C-Proben

Probe Nr.	$\frac{\text{Atome Pu}}{\text{Atome U}}$	Abbrand (Atom%)		
		Ce-144	Nd-148	Mittelwert (1:2)
1-19	,2532	10,01	9,71	9,82
2- 7	,2473	11,69	11,66	11,67
3- 7	,2444	10,31	10,28	10,29
7- 3	,2587	11,44	11,41	11,42
9- 4	,2249	9,21	9,19	9,19
10- 4	,2418	11,19	11,16	11,17

Dividiert man die über Ce-144 durch die über Nd-148 gefundenen Abbrandwerte, so erhält man  $1,007 \pm 1.3 \%$ . Die Übereinstimmung ist gut. Wegen der hohen Anreicherung des Urans fällt die Brennstoffmischung nicht ins Gewicht. Die Fehler der Mittelwerte des Abbrandes sind durch die Fehler der Spaltausbeuten bestimmt und liegen bei ca.  $\pm 3 \%$ .

## 1.12.2 Bestrahlungsexperimente - Oxidbrennstäbe und Absorber

### 1.12.211 Bestrahlungsversuch FR 2-Loop Vg.5: Leistungszyklierversuche an $\text{UO}_2$ - $\text{PuO}_2$ -Brennstäben im Bereich niedriger Abbrände \*

(I. Müller, IMF)

In der FR 2-Loop-Versuchsgruppe 5 wurden zur Untersuchung der mechanischen Wechselwirkung zwischen Oxidbrennstoff und Hülle Leistungszyklierversuche mit kurzen  $\text{UO}_2$ - $\text{PuO}_2$ -Brennstabprüflingen durchgeführt. Im He-Zentral-loop des FR 2 können Prüflingsleistung und -temperatur in weiten Bereichen voneinander unabhängig eingestellt werden. Wegen des thermischen Neutronenflusses und des hohen Gasdruckes im Heliumloop (20 at) unterbleiben sowohl Hüllmaterialschwellen und thermisch aktiviertes Hüllkriechen infolge des Spaltgasdruckes, und Hüllaufweitungen können somit nur über mechanische Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hülle auftreten.

Die Prüflingsdurchmesser können bei laufendem Reaktor mit Hilfe eines fernbedienbaren Tastersystems, das auf induktive Wegaufnehmer wirkt, mit einer Genauigkeit von  $\pm 1 \mu\text{m}$  vermessen werden.

Die Auslegung der Prüflinge erfolgt in Hinblick auf ein frühes Schließen des Anfangsspalt zwischen Brennstoff und Hülle und relativ geringe Hüllfestigkeit. Die insgesamt 10 in dieser Versuchsgruppe zur Bestrahlung gekommenen Einsätze hatten alle Brennstäbe mit einer Incoloy 800-Hülle mit 7 mm Aussendurchmesser und 0,4 mm Wandstärke sowie einen kalten Anfangsspalt zwischen Brennstoff und Hülle von 50  $\mu\text{m}$  diametral. Als Brennstoff wurde  $\text{UO}_2$ - $\text{PuO}_2$  mit 6% bzw. 18%  $\text{PuO}_2$  und Sinterdichten von 85% TD bzw. 93% TD verwendet (Tab. 5). Die Brennstoffsäulenlänge in den Prüflingen betrug 40 mm. Je zwei Prüflinge wurden zu einem Versuchseinsatz montiert und gemeinsam bestrahlt. Die Temperaturen wurden mit vier Thermoelementen auf der Hüllrohraussenwand der Prüflinge gemessen; die Leistung wurde aus der Aufheizspanne des Kühlgases berechnet.

Die Bestrahlung erfolgte in 6 - 20 einzelnen Zyklen je Einsatz bis zu einem Abbrand von maximal 1,6%. Dabei wurde jeweils zu Anfang eine Phase hoher Leistung gefahren, um die Ausbildung des typischen Oxidbrennstoffgefüges zu erreichen. Die weitere Bestrahlung erfolgte dann entweder in Zyklen mit konstanten Betriebsbedingungen oder in Teillast-Vollastzyklen.

---

\* BzFE-Nr. 315., Letzter Beitrag in KFK 1276/1, S. 112-10

Der untersuchte Hülltemperatur-, Stableistungs- und Teillastdauerbereich deckt alle praktisch vorkommenden bzw. wichtigen SNR-Betriebsbedingungen ab:

Stableistung:	250 - 520 W/cm
Hülltemperatur:	450 - 740°C
Stableistungsrampen:	≤ 150 W/cm
Leistungsänderungsgeschwindigkeit:	≤ 20 W/cm·min
Teillastzyklusdauer:	≤ 650 W

Die wichtigsten Bestrahlungsdaten sowie die gemessenen Hülldehnungen sind in Tab. 5 aufgeführt. Mit Ausnahme des Prüflings Nr.43 ist die aufgetretene plastische Hüllrohraufweitung unbedeutend. Dieser Prüfling wurde im Teillast-Vollastbetrieb mit gegenläufiger Leistungs- und Temperaturänderung (Teillast:  $\chi = 350$  W/cm,  $T_H = 650^\circ$ ; Vollast:  $\chi=500$  W/cm,  $T_H=450^\circ$ C) gefahren, was zu einer Vergrößerung der thermischen Differenzdehnung zwischen Brennstoff und Hülle führt. Darüber hinaus wird die Ausheilung von Rissen im Brennstoff, die bei Leistungsabsenkungen in der heissen inneren Brennstoffzone entstehen, durch ein hohes Temperaturniveau im Brennstab bei Teillast begünstigt.

Das wesentliche Resultat der Experimente der Loop Vers.Gr. 5 ist somit die Aussage, dass unter schnellbrütertypischen Betriebsbedingungen bei niedrigem Abbrand auch bei sehr rauhem Zyklieren nicht mit plastischen Hüllrohraufweitungen zu rechnen ist. Dabei spielen die Brennstoffdichte und die Grösse des anfänglichen Spaltes zwischen Brennstoff und Hülle allenfalls eine untergeordnete Rolle. Nur unter sehr speziellen und praxisfremden Leistungswechselbedingungen in Verbindung mit einer entsprechenden Brennstabauslegung sind plastische Hülldehnungen bei niedrigem Abbrand möglich.

Tabelle 5: Auslegungs- und Betriebsparameter und nach Bestrahlung gemessene Hüllaufweitung der Prüflinge der Loop-Versuchsgruppe 5

Prüfling Nr.	Pu-Anr. %	gemeinsam m. Prüfl. Nr.	Tabl. Dichte [% TD]	Bestr. Zyklen	Abbrand [%]		FR2- Vermes- sung	Bestr. Zeit [h]	Hüllaufweitung [ $\mu\text{m}$ ]		max. Stab- leistung [W/cm]	max. Hüll- temperat. [ $^{\circ}\text{C}$ ]
					rechn.	radioch.			Mittelwert Ausw. Zone	max.		
19	6	21	84,3	6	0,36	-	+	450	13	20	520	730
20	6	22	85,0	9	0,58	0,58	+	853	12	36	440	740
21	6	19	92,3	6	0,33	-	-	450	10	13	520	730
22	6	20	93,0	9	0,53	0,54	-	853	-3	-3	440	740
23	6	39	92,3	7	0,40	-	-	449	16	23	490	740
29	18	DUMMY	92,8	16	1,16	1,27	+	2229	9	14	510	610
30	18	DUMMY	92,7	10	0,72	-	+	1556	5	7	500	600
39	6	23	84,5	7	0,43	-	+	499	8	10	490	740
43	18	44	93,0	20	1,59	1,60	+	2810	162	180	510	650
44	18	43	93,0	20	1,59	1,32	-	2810	22	23	510	650

1.12.214 Brennstabbestrahlung im BR-2 Loop-Mol-7D <sup>F</sup>

( E. Baumgärtner, H. Hoffmann, IRB; O. Jacobi, IMF; AG-MOL)

Im Experiment MOL-7D wurde ein 19-Stabbündel, bestehend aus Hüllrohren mit 6 integralen Wendelrippen als Abstandshalter, bestrahlt /1/. Das Bündel war von Juni 1975 bis Oktober 1976 im Einsatz. Die angestrebten Versuchsziele wurden erreicht:

- Messung von Kühlmitteltemperaturen in den Teilkanälen am oberen Ende des Bündels und Vergleich der Meßwerte mit den Auslegungsdaten.
- Mittlerer Abbrand von rund 80000 MWd/t<sub>M</sub>.
- Maximaler Abbrand der höchstbelasteten Bündelstäbe von rund 85000 MWd/t<sub>M</sub>.
- Bestätigende in-pile Untersuchungen zu out-of-pile Experimenten über das Langzeitverhalten der Abstützstellen dieses Abstandshalterkonzeptes.

Die Versuche verliefen störungsfrei, was auf einwandfreies Abstützverhalten der Stäbe hinweist. Das Bündel befindet sich in Abkühlposition. Die sich daran anschließenden Nachuntersuchungen wurden definiert.

---

/1/ KFK 1276/1, S. 112-13

1.12.226 Verhalten von Absorbermaterialien für Schnelle Brüter<sup>F</sup>

(B.Schulz, J.Biel, IMF)

Charakterisierung von Borkarbid

Nach der Erarbeitung des Präparationsverfahrens für Borkarbid, über das bereits berichtet wurde /1/, stand die Erfassung des freien Kohlenstoffs im Borkarbid im Vordergrund. Untersucht wurden wieder zwei Produkte verschiedener Hersteller (I,II). Von der chemischen Analytik waren dabei folgende Werte vorgegeben:

	C <sub>tot.</sub>	C <sub>frei</sub>	O	N
I	21,0	~ 0	0,01	0,39
II	23,3	2	0,02	1,4

Mit Hilfe der Mikrosonde wurde festgestellt, daß alle Einschlüsse nur Kohlenstoff enthielten. Für die Unterscheidung zwischen Einbettmittel (im wesentlichen Kohlenstoff in organischer Verbindung) und Graphit wurden Feinstrukturanalyse, Ätzverfahren, Mikrohärtmessungen und Hei-  
tischmikroskopie ohne Erfolg angewandt. Erst die Kombination polarisiertes Licht (Abb.20) und Gefügeanalysator zeigten Ergebnisse und zwar für das Produkt II

Vol.% Gesamteinschlüsse 12, Vol.% C 2  
(Poren + Graphit)

Die Überprüfung dieses Wertes wurde folgendermaßen vorgenommen:

Die Dichte der B<sub>4</sub>C-Probe betrug 2,28 g/cm<sup>3</sup> mit 7,4 Vol.% gemessener offener Porosität. Nach dem Einbetten ( $\rho = 1,17 \text{ g/cm}^3$ , Dichte des Einbettmittels) stieg die Dichte auf 2,34 g/cm<sup>3</sup>.

Die gemessenen Vol.% an Gesamteinschlüssen setzen sich nach der Messung mit dem Gefügeanalysator dann wie folgt zusammen: 7,4 Vol.% offene Porosität gefüllt mit Einbettmittel, 2,6 Vol.% geschlossene Porosität und 2 Vol.% freier Kohlenstoff in 88 Vol.% B<sub>4</sub>C. Damit errechnet sich eine Dichte von 2,34 g/cm<sup>3</sup>, die mit der gemessenen Dichte übereinstimmt. Der Gewichtsanteil des freien Kohlenstoffs beträgt demnach 1,9 Gew.%, was

von der chemischen Analyse bestätigt wird. Das Produkt II enthält daher 21,3 - 21,4 Gew.% Kohlenstoff im Borkarbid, was einer abgeschätzten Stöchiometrie von  $B_{4,08}C$  -  $B_{4,10}C$  entspricht. Das beschriebene Verfahren befindet sich zur Zeit in der Erprobung durch Herstellung von  $B_4C$ -Proben mit definierten Zugaben von Graphit. Die Abb.21 zeigt das Produkt I, es ist erkennbar, daß auch hier freier Kohlenstoff vorhanden ist.

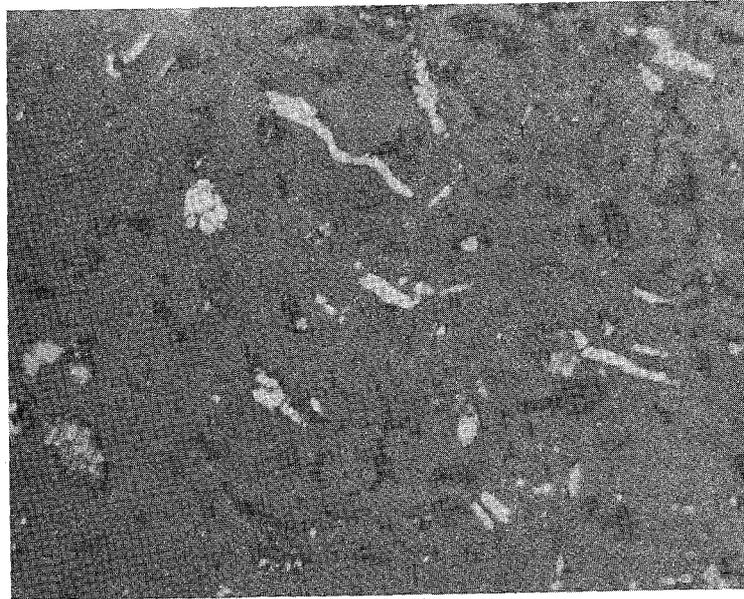


Abb.20:  $B_4C$ , 200-fach, polarisiertes Licht, weiß = freier Kohlenstoff, hellgrau =  $B_4C$  und dunkelgrau = Einbettmittel

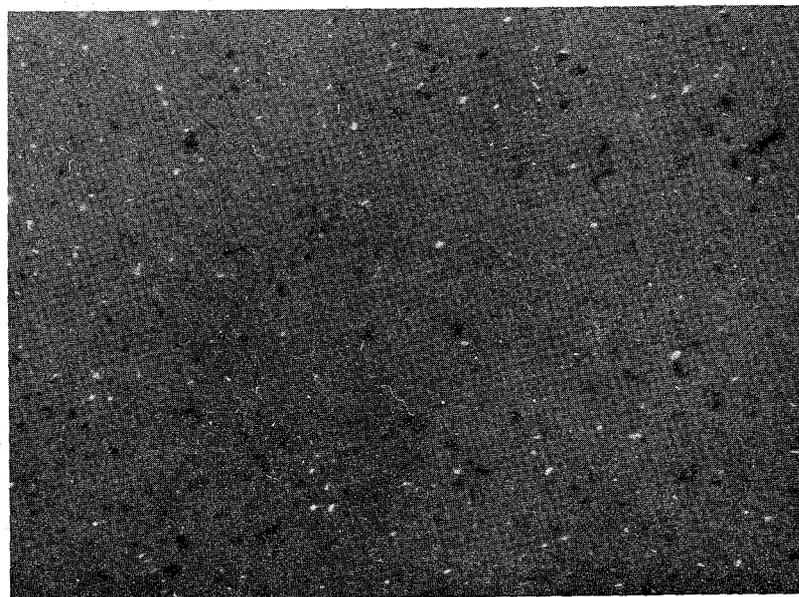


Abb.21:  $B_4C$ , 340-fach, polarisiertes Licht, I = Matrix  $B_4C$ , feine Einschlüsse (weiß) von freiem Kohlenstoff; schwarz = Poren

1.12.3 Nachuntersuchung und Auswertung bestrahlter Oxid-Brennstäbe  
und Absorberwerkstoffe

1. Die Isolierung von Brennstoffpartikeln aus dem Na-Kreislauf des Bestrahlungs-  
experimentes Mol-7B \* (D. Geithoff, IMF)

Im Bestrahlungsexperiment Mol-7B wurde ein 18-Stab-Bündel mit  $UO_2/PuO_2$ -Mischoxid-Brennstoff in einem geschlossenen Na-Kreislauf bis zu einem Abbrand von ca. 11 % Fima bestrahlt /1/. Infolge der hohen Kühlmitteltemperatur traten an 17 Stäben ausgedehnte Hüllrohrschäden auf /2/. Es war damit zu rechnen, daß aus den Hüllrohrissen Brennstoffpartikel in den Kühlkreislauf geschwemmt worden waren.

Die im Rahmen der Nachuntersuchung durchgeführte Neutronendurchleuchtung bestätigte diese Annahme. Brennstoffpartikel wurden sowohl unterhalb des Bündels im Kreislauf als auch auf der Anströmseite der Abstandshalter-Gitter ausgemacht (s. Abb. 22 ). Die Partikelgröße konnte aus den Durchleuchtungsbildern nicht abgeschätzt werden, da die beobachteten Schatten als Agglomerate angesehen wurden.

Größe und chemische Zusammensetzung der abgelagerten Partikel sind jedoch bei der Betrachtung einer Kühlmittelblockade wichtige Kenndaten /3/. Es wurde deshalb der Versuch unternommen, die Brennstoffteilchen zu isolieren und zu analysieren. Für diese Arbeit lag in den Heißen Zellen der GfK keine Erfahrung vor. Begonnen wurde mit dem Ausschmelzen des Natriums, wobei man davon ausging, daß die Brennstoffteilchen mitgeschwemmt würden. In das Sammelgefäß wurden später irrtümlicherweise weitere Natrium- und Kaliummengen gefüllt, wodurch die Alkalimenge auf mehr als einen Liter anstieg. Ein Versuch, die Partikel mit Hilfe eines Metallsiebes herauszufiltern, scheiterte, da trotz der Inertgasatmosphäre in der Zelle sich inzwischen genügend Na- Oxid im Sammelgefäß gebildet hatte, um das Sieb sofort zu blockieren. Deshalb wurde das gesammte Alkali in Alkohol gelöst, die entstandene Suspension mehrfach dekantiert und schließlich mit Wasser der sich absetzende Partikelschlamm gewaschen. Auf diese Art wurden ca. 1,5 g eines groben Pulvers gewonnen, das durch eine Siebanalyse in vier Fraktionen aufgeteilt wurde (s. Tabelle 6 ).

\*

Tabelle 6 : Siebanalyse des Brennstoff-Pulvers Mol-7B

Fraktion	Korngröße (mm)	Gewicht (g)
1	über 1	0,122
2	1 - 0,315	0,138
3	0,315 - 0,1	0,225
4	unter 0,1	0,871

Gewicht vor der Analyse 1,421 g.

Jede Fraktion wurde für sich keramografisch untersucht. Hierbei ergaben sich folgende Einzelbefunde:

1. In den Kornfraktionen 1 und 2 (große Teilchen) wurden keine Partikel von Brennstoff gefunden. Die hier angetroffenen Teilchen sind vermutlich Fremdkörper (Gummiabrieb, Glas, Metallspäne) die bei der Verarbeitung eingeschleppt wurden. Eine geringe  $\alpha$ - und  $\beta, \gamma$ -Aktivität kann durch Adsorption kleiner Brennstoffmengen erklärt werden.
2. Brennstoffteilchen wurden eindeutig in der Fraktion 3 identifiziert. Sowohl die Übereinstimmung von  $\alpha$ - und  $\beta, \gamma$ -aktiven Flächen als auch die keramische Struktur (einschließlich der Härte) beweisen dies (s. Abb. 23 ).
3. Die Kornfraktion 4 mit den feinsten Teilchen enthält viel  $\alpha$ -Aktivität, also Brennstoff in disperser Form. Daneben finden sich zahlreiche isolierte  $\beta, \gamma$ -aktive Teilchen ohne begleitende  $\alpha$ -Aktivität.

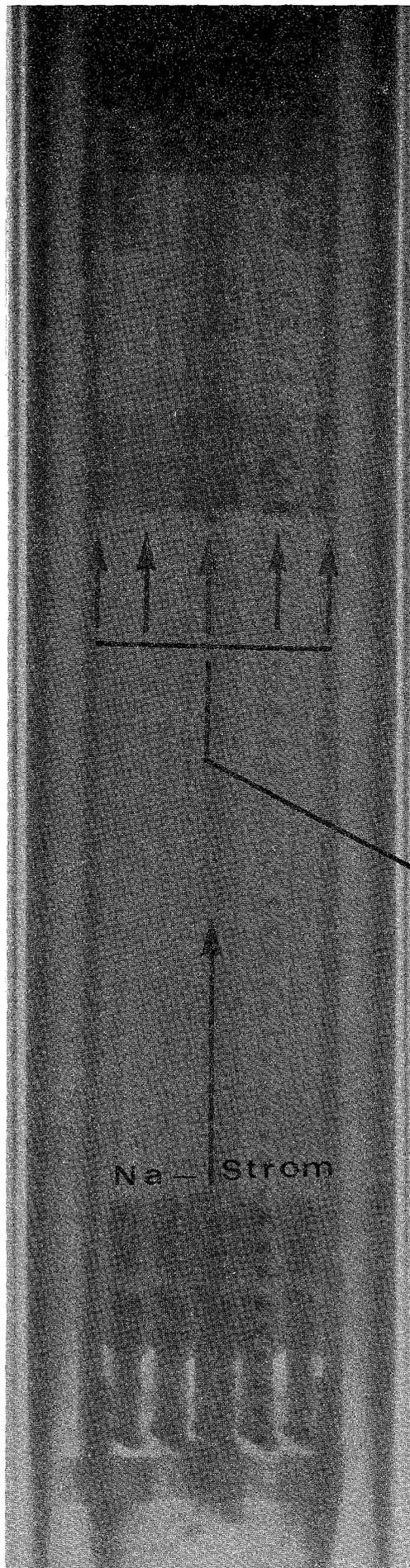
Als Gesamtergebnis ergibt sich folgendes Bild: Die in der Neutronendurchleuchtung sichtbaren Schatten sind Teilchenagglomerate, in denen die einzelnen Oxidpartikel eine Größe zwischen 0,1 und 0,3 mm haben. Größere Teilchen sind, wenn überhaupt vorhanden, äußerst selten. Ein erheblicher Anteil der Partikel (50 % ?) besteht aus dem vergleichsweise weichen Na-Uranat (Plutonat), wobei offenbleibt, wie groß diese Uranat-Partikel sind. Bei der Teilchenisolierung mit Wasser wird das Uranat bzw. Plutonat zersetzt, und es bildet sich ein Schlamm von unlöslichen Uran- und Plutoniumverbindungen, der außerdem die kleinen Kügelchen der metallischen Spaltprodukte enthält.

Literatur:

- /1/ H. Miemczyk, D. Geithoff, D. Haas:  
Zum Betrieb mit defekten Brennstäben. Ein 18-Stab-Bündel mit SNR-  
Brennstäben (Mol- 7B), Reaktortagung 1976, Düsseldorf, Tagungsband, S. 478
- /2/ J. van Miegroet, J. Dewandeleer, K. Kummerer, A. Michel, G. van Massenhove:  
Design and Preparation of the Mol-7B Irradiation Experiment, IAEA-  
Symposium on Fuel and Fuel Elements for Fast Reactors, Brüssel 2.-6. July  
1973, Paper SM-173/50
- /3/ H. Buchner, A. Franke, G.F. Schultheiß:  
Simulationsversuche zum Blockadewachstum an Wabenabstandshaltern in  
SNR-typischen Brennelement-Bündeln, ATW, Jan. 1977, S. 36-38

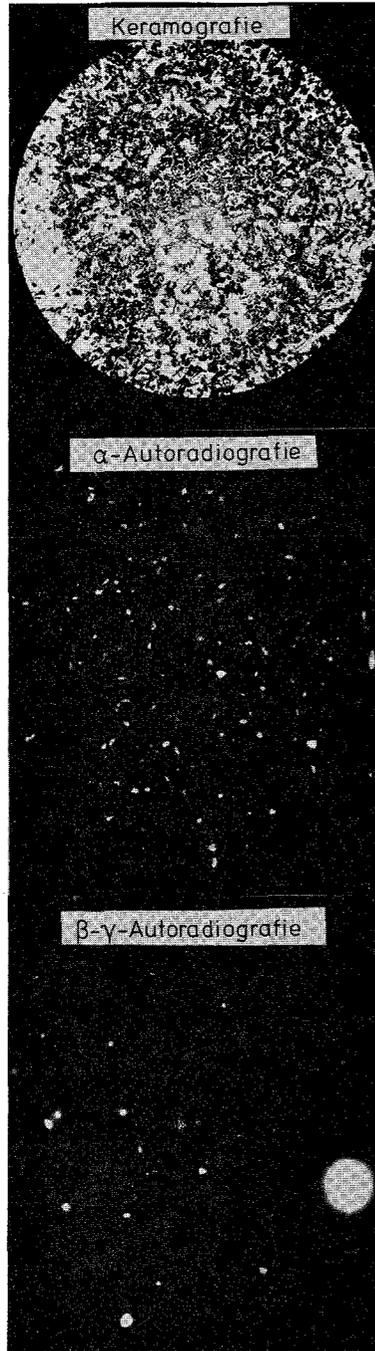
# Experiment MOL7B

Neutronografie des  
Stab-Bündels im  
Bereich des unter-  
sten Abstandshal-  
ters



Brennstoffpartikel  
auf der Anström-  
seite

Abb. 22



Experiment  
MOL 7 B

Ausgeschwemmte  
Partikel der Korn-  
fraktion 3  
(0,1-0,3 mm)

Abb. 23

## 2. Schwellung in Mischoxidbrennstäben \*

(H. Zimmermann, IMF)

Zur Ermittlung der Schwellung von U-Pu-Mischoxidbrennstoff wurden die im Rahmen der Nachbestrahlungsuntersuchungen an den vom PSB bestrahlten Brennstäben gemessenen Volumenänderungen ausgewertet. Im einzelnen handelt es sich um die FR 2-Versuchsgruppen 4a, 4b und 5b, die BR 2-Experimente Mol 7A, 8B und 8C, die Experimente DFR-304, 350 und 435 sowie das Rapsodie-Experiment I. Zur Unterscheidung von anderen das äussere Brennstoffvolumen verändernden Vorgängen wird die Schwellung definiert als die Volumenzunahme durch Einlagerung fester und gasförmiger Spaltprodukte in den Brennstoff. Sie bezieht sich auf das 100% dichte Ausgangsmaterial.

Das Volumen des 100% dichten Ausgangsmaterials ergibt sich aus Brennstoffgewicht und Ausgangsdichte. Das Volumen des kompakten Brennstoffes nach Bestrahlung ist das Volumen der Brennstoffzone zuzüglich Volumenzunahme infolge Hüllaufweitung und Brennstoffsäulenlängenzunahme vermindert um das Leervolumen in der Brennstoffzone nach Bestrahlung, das aus Zentralkanal, Rissvolumen und dem Spalt zwischen Brennstoff und Hülle besteht. Die relative Schwellung ist die Differenz zwischen den so ermittelten Ausgangs- und Endvolumina, bezogen auf das Ausgangsvolumen. Sie ist ein integraler, d.h. auf das gesamte Brennstoffvolumen eines Stabes bezogener Wert, der als Maximalwert aufzufassen ist, da er noch einen kleinen Teil der Ausgangsporosität enthält.

In Abb. 24 sind die ermittelten Schwellungen in Abhängigkeit vom Abbrand dargestellt. Zu Beginn der Bestrahlung, d.h. bei Abbränden bis zu maximal 2%, ist bei Berücksichtigung eines Betrages von 2 bis 4% verbleibender Restporosität mit integralen Schwellraten von 1,5 bis 3%/Abbrand zu rechnen, wobei die höheren Anfangsschwellraten hohen Leistungsdichten zuzuordnen sind. Mit steigendem Abbrand sinkt dann die Schwellrate. Für Abbrände über 4% ergibt sich ein fast linearer Zusammenhang zwischen Schwellung und Abbrand. Für Leistungsdichten am Bestrahlungsende bis zu 200 W/g (FR 2-Versuchsgruppen 4a und 4b) lautet die Regressionsgerade

$$S_{\max} = 3,7\% + A$$

A=Abbrand in %.

---

\* BzFE-Nr. 464. Letzter Beitrag in KFK 1275/4, S. 112-21

Für Leistungsdichten über 200 W/g ergibt sich

$$S_{\max} = 6,9\% + 0,65 A.$$

Der Wert von 6,9% kann als maximaler Sättigungswert der Spaltgasschwellung unter den gegebenen Betriebsbedingungen gedeutet werden, während 0,65%/ % Abbrand in etwa die Schwellrate durch feste Spaltprodukte darstellen sollte. Bei den Werten aus den FR 2-Versuchsgruppen 4a und 4b mit stetig abnehmender Leistungsdichte und damit sinkender Brennstofftemperatur nimmt auch die Spaltgasschwellung noch bei höheren Abbränden zu.

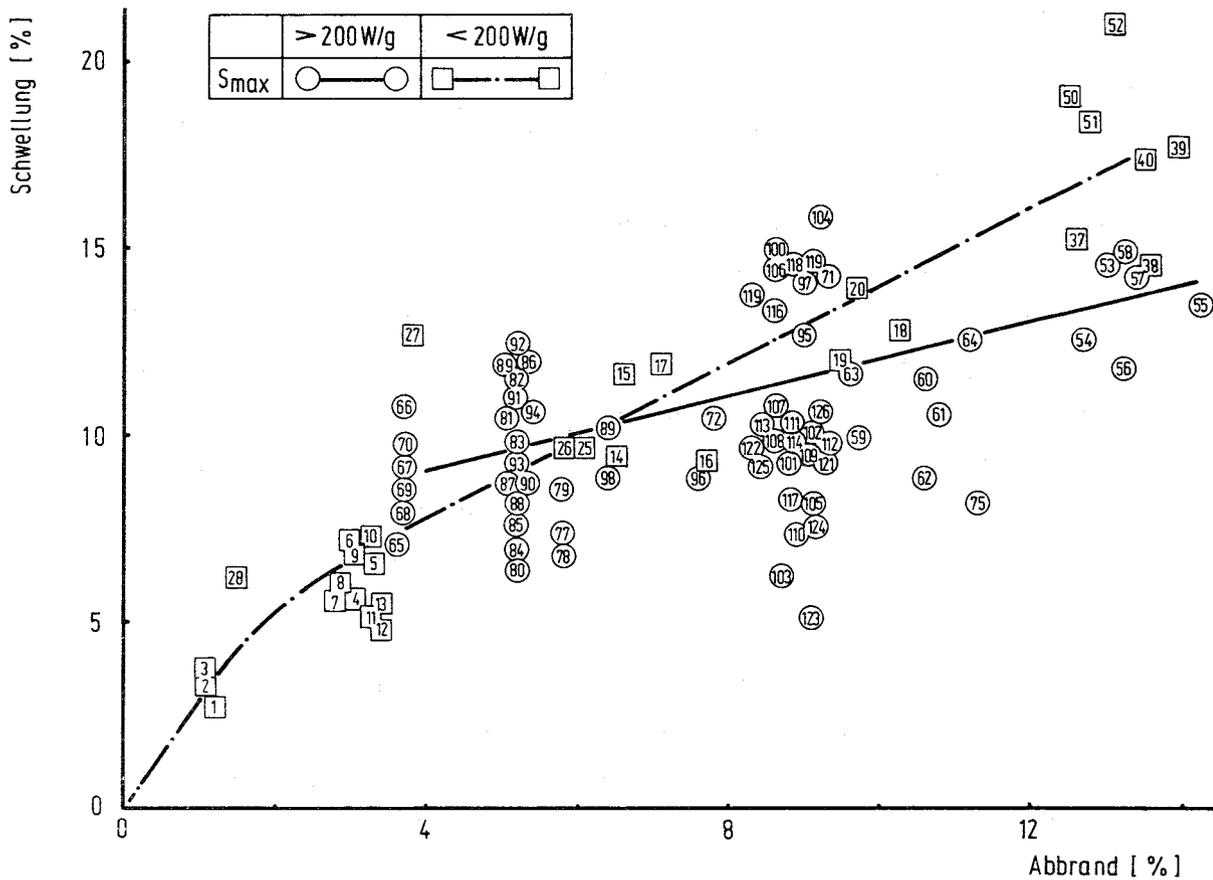


Abb. 24 : Maximale Gesamtschwellung in Mischoxidbrennstäben in Abhängigkeit vom Abbrand

1.12.4 Karbidische Brennstäbe1.12.40 Brennstabmodelltheorie<sup>G</sup>f. Das Rechenprogramm DISKUS (L. Steinbock, IMF)

Das Programm DISKUS gestattet die Berechnung von Temperaturen und Spannungen in beliebig zusammengesetzten zweidimensionalen Bereichen mit Hilfe der Finitelementmethode. Es wird für die modelltheoretische Untersuchung von nicht zentralsymmetrischen Brennstabquerschnitten angewandt. Als Beispiel wird die thermische und mechanische Analyse eines Karbidbrennstabes mit asymmetrisch liegender Tablette vorgestellt. Karbid hat einerseits eine wesentlich größere Wärmeleitfähigkeit als Oxid und andererseits sind die Fertigungsspalte bei He-gebundenen Stäben zur Aufnahme der höheren Schwellbeträge größer als bei Oxidbrennstoff. Liegt eine Karbidtablette einseitig an der Hülle an, so sind wesentlich höhere Wärmeflußgradienten als bei Oxid zu erwarten. Die Gefährdung der Hülle durch Übertemperaturen ist daher größer. Ein Anhaltspunkt für die Höhe der Temperaturen und Spannungen gibt die folgende Analyse.

Es wird der Brennstabquerschnitt eines geplanten Experimentes im HFR bei 1000 W/cm Stabileistung untersucht. Bei diesem Brennstab mit 4,25 mm Hüllradius und 350 µm radialer Spaltweite wird eine Finit-Element-Einteilung mit Dreiecken nach Abb.25 gewählt. (Aus Symmetriegründen wird nur ein Halbquerschnitt untersucht.) Die vorliegende Einteilung entspricht dem Fall 3 in Abb.26). Durch Verschieben der Brennstoffdreiecke gegenüber der Hülle lassen sich Geometrien mit beliebiger Spaltasymmetrie vorgeben und die Temperaturen mit Spannungen berechnen. Aus Einfachheitsgründen wurden in diesem Beispiel die Wärmeleitfähigkeit, der E-Modul und die Querkontraktion  $\nu$  in den drei Materialbereichen Hülle, Gasspalt und Brennstoff konstant vorgegeben und die zu den einzelnen Temperaturfeldern gehörenden thermischen Dehnungen unberücksichtigt gelassen. Wegen des großen Spaltes würde die Zentraltemperatur dann auf 2600 ° steigen. (Diese Temperatur liegt zwar über dem Schmelzpunkt von Karbid, ist aber wegen der eben genannten Vereinfachungen nicht realistisch und soll hier nur zu Vergleichszwecken angeführt werden!) Die Hüllinnentemperatur beträgt 577 °C. Bei einer Verlagerung des Tablettenmittelpunktes auf 175 µm erfolgt eine Brennstoffoberflächentempertursenkung von etwa 400 °C und eine Erhöhung der Hüllinnentemperatur um 30 °C an der Stelle des kleinsten Spaltes (Fall 2, Abb. 26).

<sup>G</sup> Letzter Beitrag in KFK 1276/1, S. 112-21

Eine weitere Verkleinerung des Restspaltes auf 25  $\mu\text{m}$  führt zu einer Temperatursenkung auf 1000  $^{\circ}\text{C}$  in der Brennstoffoberfläche und zu einer Erhöhung auf 700  $^{\circ}\text{C}$  an der Hüllinnenseite, so daß dort der Temperaturgradient über die Hüllwand nicht mehr 77  $^{\circ}$ , sondern 200  $^{\circ}\text{C}$  beträgt.

Wenn auch bei einer Verfeinerung der Rechenmethode (z.B. temperaturabhängige Dehnung und damit Spaltweite) noch mit einer Senkung der angegebenen Temperaturdifferenzen zu rechnen ist, so bleibt doch festzuhalten, daß Lageasymmetrie der Tabletten bei Na-gebundenem Karbid zwar einerseits eine Senkung der Brennstofftemperaturen bewirken kann, aber andererseits zu einer Erhöhung der Hüllinnentemperatur von einigen -zig Grad führen kann.

In der gleichen Geometrie wurden nun für den Fall 1 die Spannungen in der Hülle und in der Brennstoffoberfläche aufgrund der Wärmedehnungen berechnet (Abb. 27). Der Verlauf der Zug- und Druckspannungen außen und innen entspricht dem Verlauf der Hülltemperaturdifferenz in Abb.26, Fall 1. (Die Streuung der Spannungswerte ist der noch groben Elemententeilung zuzuschreiben. ) Die Spannungen in der Brennstoffoberfläche haben ebenso wie in der Hülle bei 0  $^{\circ}$  ihr Maximum. Nimmt man an, daß dort die Tablette wegen Überschreiten der Bruchspannung von 15  $\text{kp}/\text{mm}^2$  aufreißt, so erhält man eine Senkung der Spannungen (Abb.27 ) und ein Aufklaffen des Risses (Abb. 28).

Wenn die Berechnung der Spannung in gerissenen Geometrien auch noch recht grob ist, so soll die vorliegende Spannungsanalyse zeigen, daß die thermische Analyse von Brennstabquerschnitten mit fehlender azimuthaler Symmetrie möglich ist und jetzt schon zu qualitativen Aussagen führt. Im vorliegenden Fall ist z.B. die Spannungsabsenkung durch einen radialen Anriß bereits ausreichend, um die Spannungen unter die Bruchgrenze zu senken.

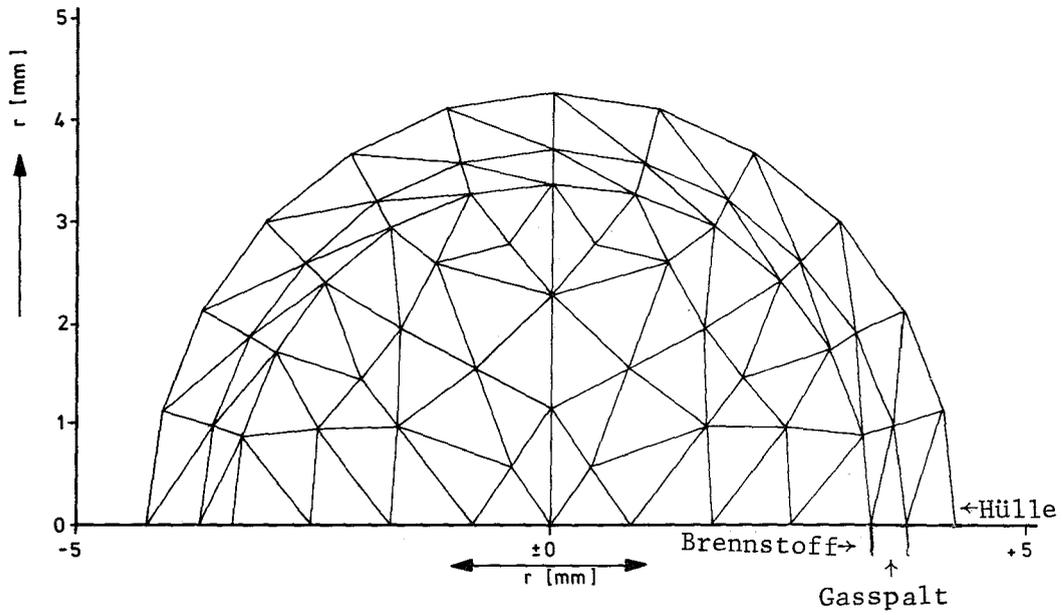


Abb. 25: Aufteilung eines Brennstabquerschnitts mit Dreieckelementen

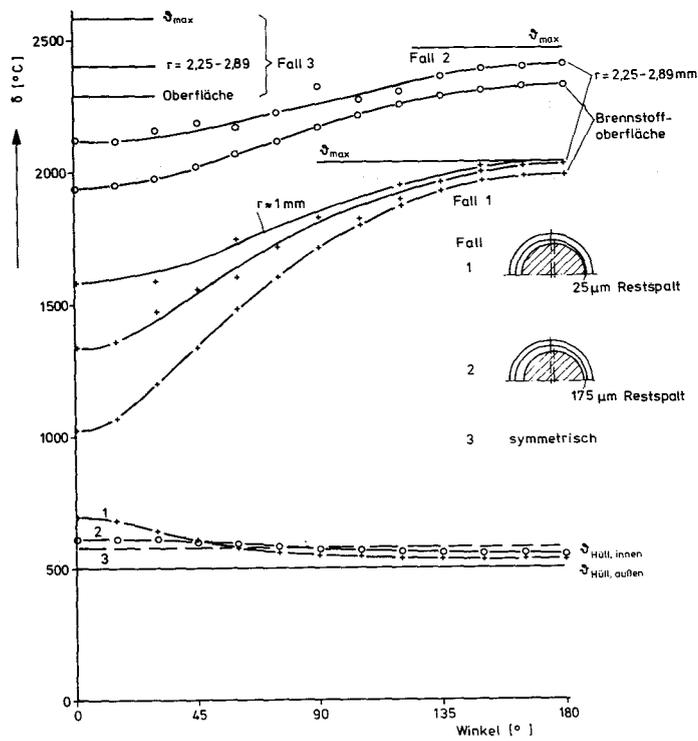


Abb. 26: Hüll- und Brennstofftemperaturen in asymmetrisch gelegenen Karbidtabletten

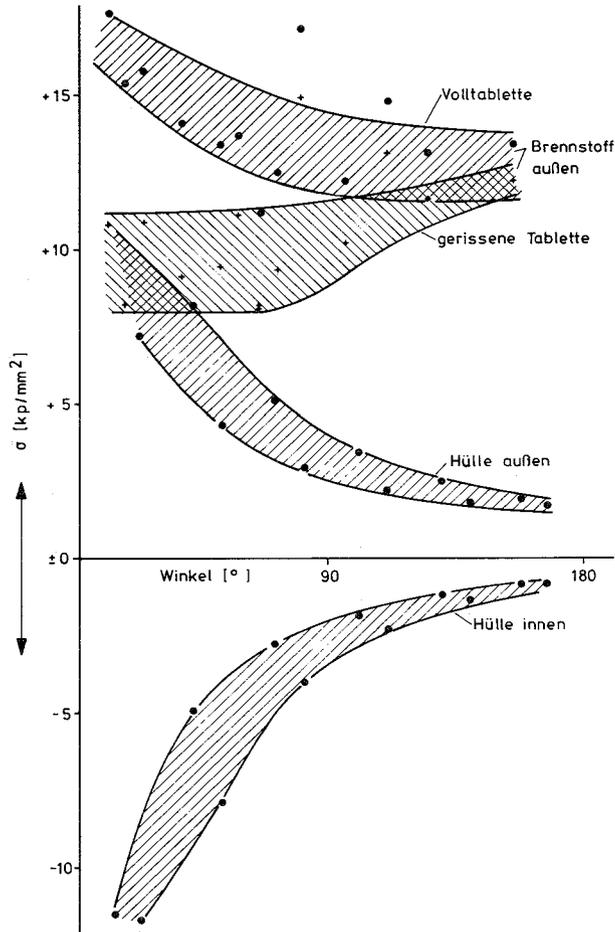


Abb. 27: Hydrostatische Spannungen in Hülle und Brennstoff bei einer asymmetrisch gelegenen Karbidtablette

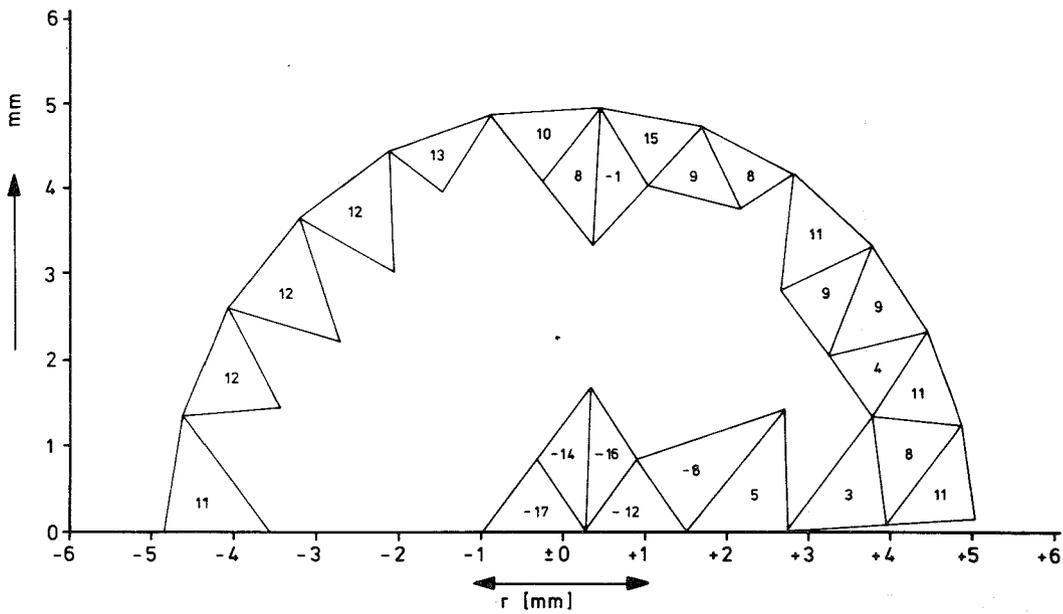


Abb. 28: Verformungen (5-fach) und hydrostatische Spannungen ( $\text{kp/mm}^2$ ) in einer gerissenen Karbidtablette

## 2. Behandlung des Wärmedurchgangs im Spalt bei der thermischen Auslegung

### He-gebundener Karbid-Brennstäbe

( H. Steiner, IMF)

Bekanntlich ist in He-gebundenen Karbid-Stäben mit mittleren bis großen Fertigungsspalten zwischen Brennstoff und Hülle der Wärmedurchgang im Spalt von entscheidender Bedeutung für die thermische Belastung des Brennstoffs, speziell beim ersten Anfahren. Durch die thermische Auslegung des Brennstabs muß sichergestellt werden, daß beim ersten Anfahren und im weiteren Verlauf des Abbrandes ein Schmelzen des Brennstoffes mit axialer Verlagerung desselben nicht vorkommt.

Da die Karbid-Tabletten schon während der Startphase aufreißen und die Bruchstücke sich verschieben, ist eine modellmäßige Beschreibung des Wärmedurchgangs sehr erschwert. Da dieses Aufreißen der Sinterkörper infolge Wärmespannungen und damit das Verschieben der Tablettenbruchstücke statistisch erfolgt, bräuchte man zur Aufstellung eines halbempirischen Modells eine Vielzahl von experimentellen Daten, die jedoch noch nicht vorhanden sind.

In Abb. 19 sind Werte für die Wärmedurchgangszahl für den Beginn des Betriebes (ohne Anfahrprogramm) von He-gebundenen Karbid-Stäben mit Fertigungsspalten zwischen 370 und 400  $\mu\text{m}$  gegen die Stableistung aufgetragen, die aus der Literatur bekannt sind /1,2/ bzw. aus Angaben über die Zentraltemperatur /2/ und durch Auswertung von Brennstabquerschliffen gewonnen werden konnten /3/.

Der Wert bei 800 W/cm, der aus /1/ übernommen wurde, stellt im strengen Sinne keinen Meßwert dar, da er aus einer Interpolation der Ergebnisse für 250  $\mu\text{m}$  und 600  $\mu\text{m}$  Fertigungsspalte (diametral) abgeleitet wurde. Der Wert bei 1500 W/cm /3/ wurde aus einem Experiment mit hochdichtem Brennstoff (98% th.D.) gewonnen, ist also für niederdichte Brennstoffe, bei denen Nachsintereffekte auftreten können, möglicherweise nicht repräsentativ. Massives Nachsintern des Brennstoffes von 79% th.D. auf 92% th.D. hat nach /2/ beim Anfahren auf 640 W/cm den Wärmedurchgang von 0,4 auf 0,28 W/cm<sup>2</sup> °C verschlechtert. Eine Zunahme der Wärmedurchgangszahl mit der Stableistung läßt sich aus Abb. 19 zweifelsfrei erkennen.

Die durchgezogene Linie in dieser Abbildung dient gegenwärtig als Basis für die thermische Auslegung des Karbid-Referenzstabes /4,5/. Dieser Brennstab besitzt einen Fertigungsspalt von 400 µm diametral mit Helium-Bindung. Er wird mit einer maximalen nominalen Stableistung von 800 W/cm betrieben.

Für eine konzentrisch liegende, ungerissene Tablette berechnet man mit einem Modell, das auf der Beziehung (nach /6/)

$$h_{\text{gap}} = \frac{\bar{\lambda}_g}{\frac{\delta + \sum_{i=1}^n l_{\text{ex}i}}{2} + \sum_{i=1}^n R_{\text{ai}}} + C_R \cdot (T_{\text{fa}}^{\text{K}^2} + T_{\text{Hi}}^{\text{K}^2}) \cdot (T_{\text{fa}}^{\text{K}} + T_{\text{Hi}}^{\text{K}})$$

$$C_R = \frac{\sigma}{\frac{1}{\varepsilon_1} + \frac{1}{\varepsilon_2} - 1}$$

beruht, bei 800 W/cm einen Wert von 0,33 W/cm<sup>2</sup> °C. Die entsprechende radiale Temperaturverteilung im Referenzstab ist in Abb.30 zu sehen. Nicht berücksichtigt sind dabei exzentrische und gestaffelte Lage der Tabletten und die Brennstoffverlagerung durch das Aufreißen. Modellrechnungen /7,8,9/ zeigten, daß mit diesen Effekten die Diskrepanz zwischen Theorie und Experiment erklärt werden kann. Die experimentell ermittelten Werte ergeben deutlich bessere Wärmedurchgangszahlen als die theoretisch vorausberechneten.

#### Literatur:

- /1/ H. Plitz:  
Evaluation of Central Temperatures in He-Bonded Carbide Pins of Experiment DFR-330, AEG-E3-2345, Aug. 1972
- /2/ H. Mikailoff:  
L'élément combustible carbure à joint hélium pour la filière à neutrons rapides: problèmes posés par le gonflement du combustible, Bull. d'Inf. Scient. et Techn. 196, S. 49, Okt. 1974
- /3/ Topical Report, Fast Reactor Mixed Carbide Fuel Element Development Program High Power and Heat Flux Irradiation of Uranium-Plutonium Carbides, GU-5294, Apr. 1973
- /4/ D. Freund et al.:  
Vorstudie zur Bestrahlung von Karbid-Brennelementen in der KNK-II, interner Bericht (unveröffentlicht)

- /5/ H. Steiner:  
Auslegung von Karbid-Stäben, Beitrag in KFK-2416 (im Druck)
- /6/ R. Godesar:  
Untersuchung des Einflusses des Wärmeübergangskoeffizienten im Spalt zwischen Brennstoff und Hülle auf die sicherheitstechnische Auslegung von stabförmigen Brennstäben für Schnelle Brutreaktoren, Dissertation TH-Aachen, 1972
- /7/ H. Steiner:  
Wärmebrücken in karbidischen Brennstäben mit großen Fertigungsspalten, Beitrag in KFK 1276/1 (1976), S. 112-21
- /8/ H. Steiner:  
Verteilung der Brennstofftemperaturen bei exzentrischer Lage der Tabletten, interner Bericht (unveröffentlicht)
- /9/ H. Steiner:  
Ein Modell zum Einfluß peripherer Risse auf die Temperaturverteilung in einer Brennstofftablette, interner Bericht (unveröffentlicht)

#### Nomenklatur

$\bar{\lambda}_g$	=	Wärmeleitfähigkeit der Gasmischung im Spalt bei der mittleren Spalttemperatur
$\delta^0$	=	Fertigungsspaltbreite
$\delta$	=	Spaltbreite im Heißzustand
$l_{ex,1,2}$	=	Extrapolationslängen von Hülle und Brennstoff
$R_{a,1,2}$	=	arithmetisch gemittelte Rauigkeiten von Hülle und Brennstoff
$\sigma$	=	Stefan-Bolzmann Konstante
$\epsilon_1, \epsilon_2$	=	Emissivitäten von Hülle und Brennstoff
$\chi$	=	lineare Stabileistung
$h_{gap}$	=	Wärmedurchgangszahl im Spalt
$T_{fa}^K$	=	Brennstoffaußentemperatur in K
$T_{Hi}^K$	=	Hüllinnentemperatur in K

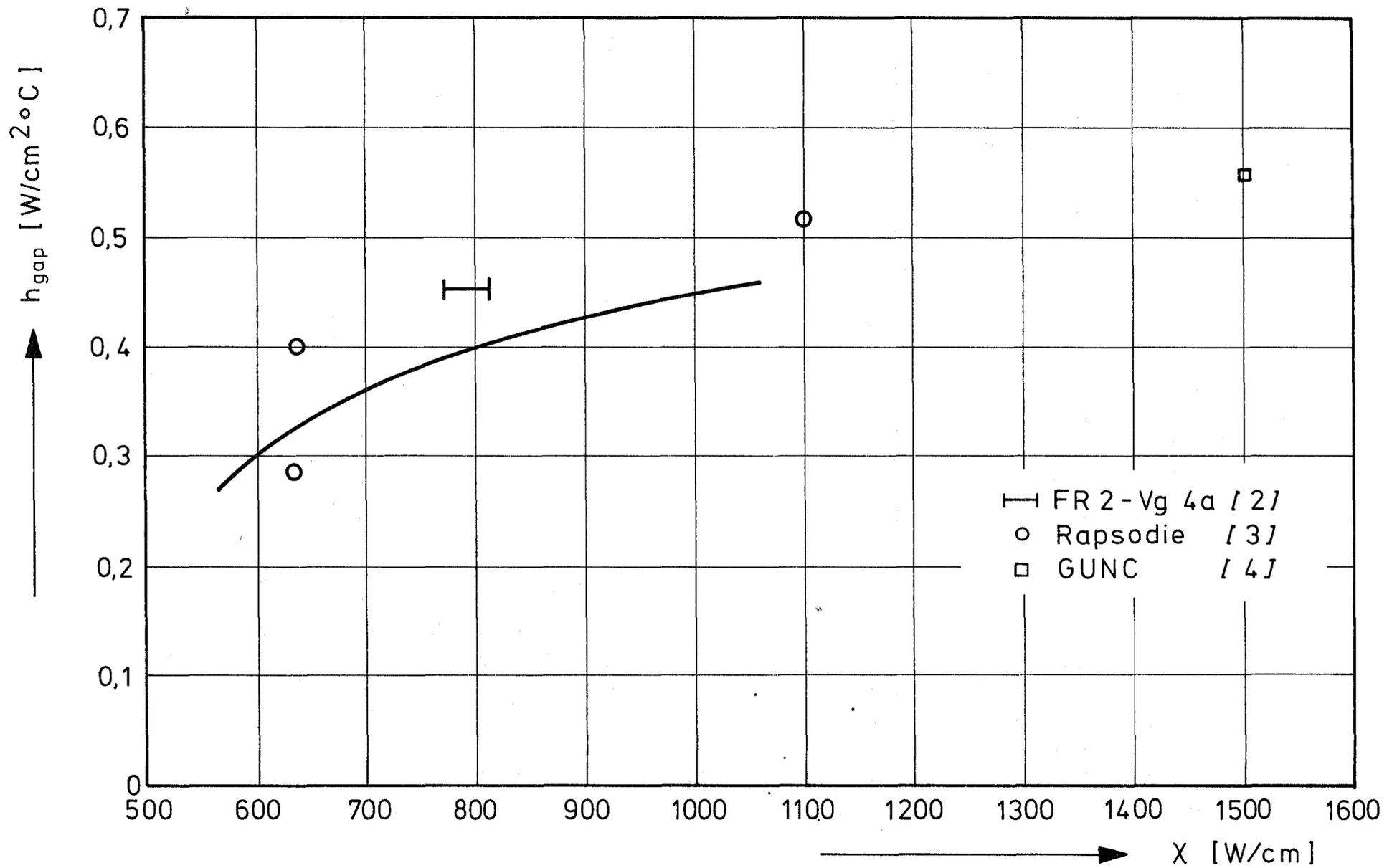


Abb. 29 Experimentell ermittelte Wärmedurchgangszahlen beim Anfahren für Karbid-Brennstäbe mit Fertigungsspalten von ca 400  $\mu\text{m}$  diametral

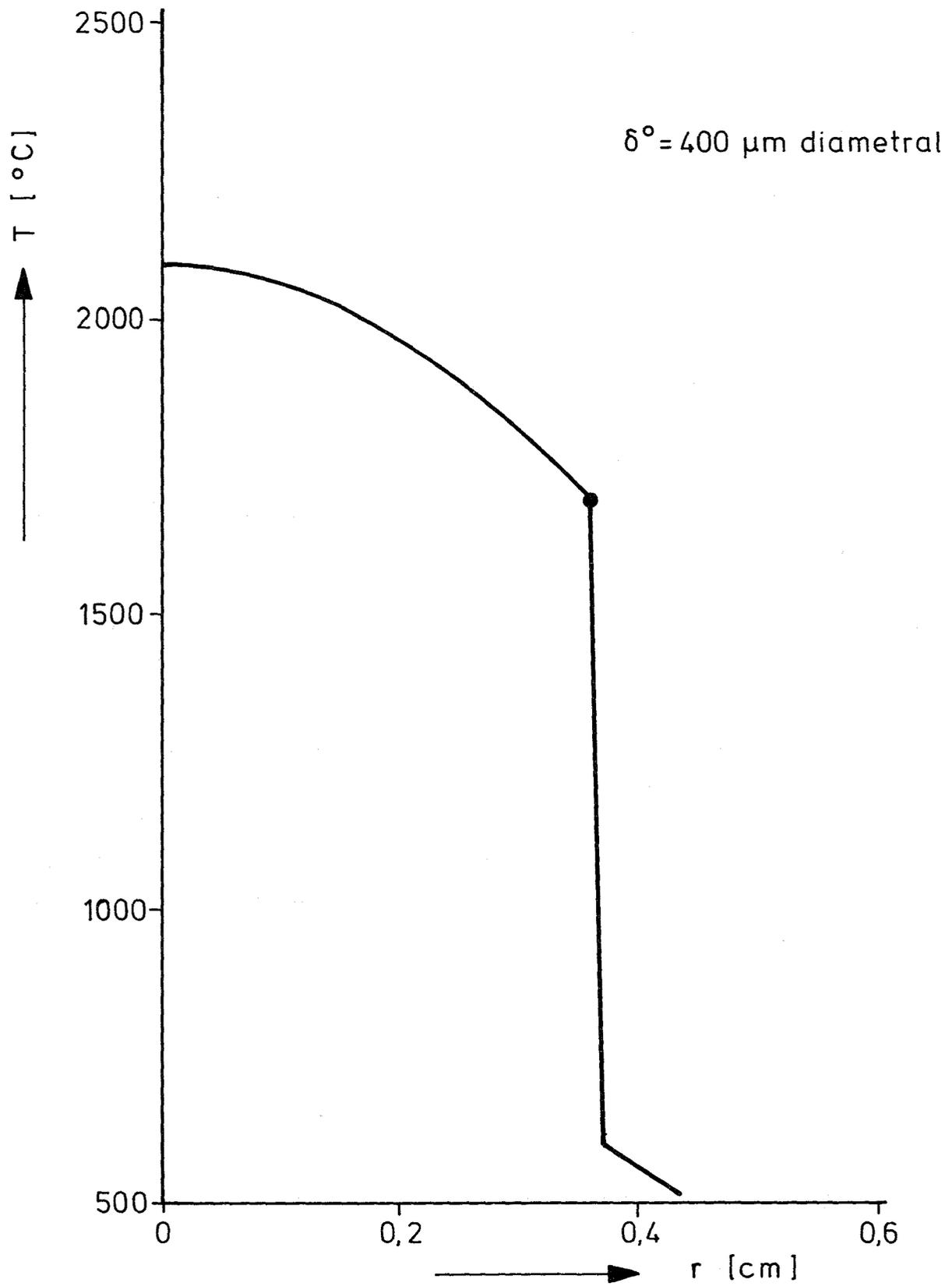


Abb. 30 Radiale Temperaturverteilung im Karbid-Referenzstab auf Höhe des Maximums der Stableistung

1.12.43 Bestrahlungen in KNK II, KarbidelementeThermohydraulische Auslegungsrechnungen

(D. Weinberg, H.H. Frey, IRB)

Für eine optimale Bestimmung der Stabteilung für das Karbid-element BE 204 der KNK-II wurden thermohydraulische Berechnungen durchgeführt.

Für die Auswahl wurden folgende Kriterien berücksichtigt:

- geringe Belastung der Strukturwerkstoffe (Kasten, Brennstabhülle), Temperaturmaximum innerhalb des Zentralbereichs des Bündels,
- möglichst gleichmäßige Aufheizspanne über den Bündelquerschnitt und damit gleichmäßige Belastung.

Diese Erfordernisse wurden am besten durch einen Stababstand von  $P = 10,35$  mm unter Berücksichtigung anderer nicht thermohydraulischer Kriterien erreicht.

Für eine nominelle sowie exzentrische Lage des Bündels im Kasten zeigen die Abb. 31 und 32 für die Stababstände 10,30 und 10,35, die Rand-Unterkanaltemperaturverteilung am Umfang des Kastens. Die für die Verbiegung des Kastens ausschlaggebende Temperaturdifferenzen am Umfang des Kastens über  $180^\circ$  betragen bei exzentrischer Lage des Bündels:

	P = 10,30 mm	P = 10,35 mm
$\Delta T_{\text{max.}}$ Kasten	175 K	135 K
$\Delta T_{\text{max.}}$ Stab	102 K	74 K

Die Wahl des größeren Stababstandes erbringt eine Verringerung der Temperaturdifferenz um 40K und beim höchstbelasteten Stab um 28K.

Diese durchgeführten Rechnungen stellen einen Teilaspekt der Optimierung des Karbidelements der KNK-II dar.

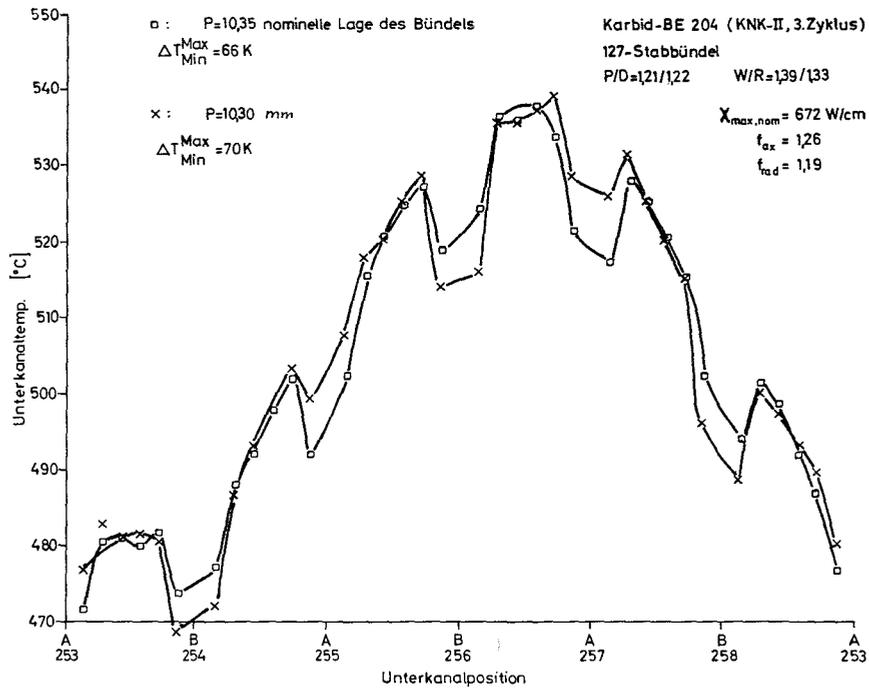


Abb.31 Randkanaltemperaturverteilung, nominelle Lage des Bündels

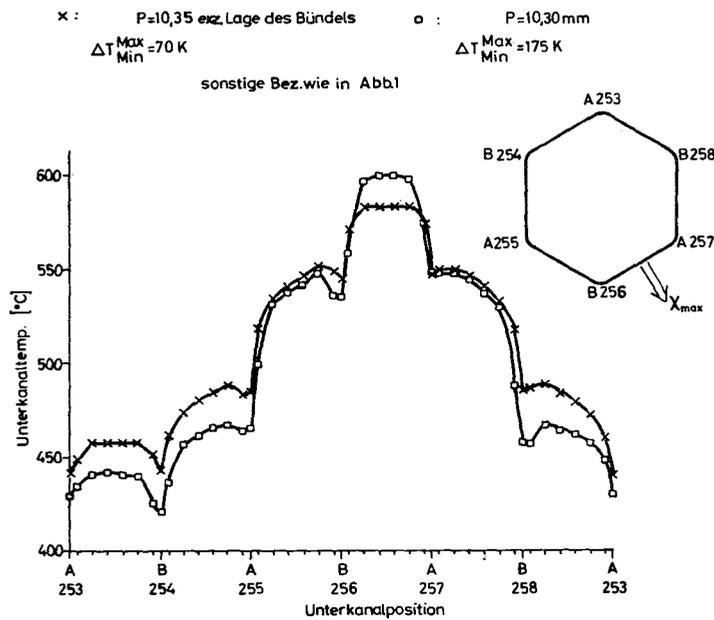


Abb.32 Randkanaltemperaturverteilung, exzentrische Bündellage



1.13 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG1.13.1 Materialuntersuchungen an technischen Legierungen1.13.1.1 Mechanische und physikalische Eigenschaften techn. Legierungen1. Mechanische Eigenschaften\*

(L. Schäfer, M. Schirra, IMF)

Die Rohrinneindruck-Zeitstandversuche an Hüllrohren aus dem austenitischen Stahl X8 CrNiMoNb 16 16 (Werkst.-Nr. 1.4981, Chg. 51857) wurden abgeschlossen. Aus der Messung des Einflusses von 10-, 15- und 20%igen Kaltverformungen auf die Kriecheigenschaften sind in Abb. 1 ausgewählte Dehngrenzlinien gezeigt.

Abb. 2 zeigt die Abhängigkeit der minimalen tangentialen Kriechgeschwindigkeit von der Tangentialspannung. Die daraus berechneten Kriechparameter für ein Kriechgesetz der Form  $\dot{\epsilon}_t = k \cdot \sigma_t^n$  sind in Tabelle 1 zusammengestellt.

Bei einem Vergleich der drei Verformungsvarianten untereinander ist festzustellen, daß die Zeitstandfestigkeit und die Bruchdehnung mit zunehmender Kaltverformung abnehmen. Bei dem 20% kaltverformten Material steigt bei 700°C die Bruchdehnung allerdings infolge Erholung wieder geringfügig an.

Die minimale und die mittlere Kriechgeschwindigkeit sind vom Kaltverformungsgrad des Materials nahezu unabhängig. Lediglich bei einer Prüftemperatur von 650°C ist eine leichte Tendenz erkennbar, daß mit zunehmender Kaltverformung auch die Kriechgeschwindigkeit etwas zunimmt.

Die Proben zeigen allgemein einen interkristallinen Bruch. Der Rißbeginn des Schadensrisses scheint bevorzugt an der Außenseite der Rohrwand zu liegen.

Aus den Untersuchungen ist zu schließen, daß das Material mit der 10%igen Kaltverformung bezüglich Kriechfestigkeit, Duktilität und Zeitstandfestigkeit unübertroffen ist.

---

\* BzFE-Nr. 221.1

Tabelle 1: Kriechparameter für die minimale tangentielle Kriechgeschwindigkeit des Stahles X8 CrNiMoNb 16 16

Zustand	Kriechparameter	600°C	650°C	700°C
LG+10% kv	n	10,0	7,1	6,0
	k	$5,08 \cdot 10^{-29}$	$3,58 \cdot 10^{-21}$	$1,0 \cdot 10^{-16}$
LG+15% kv	n	10,0	6,7	6,0
	k	$6,75 \cdot 10^{-29}$	$4,51 \cdot 10^{-20}$	$4,47 \cdot 10^{-17}$
LG+20% kv	n	6,9	4,7	4,3
	k	$3,25 \cdot 10^{-21}$	$3,83 \cdot 10^{-15}$	$2,44 \cdot 10^{-13}$

Die austenitischen Stähle, die als potentielle Hüllwerkstoffe in der engeren Wahl standen, wurden in jeweils zahlreichen Vorbehandlungszuständen untersucht, um eine optimale Auswahl treffen zu können. In bezug auf den metallurgischen Zustand wurde für jede Legierung eine Vorbehandlung definiert, die als "Industriezustand" in Versuchsprogrammen und Berichten Eingang fand. Für den titanstabilisierten Stahl X10 NiCrMoTiB 15 15 (1.4970), der in der Zwischenzeit als Hüllwerkstoff für die SNR 300-Mark-Ia-Brennelemente ausgewählt wurde, besteht die Vorbehandlung aus Lösungsglühen  $1060-1120^{\circ}$  5 min + 15% Kaltverformung +  $800^{\circ}$  2h geglüht.

Abschließend werden die Zugfestigkeitseigenschaften im Temperaturbereich  $600-800^{\circ}\text{C}$  und das Zeitstandfestigkeits- und Kriechverhalten für den Temperaturbereich  $600-750^{\circ}$  beschrieben, während in einem früheren Beitrag // ein Zwischenbericht gegeben wurde.

Die Proben entstammten Rundmaterial, dessen chemische Zusammensetzung innerhalb der IA-Spezifikation lag, mit Ausnahme des Borgehaltes, der mit 30 ppm knapp unter der Sollgrenze (40 ppm) lag.

// KFK-1274/1, S. 113-3

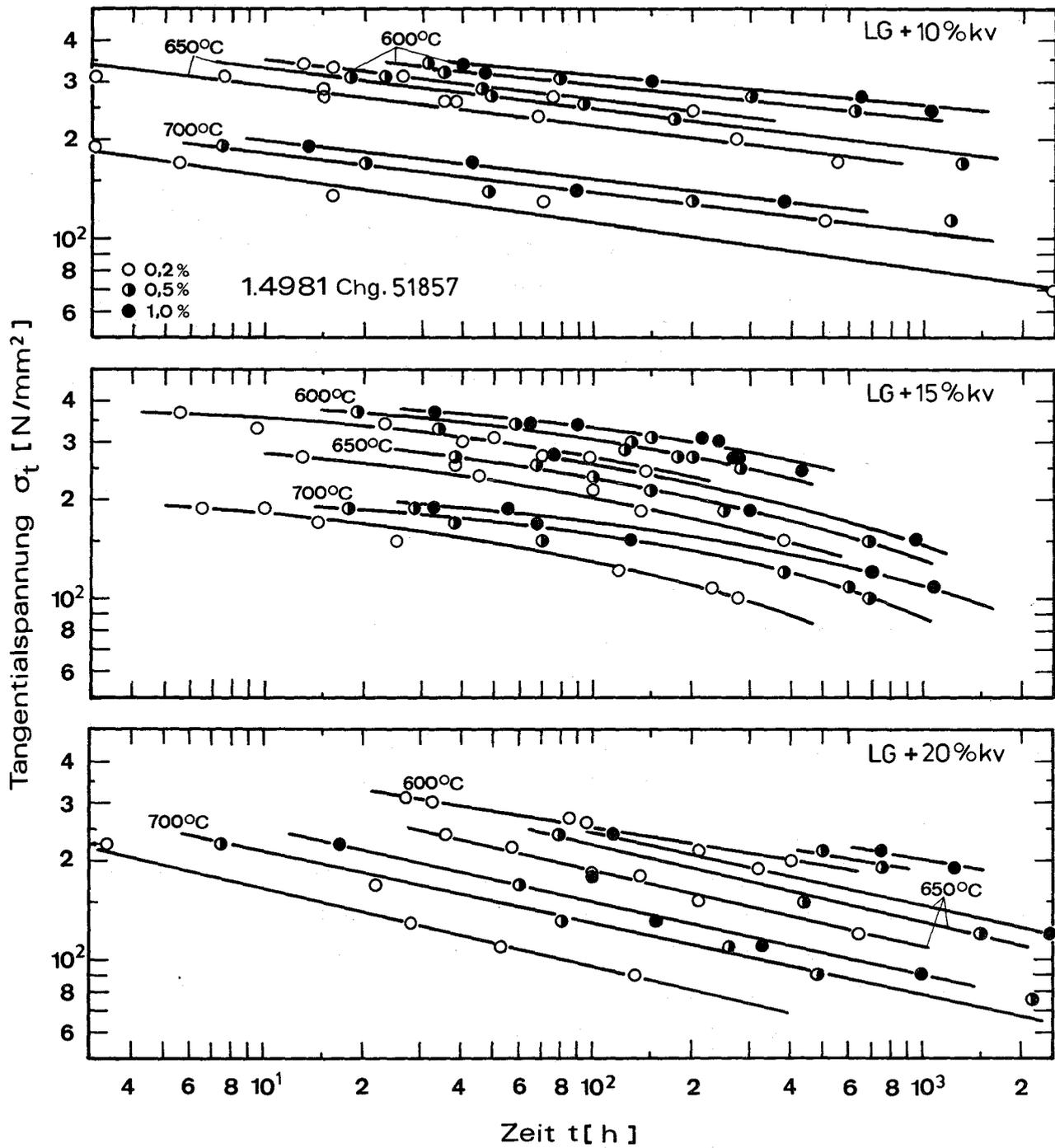


Abb. 1: Dehngrenzzlinien des Stahles 1.4981 in drei Kaltverformungsgraden bei Rohrrinnendruckbelastung

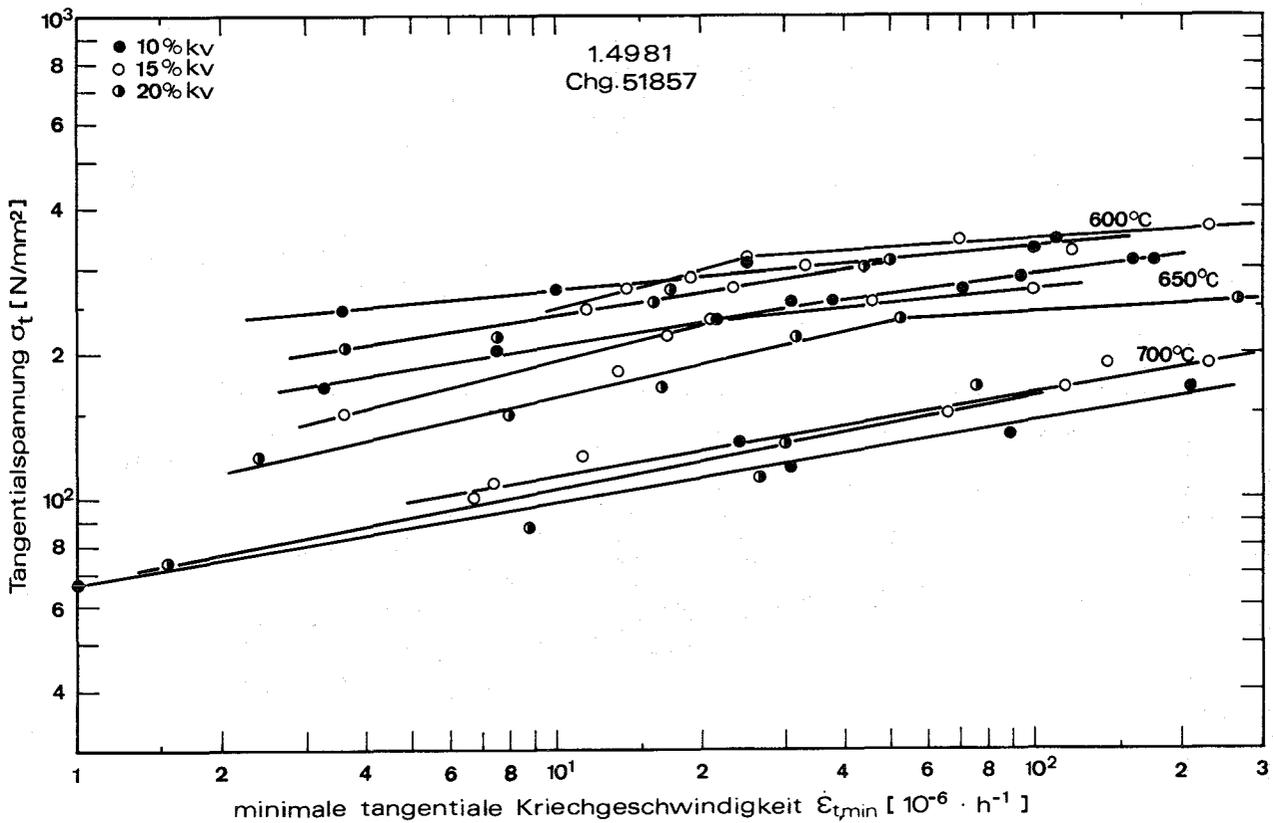


Abb. 2: Abhängigkeit der minimalen tangentialen Kriechgeschwindigkeit des Stahles 1.4981 von der Tangentialspannung im Rohrrinden-druckversuch

In der Abb. 3 sind die Werte für Zugfestigkeit, Streckgrenze, Bruchdehnung und -einschnürung und Gleichmaßdehnung über der Prüftemperatur aufgetragen. Die stärkere Abnahme der Zugfestigkeit gegenüber der Streckgrenze bedeutet eine wesentliche Erhöhung des Streckgrenzenverhältnisses. Die gleichzeitige Zunahme der Brucheinschnürung und Bruchdehnung geht auf Kosten der Gleichmaßdehnung  $\delta_{G1}$ .

Die Ergebnisse der Zeitstandversuche sind in Abb. 4 in vier Teilbildern dargestellt.

Teilbild a umfaßt die Zeitstandfestigkeitskurve für die Prüftemperaturen 600-650-700-750°C, die durch Standzeiten bis max. 11000 Std belegt sind. Im Vergleich zu einem ähnlichen Vorbehandlungszustand, jedoch mit einer höheren

15/15 Cr Ni (1.4970)

Zust: 1100° 30' + 15% k.v. + 800° 2h

Zust: 1100° 30':  $\sigma_{0,2}$  bei RT = 18,5 - 20,5 kp/mm<sup>2</sup>

(Bei 33 Werten)

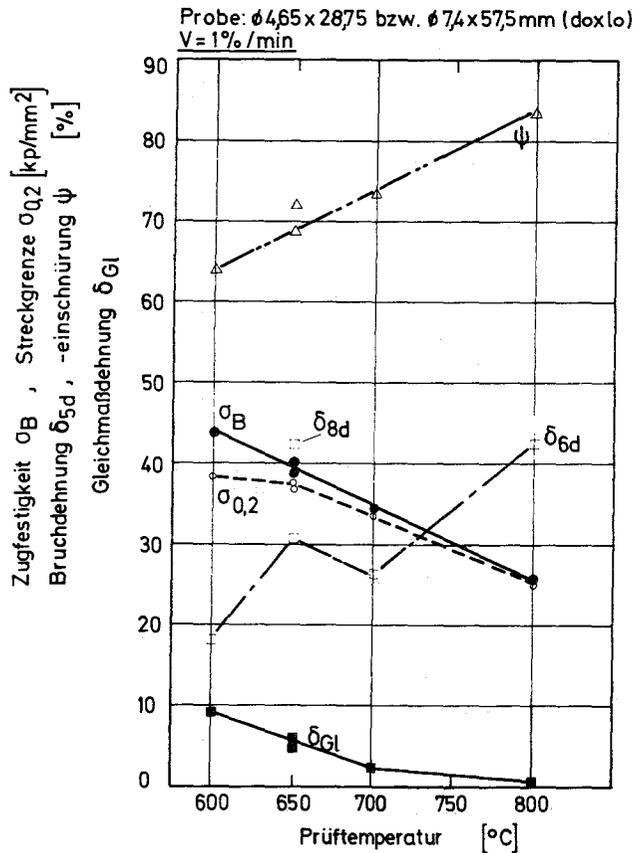


Abb. 3:

Zugfestigkeitseigen-  
 schaften in Abhängig-  
 keit von der Prüf-tem-  
 peratur für 1.4970

Glühtemperatur, der im Rahmen eines anderen Versuchsprogramms untersucht worden war, zeigt der Industriezustand bei 600 und 650°C höhere Zeitstandfestigkeitswerte und auch ein günstigeres Kriechverhalten, wie aus dem Teilbild b hervorgeht. Bemerkenswert ist die starke Spannungsabhängigkeit der sekundären Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}$ , was sich in z. T. extrem hohen Werten für den Spannungsexponenten  $n$  und entsprechend niedrigen  $k$ -Werten ( $n$  - Norton) ausdrückt. Der stärkere Abfall der Zeitstandfestigkeitskurven bei 700° und 750° gegenüber dem Vergleichszustand führt auch zu höheren Kriechraten und einer geringeren Spannungsabhängigkeit.

Das Zeit-Dehngrenzenverhältnis für 1% Kriechdehnung  $\sigma_{1\%}/\sigma_B$ , bezogen auf  $10^3$  Std Standzeit, liegt im Temperaturbereich 600-750° bei 0,97-0,91, und bezogen auf  $10^4$  Std zwischen 0,96-0,89.

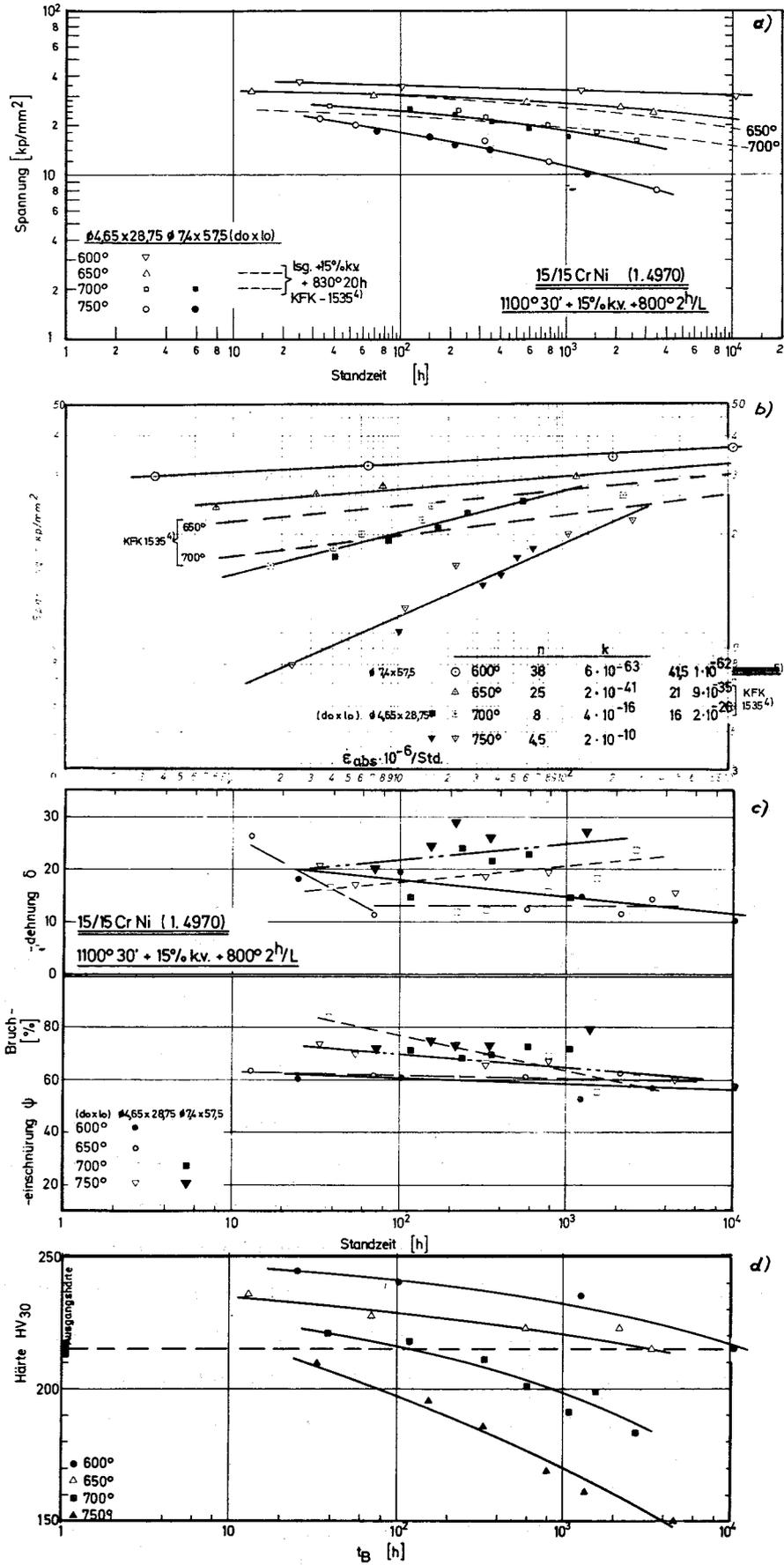


Abb. 4: Zeitstandfestigkeits- und Kriechverhalten von 1.4970

Die Bruchdehnungswerte nehmen mit zunehmender Standzeit bei 600° leicht ab, sind bei 650° ziemlich standzeitunabhängig und nehmen bei 700° und 750°C zu. Die Brucheinschnürungswerte liegen zwischen 60 - 80 % (Teilbild c).

Im Teilbild d ist die Matrixhärte der Zeitstandproben nach dem Versuch dargestellt. Gegenüber der Härte des Ausgangsmaterials bewirkt die Kriechdeformation eine Verfestigung in der Meßlänge der Proben, die bei 600 und 650°C getestet wurden. Bei den Proben, die bei 700 und 750° eingesetzt waren, überwiegt die Entfestigung durch die Temperatureinwirkung.

Die metallographische Nachuntersuchung der Proben ergab, daß die im Temperaturbereich 600 - 700°C eingesetzten Proben transkristallin brechen, ohne Nebenanrisse in der Bruchzone. Erst die bei 750° gefahrenen Proben zeigen mit zunehmender Standzeit Nebenanrisse in der Bruchzone, wobei der Bruch selbst noch transkristallin erfolgt.

## 2. Mechanische und physikalische Eigenschaften von technischen Legierungen<sup>g</sup>

(E. Schnitzer, IMF)

Der unstabilisierte Stahl X6CrNiMo 1713 (Werkstoff Nr. 1.4919)  $\cong$  AISI 316 zeigt nach einer Auslagerung des lösungsgeglühten Materials eine Härteabnahme um max. 10 % durch Mischkristallentfestigung, die bei 800°C von einer Dichtezunahme von max. 0,035 % (Abb. 5) begleitet wird. Nach dem Ausscheidungsdiagramm von Weiß [1] können unter Berücksichtigung der chemischen Zusammensetzung und der individuellen Lösungsglüh-temperatur für Glühungen bei 800°C zusätzlich zu  $M_{23}C_6$  nur Ausscheidungen intermetallischer Phasen erwarten werden.

Da in den intermetallischen Verbindungen wie  $\sigma$ ,  $\chi$  und Lavesphasen die Elemente einen ähnlichen Raumbedarf haben wie in der Matrix, so erscheint eine Erklärung für die Densifikation nur durch Abnahme der Matrixgitterkonstante, die durch das Ausscheiden intermetallischer Phasen in begrenztem Maße legierungsärmer wird, möglich. Die Größenordnung der Gitterkonstantenänderung beträgt  $\sim 0.1$  % und ist damit geringer als die Genauigkeit der Gitterkonstantenbestimmung bei den vorliegenden großen Linienbreiten.

---

[1] B. Weiß, R. Stickler, Met. Trans. 1972, S. 851

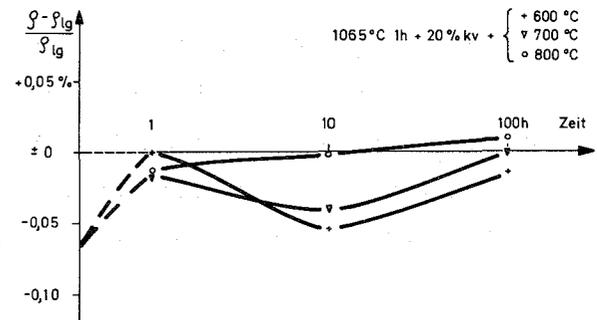
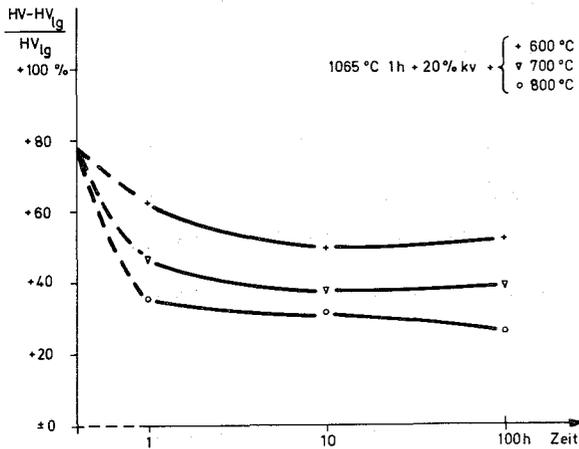
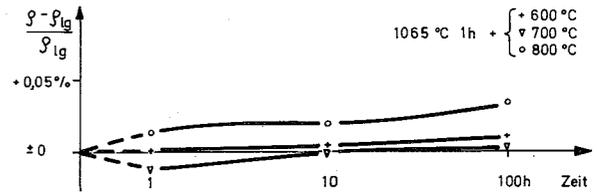
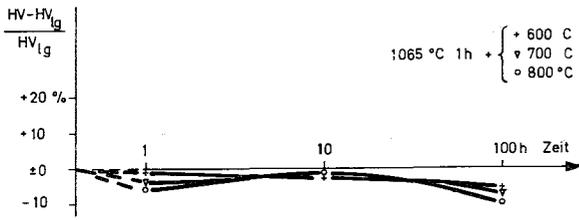
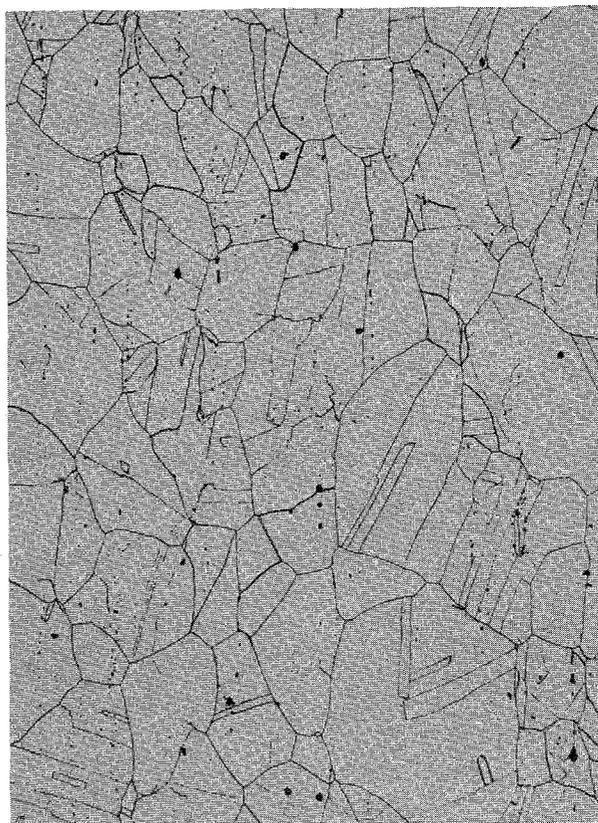
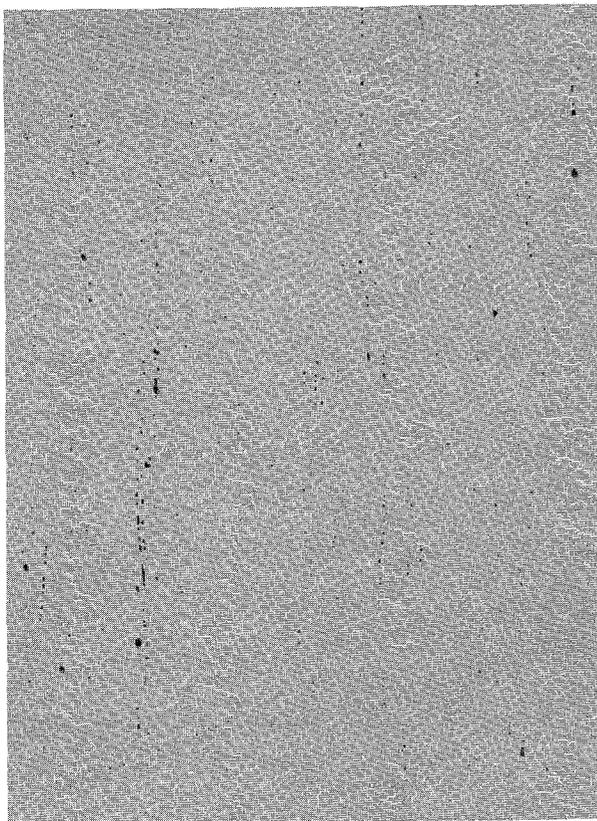


Abb. 5: Dichte- und Härteänderungen des Stahles X6CrNiMo 1713 (Werkstoff-Nr. 1.4919) bezogen auf den lösungsgeglühten Zustand (lg) nach unterschiedlicher thermo-mechanischer Behandlung



lg. + 21,5 % kv + 600° 1 h (x 200)

lg. + 22 % kv + 600° 10 h

Abb. 6: Schliffbilder des Stahles 1.4919, geätzt mit Oxalsäure

Die Dichteänderung des Materials im Ausgangszustand "lösungsgeglüht + 20 % KV" bei anschließender Auslagerung zwischen 600 und 800°C kann durch mehrere gegenläufige Prozesse erklärt werden: Densifikation durch beginnende Erholung, in geringem Maße durch Ausscheidungen intermetallischer Phasen sowie Dichteabnahme durch Bildung von Korngrenzenausscheidungen vom Typ  $M_{23}C_6$ . Abb. 6 demonstriert, daß dieser Vorgang bei 600°C besonders stark zwischen 1 und 10 h Auslagerungszeit auftritt. Parallel dazu fällt die Dichte in diesem Zeitintervall deutlich ab. Damit ist die bereits mehrfach angedeutete Annahme bestätigt: Ausscheidungen vom Typ  $M_{23}C_6$  können einen Dichteabfall bewirken.

Der titanstabilisierte Stahl 12R72HV (Werkstoff Nr. 1.4970), in [2] näher beschrieben, zeigt nach der Ausscheidungsglühung, ausgehend vom kaltverformten Zustand, verglichen mit dem Stahl AISI 316, sehr gute Härteeigenschaften. Die Erholung, durch eine 100 h Glühung bei 900°C hervorgerufen, bewirkt nur eine Härteminderung um  $\sim 18\%$  im Gegensatz zu  $\sim 28\%$  gegenüber dem kaltverformten Zustand für den Stahl AISI 316. Der Härteanstieg durch Auslagerung bei niedrigeren Temperaturen wird durch die Ausscheidung feinverteilter kohärenter Karbide vom Typ MC verursacht. Die Dichteänderung ist stets negativ und beträgt im untersuchten Temperaturbereich max.  $-0.11\%$ . Der Dichteabfall für 600°C zwischen 10 und 100 h Glühzeit geht, wie aus Schliffbildern, von der Gruppe Metallographie des IMF angefertigt, ersichtlich, konform mit dieser verstärkten Ausscheidung im Korn.

#### 1.13.14 Bestrahlungsversuche

##### 1. Mechanische Eigenschaften nach Bestrahlung \*

(K. Anderko, D. Preininger, L. Schäfer, C. Wassilew, IMF)

In dem Bündelbestrahlungsexperiment Rapsodie I war der titanstabilisierte und bordotierte austenitische Stahl mit der Werkstoff-Nr. 1.4970 als Hüllmaterial eingesetzt. Im Rahmen der zerstörenden Nachbestrahlungsuntersuchungen wurden Hüllrohrabschnitte, die vorher vom Brenn- bzw. Brutstoff gereinigt worden sind, im Zugversuch bei einer Verformungsgeschwindigkeit von etwa  $10^{-2} \text{ min}^{-1}$  getestet. Die Prüftemperatur entsprach der Bestrahlungstemperatur. In den beiden folgenden Abbildungen sind auch einige wenige Punkte aus anderen Materialbestrahlungsexperimenten enthalten, um das Gesamtergebnis etwas besser abzu-

---

[2] KFK 1276/3, S. 113-3

\* BzFE-Nr. 223.2

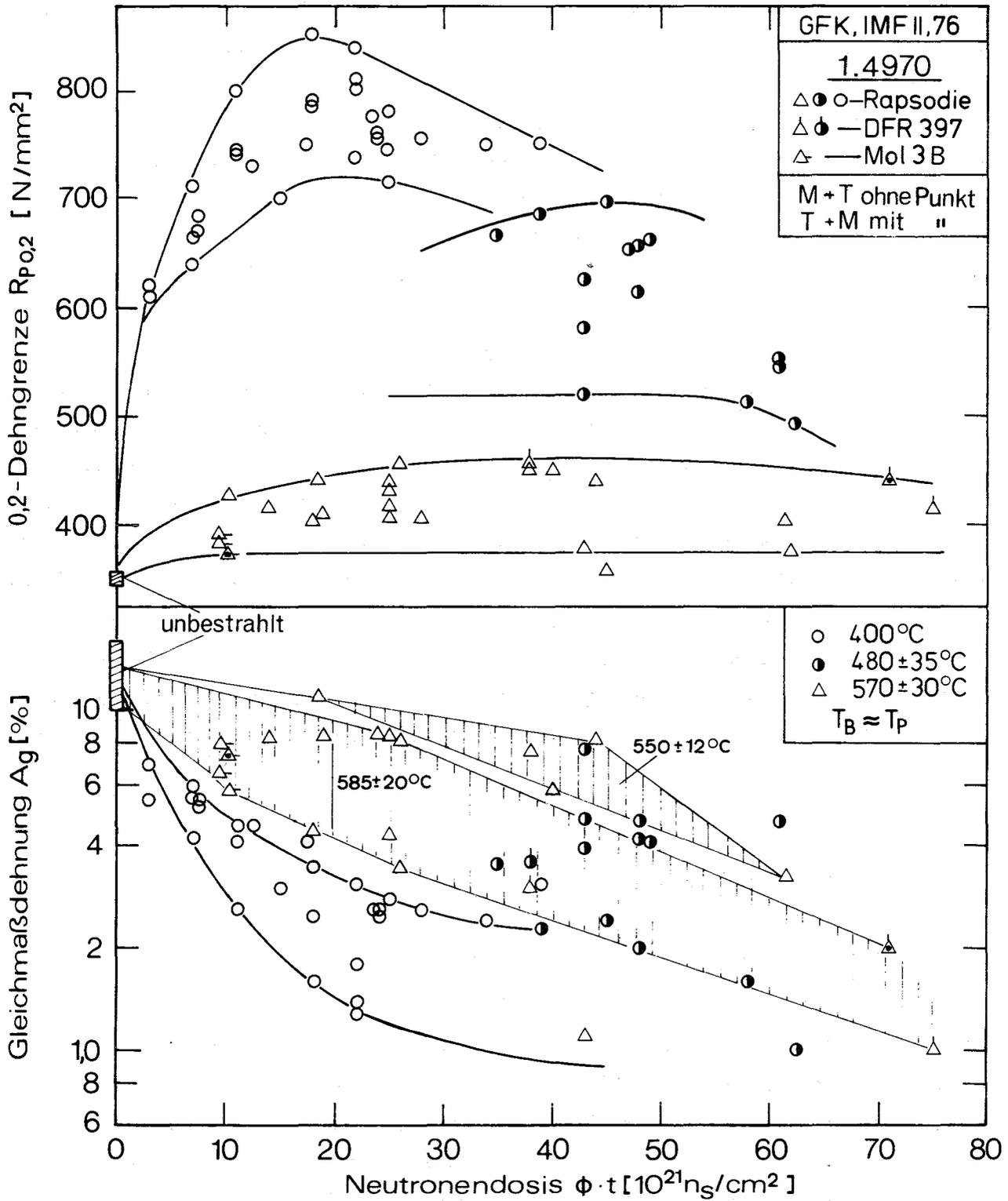


Abb. 7: Abhängigkeit der 0,2-Dehngrenze und der Gleichmaßdehnung des Stahles 1.4970 von der Dosis schneller Neutronen ( $E > 0,1$  MeV).

sichern. In Abb. 7 sind die Abhängigkeiten der Gleichmaßdehnung und der 0,2-Dehngrenze (Streckgrenze) von der Dosis schneller Neutronen ( $E > 0,1$  MeV) dargestellt. Die bei  $400^{\circ}\text{C}$  bestrahlten Brennstababschnitte zeigen bei einer Dosis von  $2 \cdot 10^{22}$  schnellen Neutronen ein Maximum der 0,2-Dehngrenze. Die Ursachen des Streckgrenzenabfalls bei den höchsten Dosen sind noch unbekannt. Die Erklärung wird über eine Loop-Analyse gesucht. Die Gleichmaßdehnung fällt mit zunehmender Neutronendosis ab. Wie weit der Abfall bei hohen Dosen geht, läßt sich wegen der Streuung der Meßwerte nur schlecht abschätzen. Man kann aber annehmen, daß 0,5 % nicht unterschritten werden, sofern sich der Bruchmechanismus nicht ändert.

In Abb. 8 sind die Abhängigkeit der Gleichmaßdehnung und der 0,2-Dehngrenze von der Prüf- bzw. Bestrahlungstemperatur dargestellt. Der Kurvenverlauf ist konventionell. Die Gleichmaßdehnung hat bei etwa  $550^{\circ}\text{C}$  ein Maximum. Oberhalb dieser Temperatur wirkt zunehmend die Hochtemperaturversprödung und unterhalb die Tieftemperaturversprödung.

Bei Temperaturen oberhalb etwa  $550^{\circ}\text{C}$  führt eine mechanische Beanspruchung im Bereich geringer Verformungsgeschwindigkeiten (thermisches Kriechen) bei bestrahlten austenitischen Stählen zu einer merklichen Abnahme der Zeitstandfestigkeit und der Duktilität.

Zahlreiche von uns durchgeführte Untersuchungen zeigten, daß diese sogenannte "Hochtemperaturversprödung" sowohl von dem Werkstoff selbst als auch von seinem metallurgischen Zustand abhängig ist.

Die Nachuntersuchungen zum Zeitstand- und Kriechverhalten an dem austenitischen Stahl 1.4970 in vier verschiedenen Vorbehandlungszuständen wurden im Rahmen des Bestrahlungsprojektes Mol-3B/4 weitergeführt /1/.

In Abb. 9 sind die bei  $650^{\circ}\text{C}$  Prüftemperatur ermittelten Standzeiten der verschiedenen Werkstoffzustände in Abhängigkeit von der angelegten Prüfspannung dargestellt.

Aus der Abbildung geht hervor, daß die Zeitstandfestigkeit nach Bestrahlung nur im Bereich hoher Prüfspannungen von der nach der Kaltverformung bei  $800^{\circ}\text{C}$  jeweils 2 bzw. 23 h durchgeführten Auslagerungsglühung schwach abhängig ist.

---

/1/ KFK 1276/3, S. 113-7

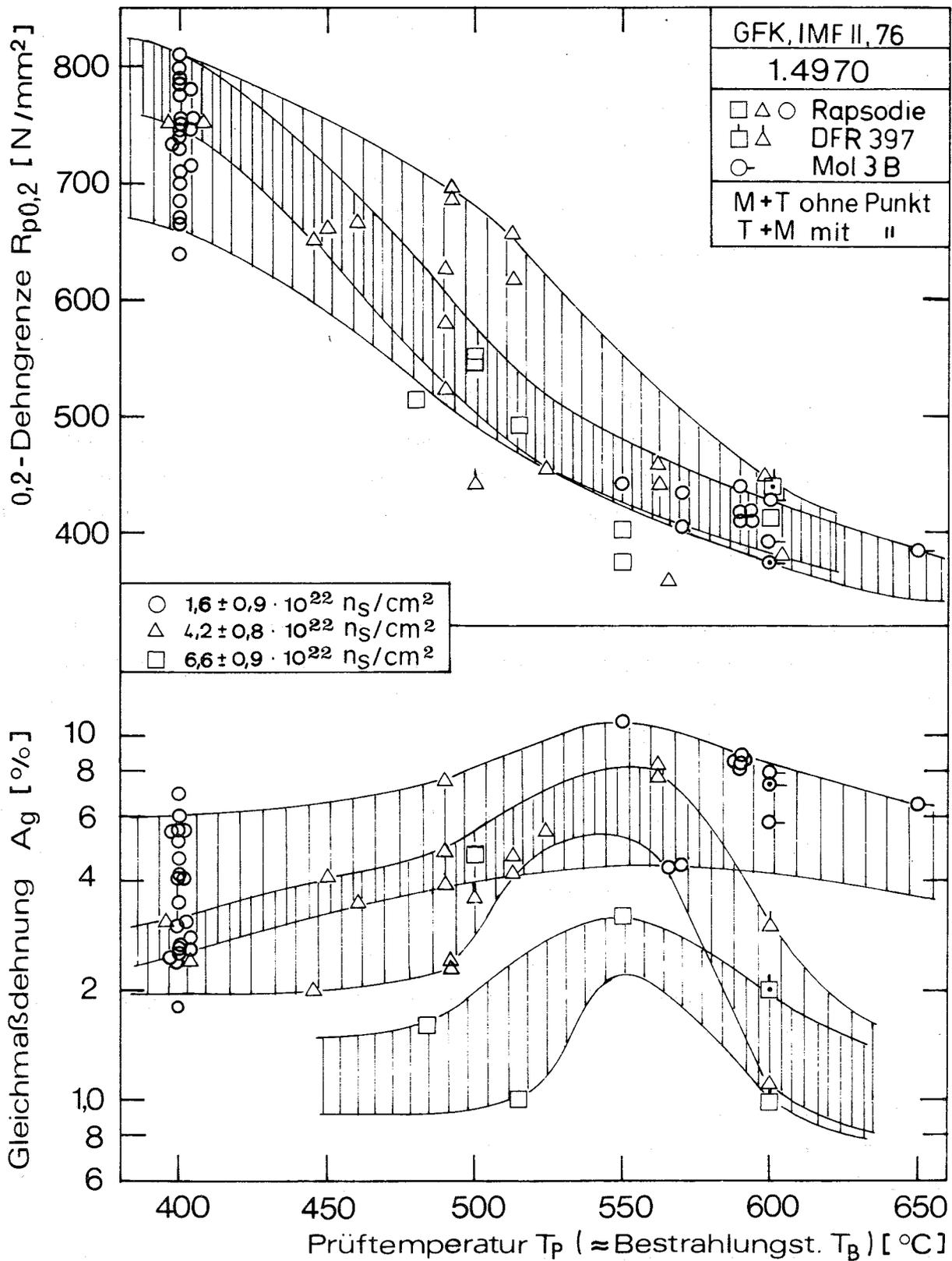


Abb. 8: Abhängigkeit der 0,2-Dehngrenze und der Gleichmaßdehnung des Stahls 1.4970 von der Bestrahlungs- bzw. Prüftemperatur

WERKSTOFF: 1.4970

ZUSTAND: 1080°C - 30' + 15% KV + 800°C - 2h ●

PRÜFTEMPERATUR: 650°C

1080°C - 30' + 15% KV + 800°C - 23h ⊙

1150°C - 30' + 15% KV + 800°C - 2h ⊖

1150°C - 30' + 15% KV + 800°C - 23h ⊕

BESTR.-DOSIS  $2,26 \cdot 10^{21} n_s/cm^2$   $E > 0,1 MeV$   $1,64 \cdot 10^{21} n_{th}/cm^2$   $T_B = 630^\circ C$

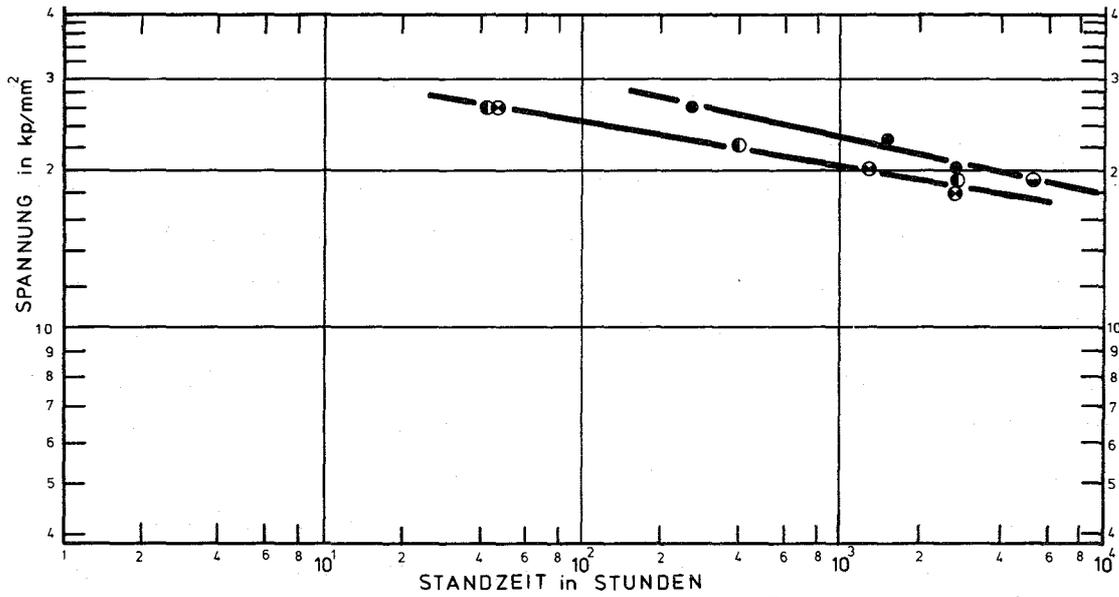


Abb. 9: Zeitstandfestigkeit des Stahles 1.4970 nach Bestrahlung

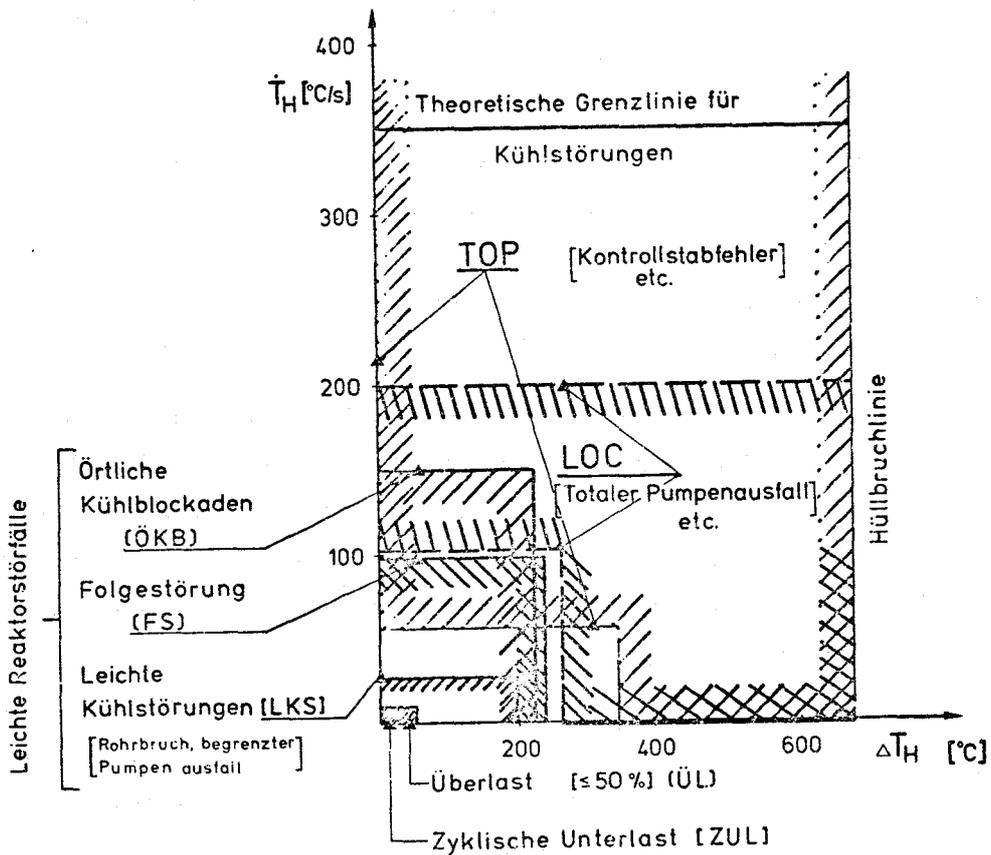


Abb. 10: Grenzen der Hüllbelastungen bei Berücksichtigung der wichtigsten Störfälle

Unerwarteterweise läßt hingegen die Lösungsglüh-Wärmebehandlung keinen Einfluß auf die Zeitstandfestigkeit erkennen.

Im Rahmen der in das LMBFR-Sicherheitsprogramm eingeschlossenen transienten Hüllrohrversuche wurden zunächst die Art und Größe der durch betriebsbedingte und hypothetisch schwere Reaktorstörfälle bewirkten Hüllrohrbeanspruchung analysiert (Abb. 10). Darauf basierend wurden dann Richtlinien für ein erforderliches Untersuchungsprogramm - out-of-pile an Hüllrohrabschnitten sowie in-pile an Teststäben - erstellt. Dieses zielt zunächst ab auf die Ermittlung des Kriech- und Bruchverhaltens vor, während und nach beaufschlagten dynamischen temperatur- und drucktransienten Belastungen bzw. der Wechselwirkung zwischen Stationär- und Instationärverformung für gegebene Werkstoffzustände. Den Versuchen, die der Simulation von betrieblichen Störfällen - insbesondere den Kühlstörungen - dienen, wird dabei zunächst wegen ihrer höheren Auftretswahrscheinlichkeit und aus wirtschaftlichen Gründen höchste Priorität eingeräumt. Im Rahmen dieser Störarten sind Temperaturzykliererperimente am 1.4970 im Gange. Folgendes Parameterfeld wird hier untersucht: Temperaturanstieg  $\dot{T} \leq 50^\circ \text{C/s}$ ; Temperatursprünge  $\Delta T \leq 300^\circ \text{C}$ ; transiente Haltezeit  $\Delta t_\tau \geq 10 \text{ s}$ ; Innendruckanstieg  $\dot{p} \leq 20 \text{ b/s}$ .

Die Auswertung der ersten Versuche deutet auf das Auftreten eines beschleunigten Kriechens infolge Temperaturzyklierung hin.

## 2. Physikalische Untersuchungen und Strahlenschäden\*

(G. Bürkle, K. Ehrlich, W. Schneider, K. Herschbach, IMF)

An einer Reihe von Zentral- und Randstäben des Rapsodie I-Experimentes wurden Dichtemessungen an Hüllrohrsegmenten durchgeführt, um das Schwellverhalten des Werkstoffes 1.4970 im Referenzzustand zu bestimmen (Abb. 11). Entsprechend der Temperatur-Flußverteilung im Reaktor werden bei Ein- und Austrittstemperatur des Na vergleichsweise niedrige Neutronendosen akkumuliert. Trotzdem wurde in einer nullten Näherung versucht, Aufschlüsse über die Temperatur- und Dosisabhängigkeit des Schwellens zu erhalten. Zu diesem Zweck wurden die Dichteänderungen in das Temperatur-Dosisfeld übertragen und unter Berücksichtigung der zu erwartenden Meß- und Zuordnungsfehler die ungefähre Lage der Linien gleicher Dichteänderung für 0,2 %, 0,5 % und 1 % eingezeichnet (Abb.12).

---

\* BzFE-Nr. 225.1a

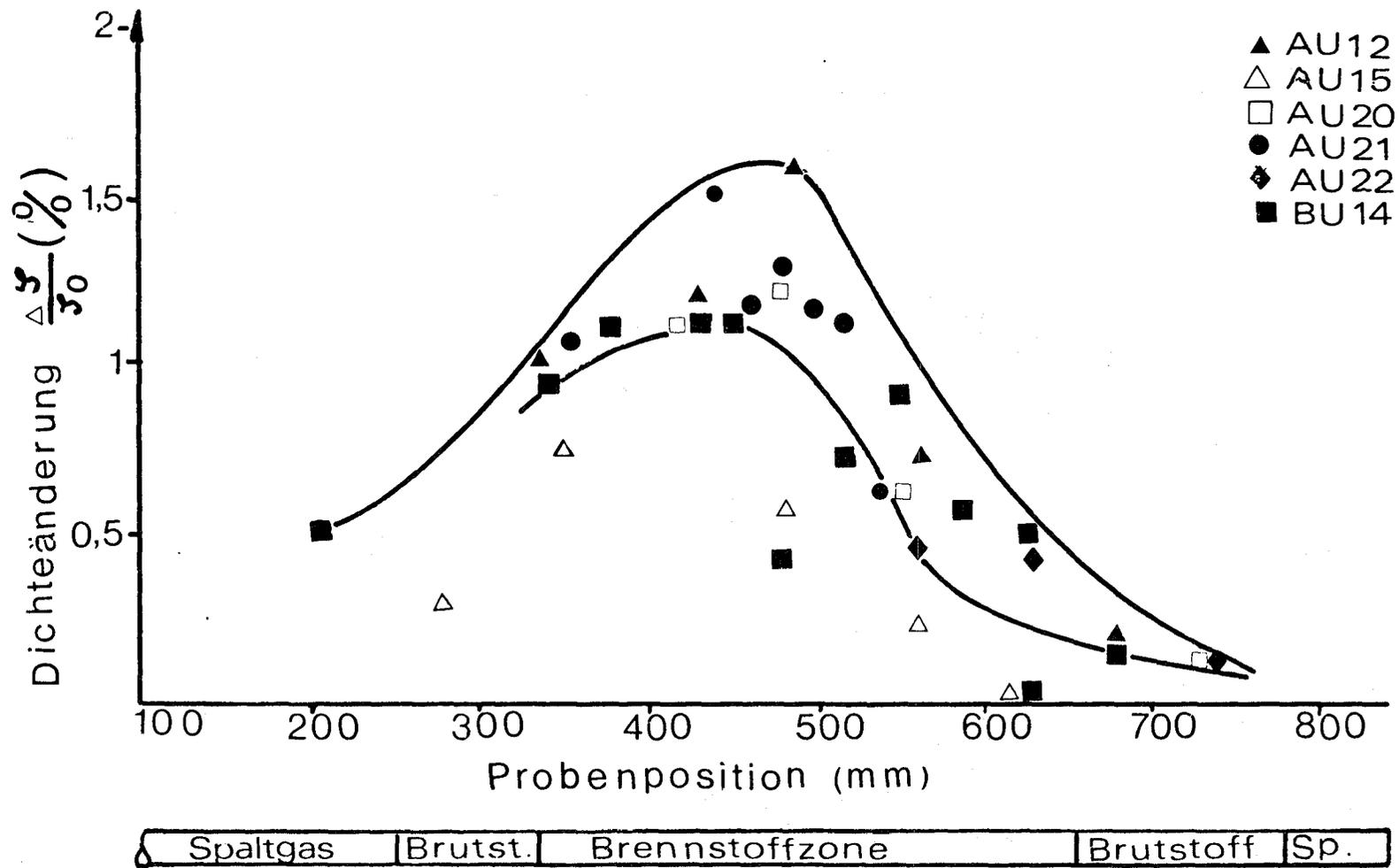
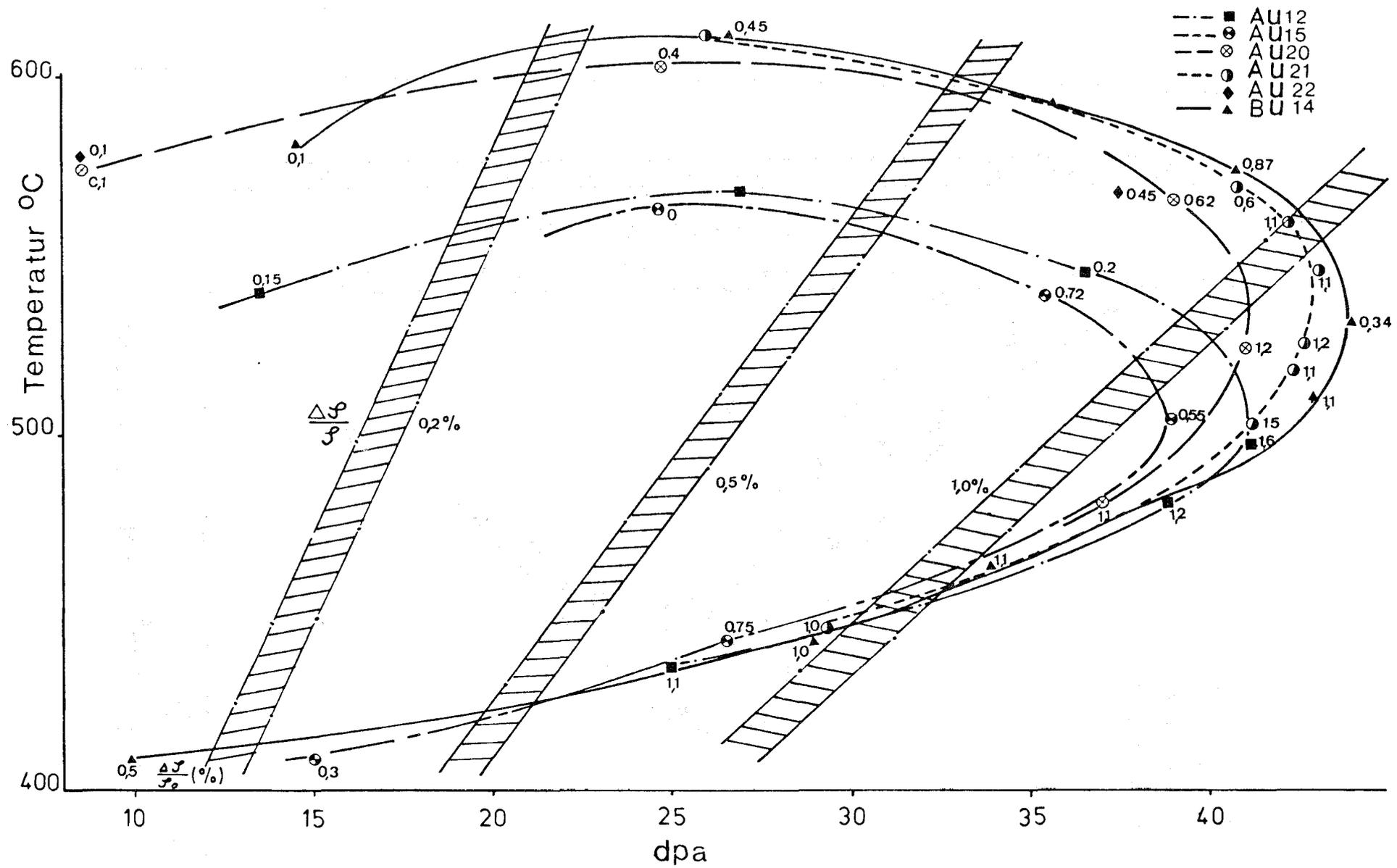


Abb. 11: Dichteänderungen an Zentral- und Randstäben aus Rapsodie I; (Referenzwerkstoff 1.4970)



113-16

Abb. 12: Dichteänderung in Abhängigkeit von der Dosis und Temperatur

Um Aussagen über die Dosisabhängigkeit des Schwellens bei konstanter Temperatur machen zu können, wurden die Schnitte der 450°C, 500°C, 550°C und 600°C-Linien mit den genäherten Linien gleichen Schwellens entnommen und mit den erhaltenen Werten  $\Delta\rho/\rho_0 = f(\phi t)_T$  die isothermen Schwellkurven auf ihre rechnerische Darstellung untersucht (Abb. 12, 13).

Die Bestimmung des sog. "Threshold", dem Dosispunkt, bei dem das Schwellen meßbar einsetzt, erfolgte mittels der Nullstelle eines durch die Wertepaare  $\Delta\rho/\rho_0, dpa/T_{=const}$  gelegten quadratischen Polynoms. Tab. 2 zeigt, daß dieser Wert mit zunehmender Bestrahlungstemperatur ansteigt. Nach Abzug des jeweiligen Threshold-Wertes ( $dpa_0$ ) von der Gesamtschädigung wurden die Wertepaare  $\Delta\rho/\rho_0; dpa - dpa_0$  in doppeltlogarithmischer Darstellung einer linearen Regression unterzogen. Dies führt zu der folgenden Darstellung:

$$(\%) \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = K(T) \cdot (dpa - dpa_0(T))^{B(T)}$$

$K(T)$ ,  $dpa_0(T)$  und  $B(T)$  sind in Tab. 1 angegeben. Danach ist der Dosisexponent  $B$  nur schwach temperaturabhängig, so daß das beobachtete Temperaturverhalten im wesentlichen durch den Thresholdwert  $dpa_0$  und den Vorfaktor  $K(T)$  bestimmt wird.

Tabelle 2:

$T[^\circ\text{C}]$	$K(T)$	$dpa_0(T)$	$B(T)$
450	0,0168	6,8	1,270
500	0,0136	7,75	1,270
550	0,0100	8,6	1,319
600	0,0072	9,5	1,347

Unabhängig von der oben beschriebenen Fitprozedur wurden unter der Annahme eines konstanten, temperaturunabhängigen Dosisexponenten  $n = 1.3$  und eines Potentialansatzes bei Eingabe der gemessenen Dichtewerte optimale Parameter bestimmt. Die Ausgleichsrechnungen erfolgten auf der Basis des kleinsten Fehlerquadrates. Hieraus folgt:

$$(\%) \frac{\Delta\rho}{\rho_0} = (A + B \cdot T) \cdot \{dpa - C + D \cdot T\}^{1.3}$$

$T$  in  $^\circ\text{C}$ ;  $A = 0.0437$ ;  $B = - 5.97 \cdot 10^{-5}$ ;  $C = - 1.77$ ;  $D = 0.0232$ .

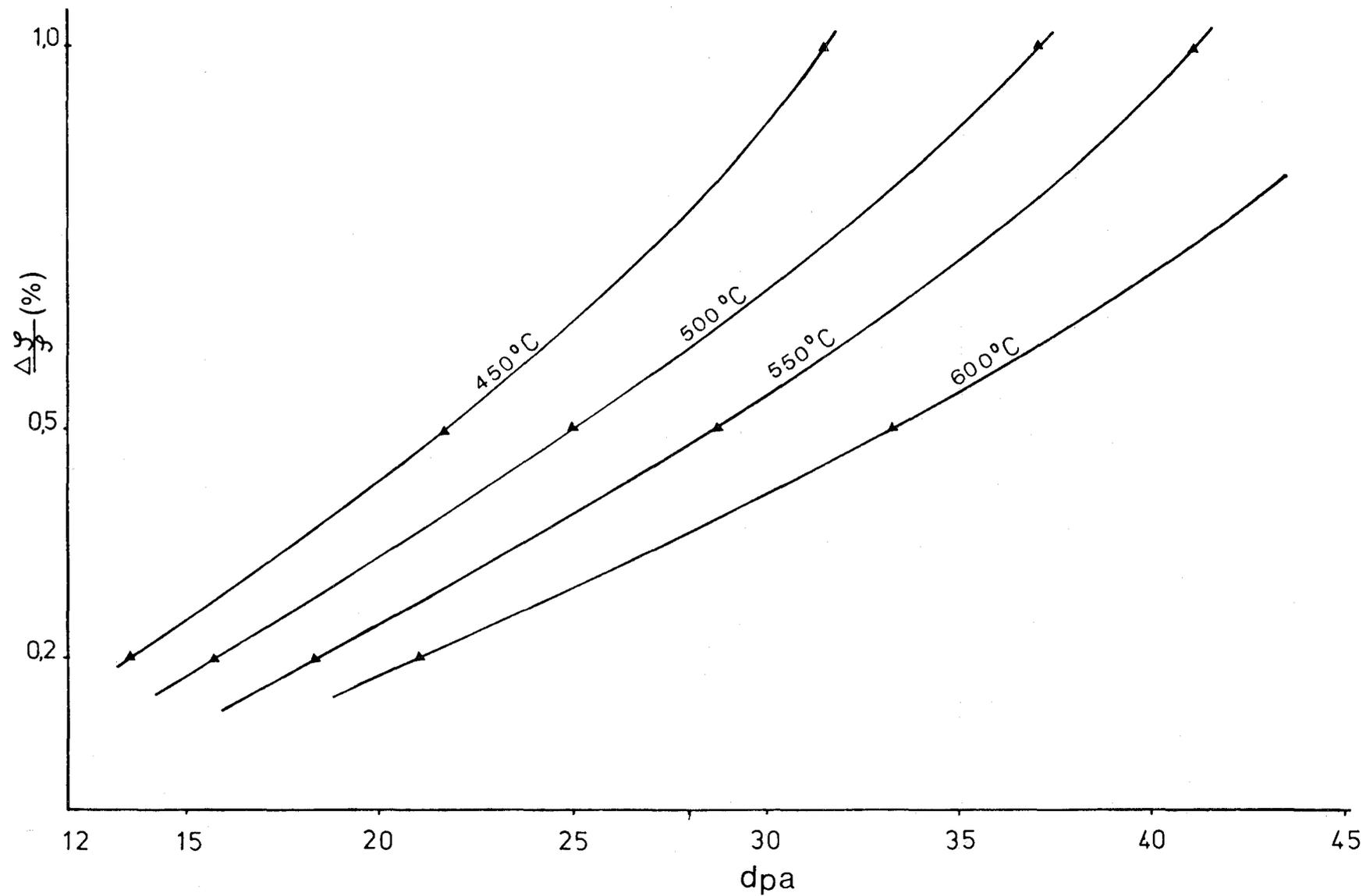


Abb. 13: Isotherme Abhängigkeit der Dichteänderung von der Dosis

Für eine weitgehende Extrapolation ist dieser Formelansatz jedoch nicht genügend durch experimentelle Punkte im gesamten Temperatur-Dosisbereich abgesichert.

Die Experimente zur Bestimmung des in-pile-Kriechverhaltens wurden in den Reaktoren BR 2 und Rapsodie fortgesetzt. In zwei Moleinsätzen wurden Prüflinge aus dem Werkstoff 1.6770 - einem Ferrit mit martensitischer Struktur - einachsrig bei 400 bzw. 500°C belastet und bis zu einer Dosis von  $8 \cdot 10^{21} \text{n/cm}^2$  ( $E > 0.1 \text{ MeV}$ ) bestrahlt. Während bei 400°C praktisch kein Kriechen festgestellt wurde, erreichte die Kriechrate bei 500°C entsprechend Abb. 14 Werte um  $5 \cdot 10^{-6} / \text{h}$ .

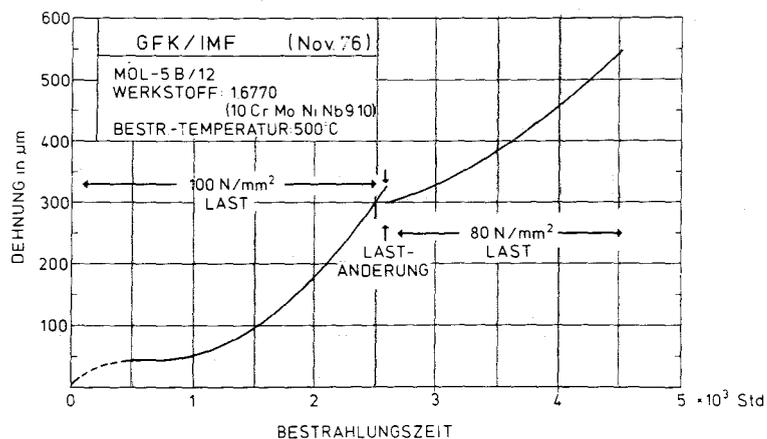


Abb. 14: Das in-pile-Kriechverhalten des Ferrits 1.6770 bei 500°C

Der sich aus dem Lastwechsel ergebende Spannungskoeffizient beträgt etwa 3,2, so daß es sich offenbar um erhöhtes thermisches Kriechen unter dem Einfluß der Bestrahlung handelt. Erst nach Beendigung einer Vergleichsstrahlung mit nachfolgendem Kriechversuch kann festgestellt werden, ob dieser Effekt durch die erhöhte Punktübersättigung oder durch eine strahlungsbedingte Umstrukturierung der Gefügematrix hervorgerufen wird. Es ist allerdings festzuhalten, daß sich das in-pile-Kriechverhalten dieses Ferrites grundsätzlich von dem bei Austeniten gefundenen unterscheidet.

#### 1.13.18 Untersuchungen am SNR-Anlagenstrukturwerkstoff \*

(W. Scheibe, R. Schmitt, D. Rodrian, IMF)

##### 1. Versuche an bestrahltem Material (GRIM-Programm)

Da neben der Prüfung von bestrahltem Grundwerkstoff auch unbestrahlte Parallel-

proben getestet werden, ist es vorteilhaft, beide Probenarten in statistischer Reihenfolge zu prüfen, wobei man die Parallelproben ebenfalls mit Manipulatoren einbaut, um Maschineneffekte auszuschließen.

Deshalb wurde nach Vorliegen der ersten acht Ergebnisse von bestrahlten Proben (siehe KFK 1276/3) mit den Versuchen an unbestrahlten Parallelproben (den Bestrahlungsbedingungen entsprechend wärmebehandelt: 24 h bei 550°C) begonnen. Die ersten Ergebnisse sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Tabelle 3:

Probe-Nr.	Länge der Haltezeit in der Zugphase [min]	Lastwechselzahl $N_f$	Dehnungsamplitude $\Delta\epsilon_t$ [%]	Temperatur [°C]
B02	0	6883	0,6	550
B01	1	5084	0,6	550
2HK	3	3726	0,6	550
2KA	10	1719	0,6	550
B04	30	1276	0,6	550

Die Dehnungsgeschwindigkeit beträgt bei allen Versuchen 0,3 %/s.

## 2. Versuche am unbestrahlten Material ("Inelastische Analyse")

### a) Zyklisches Verfestigungsverhalten

Nach Abschluß der Reproduzierbarkeitsversuche bei 550°C mit  $\Delta\epsilon_t = 1$  % wurden diese Versuche mit einer größeren Dehnungsamplitude fortgesetzt.

Sowohl die Ergebnisse bei 550°C ( $N_f = 830, 750, 960, 750, 960$  und 790) als auch die bei 450°C wiesen größere Schwankungen auf.

Deshalb wurden an verschiedenen Stellen der Probe - innerhalb und außerhalb der Meßlänge - mit mehreren Thermoelementen die Temperaturkonstanz und der Temperaturgradient gemessen. Es zeigte sich, daß die Temperatur für die relativ großen Schwankungen nicht die Ursache sein kann und u.U. auch durch

Ausknicken der Proben die Versuchsergebnisse beeinflusst werden.

b) Monotones Verfestigungsverhalten

Nach Montage der neuen Hochtemperatur-Feindehnmesseinrichtung und deren Erprobung wurde mit den Versuchen zur monotonen Verfestigung an dem Werkstoff X6CrNi 1811 (1.4948) begonnen. Die Ergebnisse der Charge 206 sind in Tabelle 4 dargestellt.

Tab. 4:

Verformungs- geschwindigkeit [mm/min]	Tempe- ratur [°C]	$\sigma_{0,025}$	$\sigma_{0,05}$	$\sigma_{0,075}$	$\sigma_{0,1}$	$\sigma_{0,2}$	$\sigma_{0,4}$	$\sigma_{0,8}$	$\sigma_{1,6}$	$\sigma_{3,2}$	$\sigma_{6,4}$	$\sigma_{12,8}$	$\sigma_B$
		[kp/mm <sup>2</sup> ]											
20	RT	19,3	20,2	21,0	21,4	23,1	24,6	25,9	29,3	32,1	36,9	42,9	56,2
	450	9,7	11,1	12,0	12,5	13,9	15,3	17,9	24,0	26,3	30,9	36,1	44,4
	500	8,3	9,2	9,8	10,3	11,8	13,5	14,8	17,3	20,1	25,5	32,8	41,3
	550	9,7	11,0	11,9	12,4	13,8	15,1	16,7	18,0	20,8	25,6	31,8	37,3
	600	7,9	8,6	9,3	9,7	11,2	12,9	-	-	-	-	31,5	38,4
2	RT	19,3	21,5	22,3	22,9	25,0	26,7	31,0	41,5	42,3	45,7	49,6	63,1
	450	7,8	9,2	9,9	10,6	12,2	13,6	15,1	16,6	19,6	24,4	31,2	42,9
	500	7,6	8,2	8,8	9,2	10,4	12,1	13,9	15,5	18,5	23,4	30,6	41,3
	550	8,5	9,2	9,8	10,1	11,1	-	13,4	15,5	18,5	23,3	29,5	37,8
	600	6,5	7,4	8,0	8,5	9,5	10,8	12,5	14,9	17,8	22,5	28,3	33,3
0,2	RT	13,3	15,0	16,1	16,5	18,0	19,6	21,1	23,9	28,1	32,8	39,4	57,8
	450	9,2	9,8	10,4	10,8	12,0	13,2	14,0	15,5	18,0	22,8	29,2	43,5
	500	8,1	8,5	9,0	9,4	10,3	11,4	12,5	14,2	17,5	22,3	28,6	42,2
	550	7,6	8,4	8,9	9,4	10,4	11,4	12,7	14,3	17,1	21,6	27,8	35,2
	600	7,5	8,6	9,2	9,6	10,5	11,6	12,6	14,4	17,0	21,0	25,9	28,4
0,02	RT	14,4	16,2	17,6	18,2	19,7	21,3	26,0	36,0	37,8	41,4	47,1	61,7
	450	9,27	9,9	10,7	10,9	12,1	13,5	14,9	16,9	20,1	25,2	33,4	48,4
	500	8,8	9,2	9,8	10,2	11,3	12,2	13,6	15,4	19,3	23,0	30,8	39,8
	550	8,3	9,3	9,8	10,1	11,1	12,1	13,4	14,7	18,0	23,0	28,6	31,7
	600	7,6	8,2	8,9	9,2	10,3	11,7	12,2	13,2	16,5	20,4	23,6	25,1



1.14 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN1.14.1 Natriumkühlung1.14.11 Korrosion austenitischer Stähle\*

(H. U. Borgstedt, IMF)

Die Nachuntersuchungen an den Hüllrohrproben aus dem 10000 h-Natriumkorrosionsversuch im Kreislauf HTP sind abgeschlossen, die Ergebnisse werden dokumentiert.

Eine Abschätzung der Verteilung des durch Aufkohlung der Hüllrohre aus dem Stahl 1.4970 eingedrungenen Kohlenstoffs wurde vorgenommen. Sie entspricht dem in Abb. 1 gezeigten Profil und wurde auch durch Analysen von der Innenseite des Rohres bestätigt. Die dünne Zone hohen Kohlenstoffgehaltes

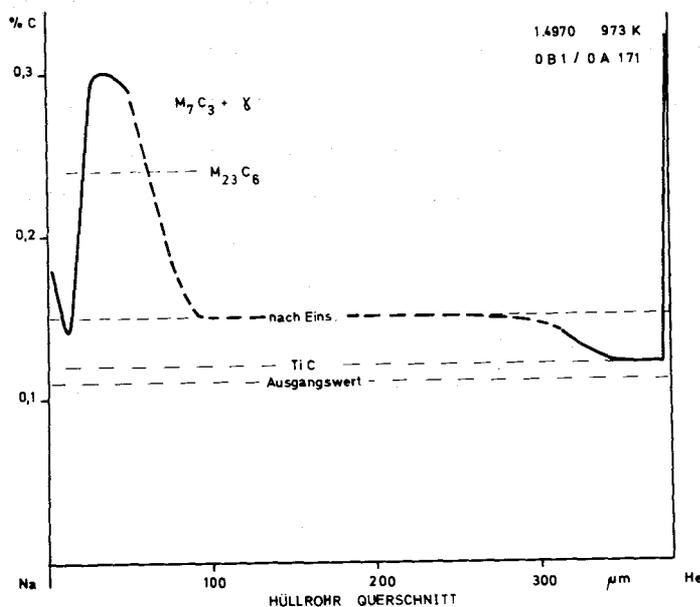


Abb. 1: Verteilung des Kohlenstoffs über den Querschnitt der Hüllrohrwand nach Na-Einsatz bei 973 K, durchgezogene Linie gibt gemessene Werte wieder.

\* BzFE-Nr. 232.2

am inneren Rand war bereits vor dem Einsatz des Hüllrohres vorhanden. Nach den Analysenbefunden ist das Hüllrohr durchgehend so weit aufgekohlt, daß das Titan als Karbid gebunden sein müßte. Die durchschnittlich hohe Aufkohlung bis zu einem Wert von etwa 0,15 % C erreicht eine Tiefe von über 0,3 mm, also über 80 % des Querschnittes. Die für die Proben aus dem Stahl 1.4981 mitgeteilten Befunde /1/ sind damit bestätigt worden. Die Profile sind im Einklang mit metallographischen Befunden und mit der Ausbildung eines Härtemaximums im Bereich des Kohlenstoffmaximums.

Die Bruchdehnung einiger Proben aus dem Stahl 1.4981, Charge 51857 mit 10 bzw. 15 % Kaltverformung ist im Vergleich zu Werten an Luft /2/ relativ gering.

#### 1.14.13 Chemische Analytik \*

##### 1. Versuche im Chemisch-Analytischen Prüfstand (CAP)

(H.U. Borgstedt, G. Drechsler, G. Frees, IMF)

In dem CAP, dessen Natrium nach Ausweis vorgenommener Foliengleichgewichtsmessungen Kohlenstoffgehalte um 0,1 ppm aufweist, wurden bei 873 K Proben aus Stahl 1.4301 bis zu Randwerten von 0,7 % Kohlenstoff aufgekohlt. Die Schichten waren noch dünn und ließen eine kinetische Hemmung für die Kohlenstoffaufnahme vermuten. Die nun erstmals gefundenen chemischen Aktivitäten des Kohlenstoffs an der Oberfläche entsprachen den Werten im Natrium. Nach den steilen Gradienten der Konzentration des Kohlenstoffs in der Randzone betragen die effektiven Diffusionskoeffizienten um  $10^{-14}$  cm<sup>2</sup>/s. An Strukturwerkstoffproben, die im HTP über 5000 h bei 873 K exponiert worden sind, wurden Randprofile gemessen, die ähnliche Größen für die Diffusionskoeffizienten ergeben haben. In tieferen Schichten errechnen sich höhere Werte, die mit Literaturdaten übereinstimmen /3/.

An der Diffusionskohlenstoffsonde sind erforderliche Umbauten abgeschlossen worden.

---

/1/ KFK 1276/3, S. 114-1

/2/ L. Schäfer, M. Schirra, KFK 1274/3, S. 113-1

/3/ KFK 1276/2, S. 114-2

\* BzFE-Nr. 622.3

2. Nachuntersuchung von Werkstoffproben 1.4301 nach Einsatz im CAP-Loop  
(H.Schneider, E.Nold, A.Schäfer, IMF)

Es wurden Proben des Materials 1.4301 im Anlieferungszustand (A) und lösungsgeglüht (L) nach 3650 h Einsatz in Natrium von 873 K und nach 1500 h Einsatz in Natrium von 773 K in Hinblick auf den Konzentrationsverlauf der Legierungselemente in den Diffusionszonen analysiert. Die Ergebnisse sind in den Abb. 2 - 7 dargestellt. Über Untersuchungsergebnisse von 1150 h bei 873 K in Natrium ausgelagerten, gleichartigen Proben wurde bereits berichtet /1/. Es hatte sich ein deutlicher Einfluss der Vorbehandlung auf den Verlauf der Kohlenstoffkonzentration in der Randschicht gezeigt. Nun nach 3650 h Einsatz ist dieser Einfluss nicht mehr eindeutig feststellbar: Die eine Seite der Probe A 7 (Anlieferungszustand) zeigt eine ähnliche Randaufkohlung (Abb. 2) wie die lösungsgeglühte Probe L 9 auf beiden Seiten (Abb. 4,5). Die andere Seite der Probe A 7 (Abb. 3) zeigt einen ähnlichen Verlauf der Kohlenstoffkonzentration wie die nur 1150 h ausgelagerte Probe im Anlieferungszustand /1/.

Die 1500 h bei nur 773 K in Natrium ausgelagerten Proben zeigen in den Randzonen nur geringe Veränderungen im Vergleich zum Ausgangsmaterial. Die in den Randzonen gefundenen C-Werte schwanken von 0,1 - 0,35%, wobei kein Einfluss der Vorbehandlung ersichtlich ist. Um einen Hinweis auf die Tendenz der auftretenden Veränderungen zu geben, sind in Abb. 6 und 7 die an den Proben A 45 und L 40 gemessenen Konzentrationsprofile mit den maximalen Randkohlenstoffkonzentrationen wiedergegeben.

Die Kohlenstoffaktivität im Natrium wurde mit Hilfe der Foliengleichgewichtsmethode bei 973 K bestimmt. Sie lag während des Versuchs CAP 4 bei 973 K bei  $3,0 \cdot 10^{-3}$ , entsprechend  $1,4 \cdot 10^{-2}$  bei 873 K und  $8 \cdot 10^{-2}$  bei 773 K.

Im Hinblick auf die Konzentrationsprofile der übrigen Legierungselemente kann gesagt werden, dass bei allen untersuchten Proben die relativ stärksten Effekte des selektiven Herauslösens bei Mangan zu beobachten sind. Verschiedentlich kann bei Chrom in Anschluss an die

---

/1/ H.Schneider, E.Nold, H.Schumann, KFK 1276/2 (1976), 114 - 3

oberflächliche Verarmung eine Zone geringfügiger Anreicherung beobachtet werden.

3. Untersuchung der Zusammensetzung der Oberflächenschicht einer Stellite 6 B-Probe <sup>+) nach 5 000 h Einsatz im HT-Loop bei 973 K Na-Temperatur</sup>  
(H.Schneider, E.Nold, A.Schäfer, IMF)

Für diese Untersuchung stand nur ein kleines Probestückchen zur Verfügung, so dass eine spektralanalytische Untersuchung der Zusammensetzung der Diffusionszonen mit Hilfe der Glimmentladungslampe nicht möglich war. Es wurde daher eine AES-Profilanalyse durchgeführt. Da sich in den obersten  $\mu\text{m}$ -Schichten sehr starke Konzentrationsveränderungen im Vergleich zum Ausgangsmaterial zeigten, wurde die Untersuchung bis in grössere Tiefen, als mit dieser Methode üblich, durchgeführt. Das Ergebnis ist in Abb.8 dargestellt. Wie bereits rasterelektronenmikroskopische Untersuchungen gezeigt haben, ist die oberflächliche Eisen-Anreicherung höher, als nach Einsatz bei 873 K /2/. Ein Vergleich mit der Oberflächenzusammensetzung bei 873 K ausgelagerter Proben zeigt, dass erwartungsgemäss die oxidische Zone fehlt, infolge der stärker reduzierenden Wirkung des Natriums bei der höheren Temperatur. Beachtlich ist jedoch die um ein Vielfaches tiefer gehende starke Fe-Anreicherung. In den äussersten  $\mu\text{m}$ -Schichten entspricht die Zusammensetzung einer Fe-Co-Legierung. Chrom ist in 5  $\mu\text{m}$  Tiefe noch <5%. Selbst in 16  $\mu\text{m}$  Tiefe liegt Eisen noch bei ca. 14%. Ca und Sauerstoff sind bis in ca. 7  $\mu\text{m}$  Tiefe nachweisbar und geben den Hinweis, dass sich eine ca. 7  $\mu\text{m}$  dicke Schicht infolge von Massetransport zwischen ungleichen Metallen (dem Hüll- und Kreislaufmaterial aus austenitischem Stahl und der Co-Basis-Legierung Stellite) aufgebaut hat.

---

<sup>+) Analyse des Ausgangsmaterials: Co=58%, Cr = 30%, W = 4%, Mo = 1,1%,  
C = 1%, Ni = 2,5 %, Fe = 1,8%, Mn = 1,1%.</sup>

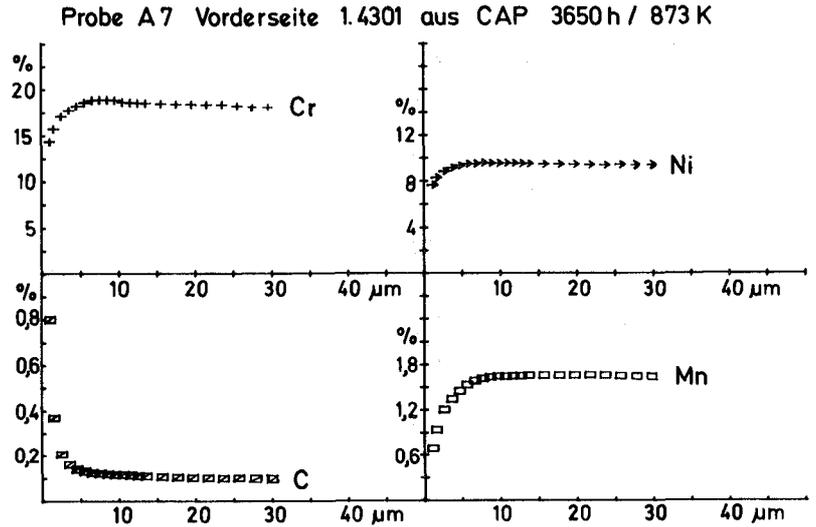


Abb. 2

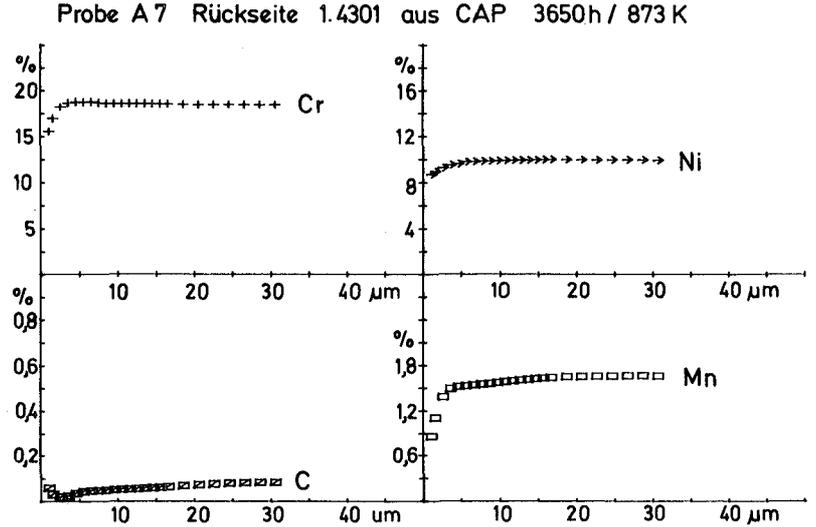


Abb. 3

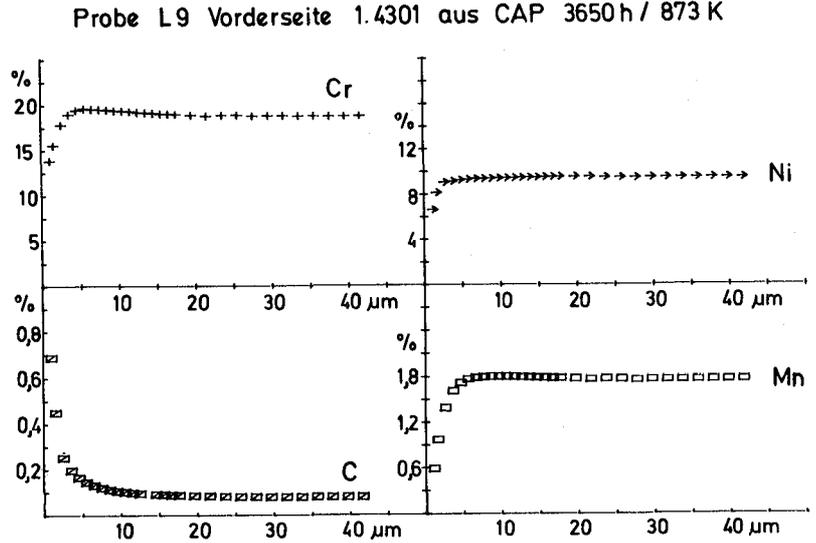


Abb. 4

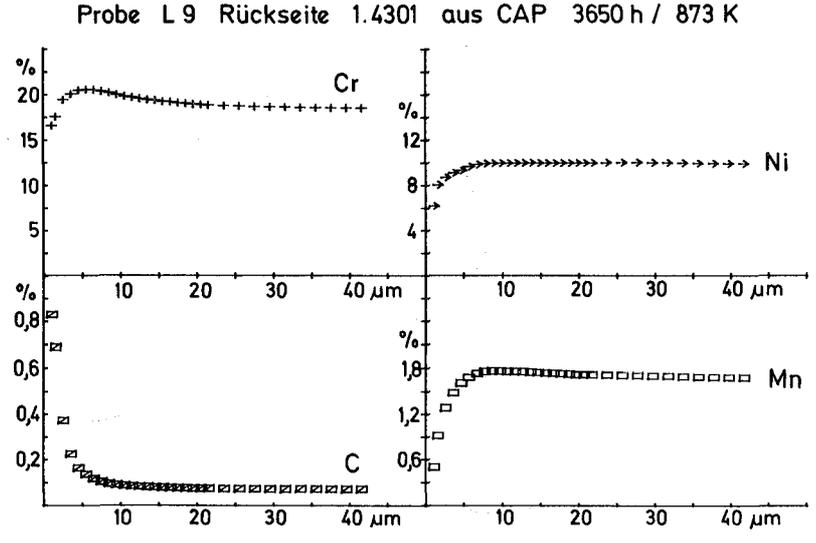


Abb. 5

Probe A 45 Rückseite 1.4301 aus CAP 1500 h / 773 K

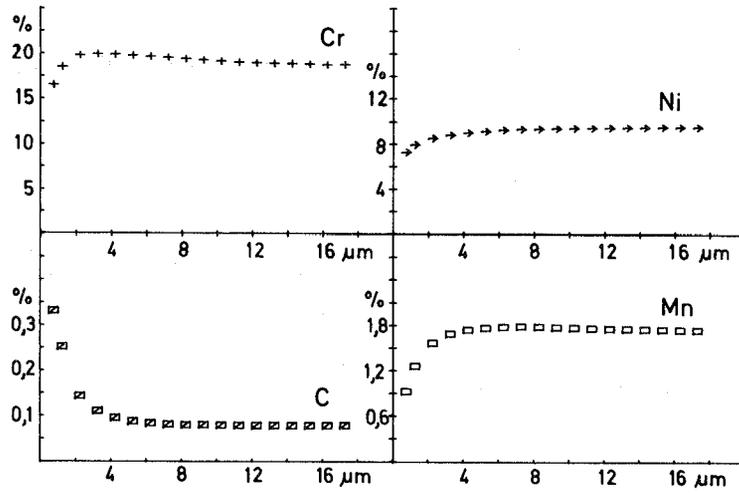


Abb. 6

Probe L 40 Vorderseite 1.4301 aus CAP 1500 h / 773 K

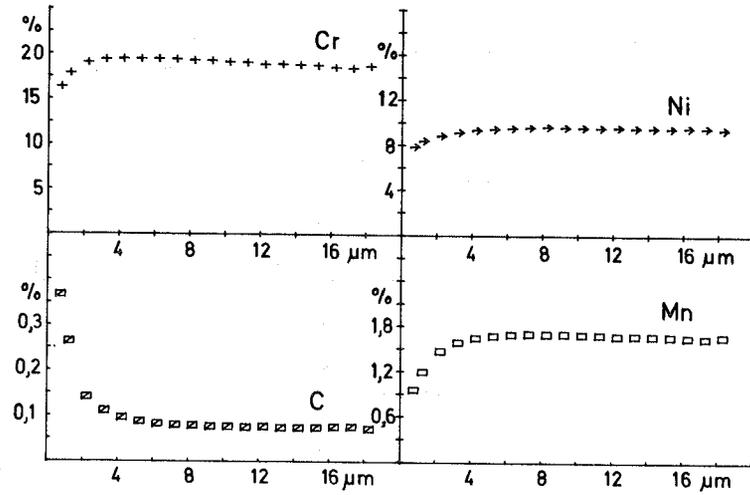


Abb. 7

Stellit 6 B 2

HTP 5000 h 973 K / 700 °C

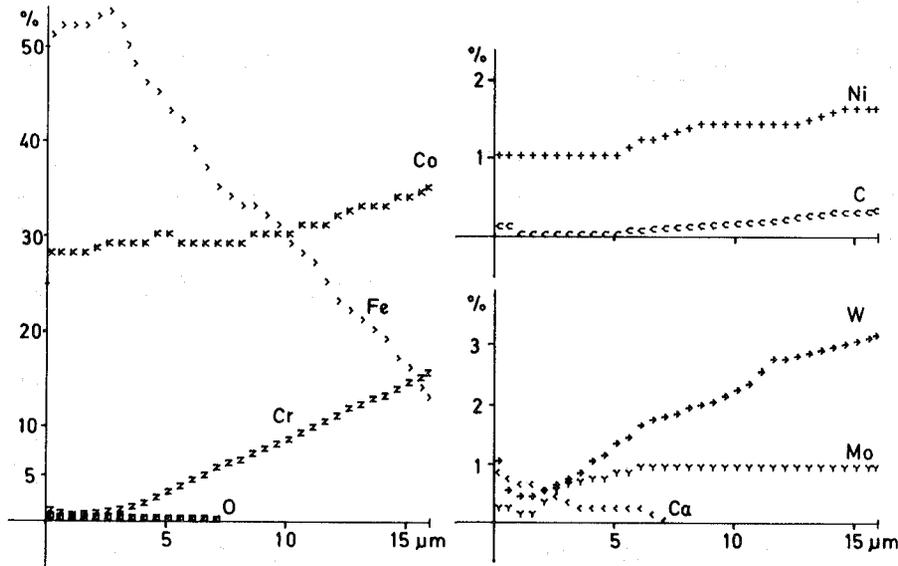


Abb. 8

1.14.14 Natriumeinfluß auf mechanische Eigenschaften von Strukturwerkstoffen\*

(G. Frees, G. Drechsler, IMF; R. Gschlecht, D. Schindwein, IRB)

Zur Bestimmung des Natriumflusses auf das Kriechverhalten von Strukturwerkstoffen und fehlerhaften Schweißverbindungen sind einachsige Kriechverbindungen vorgesehen.

Hierfür wurde ein Natrium-Prüfstand (KP 1) so umgebaut, daß in 4 parallelen Teststrecken zylindrische Werkstoffproben, die unter konstantem Zug stehen, eingesetzt werden können. Die Proben sind hierbei so angeordnet, daß sie von flüssigem Natrium bei Temperaturen von 550 °C mit einer Geschwindigkeit von 3 m/sec gleichmäßig umströmt werden.

An den Testeinrichtungen wurden mechanische Eichungen vorgenommen. Die durch die hintereinander geschalteten Faltenbälge auf die Zugprobe wirkenden Gegenkräfte wurden bestimmt und durch Gegengewichte kompensiert. Die Elektroinstallation des Kreislaufs wurde abgeschlossen, KP 1 ist damit fertig für Vorversuche.

Den Prüfstands-Aufbau zeigt das prinzipielle Schaltschema in Abb. 9.

Veröffentlichung:

- (1) H.U. Borgstedt, G. Drechsler, G. Frees, Helga Schneider,  
Materials Chemistry 1 (1976) 217-241

---

\* BzFE-Nr. 234.6

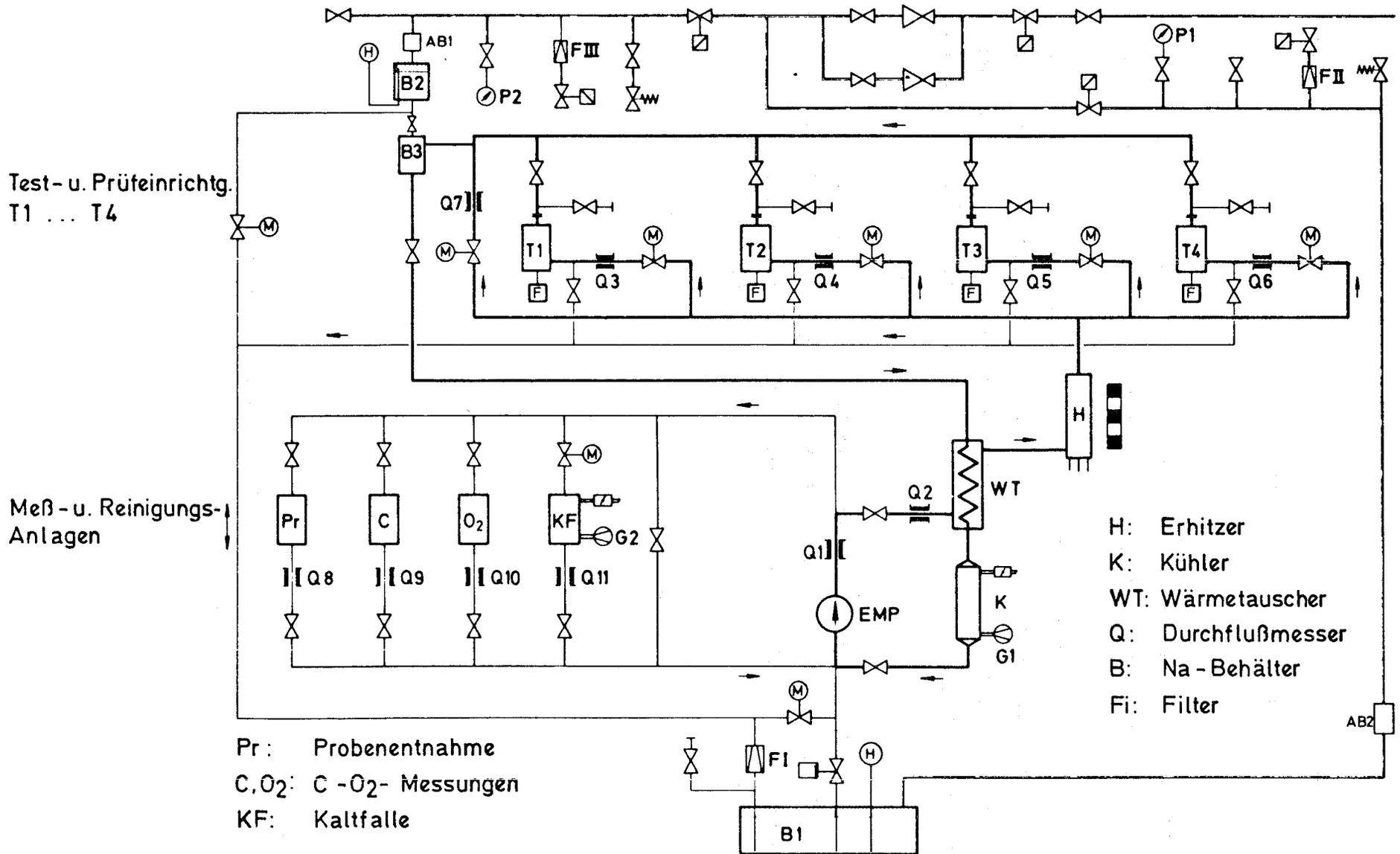


Abb. 9 Kreislaufschema Kriechprüfstand

Beiträge zu Teilprojekt

1.15 ARBEITEN ZUM BRENNSTOFFZYKLUS

erscheinen in einem späteren PSB-Vierteljahresbericht.



1.21 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE1.21.51 Kerndatenmessungen am Zyklotron<sup>G</sup>

(S. Cierjacks, D. Erbe, K. Kari, B. Leugers, G. Schmalz,  
I. Schouky, F. Voß, IAK)

1. Differentielle elastische Streuquerschnitte

Die Berechnung der differentiellen elastischen Streuquerschnitte von O und Si konnte abgeschlossen werden. Eine Resonanzanalyse wurde ebenfalls durchgeführt. Ein ausführlicher Bericht über diese Auswertung ist in Vorbereitung.

2.  $\gamma$ -Produktionsquerschnitte nach inelastischer Neutronenstreuung

Die Auswertung der  $\gamma$ -Produktionsquerschnitte von Cr und Ni konnte abgeschlossen werden. Dabei wurden die Anregungsfunktionen für folgende  $\gamma$ -Energien und Isotope im Energiebereich von der Schwelle bis ca. 14 MeV Neutronenenergie berechnet:

<u><math>E_{\gamma}</math> (keV)</u>	<u>Isotop</u>
783	Cr-50
648	Cr-52
744	Cr-52
934	Cr-52
1332	Cr-52
1434	Cr-52
1531	Cr-52
1728	Cr-52
2038	Cr-52
1289	Cr-53
1005	Ni-58
1321	Ni-58
1454	Ni-58
1584	Ni-58
1172/1173	Ni-60/Ni-62
467	Ni-60
826	Ni-60
1333	Ni-60

<sup>G</sup> Letzter Beitrag in KFK 1276/2, S. 121-1

Die Korrekturen für  $\gamma$ -Selbstabsorption in der Probe, Flußdepression und Vielfachstreuung wurden durchgeführt. Eine Veröffentlichung dieser Daten ist in Vorbereitung,

### 3. Spaltquerschnitte

Für das Spaltquerschnittsverhältnis von  $\sigma_f(^{239}\text{Pu})$  zu  $\sigma_f(^{235}\text{U})$  konnten die endgültigen Werte im Bereich von 0.4 - 20 MeV berechnet werden. Eine graphische Darstellung dieser Werte ist in Abb. 1 gegeben. Sie zeigen eine gute Übereinstimmung mit den neuesten, bisher unveröffentlichten Daten von G.W. Carlson et al. /1/.

Die Berechnung des Spaltquerschnittsverhältnisses von  $\sigma_f(^{240}\text{Pu})$  zu  $\sigma_f(^{235}\text{U})$  konnte ebenfalls abgeschlossen werden. Die Rohdaten wurden für folgende Effekte korrigiert:

- 1.) Isotopenverunreinigung der Proben
- 2.) Zeitunabhängiger Untergrund
- 3.) Energieabhängigkeit der Detektoransprehwahrscheinlichkeit unter Berücksichtigung der Anisotropie der Spaltfragmente
- 4.) Elektronische Schwelle und Absorption der Spaltfragmente in der Spaltfolie.

Die resultierenden Daten stimmen auch hier recht gut mit den neuesten Ergebnissen von J.W. Behrens /2/ überein. Das Ergebnis ist in Abb. 2 dargestellt.

Mit der Berechnung der absoluten Spaltquerschnitte (bzw. relativ zum H(n,p)-Streuquerschnitt wurde für  $^{239}\text{Pu}$  und  $^{240}\text{Pu}$  begonnen. Im Rahmen dieser Auswertung ist auch für  $^{235}\text{U}$  ein gegenüber /3/ verbesserter Spaltquerschnitt zu erwarten.

Literaturangaben:

- /1/ G.W. Carlson, J.W. Behrens, "Fission Cross Section Ratio of  $^{239}\text{Pu}$  to  $^{235}\text{U}$  from 0.1 to 30 MeV", Rept. UCID-16981, Lawrence Livermore Laboratory (1975).
- /2/ J.W. Behrens, J.C. Browne, G.W. Carlson, "Measurements of the Neutron-Induced Fission Cross Sections of  $^{240}\text{Pu}$  and  $^{242}\text{Pu}$  Relative to  $^{235}\text{U}$ ", Rept. UCID-17047, Lawrence Livermore Laboratory (1976).
- /3/ B. Leugers, S. Cierjacks, P. Brotz, D. Erbe, D. Gröschel, G. Schmalz, F. Voß, "The  $^{235}\text{U}$  and  $^{238}\text{U}$  Neutron Induced Fission Cross Sections Relative to the H(n,n) Cross Section", Proceedings of the NEANDC/NEACRP Specialist Meeting on Fast Neutron Fission Cross Sections (1976), NEANDC (US)-199/L.

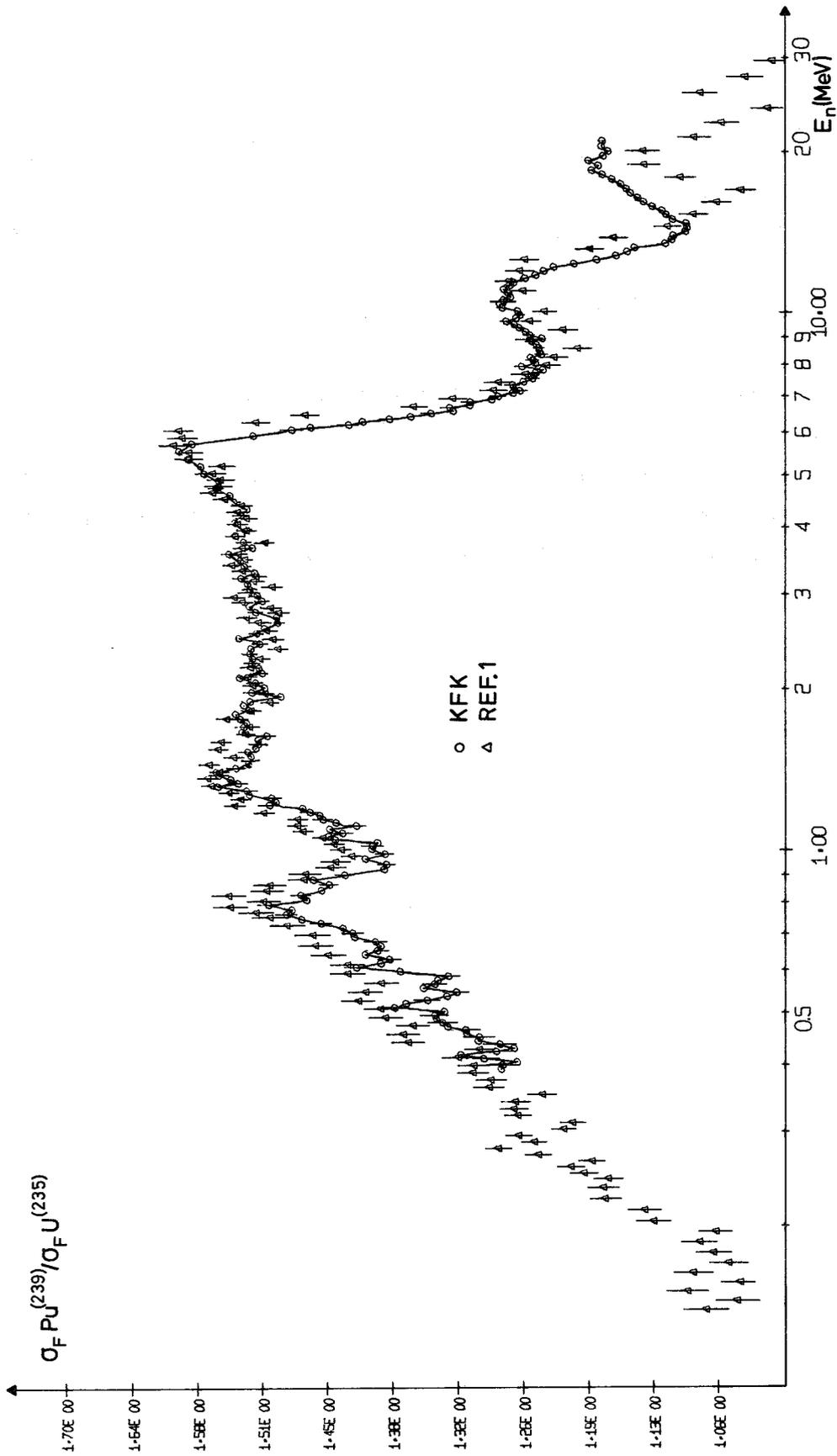


Abb. 1

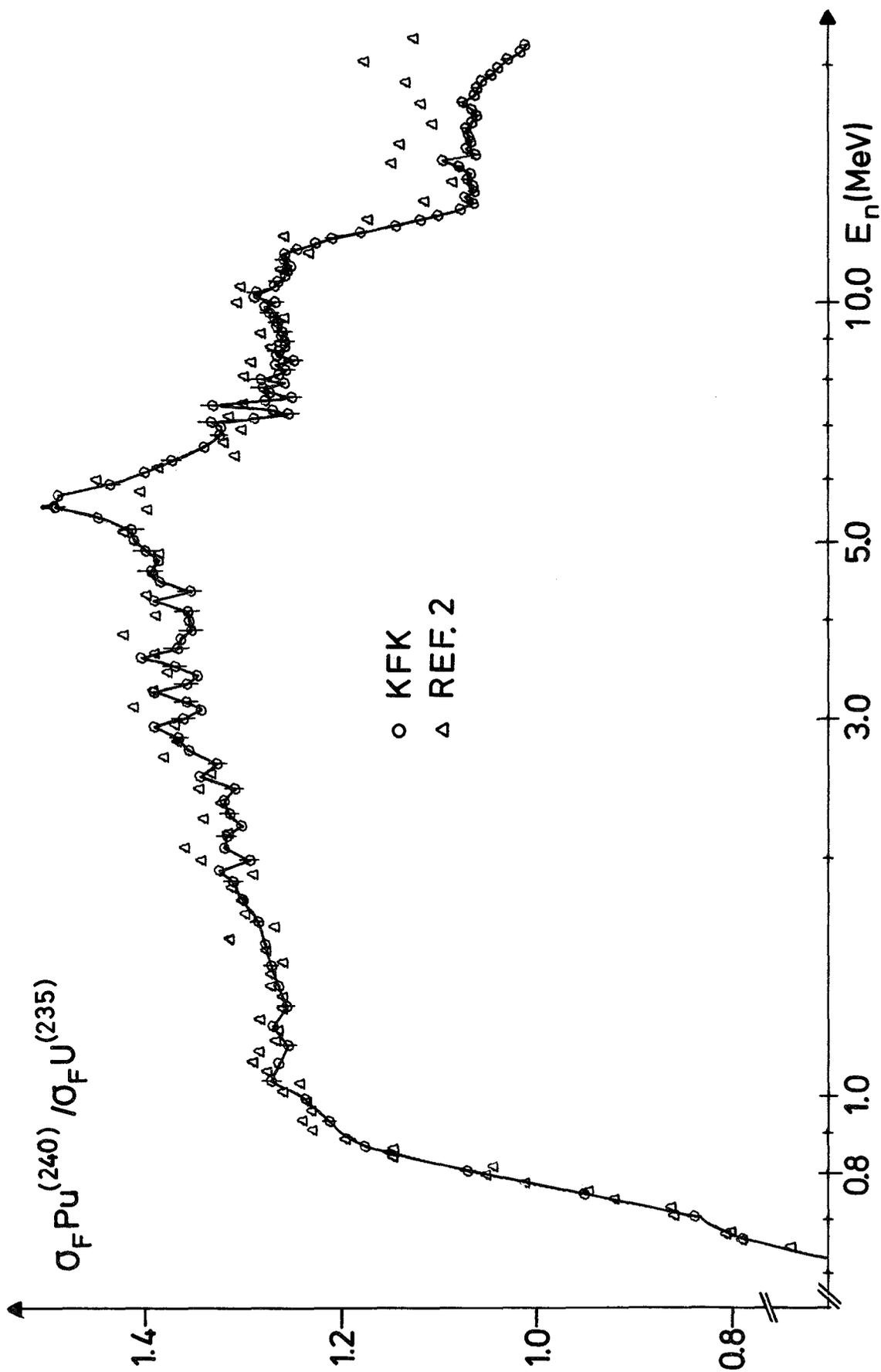
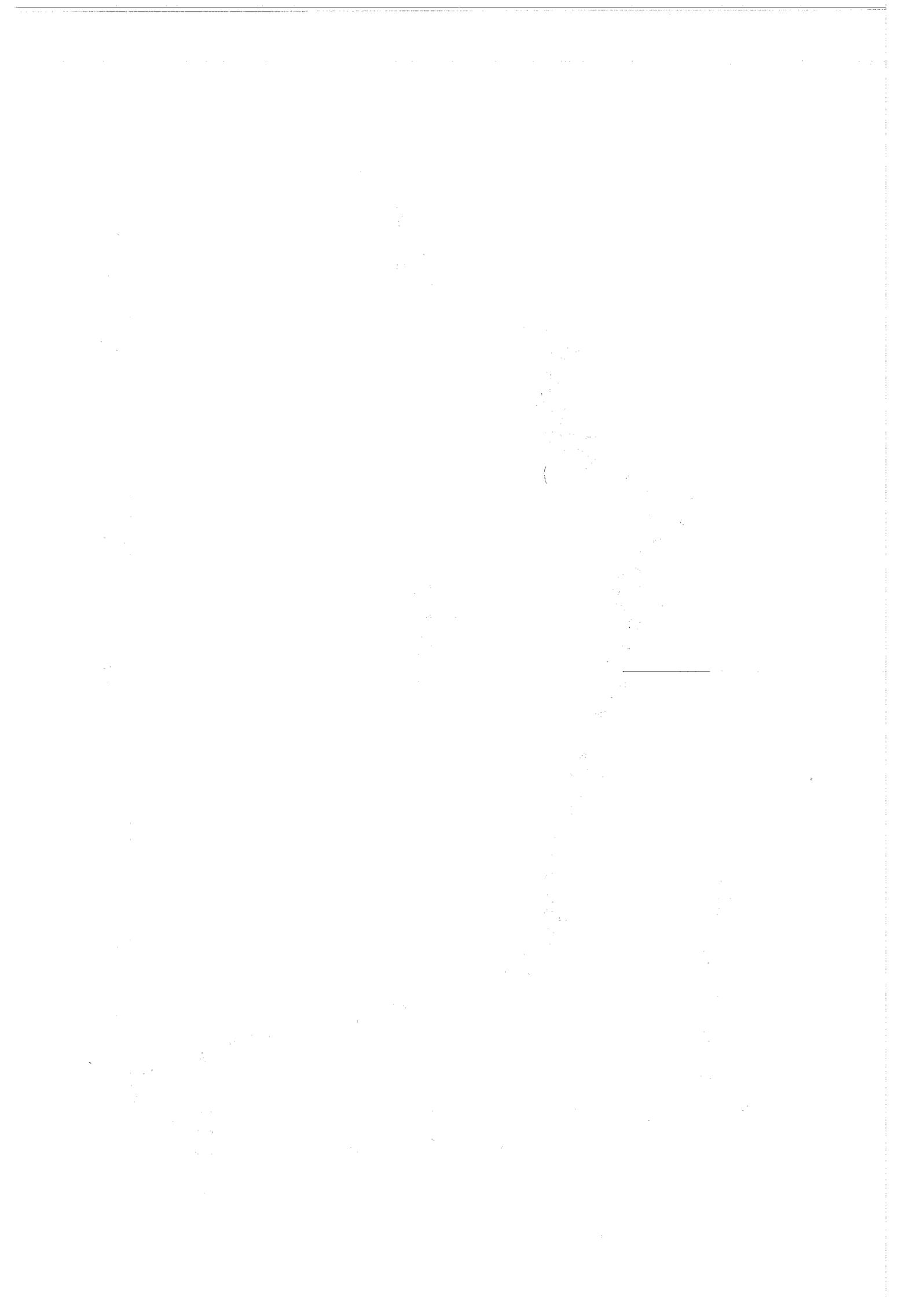


Abb. 2



1.22 REAKTORTHEORIE1.22.1 Auswertung und Überprüfung von Kerndaten, Erstellung von GruppenkonstantenBehandlung der Energieabhängigkeit bei der Berechnung von Reaktionsraten im Brutmantel schneller Reaktoren\*

(J. Braun, E. Kiefhaber, INR)

Im vorliegenden Beitrag wird gezeigt, daß für die Interpretation von Reaktionsratenmessungen in üblichen SNEAK-Anordnungen die genaue Form der für die Gruppenkonstantenerstellung benutzten Wichtungsfunktion im allgemeinen unerheblich ist. Gegenüber dem üblichen Vorgehen unter Benutzung des KFKINR-Satzes bringt eine verbesserte Methode bei den Anordnungen SNEAK-9B und SNEAK-9C2 nur eine Veränderung der Bruttoreate um 0.3 % bzw. 0.5 %. Die maximale Änderung der lokalen Einfangrate in  $^{238}\text{U}$  bleibt unter 5 %. Die größten Abweichungen treten dabei im äußeren Teil des Brutmantels auf. In der Spaltzone bleiben die Abweichungen unter + 1,5 %: im inneren Teil des Brutmantels (die der Spaltzone benachbarten 15 cm) belaufen sich auf maximal 2 %.

Einleitung und Problemstellung

Bei der Auswertung der Reaktionsratenmessungen in SNEAK-Anordnungen ergeben sich im Blanketbereich erhebliche Diskrepanzen zwischen Theorie und Experiment /1/. Als mögliche Ursachen kommen neben Unsicherheiten und Fehlern in den Messungen und den nuklearen Daten auch Unzulänglichkeiten im üblichen Berechnungsverfahren in Betracht. Heterogenitätseffekte und Grenzflächeneffekte am Core-Blanket-Übergang sollen hier nicht behandelt werden, da über sie an anderer Stelle (/2/, /3/) detaillierte Studien angefertigt werden. Hier soll lediglich der Einfluß der Wichtungsfunktion diskutiert werden.

Bei dem üblichen Vorgehen, das hier als Referenz dient, werden die Gruppenkonstanten eines 26-Gruppensatzes (z.B. KFKINR) benutzt. Zur Bestimmung der Gruppenkonstanten wird eine Wichtungsfunktion verwendet, die charakteristisch für eine bestimmte Reaktormischung ist (z.B. Spaltzone SNR-300). Für andere Reaktormischungen sind die so erzeugten Gruppenkonstanten nicht vollständig zutreffend; häufig können sie jedoch als gute Näherung angesehen werden.

---

\* BzFE-Nr. 421.3

/1/ R. Böhme: Private Mitteilung

/2/ R. Böhme: Private Mitteilung

/3/ V. Brandl: Private Mitteilung

Insbesondere sind die Zusammensetzungen einiger SNEAK-Coremischungen und die darin auftretenden Neutronenspektren relativ ähnlich zum SNR-300. Die Materialzusammensetzung und die Energieverteilung des Neutronenspektrums unterscheiden sich jedoch oft erheblich zwischen Core und Blanket der SNEAK-Anordnungen und weisen vor allem im Blanketbereich deutliche Abweichungen zu den SNR-300 Coredaten auf. Daher muß damit gerechnet werden, daß das Referenz-Vorgehen der Reaktionsratenberechnung für das Blanket von SNEAK-Anordnungen und von schnellen Leistungsreaktoren mit einem gewissen Fehler behaftet ist. Die vorliegenden Untersuchungen zeigen, daß die davon her-rührenden Unsicherheiten i.a. als tolerierbar angesehen werden können.

#### Diskussion der Ergebnisse

In der Literatur sind bereits ähnliche Studien bekannt /4/. Die dort verwendeten Näherungsverfahren und verbesserten Methoden stimmen jedoch mit den in Karlsruhe vorhandenen Möglichkeiten nicht genau überein. Außerdem sollte die Problematik zumindest einmal am konkreten Fall von SNEAK-Anordnungen analysiert werden, während in /4/ nur eine Modell-Coremischung und drei repräsentative Blanket- bzw. Reflektormischungen (metallisches Uranblanket ohne Natrium, oxidisches Uranblanket mit Natrium, sowie ein Stahlreflektor mit Natrium) betrachtet wurden. Ausgewählt wurden die Anordnungen SNEAK-9B (mit Uranoxid im Blanket) und SNEAK-9C2 (mit Uranmetall im Blanket). Die Eingabedaten für die eindimensionalen axialen Diffusionsrechnungen wurden von R. Böhme (INR) zur Verfügung gestellt. Die Corehöhen und Blanketdicken betragen etwa

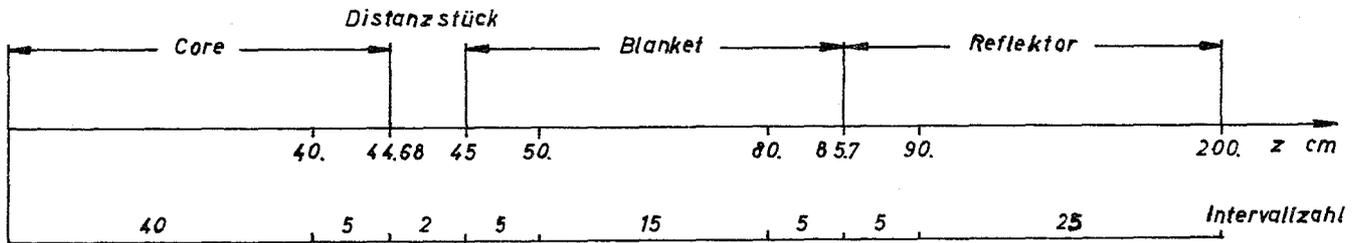
	$H_c$ (cm)	$D_{Bl}$ (cm)
SNEAK-9B	90	40
SNEAK-9C2	70	25

Im Falle von 9B wurde in den Rechnungen auch noch eine 114 cm dicke Reflektorschicht aus Stahl berücksichtigt. Die Zoneneinteilung wurde so gewählt, daß an Zonengrenzen jeweils ein Gebiet von etwa 5 cm Dicke als gesondeter Bereich behandelt wurde. Damit ergibt sich schematisch folgende Geometrie für die axiale Richtung (die Skizze ist nicht maßstabsgerecht!):

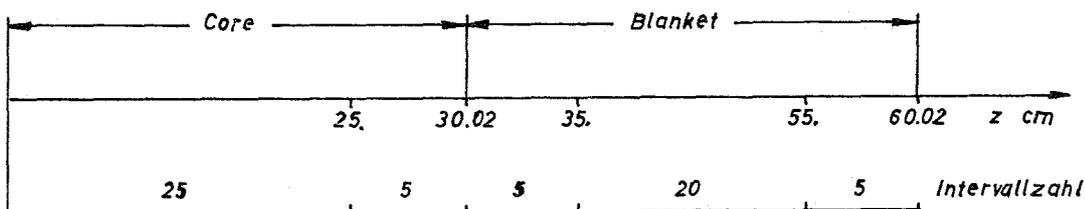
---

/4/ R. Corcuera and A. Khairallah: Nucl. Sci. Eng. 53, 420, (1974)

## SNEAK-9B



## SNEAK-9C2



## Skizze der axialen Geometrien von SNEAK-9B und SNEAK-9C2

Zunächst wurde in eindimensionaler axialer Geometrie die Energieverteilung der Neutronen relativ genau mit 208Gruppenrechnungen ermittelt. Da die Datenbasis für den 208Gruppensatz nicht mit derjenigen eines 26Gruppensatzes übereinstimmt, wurde die aus 208 Gruppen gewonnene Stoßdichte als Eingabe für die REMO-Korrektur im 26Gruppen KFKINR-Satz herangezogen. Dadurch ließ sich, zumindest für die Gruppenkonstanten für elastische Streuung, der Einfluß einer verbesserten Wichtungsfunktion bestimmen<sup>\*)</sup>. Nach /4/ war zu erwarten, daß damit der wesentliche Effekt erfaßt werden kann, denn für Querschnitte ohne ausgeprägte Resonanzen und ohne Energieschwellen stellt die Verwendung einer einzigen Wichtungsfunktion für alle Zonen bzw. Mischungen eine brauchbare Näherung dar, zumindest für den Energiebereich oberhalb 300 eV, der für schnelle Reaktoren bedeutsam ist. Da bei der Auswertung der Reaktionsratenverteilungen in den betrachteten SNEAK-Anordnungen besonderes Gewicht auf die Einfangrate in  $^{238}\text{U}$  gelegt wurde (im Hinblick auf die Bestimmung der Brutrate), werden in Abb. 1 die mit dem Referenz-Vorgehen und mit der verbesserten Methode (REMO-Korrektur) bestimmten Einfangratenverteilungen verglichen. Es zeigt sich, daß die Anwendung der verbesserten Methode zwar zu merklichen

\*) Die Untersuchung des Einflusses auf die Diffusionskonstante würde eine weitergehende Studie erfordern, wobei, zur Absicherung der Ergebnisse von Diffusionsrechnungen, wahrscheinlich Transportrechnungen durchgeführt werden müßten. Sollten die dabei auftretenden, von der Energieabhängigkeit der Wichtungsfunktion verursachten Effekte merklich von den hier im Rahmen von Diffusionsrechnungen (mit unveränderten Diffusionskonstanten) gefundenen Effekten abweichen, so ist damit zu rechnen, daß sich diese Abweichungen auf die nähere Umgebung der Core-Blanket-Grenze beschränken werden. Da in diesem Bereich die Anwendung von Diffusionsrechnungen in jedem Fall als fragwürdig angesehen werden muß, können und sollen die vorliegenden Ergebnisse keine zuverlässigen, endgültigen Aussagen in der Nähe der Core-Blanket-Grenze liefern.

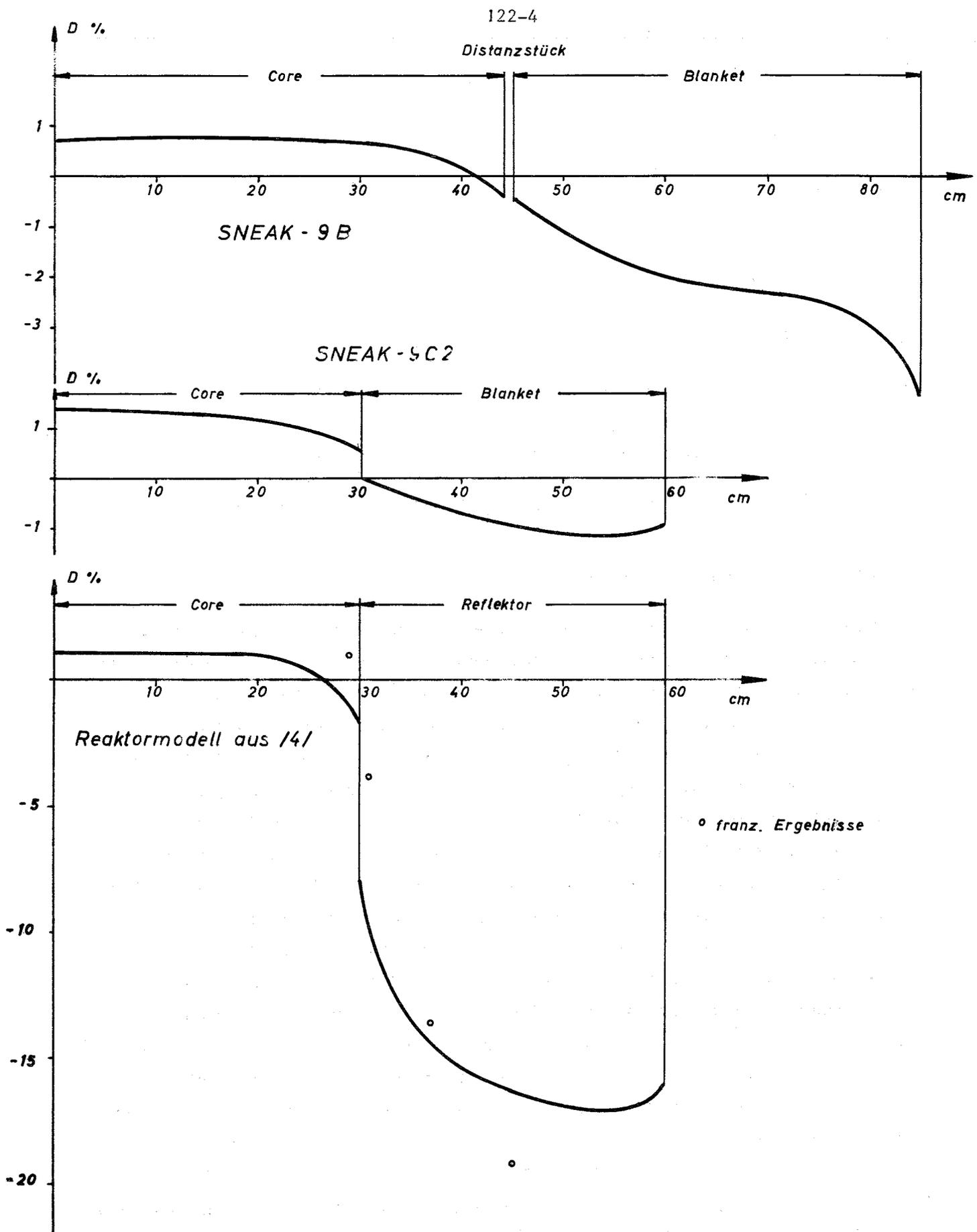


Abb 1. Relative Differenz  $D = (B - A) / A$  (in %) der auf zwei verschiedene Arten berechneten Ortsverteilung der Einfangrate in  $^{238}\text{U}$ .

- A) Verbesserte Methode (REMO - Korrektur)  
 B) Referenz - Vorgehen (ohne REMO - Korrektur)

Änderungen führt, die jedoch für die SNEAK-Anordnungen unter 5 % bleiben. Die Brauchbarkeit des Referenz-Vorgehens zur Bestimmung der Bruttrate ergibt sich auch aus der folgenden Tabelle 1.

Tab. 1: Bestimmung der Bruttrate nach dem Referenz-Vorgehen und der verbesserten Methode

	Referenz- vorgehen	Verbesserte Methode	
SNEAK-9B	Einfangrate im Brutstoff: Core	0.20816	0.20688
	" " " : Blanket axial	0.06746	0.06866
	Absorptionsrate im Spaltstoff: Core	0.33194	0.33090
	" " " : Blanket axial	-	-
	Conversionsrate des Cores	0.62710	0.62520
Gesamtbruttrate des Reaktors*	0.83033	0.83270	
SNEAK-9C2	Einfangrate im Brutstoff: Core	0.10542	0.10414
	" " " : Blanket axial	0.14356	0.14433
	Absorptionsrate im Spaltstoff: Core	0.31906	0.31704
	" " " : Blanket axial	-	-
	Conversionsrate des Cores	0.33041	0.32848
Gesamtbruttrate des Reaktors*	0.78035	0.78372	

\* Man beachte, daß die Ergebnisse aus eindimensionalen Rechnungen stammen.

Die in Abb. 1 für die beiden SNEAK-Anordnungen dargestellten Ergebnisse sind in relativ guter qualitativer und quantitativer Übereinstimmung mit den in /4/ angegebenen Resultaten für ähnliche Reaktormodelle, wenn man in /4/ das Referenz-Vorgehen mit solchen verbesserten Methoden vergleicht, die näherungsweise der Anwendung der REMO-Korrektur entsprechen: (a) Beim metallischen Uranblanket ohne Natrium, das etwa SNEAK-9C2 entspricht, bleiben in /4/ die Änderungen im Core unter 1 % und im Blanket unter 2 %. (b) Beim oxidischen Blanket mit Natrium, das etwa SNEAK-9B entspricht werden in /4/ im Core maxi-

male Abweichungen von etwa 1.5 % und im Blanket weniger als 5 % gefunden. Dabei ist zu beachten, daß in /4/ die Reaktionsraten im Corezentrum auf den gleichen Wert normiert wurden, so daß in /4/ im Zentrum keine Abweichung zwischen Referenz-Vorgehen und verbesserten Methoden auftritt.

Die gravierendsten Abweichungen wurden in /4/ beobachtet, wenn anstelle eines uranhaltigen Blankets ein Reflektor aus Stahl und Natrium eingesetzt wurde: Zwar lagen die Abweichungen zwischen Referenz-Vorgehen und verbesserten Methoden im Core auch dann unter 1 %, aber im Reflektor stiegen sie im Bereich des äußeren Randes auf nahezu 25 %. Dieser letzte Wert bewog uns u.a. zur Durchführung der vorliegenden Untersuchung, um nachzuweisen, daß sich für die betrachteten SNEAK-Anordnungen wesentlich geringere Differenzen ergeben. Nachdem der Nachweis erbracht war, sollte noch gezeigt werden, daß unser Verfahren für das aus /4/ übernommene Reaktormodell (bei dem im Reflektor eine geringe Menge  $^{238}\text{U}$  zugesetzt wurde) zu ähnlichen Resultaten führt, wie sie in /4/ berichtet und voranstehend zusammenfassend angegeben wurden. Die entsprechende Kurve aus Abb. 1 (man beachte die gegenüber den beiden oberen Kurven veränderte Ordinatenskala) zeigt eine recht zufriedenstellende Übereinstimmung mit den detaillierten Ergebnissen aus /4/. Bei der Beurteilung der Unterschiede sollte beachtet werden, daß die Ausgangswichtungsfunktion für den Referenzfall sicherlich im KFKINR-Satz verschieden ist von der in /4/ verwendeten Basiswichtungsfunktion. Außerdem spielt für die Größe des Sprungs am Übergang zwischen Core und Reflektor die Konzentration des willkürlich in den Reflektor eingebrachten  $^{238}\text{U}$ -Anteils eine Rolle.

Da die zonenweisen Wichtungsfunktionen zur Verfügung standen, sollte bei dieser Gelegenheit auch die Gültigkeit der Annahme überprüft werden, daß die Anwendbarkeit des Referenz-Vorgehens für Reaktionsraten, bei denen der Querschnittsverlauf keine Schwelle und keine ausgeprägten Resonanzen aufweist, gerechtfertigt ist. Die oben aus /4/ zitierten Resultate sind ein Indiz für die Anwendbarkeit des Referenz-Vorgehens in den in /4/ und hier betrachteten Fällen. Unsere eigenen Ergebnisse wurden gewonnen, indem die 208Gruppennwerte für den makroskopischen Einfangquerschnitt der entsprechenden Mischungen auf entsprechende 26Gruppenwerte kondensiert wurden. Als zugehörige Wichtungsfunktion wurde dabei jeweils die Stoßdichte  $F$  der betreffenden Mischung verwendet. Der Wichtungsfluß  $\phi$  wurde gewonnen, indem für jede Mischung  $i$  der Quotient  $F_i^g / \Sigma_{\text{tot},i}^g = \phi_i^g$  gesetzt wurde;  $g$  = Gruppenindex. Als näherungsweise Wichtungsfunktion wurde die Stoßdichte  $F_{\text{SNR-300}}$  für das Core des SNR-300 benutzt, die auch für

die für den KFKINR-Satz neu erzeugten Gruppenkonstanten benutzt wurde. In den ersten 14 Energiegruppen (oberhalb 1 keV) ergeben sich die in der folgenden Tabelle 2 aufgezeigten maximalen Änderungen zwischen den unter Verwendung der SNR-300 Stoßdichte (entspricht etwa dem Referenzvorgehen) und der jeweils zugehörigen zonenabhängigen Stoßdichte kondensierten makroskopischen Gruppenkonstanten der Mischung.

Tab. 2 Maximale Abweichungen (in %) in den makroskopischen Gruppenkonstanten SCAPT für die ersten 14 ABBN-Energiegruppen der Core- und Blanketmischungen in SNEAK-9B und SNEAK-9C2.

$$A = \frac{\Sigma_c(\text{mit } F_{\text{SNR-300}}/\Sigma_{\text{tot},i} \text{ kond.}) - \Sigma_c(\text{mit } F_i/\Sigma_{\text{tot},i} \text{ kond.})}{\Sigma_c(\text{mit } F_{\text{SNR-300}}/\Sigma_{\text{tot},i} \text{ kond.})}$$

		$A_{\min}$ (%)	$A_{\max}$ (%)
SNEAK-9B	Core	- 0.5	+ 0.4
	Blanket	- 3.0	+ 2.0
SNEAK-9C2	Core	- 0.6	+ 2.3
	Blanket	- 2.4	+ 3.3

Die in Tabelle 2 aufgeführten Ergebnisse zeigen, daß die Verwendung einer globalen Stoßdichte für die Erzeugung von Gruppenkonstanten für Reaktionsraten, bei denen keine Schwellwerte und ausgeprägten Resonanzen auftreten, als gerechtfertigt betrachtet werden kann und die Anwendung des Referenzvorgehens für Core- und Blanketmischungen bei den untersuchten SNEAK-Anordnungen zulässig ist.

Betrachtet man allerdings bei SNEAK-9B die Absorptionsgruppenkonstante für den Reflektor und für das dünne Distanzstückchen zwischen Core und Blanket, so findet man erheblich größere Abweichungen zwischen den entsprechenden kondensierten Werten, als sie in Tabelle 2 für Core und Blanket angegeben sind.

Besonders betroffen sind die Gruppen 10, 13, 14 mit Abweichungen von 20-40 % sowie die Gruppen 3, 4, 8 mit Abweichungen von etwa 5 %.

Die größte Abweichung von etwa 40 %, die im Reflektor in der ABBN-Gruppe 14 auftritt, ist bedingt durch die Resonanz von Eisen bei etwa 12 keV. Auch eine weitere große Abweichung von fast 25 % im Distanzstückchen für Gruppe 10 ist auf Resonanzen von Aluminium und Eisen zurückzuführen. Die Abweichung in Gruppe 13 von etwa 20 % für die Reflektorzonen wird überwiegend verursacht durch Resonanzen von Eisen und Nickel bei etwa 4 keV. Auch in Gruppe 8 ist der Einfluß von Nickelresonanzen in der Reflektormischung deutlich zu beobachten. Es erscheint plausibel, daß in diesen Fällen die Energieabhängigkeit des aus der SNR-300-Stoßdichte gewonnenen Wichtungsflusses nur eine relativ schlechte Näherung für die wirklich auftretende Energieabhängigkeit des exakten Wichtungsflusses darstellt.

In den Gruppen 3 und 4 dürften hauptsächlich Unterschiede in der globalen Form der Wichtungsfunktionen für die Differenzen von etwa 5 % der Absorptionsgruppenkonstante des Distanzstückchens und der Reflektorzonen verantwortlich sein. Dabei ist zu beachten, daß in den betreffenden Gruppen die Absorptionsquerschnitte der in diesen Mischungen wichtigen Materialien Aluminium, Eisen und Nickel innerhalb einer Gruppe z.T. um mehr als einen Faktor 10 mit wachsender Energie ansteigen, d.h. den für ein Schwellwertverhalten charakteristischen Verlauf aufweisen. Betrachtet man in diesen Gruppen das Verhältnis der Maxima und Minima der Wichtungsflüsse, die, global gesehen, zu hohen Energien hin abfallen, so erhält man etwa folgende Werte für die Reflektormischung von SNEAK-9B:

	$\phi$ gewonnen aus SNR-300-Stoßdichte		$\phi$ gewonnen aus Eigenstoßdichte	
$\phi_{\max}$	Gr. 3	Gr. 4	Gr. 3	Gr. 4
$\frac{\phi_{\max}}{\phi_{\min}}$	2.5	1.7	4	1.3

Daraus kann man ableiten, daß bei Verwendung der SNR-300-Stoßdichte die kondensierte Gruppenkonstante für Absorption im Reflektor gegenüber den exakten Werten unter Benutzung der Eigenstoßdichte in Gruppe 3 überschätzt und in Gruppe 4 unterschätzt wird. Dies stimmt mit den tatsächlich beobachteten Verhältnissen überein.

Die durch die Verwendung einer approximativen Wichtungsfunktion verursachten Fehler in den kondensierten Absorptionsgruppenkonstanten für das Distanzstückchen und den Reflektor sind damit, zusammen mit der festgestellten guten Übereinstimmung für die Core- und Blanketmischungen, eine direkte Bestätigung für die aus /4/ übernommene Annahme, daß die Verwendung einer einzigen, näherungsweise bekannten Wichtungsfunktion zu brauchbaren kondensierten Gruppenkonstanten für Absorptionsprozesse führt, sofern die zugehörigen Wirkungsquerschnitte im betrachteten Energiebereich keine ausgeprägten Resonanzen oder Schwellwerte aufweisen.

Die hier beschriebenen Untersuchungen erbrachten den Nachweis, daß, in Übereinstimmung mit den in /4/ gefundenen Resultaten, die Anwendung des üblichen Vorgehens zur Berechnung von Reaktionsratenverläufen, wie beispielsweise der Einfangrate in  $^{238}\text{U}$ , und von Reaktionsraten oder Quotienten von Reaktionsraten, wie z.B. der Brutrate, ausreichend genau ist im Hinblick auf die Berücksichtigung der Energieabhängigkeit der zur Gruppenkonstantenerzeugung benutzten Wichtungsfunktionen. Im Core und im wichtigsten Teil der Blankets der untersuchten Anordnungen SNEAK-9B und SNEAK-9C2 bleiben die Abweichungen in der Einfangrate in  $^{238}\text{U}$  unter 2 %. Betrachtet man die Konversionsrate des Cores und die Brutrate des Reaktors, so ergeben sich bei SNEAK-9B Abweichungen von etwa 0.3 % und in SNEAK-9C2 von etwa 0.5 % zwischen dem üblichen Vorgehen und der Anwendung eines verbesserten Verfahrens (REMO-Korrektur). Diese für die Auswertung von SNEAK-Experimenten wichtigen Resultate lassen sich sicherlich auch auf Auslegungsrechnungen für Leistungsreaktoren wie den SNR-300 oder den SNR-2 übertragen, da die Unterschiede in der Zusammensetzung der Mischungen in Core und Blanket der beiden untersuchten SNEAK-Anordnungen größer sind als die Unterschiede in den Mischungszusammensetzungen von Core und Blanket der erwähnten Leistungsreaktoren und auch größer als die Unterschiede zwischen SNEAK-9B mit oxidischem Blanket und den Leistungsreaktoren, die ebenfalls ein oxidisches Blanket aufweisen. Daraus kann man schließen, daß, im Hinblick auf die Behandlung der Energieabhängigkeit, die Anwendbarkeit und ausreichende Genauigkeit des üblichen Vorgehens der direkten Berechnung der Reaktionsraten und ihrer Ortsverteilung mit den Basisdaten eines Gruppenkonstantensatzes ohne Anwendung zusätzlicher Korrekturen, auch für die nuklearen Auslegungsrechnungen von Leistungsreaktoren als gesichert angesehen werden kann. Heterogenitäts- und Grenzflächeneffekte wurden in der vorliegenden, auf Diffusionsrechnungen basierenden Studie nicht betrachtet. Ihre Berücksichtigung erfordert eine gesonderte Behandlung, wobei vorzugsweise transporttheoretische Berechnungsverfahren eingesetzt werden sollten.

### 1.22.2 Ein dreidimensionales Multigruppendiffusionsprogramm in Dreieck-Z-Geometrie<sup>F</sup>

(B. Stehle, INR)

In Ergänzung zu dem Rechenprogramm D3D /1/, das die Multigruppendiffusionsgleichungen in kartesischer und Zylindergeometrie löst, wurde D3E für Dreiecks-Z-Geometrie entwickelt. D3E soll vor allem für Auslegungsrechnungen und für die Berechnung von Reaktivitätskoeffizienten großer natriumgekühlter Reaktoren eingesetzt werden. Die Anordnung der Dreiecke im horizontalen Reaktorschnitt ist - von Zusammenhangsbedingungen für den Reaktor abgesehen - keiner Einschränkung unterworfen. Da auch Symmetrieeigenschaften des Reaktors bis zum 30°-Ausschnitt berücksichtigt werden, sollte in vielen Fällen mit relativ kleinen Punktzahlen gerechnet werden können.

Die Multigruppendiffusionsgleichungen werden gelöst für beliebige Abwärtsstreuung mit den Randbedingungen Strom = 0, extrapoliertes Fluß = 0, Fluß = 0. Die Anzahl der Gruppen, Mischungen, Maschenpunkte, Mischungszonen ist nicht beschränkt.

Wesentliche Eigenschaften des Lösungsverfahrens sind:

- 1) Diskretisierung durch Boxintegration,
- 2) Blockung des linearen algebraischen Gleichungssystems in Gruppen-, Ebenen- und Zeilenblöcken,
- 3) Lösung durch die Technik äußere-innere Iteration, wobei die äußere Iteration als Poweriteration, die inneren Iterationen durch zwei geschachtelte blocküberrelaxationen ausgeführt werden, mit den Ebenen als Blöcke in den Gruppen und den Zeilen als Blöcke in den Ebenen.
- 4) Beschleunigung durch Grobgittertechnik, wobei nach Vorschrift der Eingabe homogene Grunddreiecke in eine wachsende Anzahl kleinerer Dreiecke aufgeteilt werden.
- 5) Optimierung der Koeffizientenberechnung durch Zuordnung von Kennzahlen zu den Gitterpunkten, durch welche die Umgebungen der Gitterpunkte beschrieben werden.
- 6) Flexible Speichertechnik, die den über das notwendige Minimum (ca. das Zwanzigfache der Zahl der Punkte in der Ebene) hinaus zur Verfügung stehende Kern-

speicherplatz für die gerade aktuellen Daten aus externen Datenfeldern nutzt. Insbesondere können durch die mögliche ebenenweise Abarbeitung Reaktoren mit großen Punktzahlen gerechnet werden.

D3E befindet sich in einem fortgeschrittenen Teststadium. Bis jetzt wurden folgende Testrechnungen durchgeführt:

- 1) Berechnung einfacher homogener Reaktoren. Bei Einsetzen der mit D3E ermittelten Lösung in die Ausgangsgleichungen ergab sich eine maximale relative Abweichung zwischen den Produktions- und Verlusttermen von 0.01 %, wobei eine etwas schärfere Konvergenzabfrage für die inneren Iterationen verwendet wurde.
- 2) Berechnung eines ebenen Reaktors. Hierbei wurde mit D3E ein dreidimensionales Problem mit den Randbedingungen Strom = 0 auf dem oberen und unteren Rand gelöst, das den zweidimensionalen Reaktor simuliert. Ein Vergleich dieser Lösung mit dem Ergebnis zweidimensionaler Rechnungen (TRIBU /2/, HEXAGAI /3/) ergab eine Abweichung in  $k_{eff}$  von 0.01 %.
- 3) Berechnung eines in Z-Richtung homogenen Reaktors mit Fluß = 0 auf dem oberen und unteren Rand. Ein Vergleich dieser Lösung mit dem Ergebnis einer zweidimensionalen Rechnung (HEXAGAI /3/) mit entsprechendem Cosinus-Buckling ergab eine Abweichung in  $k_{eff}$  von 0.01 %. Die Flüsse wurden bisher nicht verglichen.
- 4) Dreidimensionale Vergleichsrechnungen mit HEXAGAI /4/.  
 Beispiel: SNR-Benchmarkproblem /5/.  
 Gerechnet wurde ein  $30^\circ$ -Ausschnitt mit 4 Energiegruppen, 37 Ebenen, 324 Gitterpunkten in den Ebenen. Bei 1200 K Kernspeicher, einem Querkriterium von  $1.E-5$ , ergab sich auf der IBM 370-168 eine Rechenzeit von 10 Minuten. Die Abweichung in  $k_{eff}$  gegenüber dem HEXAGAI-Ergebnis liegt bei 0.5 %. Unterschiede in den Flüssen bedürfen noch der Klärung.

Die Tests an Benchmarkproblemen werden fortgesetzt. Auslegungsrechnungen des 1300 MW-Reaktors SNR2 wurden begonnen.

Referenzen

- /1/ B. Stehle: "D3D", KFK 2118, Karlsruhe 1975
- /2/ J. Quenon, E. Van der Elst: "Code Trepan", Belgonucléaire International Report BN 6903-01 309.11/131/ni/138, März 1969. Trepan ist der Vorläufer von TRIBU
- /3/ Z. Woznicki: "HEXAGAI", KFK 2293, Karlsruhe 1976
- /4/ Z. Woznicki: "HEXAGAI", private Mitteilung  
HEXAGAI ist ein dreidimensionales Multigruppendiffusionsprogramm in Dreieck-Z-Geometrie
- /5/ G. Buckel et al.: "SNR Benchmark-Problem", KFK 1275/2, Seite 122-1 ff.

1.23 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN1.23.1 Untersuchungen zur Reaktordynamik \*1. Implementation and Test of the KACHINA Code, a Multifield, Multi-component Eulerian Fluid Dynamics Computer Program

(P. Schmuck, S. Chandra, INR)

A powerful new technique for the calculation of multifield, multicomponent fluidflows has been developed by Harlow et al. /1/ at Los Alamos. This IMF (= Implicit, Multifield, Multicomponent) technique is based on the earlier developed ICE (= Implicit Continuous-fluid Eulerian) method /2/. Usually different fields correspond to different phases, while the components correspond to different materials of a phase. Relative motion of droplets (or bubbles) within a gas (or liquid) can be described by using two fields and the corresponding physical variables. The applicability ranges from supersonic to far subsonic and incompressible regions. The IMF methodology has been incorporated into the code KACHINA /3/ which has been developed at Los Alamos for a CDC-7600. This code treats for simplicity only two primary material fields. In addition two components were allowed within each field. The varying relative proportions of the components are described in a way that ensures the separate mass conservation of each. In contrast the momentum and energy conservation equations are solved only for the field variables. No relative motion of the components of one field is therefore allowed. Also no energy exchanges between the two components of each field are possible. Energy production (e.g. from chemical or nuclear reactions) in the droplet field can be taken into account. The code is written for cylindrical symmetry and can handle the following boundary conditions:

## 1. Rigid (free slip) condition:

A rigid free slip boundary represents a nonadhering surface that exerts no drag upon the fluid. The normal component of velocity vanishes at the wall and there is no gradient in scalar variables across the boundaries.

\* BzFE-Nr. 523.3

/1/ H. Harlow and A.A. Amsden, Numerical Calculation of Multiphase Fluid Flow, Computational Phys. 17 (1975), 19/2/ F.H. Harlow and A.A. Amsden, J. Computational Phys. 8 (1971), 147

/3/ A.A. Amsden and F.H. Harlow, KACHINA, an Eulerian Computer Program for Multifilled Fluid Flows, LA-5680, Dec. 1974

2. In flow condition:

The inflow boundary (at the bottom) allows vapor, only, to move into the system at a prescribed rate.

3. Out-flow condition (continuative):

A continuative outflow boundary allows fluid to leave the system at its own chosen rate. The conditions can be prescribed at the side walls and at the top of the cylinder.

KACHINA in its present form is already a unique tool to investigate questions arising in coupled heat transfer and two phase fluid flow problems which unfold in time from initial conditions.

The KACHINA code has been transferred to the IBM 370/168 of GfK. A separate GIPSY program was constructed to generate 2D and 3D plots of time-dependent physical output data (marker particles, velocity and pressure data).

After these changes in the original KACHINA it was necessary to assure the correctness of the code. Unfortunately the code package from Los Alamos did not include a test example. Therefore simple problems were selected which could be checked analytically or with other, much simpler programs.

The various phenomena involved were separated into the following transport processes:

- Energy transport
- Momentum transport
- Mass transport.

The test problem conditions were chosen to represent these aspects as clearly as possible.

The following problems were considered:

- One-dimensional heat conduction
- Fall of water droplets in air
- Shock-tube problem.

### Conclusions and Future Developments

The multiphase fluid dynamics code KACHINA can now be used for routine calculations. Transient problems of interest to reactor safety can be studied using this program. Three problems were successfully run with KACHINA testing heat conduction, drag forces and shock waves. Generally the grinding times (CPU time per mesh and hydrodynamic cycle) were found to be very reasonable. It is therefore expected that other applications can be done also very efficiently with KACHINA.

Additional development work will be done in the near future to be able to perform accident calculations for fast reactors with an extended version of KACHINA. These developments will include

- point kinetics
- feedback from material movement and Doppler broadening
- separate energy equations for each droplet component (allowing also for nuclear heating)
- additional energy transfer capabilities to describe heat transfer between the liquid components
- equations of state for fuel, sodium, and steel.

All this development work will be done in the KAPROS system, which provides an optimal environment for the development of a modular accident code.

2. The Influence of Design Modifications on the Loss of Flow Scenario in the SNR 2000<sup>F</sup>

(W. Maschek, INR; D. Struwe, IRE)

In the framework of the loss of flow safety analysis for the SNR-2000 /1/, the effect of some minor design modifications with regard to their potential of reducing the consequences of hypothetical core disruptive accidents has been analyzed. The safety analysis has been performed for two core configurations representing different burnup status (BEC-A, EEC-B).

The modifications concentrated on possibilities to reduce the positive sodium void ramp formation due to sodium boiling.

- 1) For the BEC-A core a slower mass flow reduction curve has been chosen. The extension of the pump coast-down time can be achieved e.g. by fly-wheels. Yet thermal shock problems in connection with reactor scram require special attention.
- 2) For the EEC-B core each subassembly is provided with a mass flow diode with flow direction dependent orificing properties. The coolant mass flow reversal from boiling and fuel coolant interaction processes should thereby be reduced.

With the normal pump coast-down curve the mass flow is reduced to 50 % after  $\sim 4$  sec. Further reduction of the coolant flow leads to boiling conditions at the uppermost end of the core (Figs. 1, 2). For the delayed mass flow reduction curve a value of 50 % of the nominal flow is reached after more than 20 sec. Boiling starts slightly above the active core zone in the upper axial blanket 34 sec after begin of pump coast-down.

Due to the low power density of this region the boiling front moves down relatively slowly. Mass flow reversal is achieved 0.7 - 0.8 sec after boiling initiation compared to 0.2 - 0.3 sec for normal pump coast down.

During the first part of the flow transient the voiding velocities in the peak power channel (Fig. 1) differ drastically, but when the voiding front crosses the core midplane, comparable restfilm evaporation leads to similar void front velocities. Fig. 3 and the results displayed in Tab. 1 show that at

switch over to disassembly similar core conditions exist for both mass flow reduction curves.

The extended pump coast-down leads to a higher void fraction in the active core region. Yet there still exist overlapping regions of high melt fraction with regions full of sodium (Figs. 5,6). Therefore fuel coolant interaction has been simulated during the disassembly phase. The higher sodium content in the core for normal pump coast-down leads to a more coherent fuel coolant interaction and a faster termination of the accident.

This implies a reduction in the energy release during disassembly. Conclusively the alternate pump coast-down affects only the initiating part of the accident.

Sufficient extension of the pump coast down characteristics in principle can give considerable time prior to boiling initiation for operator action and activation of backup protective reactor system.

The mass flow diodes at subassembly inlet mainly influence the voiding process at the end of the predisassembly phase when the void front crosses the mid-core region. By the flow direction dependent orificing properties of the mass flow diodes the voiding velocities are considerably retarded compared with the reference case (Fig. 2). A factor 10 as maximum multiplier for the steady state orifice coefficient has been assumed to be achieved transiently depending on the Re number of reverse flow.

As can be seen from the reactivity and power trace (Tab. 1, Fig. 4) the accident development is slightly milder and the reactivity ramp rate at switch-over to disassembly decreases. Yet the results of the disassembly calculation do not differ essentially from the references case /2/ and Tab. 1. For the EEC-B core fuel coolant interaction has been simulated too during the disassembly phase for the above mentioned reasons (see also Figs. 7, 8).

It seems that only a reasonable combination of an extended pump coast-down with the use of mass flow diodes will have a considerable influence on the accident scenario.

Utilizing the properties of both design modifications the voiding velocities and resulting reactivity ramp rates can be diminished due to enlarged incoherence effects of channel-dependent voiding initiation.

---

/1/ Struwe, D., W. Maschek, G. Heusener et al.:

Safety Analysis Aspects of a 2000 MWe LMFBR Core, Proc. International Meeting Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago (Oct 1976)  
CONF-761001

/2/ Maschek, W., D. Struwe:

Loss of Flow Safety Analysis for a 2000 MWe LMFBR Core (SNR-2000)  
(W. Maschek, INR/D. Struwe, IRE)  
KFK 1276/3

Core			BEC-A		EEC-B	
Predisassembly phase	Mass flow reduction curve		normal	slow	normal	
	Subassembly inlet orificing		constant			variable
	Time of first boiling initiating	sec	6.90	34.	6.55	
	normalized power	-	1.050	0.942	1.138	
	net reactivity	§	0.024	-0.015	0.066	
	Time of first clad melting	sec	7.712	35.423	7.482	7.556
	normalized power	-	129	23.1	228	125
	net reactivity	§	0.969	0.884	0.985	0.971
	axial location relative to core height	%	65.	65.	69.	69.
	Time of switch-over to disassembly calculation	sec	7.717	35.476	7.486	7.567
normalized power	-	167	166	253	215	
net reactivity	§	0.976	0.972	0.980	0.981	
percentage of core volume voided zone I	%	61.	64.	47.	46.	
zone II	%	17.	17.	16.	19.	
percentage of fuel inventory molten	%	32.8	34.8	33.2	33.0	
reactivity ramps: doppler	§/sec	-11	-12	-17	-15	
axial expansion	§/sec	-10	-8	-9	-7	
void	§/sec	19	16	24	20	
slumping	§/sec	-	2	-	1	
Disassembly phase	Energy released during dis- assembly	MWs	4974	4895	6571	6219
	Energy of molten fuel up to first neutronic shutdown	MWs	9619	10185	10376	10037
	Mass of molten fuel	kg	23472	24406	25895	25395
	Percentage of fuel inventory molten	%	43	44	47	46
	Mean temperature of molten fuel	K	3330	3347	3309	3297
	Max. temperature of molten fuel	K	3875	3881	3960	3938

Tab. 1: Results of the Loss of Flow Accident Simulation for the SNR-2000

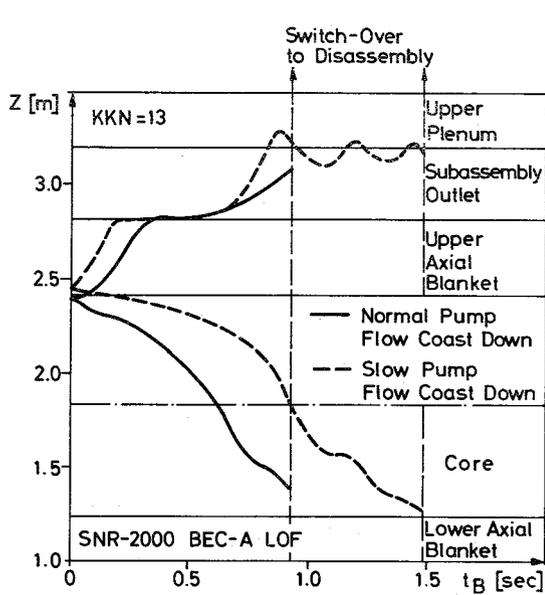


Fig. 1 Voiding front development in the peak power channel (BEC-A)

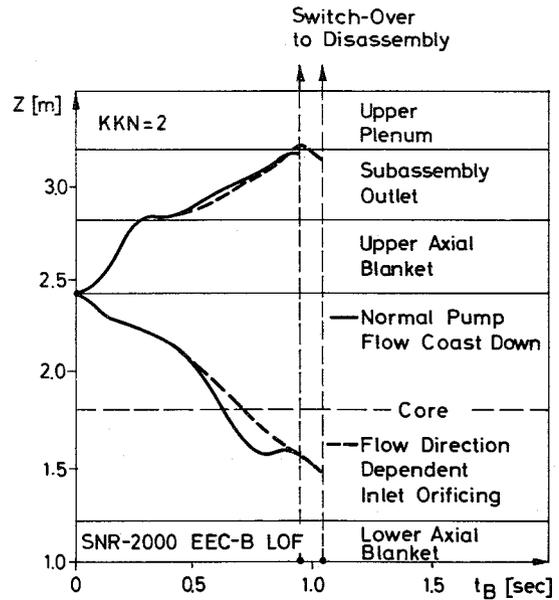


Fig. 2 Voiding front development in the peak power channel (EEC-B)

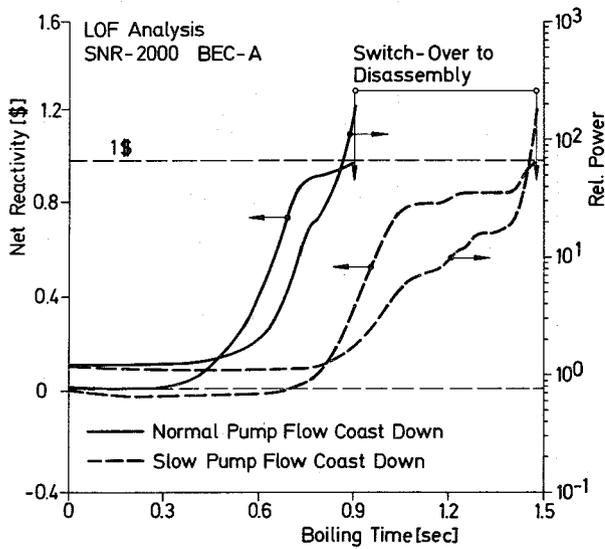


Fig. 3 Power and net reactivity in dependence of the boiling time (BEC-A)

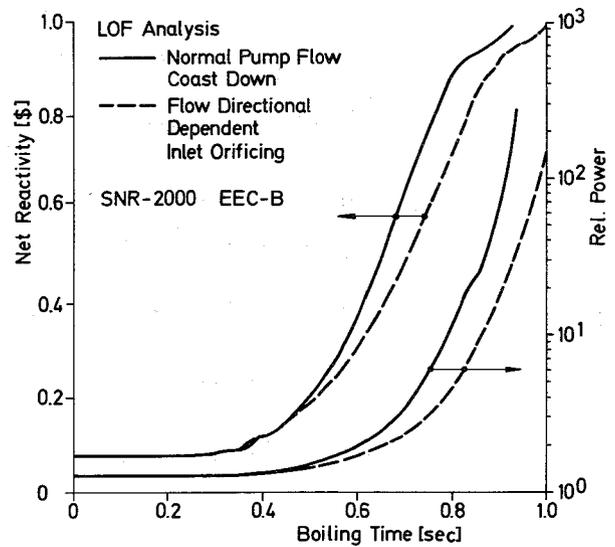


Fig. 4 Power and net reactivity in dependence of the boiling time (EEC-B)

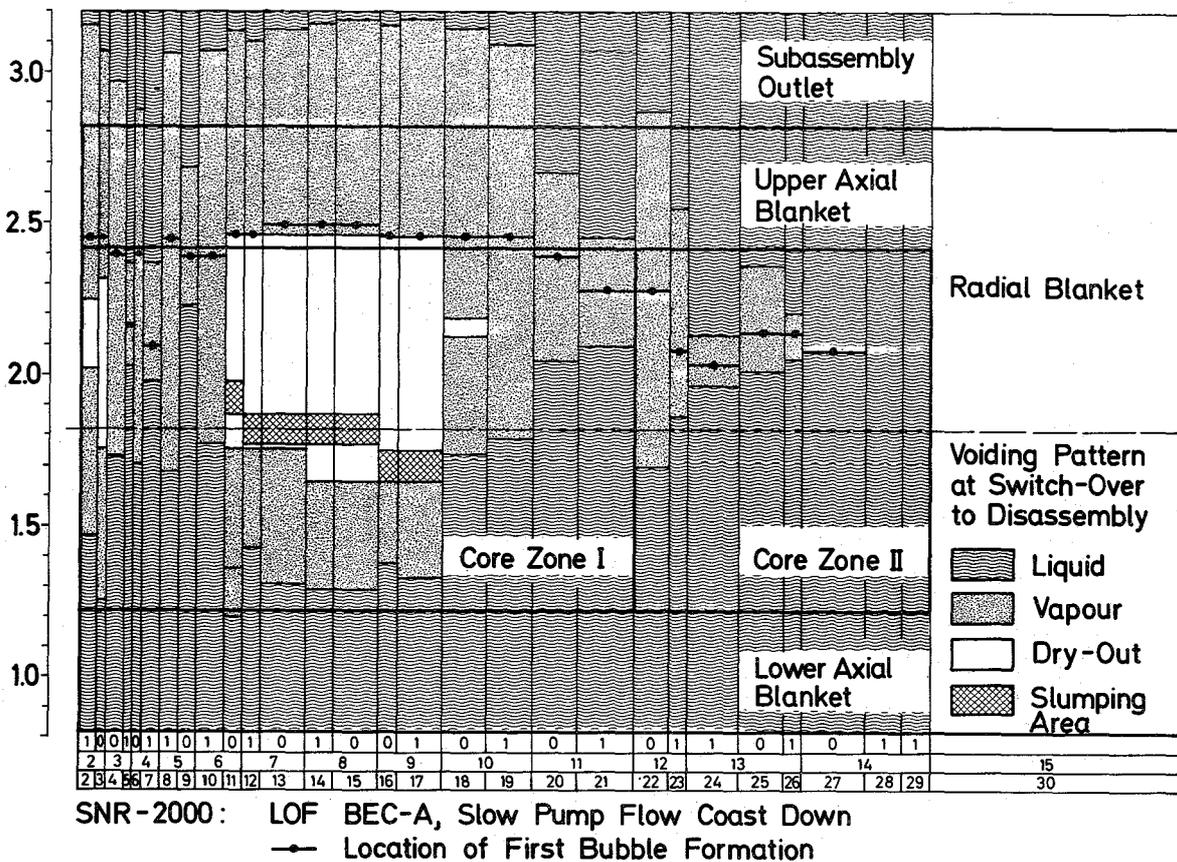


Fig. 5 Voiding pattern at switch over to disassembly

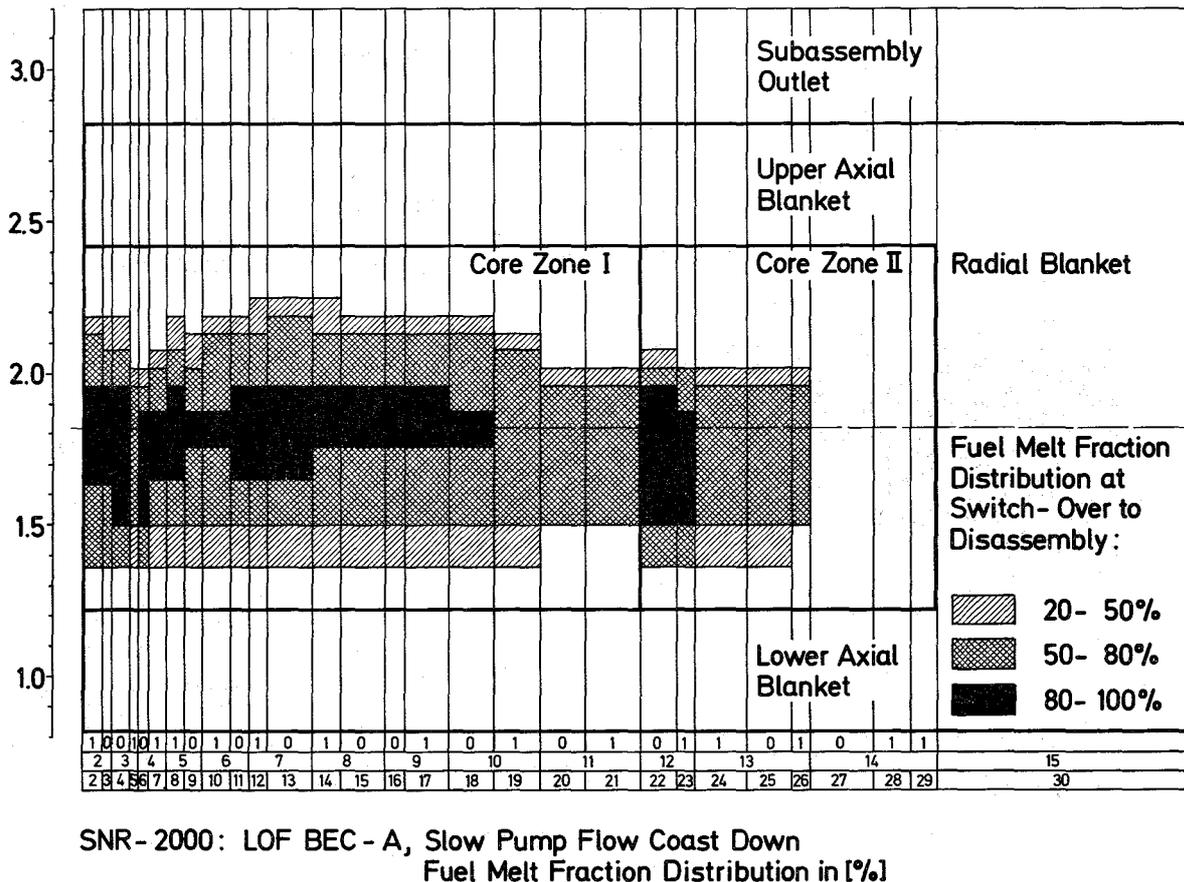


Fig. 6 Fuel melt fraction distribution at switch over to disassembly

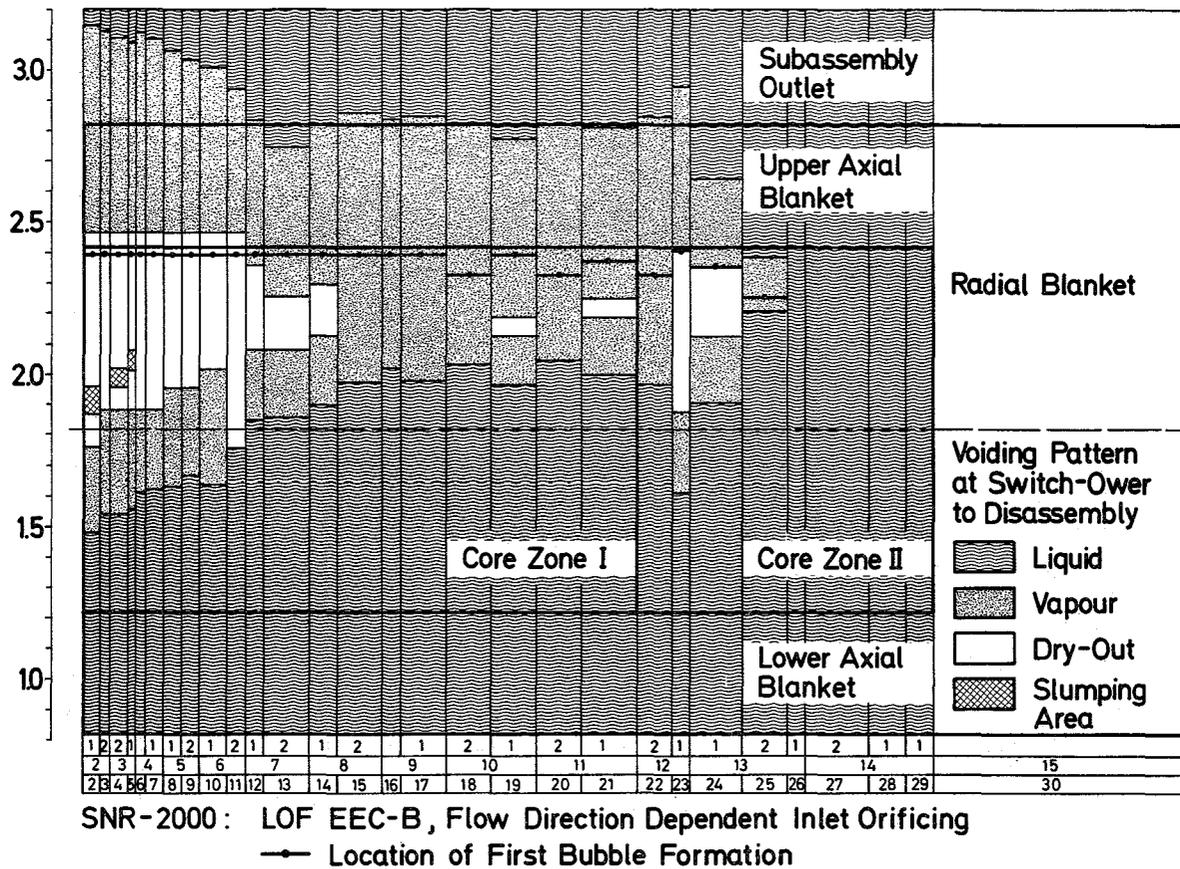


Fig. 7 Voiding pattern at switch over to disassembly

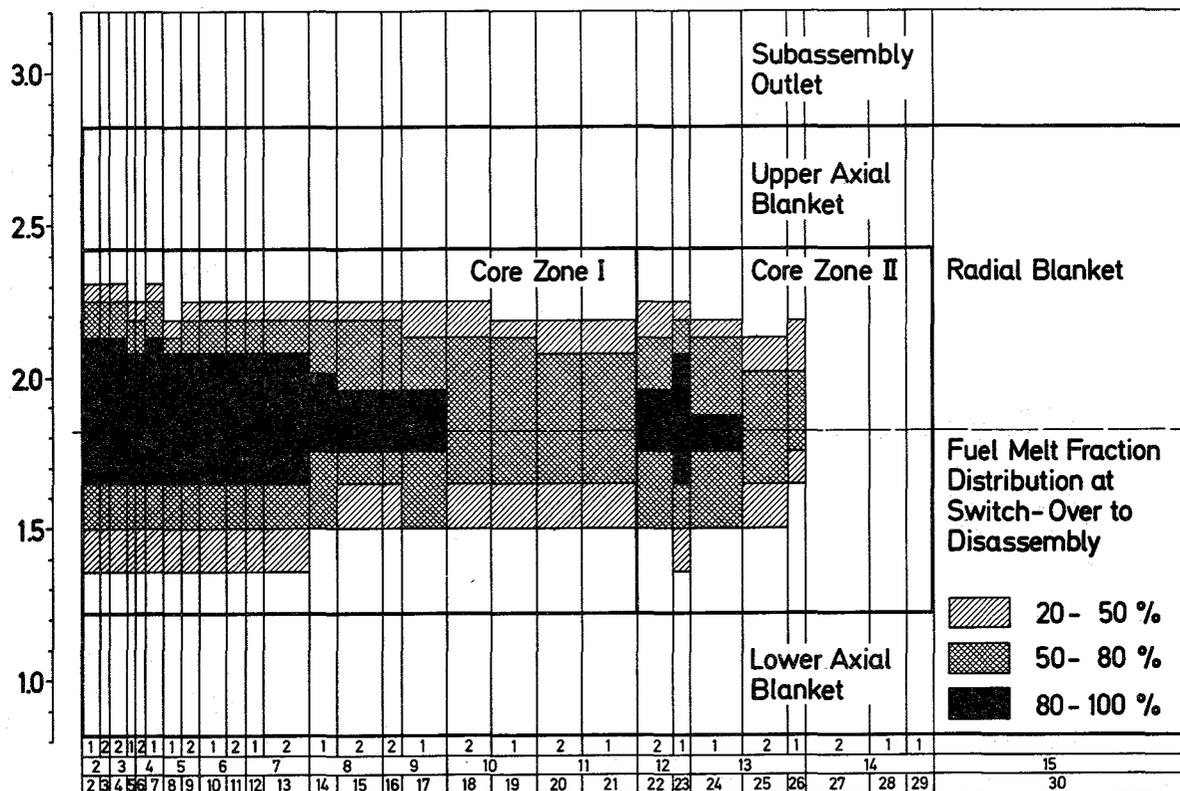


Fig. 8 Fuel melt fraction distribution at switch over to disassembly

1.23.3 Untersuchung von Kühlungsstörungen1.23.31 Untersuchungen zur Strömungs- und Temperaturverteilung  
hinter lokalen Störungen<sup>\*</sup>

(P. Basmer, IRE)

Die Arbeiten zu lokalen Kühlkanalblockaden wurden in Simulationsversuchen durch Messung der Temperaturverteilung hinter undurchlässigen, verschieden großen Störungen in beheizten Brennelementmodellen im Wasserkreislauf des IRE ergänzt. Der Nachweis, daß eine Umrechnung der gemessenen Temperaturen auf SNR-Verhältnisse zulässig ist, wurde schon früher erbracht [1] und inzwischen durch lokale Na-Experimente ergänzt [2].

1976 wurde die Temperaturverteilung hinter einer Blockade Nr. 6, die 20.6 % des freien Strömungsquerschnittes in einem SNR-Brennelement blockiert, die in ein Abstandshaltergitter eingesetzt und an einer Ecke des Brennelementes befestigt ist, untersucht. Die gleiche Anordnung wird in der KNS-Teststrecke Nr. 2 eingesetzt.

Abb. 9 zeigt die radiale Verteilung der Temperaturkennzahl. Im Vergleich zu untersuchten Blockaden [1] wurde bei diesen Versuchen die mit Abstand höchste Temperaturkennzahl ermittelt; d.h. für SNR-Bedingungen wird die Sättigungstemperatur ca. 40 mm oberhalb der Blockadenmitte überschritten.

Die Messungen zeigen außerdem:

- eine eindeutige Temperaturverteilung in Abhängigkeit von der Reynoldszahl ist für  $1.33 \cdot 10^4 < Re < 2.72 \cdot 10^4$  nicht zu erkennen.
- Versuche mit Teillast zeigen, daß die Temperaturen bis ca. 50 mm oberhalb der Blockade bei gleicher Stableistung durch die gute Durchmischung des Fluids sich nicht ändern. 70 mm oberhalb sind die Temperaturen proportional der Stableistung und erst 90 mm oberhalb der Blockade sind kleine Temperaturunterschiede bedingt durch die Teilbeheizung festzustellen.

---

<sup>\*</sup> BzFE-Nr. 531.2

- Wird das Stabbündel "schief" beheizt, erreichen die Temperaturen im Wirbelbereich bei einer Verminderung der Leistung um 24 % noch 93 % der Werte bei Vollast.
- Wird der blockierte Bereich nicht beheizt, werden ca. 10 % der dem Bündel zugeführten Leistung durch die Rezirkulationsströmung dem Hauptwirbel zugeführt.

Eine Fortsetzung der Versuche ist z.Zt. nicht geplant.

[1] D. Kirsch:

Untersuchungen zur Strömungs- und Temperatur-Verteilung im Bereich lokaler Kühlkanalblockaden in Stabbündel-Brennelementen  
Dissertation Universität Karlsruhe (TH) 1973 / KFK-Bericht 1794,  
Mai 1973

[2] F. Huber, K. Mattes, W. Peppler, W. Till:

Untersuchungen zum Sieden in großen Bündeln  
KFK-Bericht 1276/2, November 1976

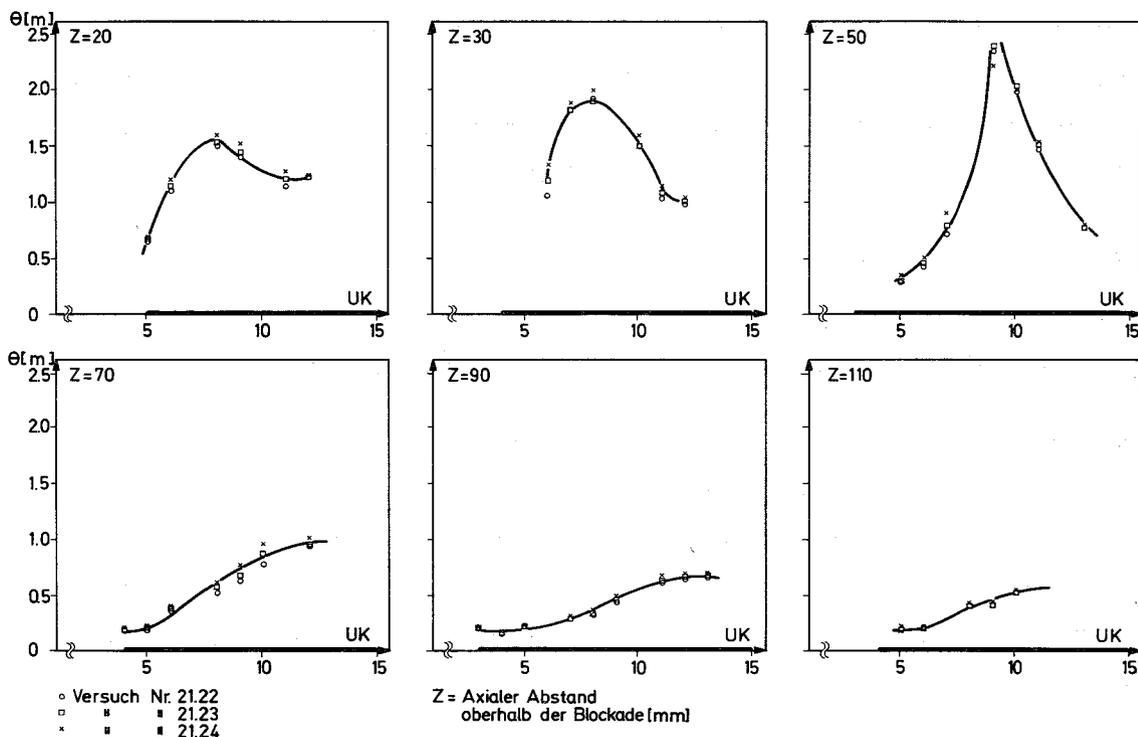


Abb. 9: Radiale Verteilung der Temperaturkennzahl hinter einer Eckblockade (Versuch Nr. 21.22-21.24)

1.23.4 Störfallverhalten von Brennstäben1.23.43 Bestätigende in-pile Versuche im CABRI-Reaktor<sup>F</sup>1. Ergebnisse verschiedener thermohydraulischer Rechenmodelle zur Brennstofftemperaturverteilung<sup>1)</sup>

(B. Kuczera, IRE)

Das erste "transient overpower (TOP)"-Experiment A1 des CABRI-Versuchsprogramms dient hauptsächlich der Verifizierung derjenigen thermohydraulischen Modelle, die bereits heute z.B. für die Sicherheitsanalyse schneller, Na-gekühlter Brutreaktoren eingesetzt werden. Für diese Modellüberprüfung werden sowohl die unmittelbar gemessenen Versuchsdaten als auch zusätzliche Informationen aus Nachbestrahlungsuntersuchungen benötigt. Daher erscheint es sinnvoll, für den A1-Test einen Leistungsimpuls auszuwählen, dessen Zeitintegral genügend groß ist, um partielles Brennstoffschmelzen im Teststab zu verursachen, andererseits soll die transient freigesetzte Energie so begrenzt sein, daß Brennstabversagen nicht auftritt. Entsprechendes gilt unter Berücksichtigung der jeweiligen Versuchsziele für die anderen Experimente.

Aus diesen Forderungen resultierte eine gemeinsame Aktivität der Projektbeteiligten CEA, GfK, UKAEA und PNC, deren Ziel es ist, geeignete zeitliche Leistungsverläufe für das Versuchsprogramm vorzuschlagen. Die notwendigen Vorausrechnungen zum instationären Brennstabverhalten werden mit den Rechenmodellen PHYSURA/COREF1 (CEA), BREDA-II/BLOW-III (GfK), FRUMP (UKAEA) und PAPAS (PNC) durchgeführt.

Die folgenden Ausführungen beziehen sich auf das A1-Experiment. Die Referenzkurve für den Leistungsimpuls soll durch die Amplitude  $P_{\max}/P_0 = 125$  und die Halbwertsbreite  $\Delta t_h = 24$  msec charakterisiert sein. Startet man den Versuch bei einer maximalen Stableistung von 480 W/cm, dann erhält man nach ca. 200 msec (Abklingphase) eine maximale Energiefreisetzung von 620 J/g.

1)

Letzter Bericht in KFK 1276/2, S. 123-15

Ein erster Vergleich des berechneten, instationären, thermischen Brennstoffverhaltens zeigte jedoch signifikante Unterschiede hinsichtlich des Schmelzbegins und des maximalen Schmelzanteils. Diese Differenzen konnten direkt auf die unterschiedlichen, stationären Temperaturfelder, die die einzelnen Modelle lieferten, zurückgeführt werden. (Streubreite der maximalen Brennstofftemperatur: 2306..2703°C). Als Ursache für dieses breite Streufeld wurde insbesondere die unterschiedliche Modellierung des Wärmeübergangs vom Brennstoff zum Hüllrohr erkannt. Während in FRUMP die Wärmeübergangszahl in Abhängigkeit von der Gaszusammensetzung im Spalt, der radialen Spaltweite und den Strahlungsbedingungen berechnet wird, verwendet PAPAS eine vereinfachte spaltweitenabhängige Übergangszahl. In PHYSURA und BREDA-II/BLOW-III wurde bevorzugt mit konstanten, vorgegebenen Übergangszahlen gerechnet. Die Folge dieser Modellvariationen war, daß die aktuellen Werte zwischen  $h = 0.3 \dots 0.68 \text{ W/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$  lagen.

In einem weiteren Schritt wurde diese Unsicherheit durch Vorgabe eines konstanten Wertes  $h = 0.5 \text{ W/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$  eliminiert. Die entsprechenden Ergebnisse der vier verschiedenen Rechenprogramme sind in Fig. 10 dargestellt. Betrachtet man den Temperaturverlauf des mittleren Brennstoffsegments mit maximaler Wärmequellichte, so kann der verbliebene Reststreubereich von ca. 30°C im Sinne einer guten Übereinstimmung interpretiert werden. Größere Streubänder von 120...150°C treten im oberen bzw. unteren Brennstoffsegment auf, die jedoch keinen dominanten Einfluß auf den transienten Versuchsablauf haben. Diese Differenzen sind im wesentlichen auf die unterschiedliche Simulation der axialen Leistungsverteilung im Teststab zurückzuführen (grobe oder feine Stufenfunktion oder analytische cos-Approximation).

Für weitere Berechnungen kann konstatiert werden, daß alle vier Rechenprogramme bei gleichen Modellannahmen in guter Näherung das gleiche thermische Brennstabverhalten voraussagen. Welche "best estimate"-Annahmen für künftige Vorausrechnungen getroffen werden, liegt im Ermessen der einzelnen Partner. Eine Diskussion dieser Annahmen wird im Rahmen der Interpretation (Nachrechnungen) der ersten experimentellen Resultate erfolgen.

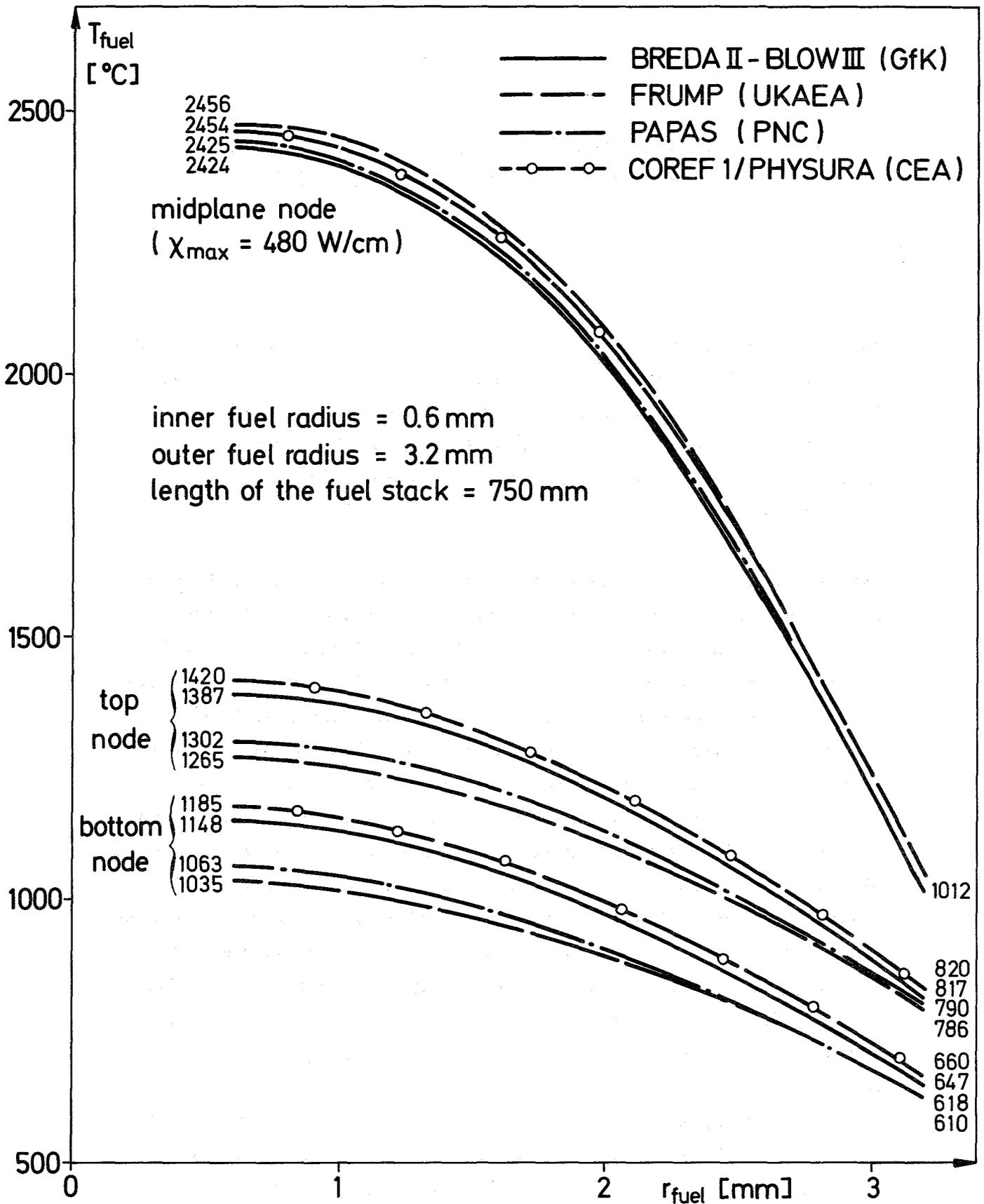


Fig. 10 Steady State Temperature Distribution of the CABRI Test Fuel Predicted by Different Models

2. Entwicklung eines Neutronenhodoskops zur Beobachtung von Brennstoffbewegungen in der CABRI-Teststrecke <sup>+)</sup>

(H. Bluhm, K. Böhnel, INR)

Zur Erfassung von Brennstoffbewegungen in der zentralen Teststrecke des CABRI-Reaktors wurde ein Neutronenhodoskop entwickelt, dessen Zielsetzung in /1/ beschrieben ist und das aus den folgenden schematisch in Abb. 11 dargestellten Komponenten besteht: Reaktorspalt, Neutronenkollimator, Detektoranordnung und Datenerfassungsanlage.

Der den Reaktor in zwei Hälften trennende, von Material freie Spalt ermöglicht dem Kollimator einen freien Blick auf die Teststrecke. Aufgabe des 3 m langen und 3 x 51 Kanäle enthaltenden Eisenkollimators ist es, zwischen jedem der am Ende des Kollimators installierten Detektoren und dem Ursprungsort eines nachgewiesenen Spaltneutrons aus der Teststrecke eine eindeutige Beziehung herzustellen. Zur Abdeckung des großen dynamischen Leistungsbereichs befinden sich hinter jedem Kollimatorkanal zwei Detektoren, eine Np-237 Spaltkammer für hohe und ein Protonenrückstoßzählrohr für niedrigere Neutronenflüsse. Die Detektoren sind an schnelle stromempfindliche Vorverstärker-Diskriminatorsysteme angeschlossen, die eine den Detektoren angepaßte Pulspaarauflösung von 80 bzw. 200 nsec besitzen. Die Impulse der Diskriminatoren werden von 306 12bit Zählern gezählt und nach Meßzeiten, die zwischen 1 msec und 10 sec liegen können, in weniger als 1 µsec an einen Puffer übertragen. Anschließend werden die Daten mit einem Zweiphasencode auf 10 Spuren eines mit 120 ips laufenden Analogbandes geschrieben. Von dort können sie mit Hilfe eines Kleinrechners wieder gefunden, aufbereitet und schließlich zur endgültigen Auswertung auf ein IBM kompatibles Magnetband

---

<sup>+)</sup>  Erster Beitrag

übertragen werden. Bei geringeren Datenraten ist die direkte Übernahme der Daten in den Kleinrechner möglich. Mit Hilfe des Rechners läßt sich auch die Funktionsfähigkeit wichtiger Hardware-Komponenten des Datenaufzeichnungsweges überprüfen. Außerdem ist eine vollautomatische simultane Aufzeichnung der Diskriminatorkurven sämtlicher Detektoren möglich, was zur Bestimmung des optimalen Arbeitspunktes notwendig ist.

Kritische Komponenten sind die Detektoren und die Vorverstärker-Diskriminatorsysteme. Ihr Verhalten wurde daher unter transienten Bedingungen im TRIGA-Reaktor in Neuherberg getestet. Insbesondere galt es herauszufinden, welches die maximal möglichen Zählraten sind, wie das Verhalten bei schnellen Pulsratenänderungen ist und welches die Erholzeiten nach großer Überlast sind. Die maximal möglichen Pulsraten in den Detektoren werden durch Raumladungseffekte begrenzt. Bei Beschränkung der internen Gasmultiplikation in den Protonenrückstoßzählrohren auf Werte unterhalb 10 lassen sich jedoch Pulsraten von  $10^6$  pro sec ohne beobachtbare Raumladungseffekte verarbeiten. Die minimal mögliche Pulsrate des Spaltkammersystems liegt bei  $5 \cdot 10^6$  pro sec. Die Erholzeiten nach 50fach höherem Pulsratenangebot lagen bei einigen msec für die Protonenrückstoßzählrohre und waren sicher kleiner als 1 msec für die Spaltkammern.

#### Analyse der Hodoskop-Daten

Aufgabe der Datenanalyse ist es, aus den gemessenen Zählraten die Brennstoffmassen in den Gesichtsfeldern der einzelnen Kanäle zu berechnen. Dazu ist es zunächst notwendig, die Untergrundzählrate zu erfassen und von der Gesamtzählrate abzuziehen. Der größte Anteil der Untergrundzählrate rührt von schnellen Neutronen her, die ihren Ursprung im Reaktor haben und an den Strukturen des Testeinsatzes in Richtung des Kollimators gestreut wurden.

Der Zusammenhang zwischen der untergrundkorrigierten Zählrate und der Brennstoffverteilung ist gegeben durch:

$$Z_i(t) = C_o \varepsilon_i \int_{F_i} R_i(x,z) \int \mu_i(x,y,z,t) \phi_{th}^i(x,y,z,t) dv \quad (1)$$

Dabei bedeuten  $\varepsilon_i$  = Empfindlichkeit des i-ten Detektors  
 $R_i(x,z)$  = Antwortfunktion des i-ten Kanals  
auf eine Punktquelle am Ort  $x,z$   
 $\phi_{th}^i(x,y,z,t)$  = thermischer Neutronenfluß im  
Brennstoff am Ort  $x,y,z$  und zur  
Zeit  $t$   
 $\mu_i(x,y,z,t)$  = Brennstoffdichteverteilung zur  
Zeit  $t$   
 $F_i$  = Gesichtsfeld des i-ten Kanals

Nur unter zwei Bedingungen läßt sich aus Gleichung (1) die Brennstoffmasse im Gesichtsfeld des Kanals  $i$  berechnen

- a)  $R_i(x,z) \equiv \text{const}$
- b)  $\phi_{th}^i(x,y,z,t) \equiv \psi_i(t)$

Die erste Bedingung wurde dadurch erfüllt, daß die Kollimatorkanäle so angeordnet wurden, daß sich ihre Gesichtsfelder (= Halbwertsbreiten der Antwortfunktionen) in der Testpinebene gerade berühren.

Die zweite Bedingung läßt sich jedoch infolge der Selbstabschirmung des thermischen Neutronenflusses im Testbrennstoff nicht erfüllen. Diese Tatsache führt zu einem systematischen Fehler bei der Bestimmung der Brennstoffmasse, der in extremen Fällen bis zu 20 % der gemessenen Brennstoffmasse betragen kann.

Die erreichbare Meßgenauigkeit hängt natürlich bei einer vorgegebenen maximal möglichen Zählrate entscheidend vom Signal- zu Untergrund-Verhältnis ab. Bisher wurde dieses Verhältnis zur ungünstigeren Seite hin nur aus Rechnungen abgeschätzt und ergab sich zu ungefähr 1. Trotzdem ist es möglich, Änderungen der Ausgangsbrennstoffmasse von 5 % im Gesichtsfeld einiger Kanäle bei Verwendung von 5 msec Meßintervallen für alle im CABRI Programm geplanten Transienten nachzuweisen.

Gegenwärtiger Stand der Hodoskopentwicklung

Alle vier den Kollimator bildenden Platten sind bearbeitet. Nach Anbringung eines Oxydationsschutzes und nach der kartographischen Vermessung der Kanäle am zusammengebauten Kollimator soll im Frühjahr 1977 die Installation am Reaktor erfolgen. Die Protonenrückstoßzählrohre und die zugehörige Zählgasfüllanlage sind ausgeliefert. Von den 165 bestellten Np-237 Spaltkammern wurden jedoch erst 14 fertiggestellt. Die Detektorhalterungen werden gegenwärtig zusammengesetzt. Die Datenerfassungsanlage ist komplett vorhanden. Ein Teil der Programme zur Steuerung der Elektronik und zur Aufzeichnung der Daten wurde bereits entwickelt und getestet.

Für die Kalibrierung und Ausrichtung der Hodoskopdetektoren auf den Kollimator wurde ein Konzept ausgearbeitet, das in einem 1. Schritt die genaue Bestimmung der relativen Empfindlichkeiten und der Diskriminatorkurven von mindestens 50 Spaltkammern sowie die exakte Bestimmung der Totzeitkurven sämtlicher Vorverstärker-Diskriminatorsysteme vorsieht. Um zu akzeptablen Meßzeiten zu gelangen, sollen diese Eichmessungen am TRIGA-Reaktor in Neuherberg durchgeführt werden. Die übrigen Detektoren werden dann während der Inbetriebnahme des Hodoskops am CABRI-Reaktor relativ zu diesem geeicht. Daneben sind im Verlauf des Inbetriebnahmeprogramms die Bestimmung der einzelnen Untergrundkomponenten, des Signal- zu Untergrundverhältnisses, der Antwortfunktionen der einzelnen Kanäle, des cross-talks zwischen den Kanälen sowie dynamische Tests zur Bestimmung des Einflusses der  $^3\text{He}$ -Verteilung in den Transientenstäben auf die Flußform vorgesehen.

---

/1/ H. Bluhm et al.

"Design Characteristics of the CABRI Neutron Hodoscope"  
Proc. Information Meeting on Fuel and Clad Motion  
Diagnostics for LMFBR Safety Test Facilities, Albuquerque,  
New Mexico, Nov. 1975

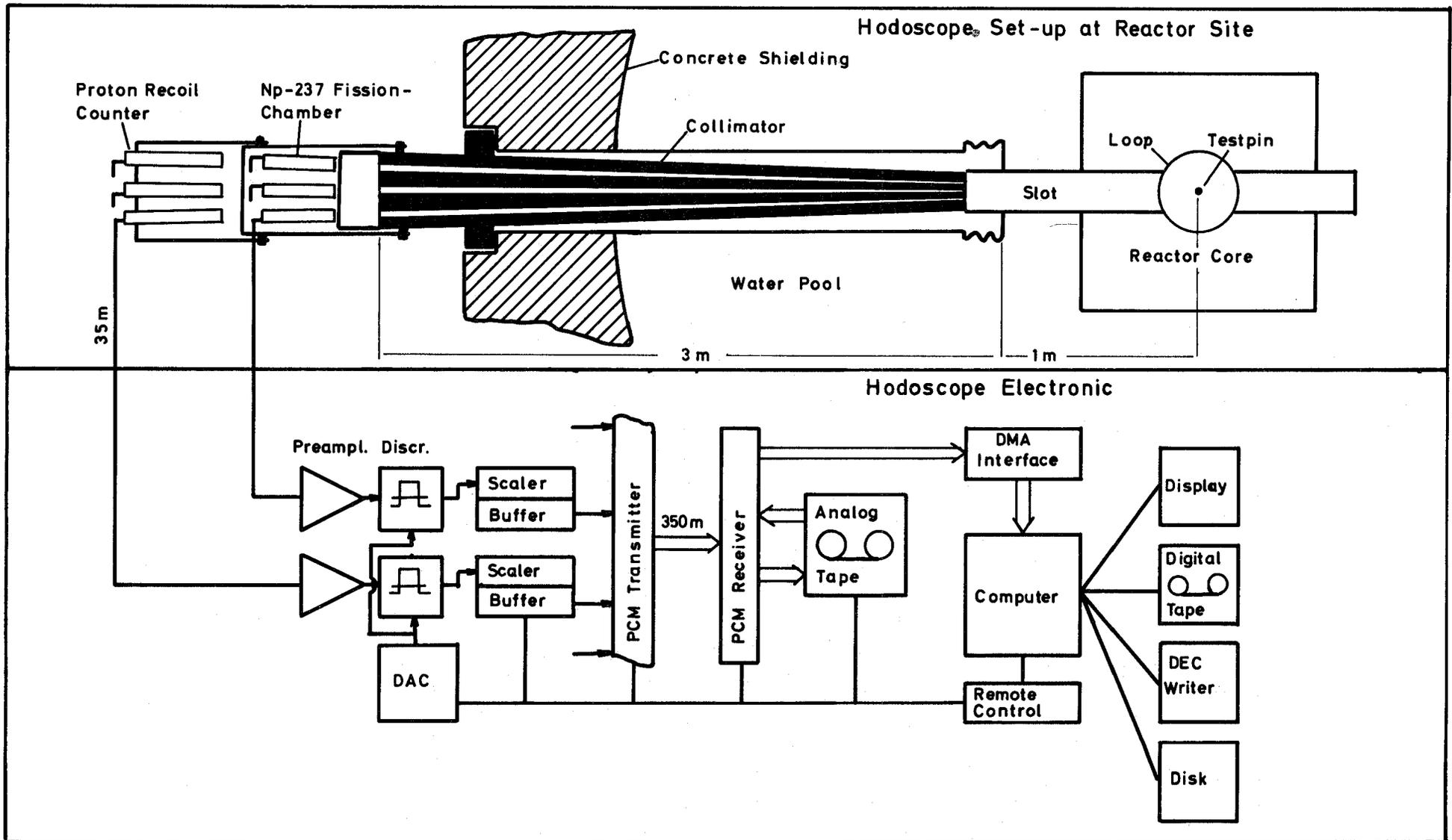


Fig.11.CABRI Neutron Hodoscope

### 3. Stationäre Druckverlust- und Durchsatzverteilungs-Messungen an einer Nachbildung der CABRI-Teststrecke\*

(K. Marten, E. Graf, IRB)

Ziel dieser Experimente ist die Stützung der Auswertungsrechnungen für die in-pile Experimente im CABRI-Reaktor sowie die Auslegung der Bypaßdrossel der in-pile Teststrecke.

Zur Durchführung wird eine Teststrecke benötigt, bei der die durchströmten Räume (Testteil und Bypaß) im Original nachgebildet sind.

Für die Druckverlust-Messungen im Testteil werden in den verschiedenen Strömungsquerschnitten und Strömungsquerschnitts-Änderungen Druckentnahme-Bohrungen angebracht. Die Wirkdruckleitungen werden so nach außen geführt, daß durch sie keine meßbare Versperrung in den durchströmten Querschnitten entsteht. Der Gesamtdruckverlust wird zwischen dem Eintritt (nach dem Filter) und dem Austritt (vor dem Filter) gemessen. Das Testteil wird, wie Abb. 12 zeigt, senkrecht in einen Behälter gestellt. Die Teststrecke wird von unten nach oben durchströmt.

Die Versuche werden im Wasser durchgeführt. Die gewünschten Wassermengen können mit drehzahl geregelter Pumpe, Drossel- und Bypaß-Regelventil eingestellt werden. Eine Heizung im Behälter und ein Kühler nach der Pumpe sorgen für die erforderliche Wassertemperatur. Das Wasser im Kreislauf ist zur Vermeidung von Kalkansatz entkarbonisiert.

Die vorausgerechneten Daten für die CABRI in-pile Experimente für das Fluid Natrium sind:

	Testteil	Bypaß
Volumendurchsatz	0,6 m <sup>3</sup> /h	10 m <sup>3</sup> /h
Eintrittstemperatur	400 °C	400 °C
Austrittstemperatur	600 °C	400 °C
Gesamtdruckabfall	1 bar	1 bar

---

\* BzFE-Nr. 451.1

Diese Daten für Natrium werden entsprechend der Reynolds-Analogie für das Fluid Wasser eingestellt.

Die Teststrecke wurde anhand der Zeichnungen für die in-pile Teststrecke konstruiert und bei SICN in Frankreich gefertigt.

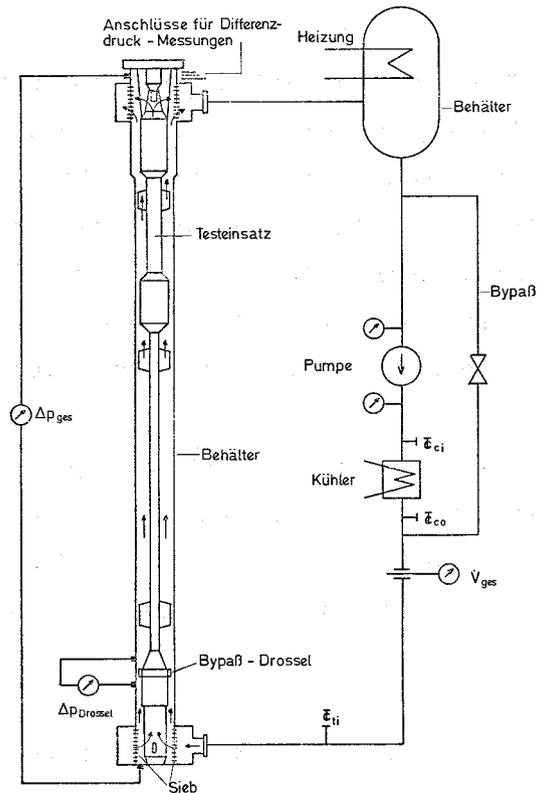


Abb.12 CABRI - Teststrecke für stationäre Druckverlust- und Durchsatzverteilungs-Messungen in Wasser

#### 4. Bestätigende Versuche im CABRI-Reaktor

(H. Deckers, H. Lehning, IMF)

Für die Planung und spätere Auswertung der in-pile-Experimente im CABRI-Reaktor müssen in out-of-pile-Versuchen die im Testeinsatz installierten Druck- und Schallaufnehmertypen dynamisch kalibriert werden. Dazu wurde für das IMF-Natrium-loop eine Teststrecke erstellt, in der Druckaufnehmer in Original CABRI-Anordnung unter Natrium definierten Druckrampen unterworfen werden können. Die Meßsignale werden mit den Meßergebnissen von Referenz-Meßwertaufnehmern verglichen, die dem Druckstoß direkt ausgesetzt sind. Die Druckstöße werden durch ein Gasstoßrohr erzeugt und über eine Stahlmembran in das Natriumsystem übertragen. Ende 1976 wurden mit der Testeinrichtung die Vorversuche in Wasser durchgeführt. Deren Ergebnisse werden bereits bei der Ausführung der ersten CABRI-Testeinsätze berücksichtigt werden. Die Versuche unter strömendem Natrium werden im Februar 1977 aufgenommen.

#### 5. Erprobung von Instrumentierungen der CABRI-Teststrecke

( Institut für Kerntechnik, TU-Hannover)

##### Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Natrium-Instrumentierungen auf Gas- und Dampfblasen in fließendem Natrium

Die Messungen an der Teststrecke im Natrium-Kreislauf sind abgeschlossen. Die möglichen Natriumdurchsätze und Strömungsgeschwindigkeiten waren durch die maximale Pumpenleistung begrenzt. Zur Erreichung hoher Gasgehalte wurde eine größere Gasespritze eingebaut. Ansonsten konnte das aufgestellte Versuchsprogramm vollständig durchgeführt und zusätzlich um einige Meßpunkte erweitert werden. Bei den unterschiedlichen Meßpunkten wurden jeweils 13 Detektorsignale auf einem Magnetband aufgezeichnet. Zur Auswertung der Aufnahmen ist ein 14 Kanal-Signalformer mit 2 Summierstufen zur Summensignalbildung von Chen-Sonden einer Meßebene gebaut worden.

Mit der Auswertung der Aufnahmen wurde inzwischen begonnen. Anhand von Thermoelementaufnahmen und mit Hilfe der Korrelationsanalyse konnte der im Kreislauf eingebaute Durchflußmesser überprüft und der Natriumdurchsatz geringfügig korrigiert werden.

Im Anschluß an die Ergebnisse der Meßreihe von April 1976 /1/ lassen sich nach ersten Betrachtungen der Detektorsignale weitere Aussagen machen:

- Die Art der Zweiphasenströmung, insbesondere die Blasengröße und damit der Signalverlauf der Detektoren ist stark abhängig vom Strömungskanal, der Strömungsgeschwindigkeit und dem Gasgehalt.
- Der Signalverlauf des elektromagnetischen Durchflußmessers ändert seine Charakteristik deutlich in Abhängigkeit vom Strömungskanal, der Strömungsrichtung, der Strömungsgeschwindigkeit und dem Gasgehalt.
- Die Empfindlichkeit des Jodel-Detektors nimmt mit der Entfernung der Blasen von den Elektroden ab. Dadurch werden gleichgroße Blasen an verschiedenen Positionen im Strömungsquerschnitt des Jodel-Detektors mit unterschiedlich starken Signalamplituden nachgewiesen.

#### Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Thermoelementen (TE)

Ziel war, das Übertragungsverhalten verschiedener TE-Typen zu bestimmen. Die Ergebnisse sollen Entscheidungshilfe geben für die Auswahl von TE für die geplanten CABRI-Versuche.

Grundsätzliche Untersuchungen sind mit vier theoretischen Modellen gemacht worden. Dabei zeigte sich, daß ein "Zylinder"-Modell sehr gut geeignet ist, das Übertragungsverhalten von TI-Thermoelementen zu beschreiben. Die Wärmeleitfähigkeit der Isolation  $\lambda_{in}$  beeinflusst das Übertragungsverhalten stark, während die Kühlmittelgeschwindigkeit kaum einen Einfluß hat. Zur Interpretation von Meßergebnissen muß deshalb  $\lambda_{in}$  gut bekannt sein. Eine gute Übereinstimmung zwischen theoretischen und experimentellen Ergebnissen zeigte sich für alle Typen von TI-Thermoelementen, wenn für  $\lambda_{in} = 0.005$  (W/cm grd) bei 50 bis 60 % Isolationsdichte, angesetzt wird.

Die Beschreibung der Übertragungsfunktion von TM - und Intrinsic-Thermoelementen erfolgt mit dem Modell "Hemisphere-rod". Beim TM-Thermoelement ist die Heistelle das Zentrum einer Kugel. Der angeschlossene "Stab" stellt die Wärmekapazität der inneren Cr/Al-Drähte dar. Zwei Faktoren beeinflussen das Übertragungsverhalten

von Thermoelementen: Die Wärmeleitfähigkeit  $\lambda_{ss}$  /des geschweißten Materials an der Spitze und die Geometrie der Spitze selbst. Für alle TM-Thermoelemente ergibt sich die beste Übereinstimmung zwischen Theorie und Experiment, wenn für  $\lambda_{ss} = 0.1$  angesetzt wird.

Der Einfluß verschiedener Geometrien der TE-Spitze wird im Modell berücksichtigt. Bei Kühlmittelgeschwindigkeiten oberhalb 4 ... 6 m/sec ist die Spitze ohne Einfluß auf die Übertragungsfunktion, einzig die innere Wärmeleitung ist wichtig.

Intrinsic-TE werden wie TM-Thermoelemente behandelt. Lediglich die Heißstelle ist hierbei nach außen zu verlegen, die übrigen Bedingungen bleiben gleich. Die Übertragungsfunktion ist hauptsächlich durch den Wärmeübertragungskoeffizienten von der Flüssigkeit zur TE-Oberfläche gegeben. Ein direkter Vergleich zwischen Messung und Rechnung ist jedoch schwierig, da das Original-Leistungsspektrum (also die Eingangsgröße) unbekannt ist und außerdem von der Geschwindigkeit abhängt. Das berechnete Übergangsverhalten zeigt, daß das Dämpfungsverhalten klein ist, auch bei hohen Frequenzen. Mit Intrinsic-TE gemessene Spektren zeigen einen gedämpften Verlauf bei höheren Frequenzen; das bedeutet, daß die Temperaturfluktuationen selbst nicht "weiß" sind, sondern bei höheren Frequenzen gedämpft vorliegen.

Es sind weiterhin einige Kalibriermessungen mit el. magn. Durchflußmessern unter verschiedenen Durchsatzbedingungen durchgeführt worden.

1.23.44 Bestätigende Kühlmittel-Blockade-Experimente im BR2 \*

Zentraltemperaturmessung im Brennstab

( H. Lehning, L. Schmidt, IMF III )

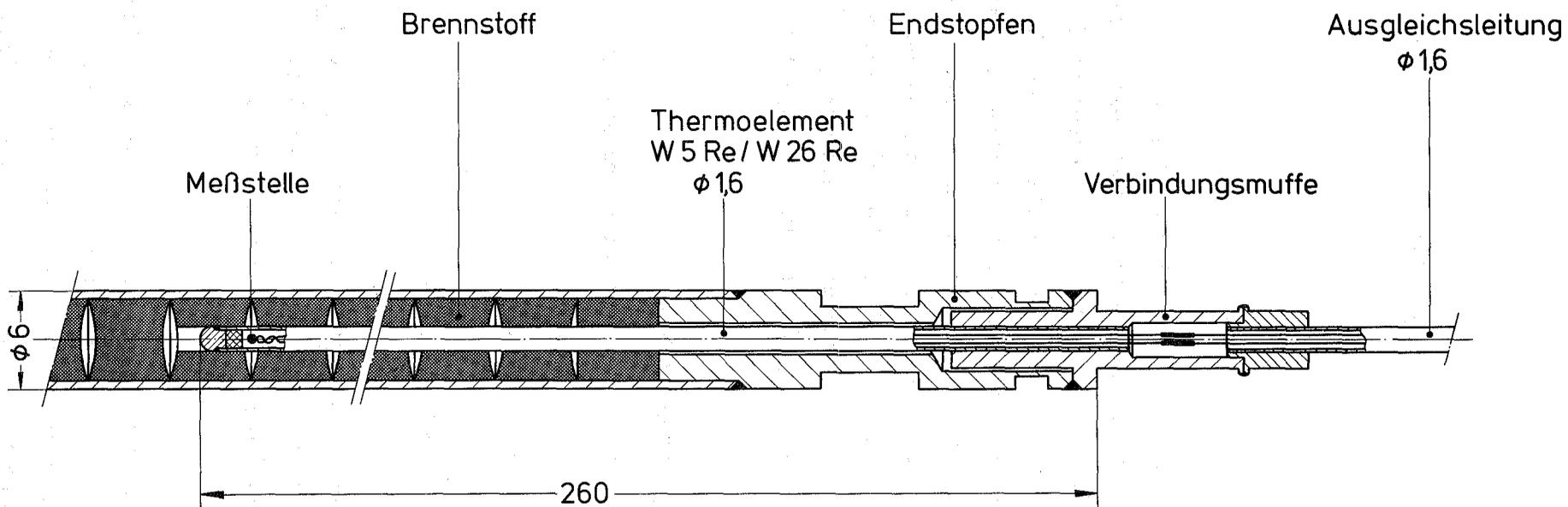
Im Mol-7C-Brennstabbündel sind drei Stäbe mit Zentraltemperaturmeßstellen ausgerüstet. Diese Stäbe sind in der lokalen Blockade angeordnet. Die Meßstellen befinden sich etwa in Blockademitte und sollen insbesondere beim transienten Versuchsablauf Informationen über die Brennstofftemperatur geben. Es wurden Hochtemperaturthermoelemente mit W5Re/W26Re-Adern, BeO-Isolation und Mo-Mantel ausgewählt mit einem Manteldurchmesser von 1,6 mm. Nach den derzeitigen Erfahrungen garantiert diese Größe noch für eine ausreichende Funktion des Meßfühlers. Bei kleineren Dimensionen wird die Meßgenauigkeit durch Verschlechterung der elektrischen Isolation bei höheren Temperaturen gemindert und außerdem das Ausfallrisiko erhöht.

Molybdän wurde als Mantelmaterial genommen wegen seiner relativ guten Verträglichkeit mit dem Brennstoff. Da es sehr spröde ist und keine Biegebeanspruchung aushält, wurde die Kupplungsstelle an die edelstahlummantelte Ausgleichsleitung in den Endstopfen, wie in der Abbildung dargestellt, gelegt. Dies wirkt sich auch bei der Brennstabfertigung durch weniger Ausfälle kostenmindernd aus. Diese Verbindungsstelle ist eine Kombination von Schweiß- und Hochtemperatur-Lötverbindungen, wobei sowohl der Mo-Mantel des Thermoelementes ( heißer Teil ) als auch der Edelmantel der Ausgleichsleitung mit einem Ni-Basis-Lot in die Kupplungshülsen gelötet sind. Die W/Re-Drähte sind mit den Ausgleichsleitern mittels Ni-Klemmhülsen verbunden. Nach dem Einbringen eines Isolierkörpers werden die Muffen in einer He-Kammer verschweißt, so daß ein anschließender He-Lecktest durchgeführt werden kann. Die Muffe wird dann noch mit den Endstopfen verschweißt.

Für die Montage des Loopeinsatzes müssen die Ausgleichsleitungen zunächst getrennt und dann nach dem Einbau des Bündels wieder verbunden werden. Dabei hat sich gezeigt, daß durch Kaltverformungen beim Verlegen die Ausgleichsdrähte verspröden und einer anschließenden Glühbehandlung unterzogen werden müssen.

---

\*  
Letzter Bericht KFK 1276/3



123-27

Abb. 13

GfK  
IMF III

Mol 7C  
Brennstab mit Zentraltemperaturmeßstelle

1977

1.23.6 Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung (BNR)1.23.61 Theoretische Untersuchungen zur BNR\*Über die physikalische Bedeutung der Mischungszeitkonstanten  
im Cho-Wright-Modell

(H. Jacobs, INR)

1. Einleitung

Bei der mechanistischen Analyse hypothetischer Störfälle in natriumgekühlten Brutreaktoren wird häufig in pessimistischer Weise angenommen, daß geschmolzener Brennstoff mit flüssigem Natrium vermischt wird und daher eine heftige Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR) stattfindet. Um andererseits nicht zu pessimistisch zu werden, wird die Wärmeübertragungsrate vielfach (z.B. /1/) mit Hilfe des Cho-Wright-Modells berechnet, das es gestattet, zeitliche Inkohärenzen der Reaktion mit einer Mischungszeitkonstanten  $t_m$  zu beschreiben. Allerdings ist dieses sehr einfache Modell schwer zu interpretieren, und es wird daher hier mit dem an der University of Virginia (UVA) entwickelten Modell verglichen, das auf einer klaren physikalischen Modellvorstellung beruht.

2. Diskussion der Wärmeübertragungsmodelle

Nach dem Cho-Wright-Modell /2/ ist die Wärmeübertragungsrate

$$\frac{dQ}{dt} = \{h_o + h(t)\} A_o \{1 - \exp(-t/t_m)\} (T_f - T_{Na})$$

mit  $h_o = k_f/R$ ,  $h(t) = k_f/\sqrt{\pi\alpha_f t}$  und  $A_o = 3 m_f/\rho_f R$ .

Dabei sind  $Q$  die übertragene Wärmemenge,  $t$  die Zeit,  $T_f$  und  $T_{Na}$  die Temperaturen von Brennstoff und Natrium;  $m_f$ ,  $k_f$ ,  $\alpha_f$ ,  $\rho_f$  und  $R$  sind Masse, Wärmeleitfähigkeit, Temperaturleitfähigkeit, Dichte und Partikelradius des Brennstoffes.

Nach diesem Modell ist von Anfang an der gesamte Brennstoff dem Wärmeaustausch unterworfen, aber seine Oberfläche strebt erst allmählich nach der Formel  $\{1 - \exp(-t/t_m)\}$  einem asymptotischen Wert entgegen, der durch den Partikelradius  $R$  gekennzeichnet ist. Man beachte, daß  $t_m$  nicht als 'die Mischungszeit' angesehen werden kann, denn nach  $t_m$  hat die Oberfläche erst

\*Letzter Bericht in KFK 1276/2, S. 123-39  
BzFE - Nr. 534.2

63 % ihres Endwertes erreicht (entsprechend nach  $2 t_m$  86 % und nach  $3 t_m$  95 %). Anders ausgedrückt hat der Partikelradius nach  $t_m$  einen Wert von etwa  $1.6 R$  erreicht, nach  $2 t_m$   $1.2 R$ , usw. Es ist aber bis heute nicht bekannt, wie schnell sich die Brennstoffoberfläche vergrößert, wenn z.B. ein größerer Brennstofftropfen plötzlich mit Natrium in Kontakt gebracht wird. Alle bisherigen Fragmentationsexperimente geben nur über den asymptotischen Wert Aufschluß. Dabei hat sich in über 20 einzelnen Experimenten /3/ ein pessimistischster Wert von  $0.093 \text{ mm}$  ergeben. Insofern kann der häufig verwendete Wert von  $0.117 \text{ mm}$  noch als pessimistisch angesehen werden - falls instantane Fragmentation angenommen wird. Verwendet man jedoch z.B. einen Wert von  $t_m = 10 \text{ msec}$ , so ergibt sich für die ersten  $5 \text{ msec}$  ein mittlerer Partikelradius von etwa  $5 R$ . Oft ist jedoch die Zeitspanne, in der das Modell zum Tragen kommt, noch kürzer, und man muß auch noch bedenken, daß der transiente Teil  $h(t)$  des Wärmeübertragungskoeffizienten mit  $1/\sqrt{t}$  abnimmt und daher die anfänglichen niedrigen Werte der Brennstoffoberfläche stärker wichtet als die späteren höheren. Aus diesen Überlegungen ist ersichtlich, daß die beiden Parameter Partikelradius und Mischungszeitkonstante nur zusammen betrachtet werden können und daß es schwierig ist, ein zwar noch pessimistisches, aber doch einigermaßen realistisches Parameterpaar zu finden.

In manchen Fällen kann man aber abschätzen, welcher Zeitraum benötigt wird, um die gesamte Brennstoffmasse mit dem Natrium zu vermischen. Dann wäre es vorteilhaft, das UVA-Modell zu benutzen, denn bei ihm wird die Gesamtmasse in  $n$  gleiche Teilmassen aufgeteilt, die in gleichen Zeitabständen hintereinander mit dem Natrium in Kontakt kommen. Für alle Teilmassen wird instantane Fragmentation und Durchmischung angenommen, und sie übertragen 'transient' Wärme an das Natrium, wobei der transiente Anteil  $h(t)$  des Wärmeübertragungskoeffizienten durch  $4h_0$  ersetzt wird /4/:

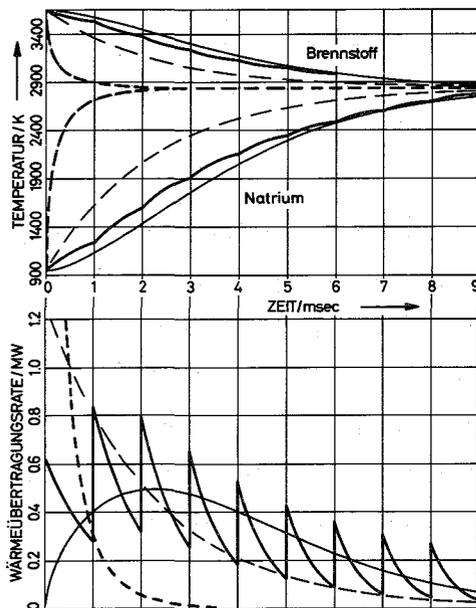
$$\frac{dQ}{dt} = 5h_0 \cdot A_0 / n \sum_{i=1}^k (T_{Fi} - T_{Na}) \text{ mit } k = \left[ \frac{n \cdot t}{t_m} \right] + 1 \leq n$$

Die  $T_{Fi}$  sind die individuellen Temperaturen der einzelnen Brennstoffmassen und  $[ \ ]$  symbolisiert den ganzzahligen Anteil. Hier können Partikelradius  $R$  und Mischungszeit  $t_m$  getrennt voneinander interpretiert und beurteilt werden.

### 3. Ergebnisse

Die beiden oben diskutierten Wärmübertragungsmodelle werden miteinander verglichen anhand eines reinen Wärmeaustausch-Problems, das denen ähnelt, die bei BNR-Rechnungen auftreten (vgl. /1/). Es ist durch folgende Annahmen definiert:

Natriummasse	1 g
Brennstoffmasse	6 g
Partikelradius	$R = 0.117 \text{ mm}$
Mischungszeit (-konstante)	$t_m = 10 \text{ msec}$
Dichte des Brennstoffes	$\rho_f = 8.384 \text{ g/cm}^3$
Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffes	$k_f = 0.029917 \text{ W/(cm}\cdot\text{K)}$
Spezifische Wärme des Brennstoffes	$0.548 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$
Spezifische Wärme des Natriums	$1.5 \text{ J/(g}\cdot\text{K)}$
Anzahl der Teilmassen im UVA-Modell	$n = 10$



Temperaturen und Wärmeübertragungsraten als Funktion der Zeit

————— Cho-Wright-Modell  
 ————— UVA-Modell  
 - - - - - Quasistationär  
 - - - - - Transient

Die Ergebnisse zeigt die Abbildung. Im Fall des UVA-Modelles ist die gezeigte Brennstofftemperatur der Mittelwert aus den 10 Einzeltemperaturen. Zum Vergleich sind auch noch die Ergebnisse zweier aus dem Cho-Wright-Modell abgeleiteter Näherungen eingezeichnet: die transiente Näherung erhält man mit  $t_m=0$  und die quasistationäre Näherung mit  $t_m=0$  und  $h(t)=0$ . Alle Ergebnisse entsprechen nur während der sogenannten Flüssigkeitsphase (also z.B. den ersten 5 msec) den vollständigen BNR-Rechnungen, da später Dampf den Wärmeaustausch behindert und im Natrium Wärme für die latente Verdampfungswärme verbraucht wird.

Bei dem hier untersuchten Parameterpaar  $(R, t_m)$  ergibt sich eine weitgehende Übereinstimmung zwischen dem Cho-Wright-

Modell und dem UVA-Modell. Verwendet man dagegen bei sonst gleichen Parametern  $t_m = 1 \text{ msec}$ , liefert das UVA-Modell in der Zeit von etwa 0.5 msec bis 1.3 msec deutlich höhere Wärmeübertragungsraten. Allgemein lässt sich fest-

stellen, daß die 'Zeitkonstante der Wärmeübertragung' beim UVA-Modell immer etwa derselbe Bruchteil der Mischungszeit ist, hier z.B. etwa 0.5. Beim Cho-Wright-Modell gibt es dagegen keinen so klaren Zusammenhang zwischen den beiden Zeitkonstanten. Im o.a. Beispiel mit  $t_m = 1$  msec ist die Zeitkonstante der Wärmeübertragung beim Cho-Wright-Modell deutlich größer als  $t_m$ . So ist es etwas zufällig, daß nach beiden Modellen bereits nach 5 msec über 70 % der Wärmemenge an das Natrium abgegeben sind, die zum Erreichen des Temperaturgleichgewichts notwendig ist. Dies ist insbesondere beim Cho-Wright-Modell ein erstaunlich hoher Wert.

#### 4. Schlußfolgerungen

Wenn man aus praktischen Gründen gezwungen ist, das in der Formulierung einfache Cho-Wright-Modell zu benutzen, kann es vorteilhaft sein, die Auswirkungen, die sich aus einer bestimmten Wahl der Mischungszeitkonstanten und des Partikelradius ergeben, dadurch einsichtig zu machen, daß man anhand von einfachen Wärmeaustauschrechnungen einen Vergleich mit dem leicht physikalisch interpretierbaren UVA-Modell durchführt. In dem hier untersuchten Beispiel ergibt sich, daß das Cho-Wright-Modell mit  $t_m = 10$  msec und  $R = 0.117$  mm ähnliche Wärmeübertragungsraten liefert, wie wenn der Brennstoff in 10 Teilmassen aufgeteilt, im Abstand von jeweils 1 msec mit dem Natrium in Kontakt gebracht wird, und jede Teilmasse sofort in Partikel mit 0.117 mm Radius fragmentiert wird, sofort mit Natrium vermischt wird und transient Wärme an das Natrium abgibt.

#### Referenzen

- /1/ R. Fröhlich et al.:  
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300  
Mark 1A Reaktorkern"  
KFK 2310 (1976)
- /2/ D.H. Cho in 'Reactor Development Program Progress Report, February 1976'  
ANL-7783 (1971) S. 108 (siehe auch TRANS 14(1971) S. 290 sowie ANL-8105)
- /3/ H. Mizuta:  
"Fragmentation of Uranium Dioxide after Molten Uranium Dioxide-Sodium  
Interaction",  
J. of Nuclear Science and Technology 11 (1974) 480
- /4/ A.B. Reynolds et al.:  
"Evaluation of Conservatism in Analysis of Fuel-Coolant Interaction",  
Proceedings of Second Specialist Meeting on Sodium/Fuel Interaction in  
Fast Reactors, Ispra (1973), EUR 5309, S. 571

### 1.23.9 Untersuchungen zur Kühlung von Kernschmelzen \*

#### 1. Einfluß aufsteigender Gasblasen auf den Wärmetransport

(G. Fieg, INR)

Es wurden Modellexperimente an volumbeheizten Flüssigkeiten unternommen, die zum Ziel hatten, den Einfluß durchströmender Gasblasen auf den Wärmetransport zu bestimmen. Phänomene dieser Art können bei PAHR-Situationen<sup>1)</sup> auftreten, wenn Wasser, das im Beton enthalten ist, durch eine Kernschmelze-Beton-Wechselwirkung nach dem Verdampfen durch die volumbeheizte Schicht aufwärts strömt. Im Experiment wurde die Oberfläche des unteren Wärmetauschers durch ein quadratisches Muster von Löchern (0.05 cm Durchmesser) im Abstand von 2.0 cm perforiert, durch die ein Luftstrom in die volumbeheizte Flüssigkeitsschicht strömt. Der Luftvolumenstrom wird mittels eines Durchflußmessers bestimmt. Bei diesen Experimenten wurde der obere Wärmetauscher ersetzt durch ein System von parallelen horizontalen Rohren von 0.6 cm Durchmesser mit einem gegenseitigen Abstand von 0.2 cm. Diese Art von Wärmetauscher war nötig, um den Gasstrom oben aus der Konvektionszelle austreten zu lassen. Die Wärmetauscherrohre waren bis zum halben Durchmesser in die volumbeheizte Flüssigkeitsschicht eingetaucht, es stimmen daher die Randbedingungen des Systems am oberen Wärmetauscher nicht mehr mit den bisherigen überein. Der Einfluß dieser unterschiedlichen Konfiguration auf die Meßergebnisse wurde dadurch bestimmt, daß an dieser Anordnung die gleichen Messungen wie bei früheren Experimenten mit einer ebenen Wärmetauscherfläche ausgeführt wurden.

Es zeigten sich zwischen den Ergebnissen dieser beiden Experimente unterschiedlicher Konfiguration keinerlei Unterschiede, die nicht mit Hilfe der Meßungenaugigkeiten hätten beschrieben werden können.

---

\* BzFE-Nr. 549.5.                      Letzter Beitrag in KFK 1276/2, S. 123-50

1) PAHR = Post Accident Heat Removal

Der Gasstrom war stets so groß gehalten, daß individuelle Gasblasen durch die Flüssigkeit aufstiegen. Die mittlere Geschwindigkeit der einzelnen Gasblasen wurde stroboskopisch zu  $\bar{v}_b \approx 23$  cm/sec bestimmt. Mit dem Gasvolumenstrom  $\dot{V}_{\text{gas}}$  (cm<sup>3</sup>/sec) und der Grundfläche F der Konvektionszelle errechnet sich die "Superficial gas velocity"  $v_s$  zu

$$v_s = \frac{\dot{V}_{\text{gas}}}{F} \text{ (cm/sec)}$$

Der Void-Anteil  $\alpha$  der Gasblasen im Fluid ist

$$\alpha = \frac{v_s}{\bar{v}_b}$$

Die Abbildungen 14 bis 16 zeigen Ergebnisse dieser Messungen. Mit wachsendem  $\alpha$  wird in allen Fällen die sich im Fluid einstellende Maximaltemperatur beträchtlich reduziert. Jedoch wird der Anteil  $\eta$  der nach oben transportierten Wärmemenge nur dann wesentlich verringert, wenn die volumbeheizte Flüssigkeitsschicht eine zusätzliche Inversionsschicht darstellt, d.h. bei negativen externen Rayleigh-Zahlen.

Das Ziel dieser Messungen ist, eine Korrelation zwischen dem Wärmetransport und dem Void-Anteil des Gases zu erhalten, um auf den realen Fall einer möglichen Kernschmelze-Betonwasser-Wechselwirkung extrapolieren zu können.

Vorerst muß durch dimensionsanalytische Betrachtungen geklärt werden, ob die Größe  $\alpha$  eine den Vorgang beschreibende charakteristische Größe darstellt.

Erste Laser-Doppler-Messungen an diesen Modellexperimenten zeigen, daß schon bei geringsten Gasvolumenströmen die Konvektion und damit der Wärmetransport im Fluid nicht mehr durch eine Naturkonvektion, hervorgerufen durch die Volumbeheizung, sondern überwiegend von der Einwirkung der aufsteigenden Gasblasen bestimmt wird.

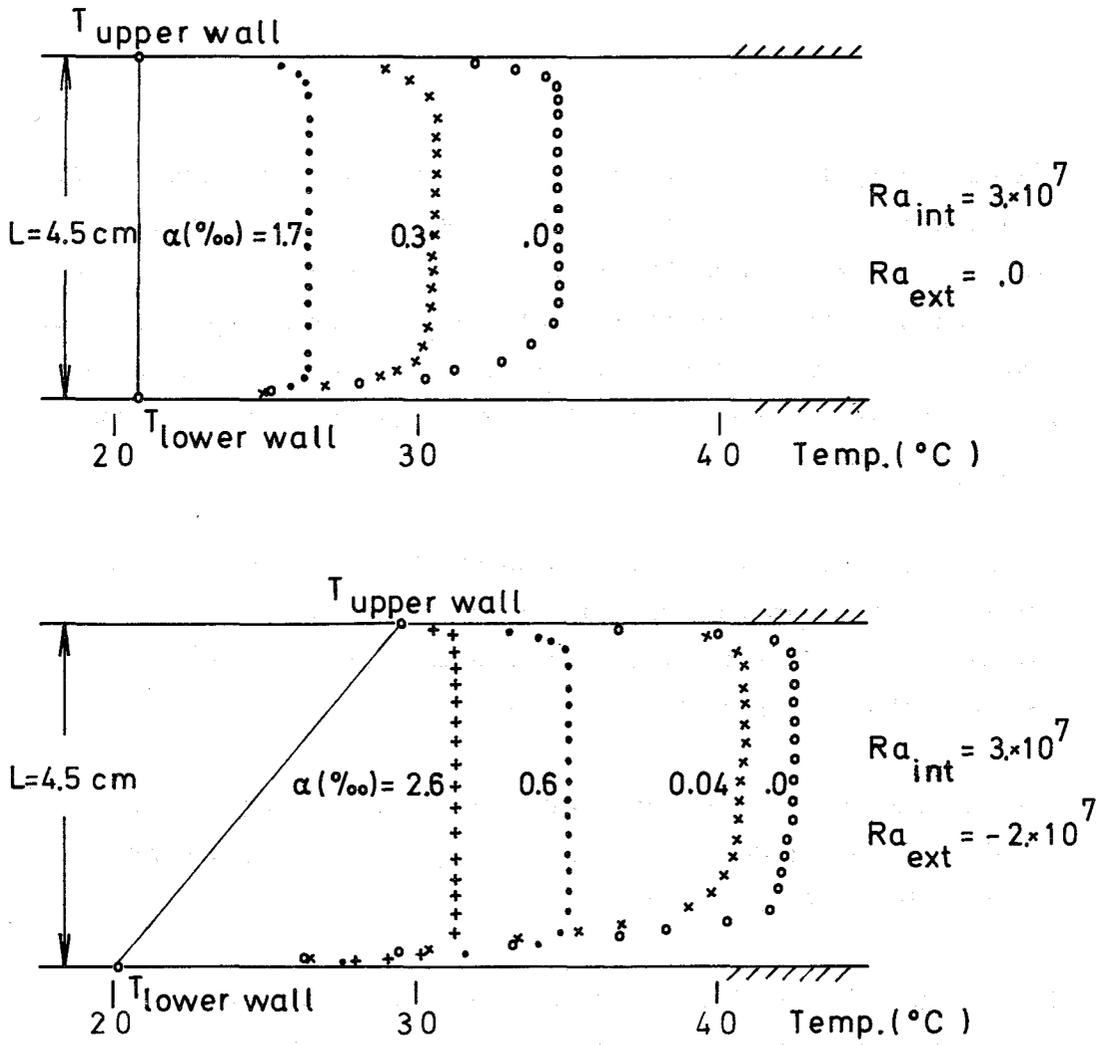


Fig. 14 Measured temperature profiles in the fluid layer at different void fractions  $\alpha$ .

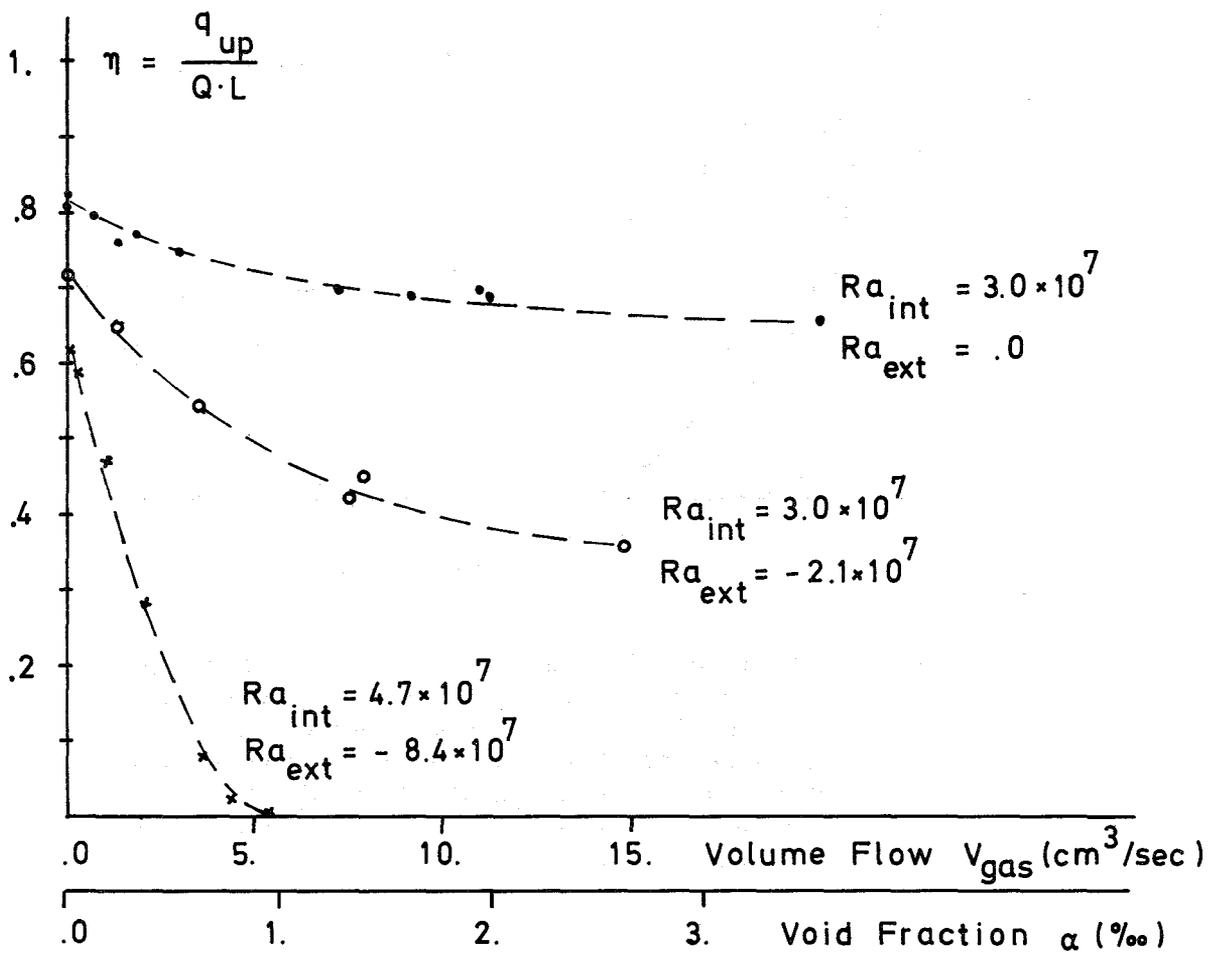


Fig. 15 Fraction  $\eta$  of heat transferred upward vs void fraction  $\alpha$  (or volume flow  $V_{gas}$ ) for different internal and external Rayleigh Numbers.

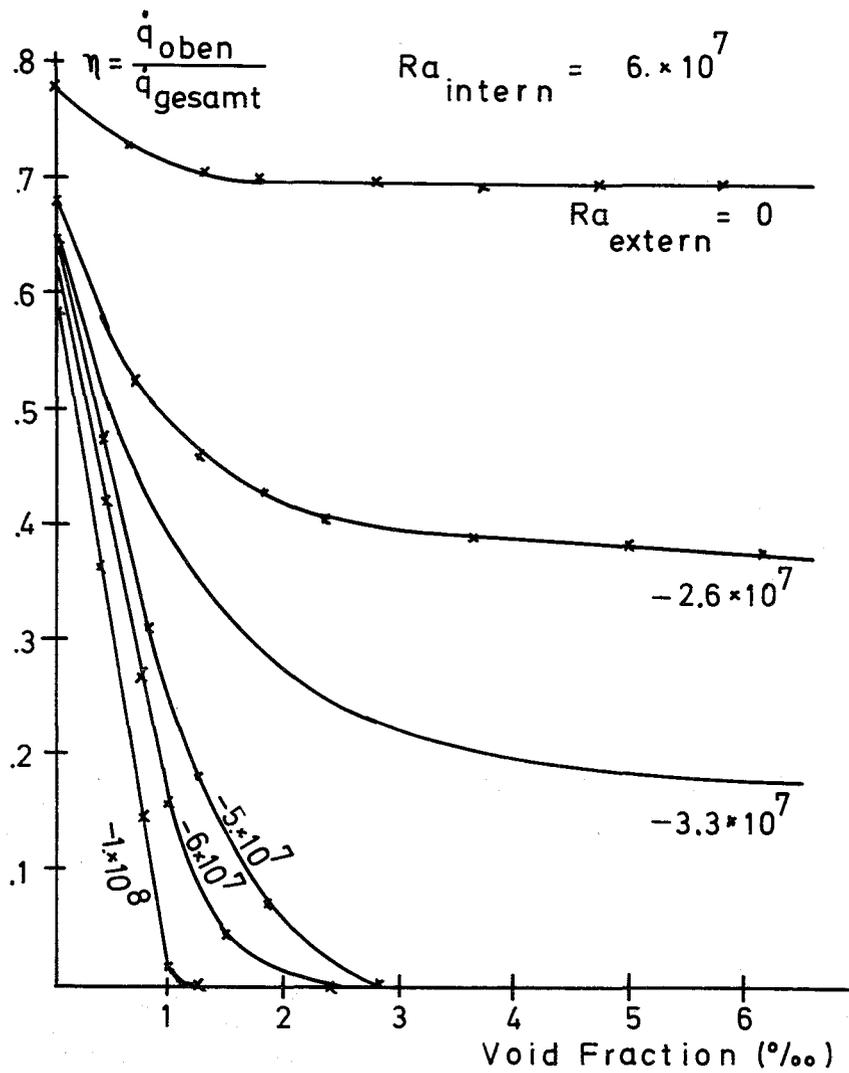


Abb. 16 Der Bruchteil  $\eta$  der an die obere Begrenzung abgegebenen Wärmemenge in Abhängigkeit vom Void-Anteil des durch die volumbeheizte Flüssigkeitsschicht aufsteigenden Gasvolumenstroms bei konstant gehaltener interner Rayleigh-Zahl und verschiedenen externen Rayleigh-Zahlen.

2. Experimente zur Ausbreitung einer volumenbeheizten Schmelze in einem löslichen Bett \*

(H. Werle, INR)

Für Kernfänger mit sogenannten "Opferschichten (sacrificial layers)" ist für die Auslegung der Geometrie dieser Opferschichten und des Wärmeabfuhrsystems eine Kenntnis der lokalen Schmelzraten bzw. Wärmeflüsse von Interesse. Mit Hilfe von zwei- und dreidimensionalen Modellexperimenten mit volumenbeheizten Schmelzen in löslichen Opferschichten wurde die Zeitabhängigkeit der Schmelzraten sowie ihre Abhängigkeit von der Leistung, der Dichte der Schmelze und den räumlichen Dimensionen untersucht. Die Untersuchungen stellen eine Weiterführung der Arbeit von Farhadieh und Baker /1/ dar, mit dem Ziel, die dort gemachten qualitativen Aussagen zu quantifizieren und den Einfluß dort nicht systematisch variiertes Parameter zu studieren. Bei den Experimenten, bei denen die räumlichen Dimensionen variiert wurden, war die Dichte der Schmelze gleich der des aufschmelzenden Materials. Diese Messungen sollten eine erste Extrapolation auf die Verhältnisse im mit  $\text{UO}_2$ -Schichten ausgekleideten SNR 300-Kernfänger erlauben.

Die Brennstoffschmelze wurde durch elektrolytisch beheizte, wässrige  $\text{ZnBr}_2$ - bzw.  $\text{K}_2\text{J}$ -Lösungen ( $1.0 \leq \text{Dichte } \rho_m^0 \leq 2.6 \text{ g/cm}^3$ ) simuliert, das aufschmelzende Material war wasserlösliches Polyäthylenglykol 1500 (Dichte  $1.15 \text{ g/cm}^3$ , Schmelzpunkt  $45^\circ \text{ C}$ , Schmelzwärme  $163.3 \text{ J/g}$ ). Es wurden drei- und zweidimensionale Anordnungen untersucht. Die dreidimensionale Anordnung bestand aus einem Glykolblock (9 cm hoch x 18 cm x 18 cm), in dem zur Beheizung ein Gitter aus  $0.5 \text{ mm } \phi$  Kupferdrähte eingeschmolzen war. Die Schmelze kann sich allseitig ausdehnen. Bei den zweidimensionalen Anordnungen befinden sich die

---

\* BzFE Nr. 549.5.

Schmelze und das aufschmelzende Glykol zwischen zwei senkrechten, parallelen Drahtgewebe-Elektroden. Hier kann sich die Schmelze nach unten, seitlich aber nur in einer Richtung ausdehnen. Bei der für praktische Anwendungen interessanteren, dreidimensionalen Anordnung ergeben sich experimentelle Schwierigkeiten (Leistungsspitzen an den Drähten, Wärmeleitung in den Drähten). Die dreidimensionalen Experimente sollten zeigen, daß die (sauberen) zweidimensionalen Untersuchungen zumindest qualitativ vergleichbare Ergebnisse liefern. Die Schmelzgeschwindigkeiten wurden aus den in regelmäßigen Zeitabständen vorgenommenen photographischen Registrierungen ermittelt. Daneben wurden noch die Temperaturen in der Schmelze gemessen. Die einzelnen Experimente erstreckten sich über einige Stunden, das aufgeschmolzene Volumen lag beim 5-10fachen Volumen der Anfangsschmelze. Die Leistungsdichten lagen bei 0.1 bis 4 W/cm<sup>3</sup>.

In Abb. 17 ist der zeitliche Verlauf einer (zweidimensionalen) Schmelzfront für einen Fall dargestellt, der den Verhältnissen im SNR 300 schon relativ nahe kommt. Auffallend ist, daß sich die Schmelze bevorzugt in radialer Richtung ausdehnt. Abb. 18 zeigt Schmelzfronten nach Abschluß der Experimente für verschiedene Dichten der anfänglichen Schmelze  $\rho_m^0$ . Mit abnehmendem  $\rho_m^0$  wächst die Schmelze bevorzugt radial.

Nach den bisher vorliegenden Ergebnissen zeigen zwei- und dreidimensionale Schmelzen ein sehr ähnliches Verhalten. Die Abhängigkeit der vertikalen  $v_{\downarrow}$  und der horizontalen  $\vec{v}$  Schmelzgeschwindigkeit von der Zeit und den variierten Parametern läßt sich folgendermaßen charakterisieren ( $\vec{v}$  entspricht der zeitlichen Änderung des Durchmessers):

Zeitabhängigkeit (Abb. 19).  $v_{\downarrow}$  nimmt zeitlich relativ schnell ab,  $\vec{v}$  bleibt konstant oder wächst. Entsprechend wächst  $\vec{v}/v_{\downarrow}$ , in Übereinstimmung mit /1/, relativ stark mit der Zeit an.

Leistung (Abb. 20, links).  $v_{\downarrow}$  wächst langsam und stetig mit der Leistung,  $\vec{v}$  ist bis 20 W sehr klein, steigt dann rasch an und ist bei 40 W bereits deutlich größer als  $v_{\downarrow}$  (im ganzen Beobachtungszeitraum).

Anfangsdichte der Schmelze  $\rho_m^0$  (Abb. 20, rechts).  $v_{\downarrow}$  wächst, in Übereinstimmung mit /1/, langsam und stetig mit  $\rho_m^0$ ,  $\vec{v}$  ist nahezu unabhängig von  $\rho_m^0$  (im ganzen Beobachtungszeitraum).

Räumliche Ausdehnung bzw. interne Rayleigh-Zahl (Abb. 21). Diese drei Experimente sollten dazu dienen, eine erste Extrapolation auf SNR 300-Verhältnisse zu ermöglichen. Die Dichte der Schmelze war gleich der des aufschmelzenden Glykols ( $1.15 \text{ g/cm}^3$ ), die anfängliche Leistungsdichte betrug  $0.5 \text{ W/g}$  und das Verhältnis radiale zu vertikale Ausdehnung war 10. Die anfängliche Tiefe der Schmelze war 1, 2 und 3 cm, die entsprechenden, anfänglichen Rayleigh-Zahlen  $Ra_{\text{int}}$  betragen  $7.5 \cdot 10^4$ ,  $2.4 \cdot 10^6$  und  $1.8 \cdot 10^7$ . Die Experimente zeigten, daß sich das aufgeschmolzene Glykol (bei gleicher Dichte der Schmelze) nur sehr langsam mit der Salzlösung vermischt. In Abb. 21 sind die Schmelzgeschwindigkeiten 40 min nach Beginn dargestellt. Für andere Zeiten ergibt sich jedoch qualitativ dasselbe Verhalten.  $v_{\downarrow}$  und  $\vec{v}$  nehmen mit  $Ra_{\text{int}}$  zu,  $\vec{v}$  jedoch wesentlich stärker. Entsprechend steigt  $\vec{v}/v_{\downarrow}$  stark mit  $Ra_{\text{int}}$  an. Extrapoliert man die gemessenen  $\vec{v}/v_{\downarrow}$ -Werte bis  $Ra_{\text{int}}^0 = 2 \cdot 10^9$  (Referenzfall SNR 300), dann erhält man einen Wert von etwa 13.6, d.h. der Radius einer (zylindersymmetrischen) SNR 300-Schmelze würde etwa 7 mal so schnell zunehmen wie die Tiefe ( $\vec{v}$  entspricht der zeitlichen Änderung des Durchmessers). Bei Kernschmelzen sind also insbesondere Vorkehrungen gegen ein seitliches Durchschmelzen zu treffen. Die hier beobachtete starke Wärme flußkonzentration in radialer Richtung bei hohen internen Rayleigh-Zahlen ist in Übereinstimmung mit den Ergebnissen von Mayinger et al. /2/ für nach unten durch Halbkugeln bzw. Halb-

zylinder abgeschlossene, volumenbeheizte Flüssigkeiten. Eine quantitative Übertragung der an festumrandeten Schichten gefundenen Ergebnisse auf Ausbreitungsprozesse von Schmelzen ist jedoch ohne weitere Kenntniss nicht möglich. Das zeigt bereits der Einfluß der Dichteverhältnisse Schmelze/aufschmelzendes Material, ein Parameter, der bei fester Umrandung gar nicht auftritt.

/1/ Farhadieh R., Baker L., ANS-Trans. 23 (1976) 368

/2/ Mayinger F. et al., BMFT-RS 48/1 (1975)

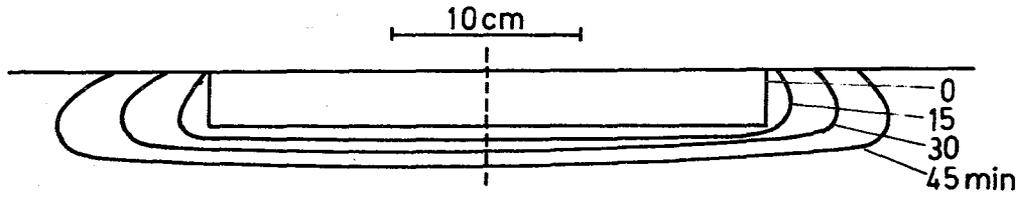


Abb. 17 Schmelzfront-Ausbreitung als Funktion der Zeit  
 (Leistung 375 W, Anfangsgeometrie 3 cm x 30 cm,  
 Anfangsdichte  $\rho_m^0 = 1.15 \text{ g/cm}^3$ )

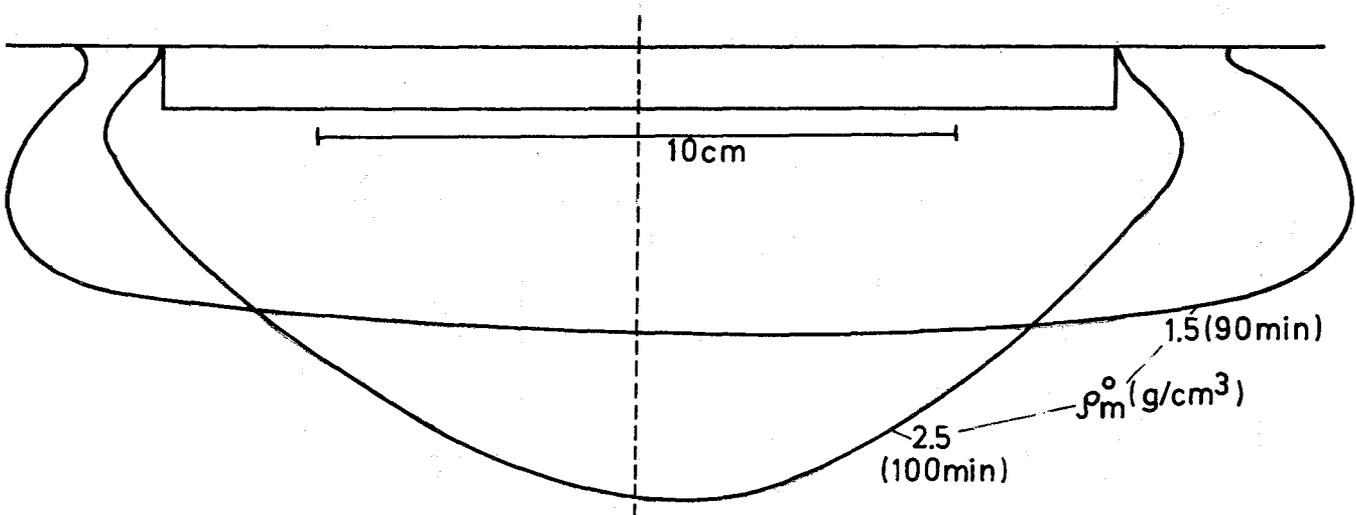


Abb. 18 Schmelzfront-Ausbreitung bei verschiedener Dichte der Anfangsschmelze  $\rho_m^0$

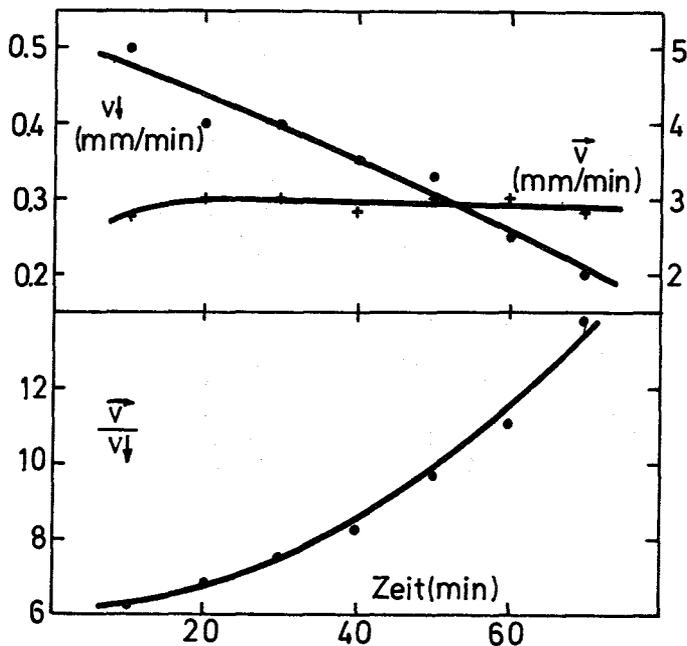


Abb. 19 Vertikale  $v_\downarrow$  und horizontale  $\bar{v}$   
 Ausbreitungsgeschwindigkeit als  
 Funktion der Zeit (Leistung 170 W,  
 Anfangsgeometrie 2 cm x 20 cm,  
 Anfangsdichte  $\rho_m^0 = 1.15 \text{ g/cm}^3$ )

124-2

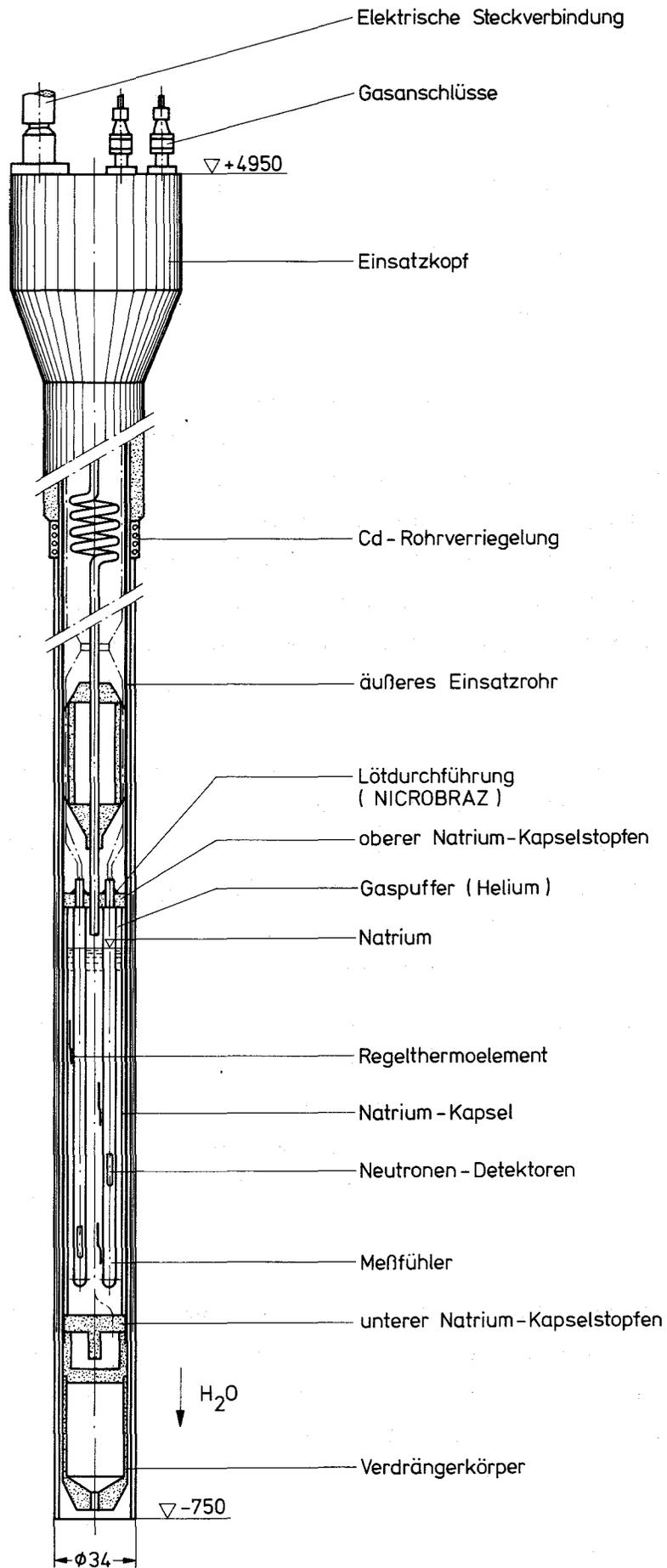


Abb.:1 Te - Meßfühler - Bestrahlungseinsatz Mol 3H/1  
(Schematische Darstellung)

Die Bestrahlungseinrichtung für diese Versuchsreihe bestand aus dem in-pile-Teil, einem für den BR 2 spezifischen Bestrahlungseinsatz und der out-of-pile-Anlage. Diese gliedert sich in eine Gasversorgungs-Überwachungsanlage. Der Einsatz bestand im wesentlichen aus der gasdichten, mit Natrium gefüllten Edeldstahlkapsel, dem äußeren Einsatzrohr mit dem Verdrängerkörper am unteren Ende und dem Einsatzkopf. An diesem waren die Gasanschlüsse und Meßkabel für die out-of-pile-Anlage bzw. Datenerfassungsanlage montiert. Zur Abschirmung des thermischen Flußanteiles wurde der Einsatz Mol 3H/1 (Abb. 1) mit einem auswechselbaren Kadmiumschirm versehen.

Die Aufheizung der Bestrahlungsproben erfolgte durch Absorption von  $\gamma$ -Strahlung. Durch Änderung der Wärmeleitfähigkeit eines He/Ne-Gemisches in einem definierten Gasspalt zwischen Na-Kapsel und äußerem Einsatzrohr (Abb. 2) konnte die Bestrahlungstemperatur geregelt werden. Zur Erfassung der Neutronendosis wurden im Bereich der Meßfühler mehrere Fe- und Co-Detektoren angeordnet.

Die zu untersuchenden Thermolemente wurden über Kompensationsmeßleitungen direkt zur Meßwerterfassung geführt. Diese bestand aus einer von Interatom beigestellten Datenerfassungsanlage mit Magnetbandaufzeichnung. Die Erfassung erstreckte sich auf Messungen der EMK sowie der Isolations- und Durchgangswiderstände während der Bestrahlung. Um unmittelbar Fehler während des Reaktorbetriebes zu erkennen, wurde ein Teletype installiert. Dieser ermöglichte es, Meßwerte abzutragen, zu prüfen und zu interpretieren. Abb. 3 zeigt ein Schema des Meßaufbaus der Bestrahlungsexperimente / 1 /.

Die festgelegten Bestrahlungsbedingungen konnten eingehalten werden. Im einzelnen wurden erreicht:

	Mol 3H	Mol 3H/1
schneller Fluß	$4,4 - 5,6 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$	$4,0 - 5,3 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$
thermischer Fluß	$1,7 - 2,6 \cdot 10^{14} \text{ n/cm}^2 \text{ s}$	—
schnelle Dosis ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ )	$1,0 \cdot 10^{22} \text{ n/cm}^2$	$1,0 \cdot 10^{22} \text{ n/cm}^2$
thermische Dosis	$4,4 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$	—
$\gamma$ -Heizung	$9,7 - 11,6 \text{ W/gr}_{\text{Al}}$	$9,3 - 11,7 \text{ W/gr}_{\text{Al}}$
Einbaudauer des Einsatzes		
im Reaktor	9.996 h	9.946 h
Bestrahlung unter Solltemperatur	5.750 h	5.107 h
Betriebstemperatur	$640^\circ\text{C} \pm 10^\circ\text{C}$	$650^\circ\text{C} \pm 10^\circ\text{C}$

Untersuchungen der Arbeitsgruppe Mol /2/ zeigten, daß Ausfälle von Thermoelementen während der Bestrahlung nur auf Unterbrechung von Zuleitungen bzw. Streckverbindungen zurückzuführen sind. Die eigentlichen Thermoelemente im Versuchseinsatz blieben ohne bleibenden Defekt. Bei Bestrahlungsende lagen die Isolationswiderstände der bestrahlten Thermoelemente bei einer Temperatur von  $650\text{ }^{\circ}\text{C} \pm 10\text{ }^{\circ}\text{C}$  zwischen 280 und 920 k $\Omega$ , was als gutes Ergebnis angesehen werden kann. Bei dem nur im schnellen Flußspektrum bestrahlten Einsatz 3H/1 war ein besseres Verhalten der Isolationswiderstände festzustellen. Erste Nachuntersuchungen in Mol wiesen auch gute Temperaturkonstanz der Thermoelemente auf. In der heißen Zelle soll nun durch vergleichende Messungen und Untersuchungen an bestrahlten und unbestrahlten Thermoelementen gleicher Herstellungsladung der Nachweis ihrer Funktionstüchtigkeit erbracht werden.

/2/ A. Rahn, AG Mol; unveröffentl. Bericht

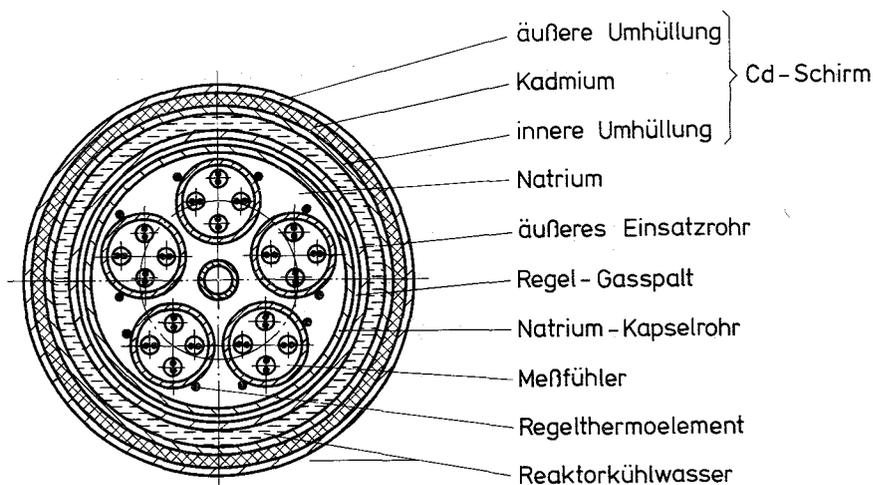
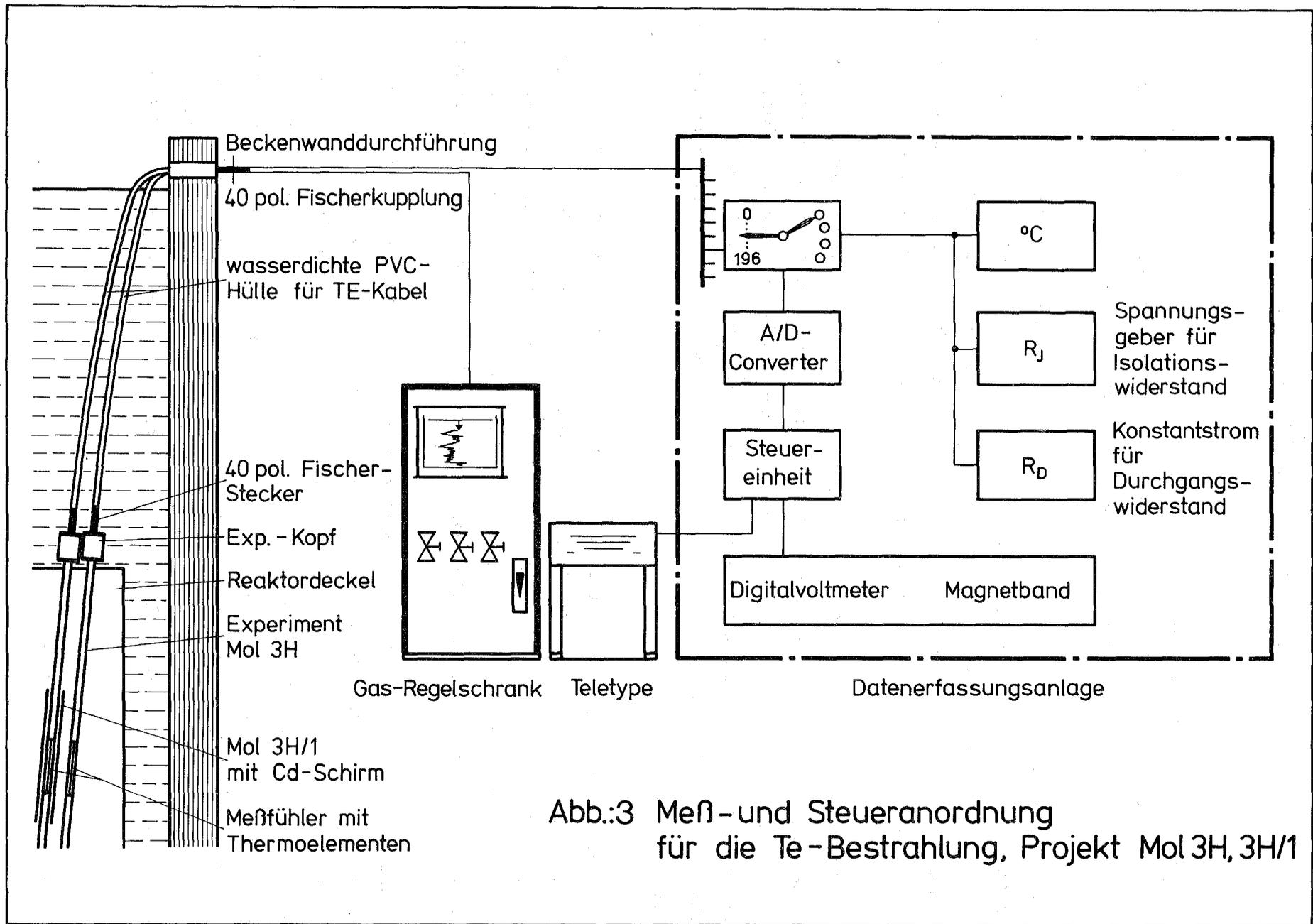


Abb.:2 Schnitt durch den Bestrahlungseinsatz Mol 3H/1



## 2. Entwicklung von Dauermagnet-Durchflußmessern <sup>F</sup>

(St. Müller, G. Thun, IRB)

Die Temperaturdauerstandstests mit der vom IRB entwickelten Magnetgeometrie aus Werkstoff AlNiCo 450 bei TEW wurden nach teilweise über einem Jahr ununterbrochenen Betriebs der drei Spezialöfen /1/ abgeschlossen.

Die Ergebnisse sind in Abb. 4 dargestellt. Daraus ist das Verhalten der relativen Feldstärke (in % der Anfangsfeldstärke bei Solltemperatur) über der logarithmisch aufgetragenen Zeit in Tagen ersichtlich. Dennoch hat der Magnet (mit der magnetischen Länge  $\ell$ , der Dicke  $D$  mit  $\ell/D = 2$ ) z.B. bei 600 °C nach einem Jahr noch 60 % und (extrapoliert) nach zwei Jahren noch 50 % seiner Anfangsfeldstärke.

In Anbetracht der Tatsache, daß mit Tandemsonden /2,3,4/ über die Laufzeit der Geschwindigkeitsfluktuationen unabhängig von Magnetstärkeänderungen (hervorgehoben durch Temperatur-,  $\gamma$ -Strahlungs- und Alterungseinflüsse) absolut gemessen bzw. geeicht werden kann, sind die Temperaturdauerstands-Ergebnisse befriedigend. Über kürzere Zeiträume kann demnach auch bei Temperaturen von 650 °C und höher noch gemessen werden.

Die Erprobung der Magnete auf Strahlenbeständigkeit steht noch aus. Der dafür vorgesehene Bestrahlungseinsatz (Mol 3K) wird in Zusammenarbeit mit dem IMF erstellt. Die innere Kapsel mit den Magneten und Durchflußmessern /5/ ist fertiggestellt (Abb. 5 b), getestet und zum Einbau in den Einsatz weitergegeben worden. Insgesamt wird sich jedoch der Bestrahlungsbeginn im BR 2 um etwa 1/2 Jahr verzögern.

Für die IRE-Untersuchungen eines Stabbündels bei Kühlungsstörungen (Mol 7C) wurde die Verwendbarkeit der Permanentmagnetsonde in Tandemanordnung /4/ geprüft. Dazu dienten verschiedene Versuche mit einer nachgebildeten Teststrecke im IRE-Na-Kreislauf NSK und IRB-Kreislauf WÜP II. Die Ergebnisse haben den Anforderungen entsprochen, wobei sich auch hier die Möglichkeit der Absolutmessung über die Kreuzkorrelation der Geschwindigkeitsfluktuationen und das schnelle Ansprechverhalten der Sonden positiv ausgewirkt haben. Aus diesen Gründen wurden für den Einsatz Mol 7C/2 die genannten Sonden vorgesehen. Sie sind inzwischen vom IRB gebaut, geprüft und abge-

---

<sup>F</sup> Letzter Beitrag im KFK 1276/2, S. 124-1

liefert worden. Abb. 5 a zeigt die drei fertiggestellten Durchflußmesser mit je 10 m langen Elektrodenleitungen.

Abb. 6 zeigt eine Röntgenaufnahme von einem der in Abb. 5 a gezeigten Durchflußmesser. Es sind die im Abstand von 20 mm angeordneten Magnete und teilweise die Elektrodenführung zu erkennen.

#### Literatur:

- /1/ KFK 1275/3, S. 124-1
- /2/ KFK 1276/1, S. 124-1
- /3/ KFK 1276/2, S. 124-1
- /4/ IRB-Arbeitsbericht (unveröffentlicht), 1976
- /5/ KFK 1275/4, S. 124-1

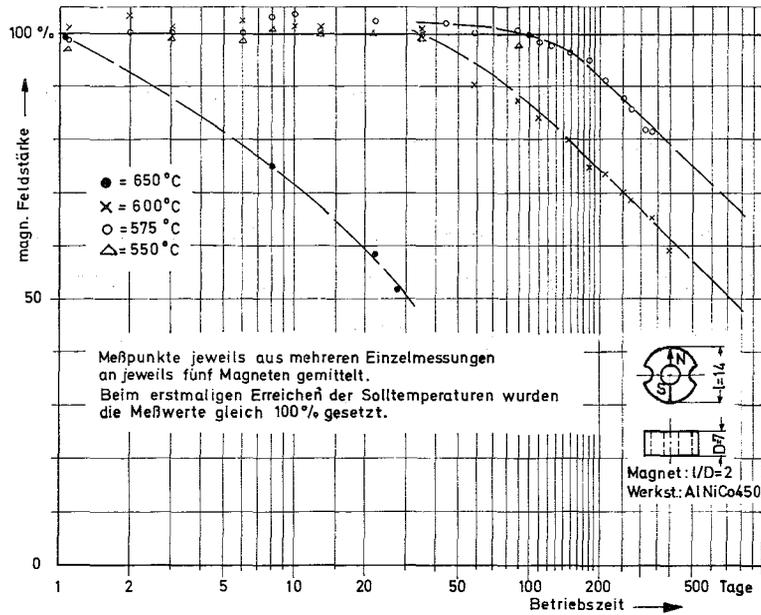


Abb.4 Temperaturdauerstandsfestigkeit der Durchflußmesser-magnete (Parameter: Temperatur)

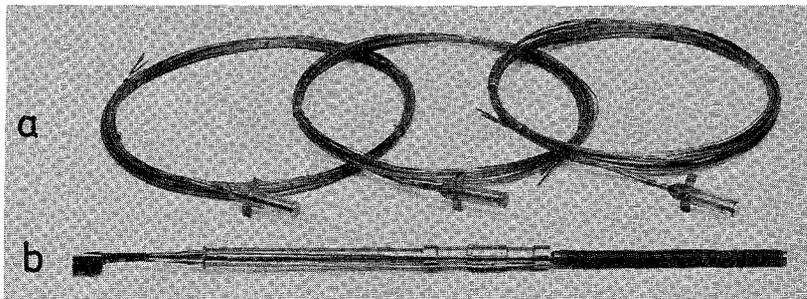


Abb.5 a) Ansicht der fertigen Durchflußmesser für Mol 7C/2  
b) Ansicht der fertigen Magnetbestrahlungseinheit für Mol 3K

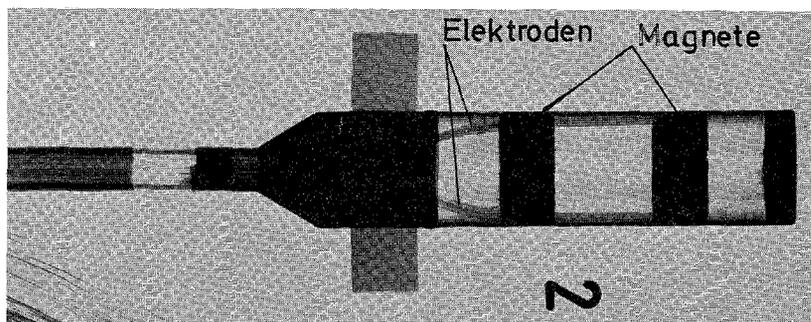


Abb.6 Röntgenaufnahme des Durchflußmessers für Mol 7C/2 (Maßst: 1:1)

### 3. Messung der Temperatur durch Durchsatzfluktuationen am elektrisch beheizten Brennelement\*

(L. Krebs, G. Weinkötz, IRB)

Die Versuchsreihe am ersten 60°-Ausschnitt-Bündel (ca. 70 % Blockade /1/) bei ECN Petten wurde im Dezember 1976 abgeschlossen. Außerdem wurden im Rahmen der KNS-Experimente weitere Messungen am maßstäblichen SNR-300 Bündel (ca. 49 % Zentralblockade /2/) im IRE durchgeführt, mit dem Ziel, den Einfluß von Gasblasen im Kühlmittel auf die Temperaturfluktuation am Bündelaustritt zu erfassen. Die Auswertung der bisherigen Versuchsreihen wurde fortgesetzt.

Zusätzlich wurde eine weitere Versuchsreihe in einem Wasserkreislauf gefahren. Ziel dieser Grundlagenuntersuchungen ist es, Gesetzmäßigkeiten der Ausbreitung von Temperaturstörungen im strömendem Medium zu ermitteln. Die hierfür angesetzte Teststrecke besteht im wesentlichen aus einem Plexiglasrohr und einem Düsenblock am Eintritt des Rohres. Die Bohrungen des Düsenblocks stellen das vereinfachte Modell der Kühlkanäle eines Brennelementes dar. Eine Blockade wird dadurch simuliert, daß durch eine Bohrung Wasser der Temperatur  $T_k + \Delta T$  eingespritzt wird, während die anderen Bohrungen von Wasser mit der Temperatur  $T_k$  durchströmt werden. Die Temperatursignale werden in mehreren axialen Abständen vom Düsenblock über den Rohrquerschnitt mit einer Hitzdrahtsonde erfaßt und auf Analog-Magnetband aufgezeichnet. Versuchsparameter sind die Strömungsgeschwindigkeit im Rohr, die Einspritzgeschwindigkeit sowie der Einspritzort in radialer Richtung. Die Analyse der Temperatursignale umfaßt statistische Kennwerte, wie mittlere Temperatur, RMS-Werte, Skewness, Flatness und Kennfunktionen wie Amplitudenverteilungsdichte und Leistungsdichtespektren.

Als Beispiel für die Analyse seien die mittleren Temperaturprofile und RMS-Profile angegeben. Abb. 7 zeigt die Profile des normierten Temperaturmittelwertes  $(\bar{T} - T_k) / \Delta T$  über dem normierten Rohrdurchmesser  $\rho/D$  bei Einspritzung in Rohrmitte. Der axiale Abstand  $x/d$  vom Einspritzort wurde mit dem Bohrungsdurchmesser  $d$  normiert.

---

\* BzFE-Nr. 634.3

/1/ KFK 1276/3, S. 123-39

/2/ KFK 1276/2, S. 123-11

Man stellt fest, daß die mittlere Temperatur mit zunehmendem  $x/d$  stark abfällt, während die Ausbreitung in radialer Richtung nur sehr langsam erfolgt. Die in Abb. 8 dargestellten ebenfalls normierten RMS-Profile  $\delta' / (\bar{T}_m - T_k)$  zeigen den typischen Verlauf mit zwei Maxima. Durch die Normierung auf die maximale Temperaturdifferenz  $\bar{T}_m - T_k$  des zugehörigen axialen Abstands erkennt man, daß die RMS-Werte mit zunehmendem Abstand weniger geschwächt werden als der lineare Temperaturmittelwert. Darüber hinaus ist auch die radiale Ausbreitung stärker ausgeprägt als beim Temperaturmittelwert. Ein Vergleich der Abschwächung des maximalen Temperaturmittelwertes und RMS-Wertes in Abhängigkeit vom axialen Abstand ist in Abb. 9 gegeben. Es wurde mit den Austrittswerten  $\Delta T$  bzw.  $\delta'_{xo}$  unmittelbar am Düsenblock normiert. Die im Rohr bei  $\bar{U} = 1,4$  m/s und  $\bar{U} = 2,8$  m/s durchgeführten Messungen bestätigen die Aussage, daß der RMS-Wert weniger geschwächt wird als die mittlere Temperatur. Zusätzlich erkennt man, daß die Abschwächung bei den beiden Geschwindigkeiten nahezu gleich ist.

Die Untersuchungen werden derzeit mit Einspritzungen in Wandnähe fortgesetzt.

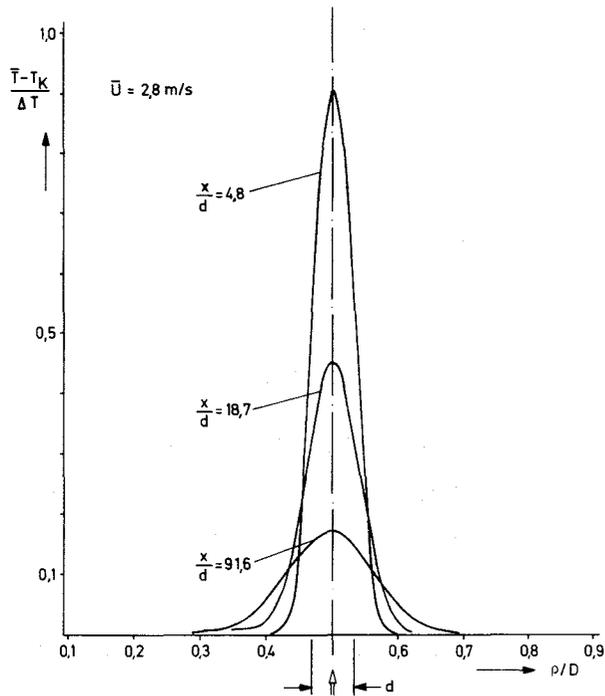


Abb. 7 Mittlere Temperaturprofile

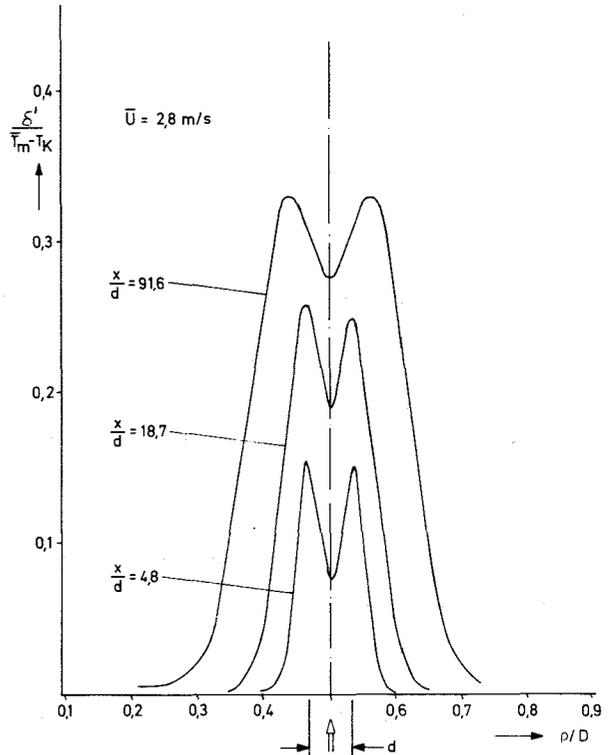


Abb. 8 RMS Profile der Temperatursignale

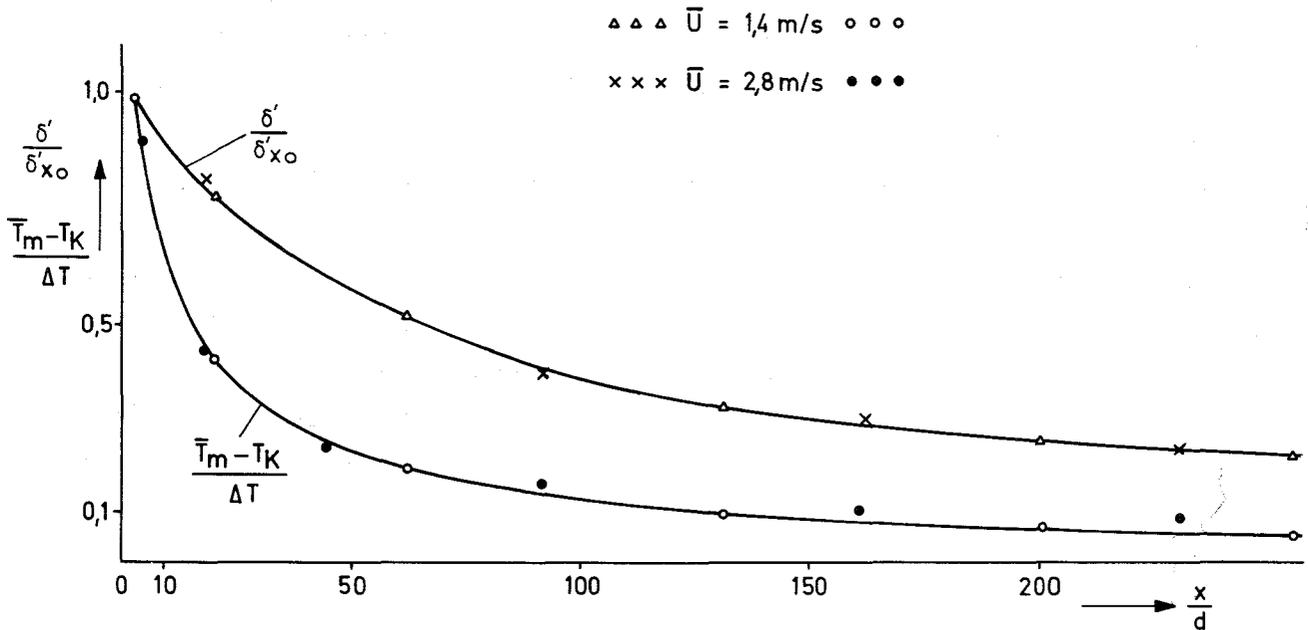


Abb. 9 Abschwächung der mittleren Temperatur und des RMS-Wertes

1.24.2 Hüllenüberwachung an Brennelementen1.24.11 SILOE-Defektstabprogramm; Freisetzung von Spaltprodukten\*

(S. Jacobi, G. Schmitz, IRE)

Eine erste Beschreibung der "S 2" Bestrahlungsexperimente defekter Brennstäbe im Siloe-Reaktor in Grenoble wird in /1/ gegeben.

Hinsichtlich der dort aufgeführten Instrumentierung ist zu bemerken:

- Überwachung der gasförmigen Spaltprodukte: Die Überwachung der gasförmigen Spaltprodukte, insbesondere mit einem Ge(Li)-Detektorsystem, begann mit Experimentbeginn am 12.2.76 und endete vorzeitig am 19.3.76 mit der Verstopfung der Na-Dampffalle.
- On-line Gammaskopie: Die Messungen mit dem Gammateleskop begannen verspätet am 27.2.76 und wurden bis Experimentende durchgeführt.

Vom 12.2. bis 12.3.76 ist ein allgemeiner Aktivitätsanstieg der Spaltedelgase um etwa drei Größenordnungen festzustellen. Anschließend blieben die Aktivitätswerte konstant. Betrachtet man für verschiedene Zeitpunkte die Aktivitäten verschiedener Isotope in Abhängigkeit von ihrer Zerfallskonstante wie z.B. in /2/, so zeigen sich zwischen dem 12.2. und dem 2.3.76 keine Regelmäßigkeiten. Erst ab dem 3.3.76 stabilisieren sich die Verhältnisse und lassen den Schluß zu, daß die Aktivitätsfreisetzung von Spaltedelgasen in das Natrium durch Diffusion erfolgt.

Die Messungen mit dem Gammateleskop begannen verspätet am 27.2.1976 und endeten mit Experimentende am 17.5.76. Die im Natrium gemessenen Aktivitäten der Jod-Isotope blieben dabei über den gesamten Zeitraum konstant. Auch hier stabilisiert sich die Art der Aktivitätsfreisetzung erst ab dem 3.3. Dies läßt darauf schließen, daß die Aktivitätsfreisetzung von Jod in das Natrium ebenfalls durch Diffusion bestimmt wird.

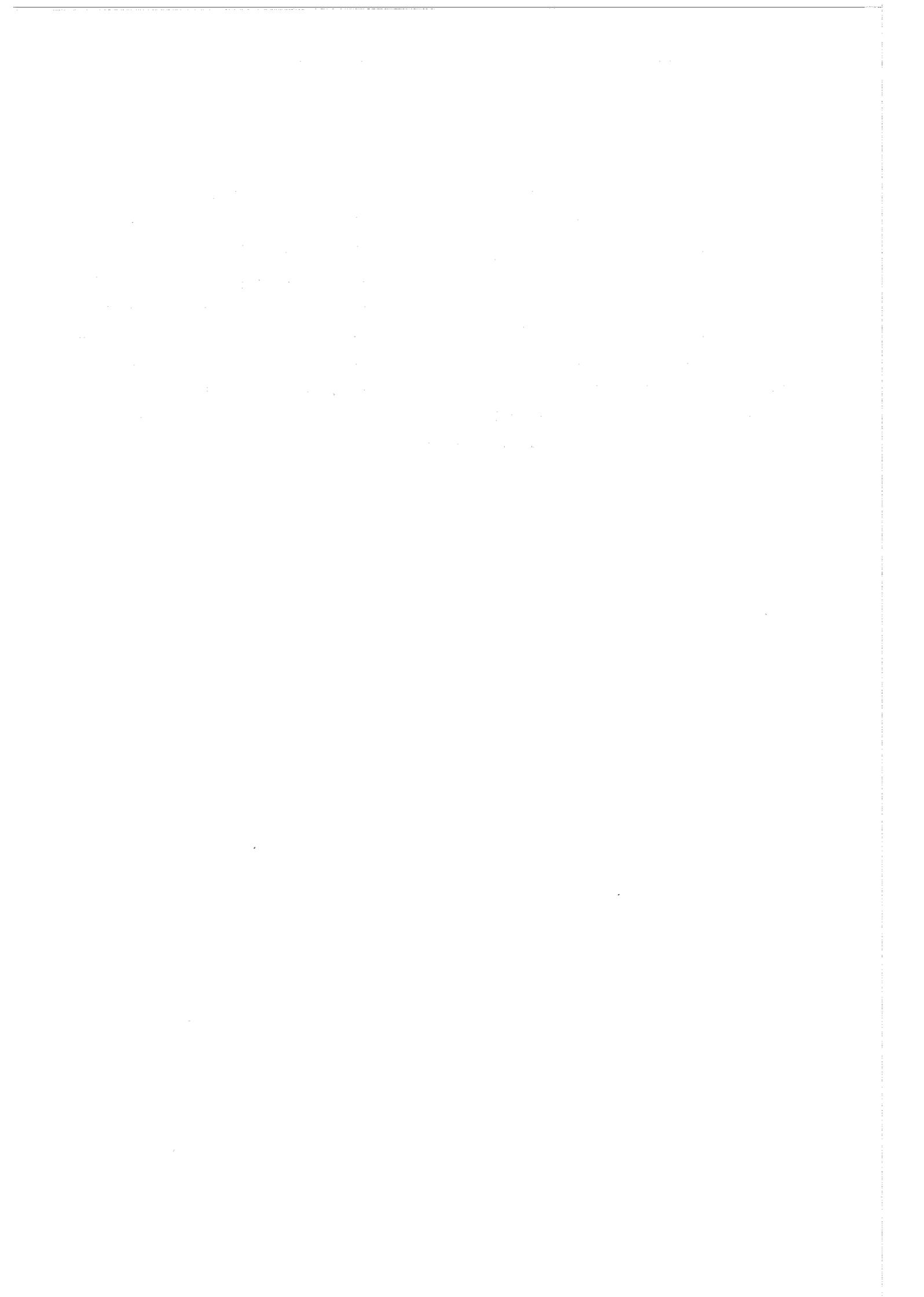
---

\* BzFE-Nr. 642.10 Letzter Beitrag in KFK 1276/2, S. 124-11

/1/ KFK 1276/1, S. 112-15

/2/ E. Waibel: Invent - A Fortran IV Computer Program for the Calculation of Fission Product Inventory and its Application to Fission Product Release Studies at EVESR; KFK-Ext. 8/68-3

Zieht man insbesondere die neutronographischen Untersuchungen des S2-Experiments hinzu, so erhält man folgendes Bild der Entwicklung im Bereich der Schadensstelle: In der Zeit zwischen Experimentbeginn und dem 2.3.76 wandelt sich Brennstoff von  $\text{MO}_2$  in  $\text{Na}_x\text{MO}_y$  um. Da die Diffusionskoeffizienten der Spaltprodukte Kr, J und Xe in  $\text{Na}_x\text{MO}_y$  wesentlich größer als in  $\text{MO}_2$  sind, steigt die Aktivitätsfreisetzung um drei Größenordnungen an. Ebenfalls wird in Form von  $\text{Na}_x\text{MO}_y$  Brennstoff abgelöst und fortgetragen. Dieser Brennstoff setzt sich aber in relativ kurzer Zeit im Kreislauf ab. Ab dem 3.3.76 kommt dieser Vorgang zum Stillstand, und radioaktive Spaltprodukte gelangen vorwiegend durch Diffusion durch  $\text{Na}_x\text{MO}_y$  in das Natrium. Dabei werden die Spaltedelgase sofort vom Helium aufgenommen und abtransportiert.



1.25 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT1.25.2 Untersuchungen zur Aktivitätsfreisetzung bei Na-Bränden und aus NatriumlachenNatrium-Verdunstungsraten zwischen 350 °C und 900 °C aus NALA-Versuchen im Labormaßstab\*

(W. Schütz, LAF I)

Im Rahmen des NALA-Programms wird die Freisetzung von Brennstoff-, Spaltprodukt- und Natrium-Aerosolen aus heißen und siedenden Natriumlachen untersucht. Es werden Versuche sowohl im Labormaßstab (z.B. 1 g UO<sub>2</sub> in 50 g Na) als auch im technischen Maßstab (20 g UO<sub>2</sub> in 2 kg Na) durchgeführt (1). Bei den Versuchen im Labormaßstab muß zur Bestimmung des Dekontaminationsfaktors die gesamte freigesetzte Natriummenge nachgewiesen werden. Dies ermöglicht Rückschlüsse auf die Natrium-Verdunstungsrate. Die Kenntnis dieser Verdunstungsrate und der hieraus zu bestimmenden Na- Aerosolkonzentration in der Atmosphäre oberhalb einer Natriumlache ist von Bedeutung für die Auslegung verschiedener Komponenten eines SNR, wie z.B. des Re-venting- und Exventing-Systems. Gemäß einer Vereinbarung zwischen Interatom und der GfK sollten daher die NALA-Versuche unter diesem Gesichtspunkt ausgewertet und durch weitere Versuche ergänzt werden, um die Abhängigkeit der Verdunstungsrate von der Pooltemperatur, speziell im Bereich zwischen 500 °C und 900 °C, besser kennenzulernen.

In einem zylindrischen Gefäß (7 cm Durchmesser, 10 cm Höhe) wurden jeweils 50 g (bei manchen Versuchen 100 g) Natrium in einem Ofen auf die gewünschte Temperatur erhitzt. Die freigesetzten Natriummengen wurden mit Hilfe eines regelbaren Inertgasstroms (Argon) in zwei Kühlfallen geleitet. Der in den Kühlfallen nicht abgeschiedene Restanteil wurde in einem abschließenden Filter aufgefangen. Die im Rohrleitungssystem zwischen Versuchsgefäß und Filter abgeschiedenen Natriummengen wurden durch Auswaschen und anschließende Titration bestimmt. Die spezifische Verdunstungsrate  $\dot{m}$  ergab sich dann aus der Beziehung

$$\dot{m} = \frac{M_f}{F \cdot t}$$

---

\* BzFE-Nr. 513.5

wobei  $M_f$  die während der Meßzeit  $t$  freigesetzte Natriummenge und  $F$  die Querschnittsfläche des Gefäßes ( $0,00385 \text{ m}^2$ ) ist. Auf die Natriumfreisetzung während des Aufheizens bzw. Abkühlens wurde korrigiert.

Die Verdunstungsrate hängt ab von der Temperatur der Na-Lache, der Gas-Temperatur und dem Temperaturgradienten oberhalb der Natriumlache, der Gasströmung, der Geometrie der Anordnung sowie physikalischen und chemischen Eigenschaften der beteiligten Stoffe. Da die Versuchsanordnung nicht zur Bestimmung der Verdunstungsrate konzipiert wurde, ist die Aussage der hier mitgeteilten Resultate mit einigen Unsicherheiten in bezug auf diese Parameter behaftet.

Die Temperatur der Lache wird direkt gemessen mit einer Unsicherheit von  $\pm 3 \%$ . Die Messung der Gastemperatur oberhalb der Lache war bei den bisherigen Versuchen nicht vorgesehen. Man kann aber annehmen, daß die Gastemperatur gleich der Lachentemperatur ist, da sich der gesamte Versuchsbehälter innerhalb des Ofens und somit auf der Solltemperatur befindet und das Gas vor Eintritt in das Gefäß durch eine Vorheizleitung fließt. Infolge der Zylinderform des Versuchsgefäßes und der Art der Gasdurchführung ist die Gasströmung über die Lachenoberfläche nicht einheitlich. Es kann daher nur eine über der Oberfläche gemittelte Strömungsgeschwindigkeit angegeben werden /1/.

In der nachfolgenden Tabelle sind die Ergebnisse aufgeführt. Angegeben werden die Lachentemperatur  $T$ , die in das Versuchsgefäß vor Versuchsbeginn eingefüllte Natriummenge  $M_0$ , der Gasvolumenstrom  $v$  (der während einer Messung konstant gehalten wurde), die nach /1/ über die Oberfläche gemittelte Gasströmungsgeschwindigkeit  $\bar{s}$  und die spezifische Verdunstungsrate  $\dot{m}$ . In der letzten Spalte wird  $\dot{m}$  mit dem Natrium-Dampfdruck  $p$  verglichen (Zahlenwerte aus /2/). Es zeigt sich, daß die Verdunstungsraten zwischen  $350^\circ\text{C}$  und  $700^\circ\text{C}$  direkt proportional dem Dampfdruck sind. Die Abweichungen bei höheren Temperaturen sind möglicherweise auf eine Übersättigung des Trägergases zurückzuführen.

Bezüglich der Unsicherheiten wird abgeschätzt:

$\pm 3 \%$  in  $T$ ,  $\pm 10 \%$  in  $v$  und  $\pm 30 \%$  in  $\dot{m}$ .

T [°C]	M <sub>0</sub> [g]	v [l/min]	$\bar{s}$ [cm/min]	$\dot{m}$ [ $\frac{kg}{m^2 \cdot h}$ ]	p/ $\dot{m}$ [ $\frac{mmHg \cdot kg}{m^2 \cdot h}$ ]
350	50	1	44	0,0045	18,6
400	50	1	44	0,025	14,7
500	100	1	52	0,238	16,6
600	50	1	44	1,32	18,6
700	50	1	44	6,28	16,6
800	50	1	44	31,3	10,8
900	100	0,5	25	115	6,6

Tabelle Natrium-Verdunstungsraten aus NALA-Experimenten  
im Labormaßstab

Veröffentlichung:

- (1) S. Jordan, Y. Ozawa, "Fuel Particle and Fission Product Release from LMFBR-Core Catcher", International Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago, 1976

Literaturhinweise:

- /1/ W. Schütz, "Natrium-Verdunstungsraten zwischen 360 °C und 900 °C aus NALA-Versuchen im Labormaßstab", unveröffentlichte Notiz
- /2/ M. Sittig, "Sodium, Its Manufacture, Properties and Uses", Reinhold Publishing Corp., New York, 1956



1.26 NATRIUM - TECHNOLOGIE - VERSUCHE1.26.2 Untersuchung von Maschinenlementen in Natrium1.26.22 Betriebsverhalten von Wälzlagern<sup>F</sup>

(K. Kleefeldt, IRE)

Das Ziel dieser Untersuchungen ist die Bestimmung des Betriebsverhaltens von Kugellagern bei erhöhten Temperaturen in Natrium im Hinblick auf eine mögliche Anwendung dieses Maschinenelementes in Handhabungsmechanismen bei natriumgekühlten Reaktoren. Insbesondere sollen die Versuche Aufschluß über das Reibungs- und Verschleißverhalten sowie über die Belastbarkeit und die Lebensdauer von Kugellagern bzw. auch von Bauteilen mit rollender Bewegung allgemein geben. Nach einem ersten Werkstoffvergleich mit Kugellagern aus mehreren in der Wälzlagertechnik bekannten Werkstoffen konzentrierten sich die Untersuchungen seit der letzten Berichterstattung auf Lager aus Wolframkarbid-Cobalt-Hartmetall, welches die eindeutig günstigsten Ergebnisse erbracht hatte. Dieser Werkstoff, der sich durch hohe Härte auszeichnet, ist andererseits schwer zu verarbeiten und erforderte bei der Lagerherstellung besondere Techniken.

Die Versuche wurden mit käfiglosen Schrägkugellagern ähnlich der Typenreihe 6207 (DIN 625) mit 35 mm Bohrungsdurchmesser in Natrium bei 400°C durchgeführt. Die axiale Lagerbelastung wurde zwischen 2000 und 5000 N variiert, und die Drehzahl betrug 200 und 500 min<sup>-1</sup>. Zur Kontrolle des Verschleißes und des Lagerzustandes insgesamt fanden nach bestimmten Intervallen Zwischenkontrollen durch Vermessen des Lagergewichtes, der Einlauftiefe (das ist die axiale Annäherung der beiden Lagerringe zueinander infolge von Abrieb und/oder plastischen Verformungen an den Laufflächen) und durch visuelle Betrachtung statt. Hierzu erfolgte jeweils eine totale Zerlegung der beiden gegeneinander verspannten Versuchslager. Tab. 1 gibt Auskunft über die wichtigsten Versuchsdaten und die erreichten Lebensdauerwerte, die teilweise schon in (1) veröffentlicht wurden. Bei der Bestimmung der Lebensdauer besteht das Problem, ein geeignetes Kriterium zu finden. Weder das Verschleißgewicht noch die Reibmomentmessung, das Lagergeräusch oder das Schadensbild sind genügend genau und reproduzierbar, um damit einen

---

<sup>F</sup> Letzter Bericht in KFK 1275/2, S. 126-1

eindeutigen Zeitpunkt für das Ende der Lebensdauer definieren zu können. Dennoch zeigte sich zwischen diesen Größen ein qualitativer Zusammenhang, und die Schadensentwicklung läßt sich wie folgt charakterisieren: Nach einem Einlaufvorgang über einige tausend Umdrehungen stellt sich ein Beharrungszustand ein, während dessen keine wesentlichen Änderungen obiger Meßwerte festzustellen waren. Zu einem bestimmten Zeitpunkt setzt dann eine zunächst vereinzelte, dann rasch zunehmende Bildung von Ausbrüchen auf den Laufbahnen ein, die mit einem Anstieg des Geräusches und des Reibmomentes verbunden ist. Diese Phase propagierenden Schadens erstreckt sich je nach Belastung über einige  $10^4$  bis  $10^5$  Umdrehungen, was in Tab. 1 durch Angabe eines Bereiches für die Lebensdauer berücksichtigt ist. Außerdem ist bei gleicher Nominalbelastung die lokale Werkstoffbeanspruchung, z.B. ausgedrückt durch die Hertzsche Pressung, bei den einzelnen Ringen infolge von Geometrieabweichungen unterschiedlich, was ebenfalls zu einer Verbreiterung des Streubandes führt.

In Abb. 1 ist der Lebensdauerbereich für jeden Versuch in Abhängigkeit der berechneten größten Hertzschen Pressung aufgetragen, und man findet, daß die meisten Resultate in dieser doppeltlogarithmischen Darstellung nahe an einer Geraden liegen, die der Beziehung  $L \sim H^{-9}$  entspricht ( $L$  = Lebensdauer,  $H$  = Hertzsche Pressung). Dieser Zusammenhang ergibt sich auch für das Ermüdungsversagen von Kugellagern unter üblichen Schmierbedingungen. Größere Abweichungen von dieser Relation ergeben sich für die Versuche 18 und 20, die mit relativ niedriger Axiallast und hoher Drehzahl durchgeführt wurden. Möglicherweise ist hier ein Drehzahleinfluß vorhanden, was bei der genaueren Analyse noch überprüft werden soll.

Insgesamt lassen sich die Ergebnisse der Versuche mit Kugellagern wie folgt zusammenfassen: Kugellager aus dem hier erstmals in der Wälzlagertechnik verwendeten Hartmetall haben eine wesentlich geringere Verschleißrate und somit eine längere Lebensdauer gezeigt als Lager aus herstellungstechnisch günstigeren Werkstoffen. Für die Hartmetallager, bei denen die Lebensdauer durch Werkstoffermüdung (nicht durch Abrieb) begrenzt wird, scheint eine ähnliche Relation zwischen Lebensdauer und Belastung zu bestehen, wie sie von der konventionellen Wälzlagertechnik her bekannt ist. Jedoch ist in Natriumversuchen die statistische Absicherung dieses Zusammenhanges noch ungenügend. Immerhin wurden bei Hertzschen Pressungen zwischen ca.  $3 \cdot 10^3$  und  $4.2 \cdot 10^3$  N/mm<sup>2</sup> Lebensdauerwerte von  $10^6$  bis  $4 \cdot 10^6$  Umdrehungen bei

400 °C erreicht, das entspricht am Innenring ca.  $10^7$  bis  $4 \cdot 10^7$  Überrollungen. Absolut gesehen beträgt diese Lebensdauer nur einige % der unter normalen Wälzlagerbedingungen (gute Schmierung und etwa Raumtemperatur) erzielten Werte, jedoch erscheinen sie für intermittierend betriebene Einrichtungen ausreichend. Die käfiglose Bauform der Lager hat sich vom Verschleiß her als problemlos erwiesen. Die werkstoffbedingten hohen Herstellungskosten stellen eine Einschränkung in der Verwendung von Hartmetallagern dar. In einem Zusatzversuch (Nr. 19) wurden daher Hartmetallkugeln mit Lagerringen aus Tahl kombiniert, was aber ein negatives Ergebnis brachte.

Die Auswertung und Dokumentation sind noch nicht abgeschlossen. Weitere Versuche sind nicht vorgesehen.

Veröffentlichung:

(1) K. Kleefeldt:

Experimental Investigation of the Frictional and Wear Behaviour of Tungsten Carbide Cermet Ball Bearings under Axial Load in Liquid Sodium, Int. Conf. on Liquid Metal Techn. in Energy Production, May 3-6, 1976, Champion, Pa. USA

Tab. 1: Nominelle Versuchsbedingungen und erreichte Lebensdauer  
für WC - Co - Kugellager in Natrium

Test Nr.	Nominelle Axiallast (N)	Versuchsbedingungen Drehzahl (min <sup>-1</sup> )	Na-Temp. (°C)	Zwischenkontrollen bei (10 <sup>6</sup> Umdr.)	Lebensdauer (10 <sup>6</sup> Umdr.)
14	3000	200	400	0.2,0.4,0.8,1.6,3.2	4.0-4.2
15	3000	500	400	0.2,0.4,0.8,1.6	1.8- ?
16	5000	200	400	0.2,0.4,0.8	1.1
17	5000	500	400	0.2,0.4,0.8	1.1-1.2
18	2000	500	400	keine	1.2-1.3
19 <sup>x</sup>	3000	200	400	"	0.15-0.2
20	2000	500	400	"	0.24-0.3
21	2000	200	400	0.52,1.06,1.64,2.52	2.5-ca. 3
22	4000	200	400	0.4,	1.6-2.0

<sup>x</sup> Bei diesem Versuch waren die Ringe aus Stahl BG 42

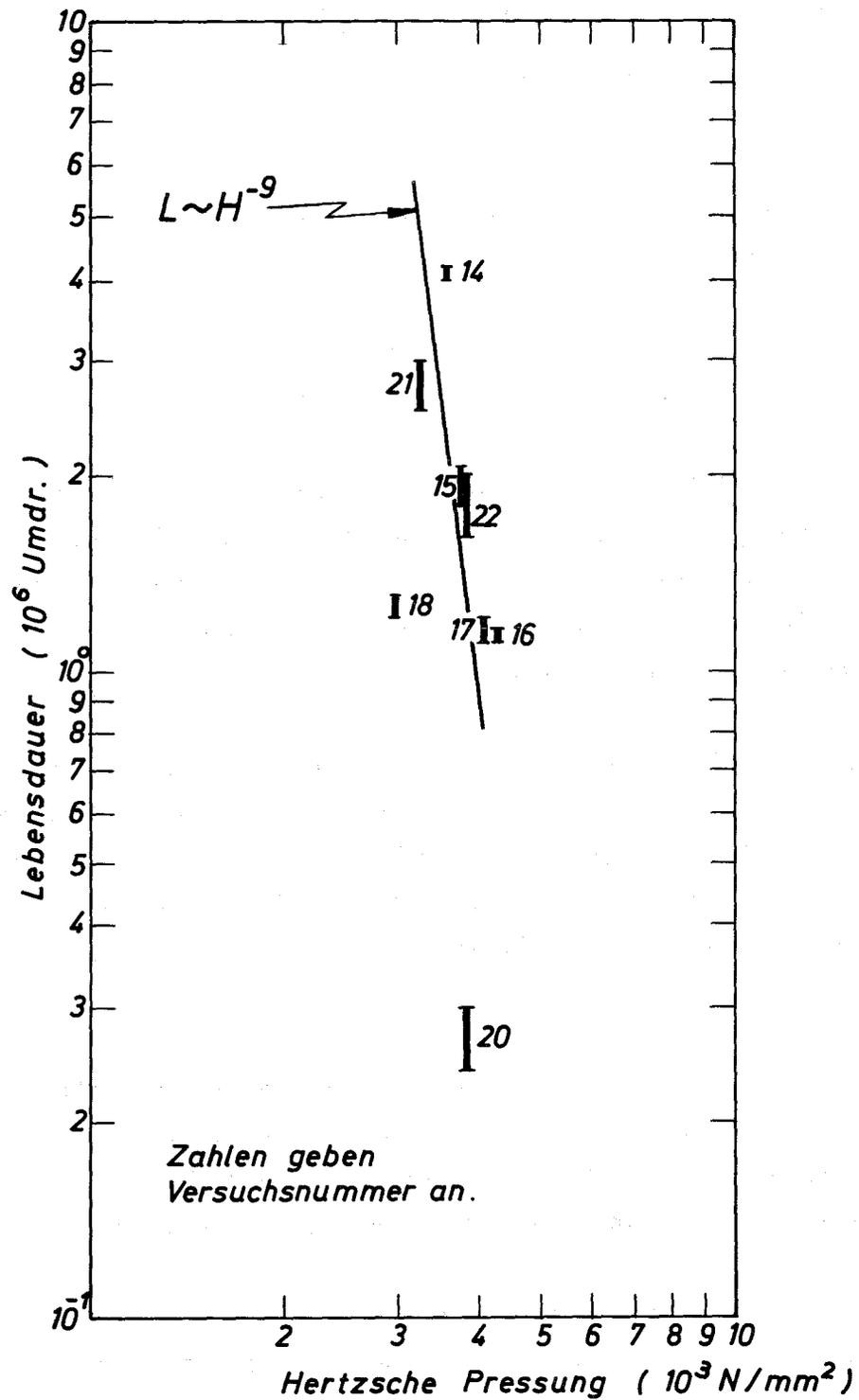


Abb. 1 - Zusammenhang zwischen Lebensdauer und Hertzischer Pressung für WC-Co-Lager in Natrium bei  $400^\circ\text{C}$

1.26.23 Verschleißuntersuchungen in Natrium\*

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

Die Reibversuche zur Ermittlung von Alternativwerkstoffen für die als Pflastermaterial favoritisierte Kobaltlegierung Stellite 6 konzentrierten sich auf:

Hastelloy C,	Tribaloy 700,
Hartchrom und	LC-1C ( $\text{Cr}_3\text{C}_2$ ).

Für Tribaloy und LC-1C wurden Reibkoeffizienten ähnlich denen von Stellite 6 gemessen. Bei den Versuchen hat sich die Oberflächenqualität als wichtiger Parameter erwiesen. Mit Rauhtiefen  $R_t > 10 \mu\text{m}$  wurden teilweise günstigere Reibwerte erzielt als mit glatteren Oberflächen. Die Haftfestigkeit der Tribaloy-Beschichtung ist noch nicht zufriedenstellend.

Die seit Juni 1976 zur Beschichtung in Hanford, USA, befindlichen Werkstoffproben waren zum Jahresende noch nicht eingetroffen. Es wurden daher vorsorglich weitere Substrate an die Europ. UNION CARBIDE zur Beschichtung mit LC-1C geliefert. Ebenso wurden mit verschiedenen deutschen Firmen Kontakte aufgenommen, bei denen die Alitierung von Inconel 718 durchgeführt werden kann. Probematerial hierfür wurde bereitgestellt.

Da ferritische Stähle als back-up-Lösung für die austenitischen Struktur- und Hüllwerkstoffe diskutiert werden, erschien es wichtig, auch das tribologische Verhalten einiger derartiger Materialien zu untersuchen. Hierzu wurden der Stahl 1.6770 und der als Brennelement-Kastenwerkstoff betrachtete Stahl 1.4914 ausgewählt.

Das Reibverhalten der Paarungen "Stahl gegen Stahl" war unter den Standardbedingungen unbefriedigend. Mit den Paarungen Stahl gegen Hartlegierung (Colmonoy 5) wurden erheblich günstigere Reibkoeffizienten und geringere Verschleißraten gemessen. In Abb. 2 sind zum Vergleich die ermittelten Reibwerte aufgetragen.

---

\* BzFE-Nr. 212.7

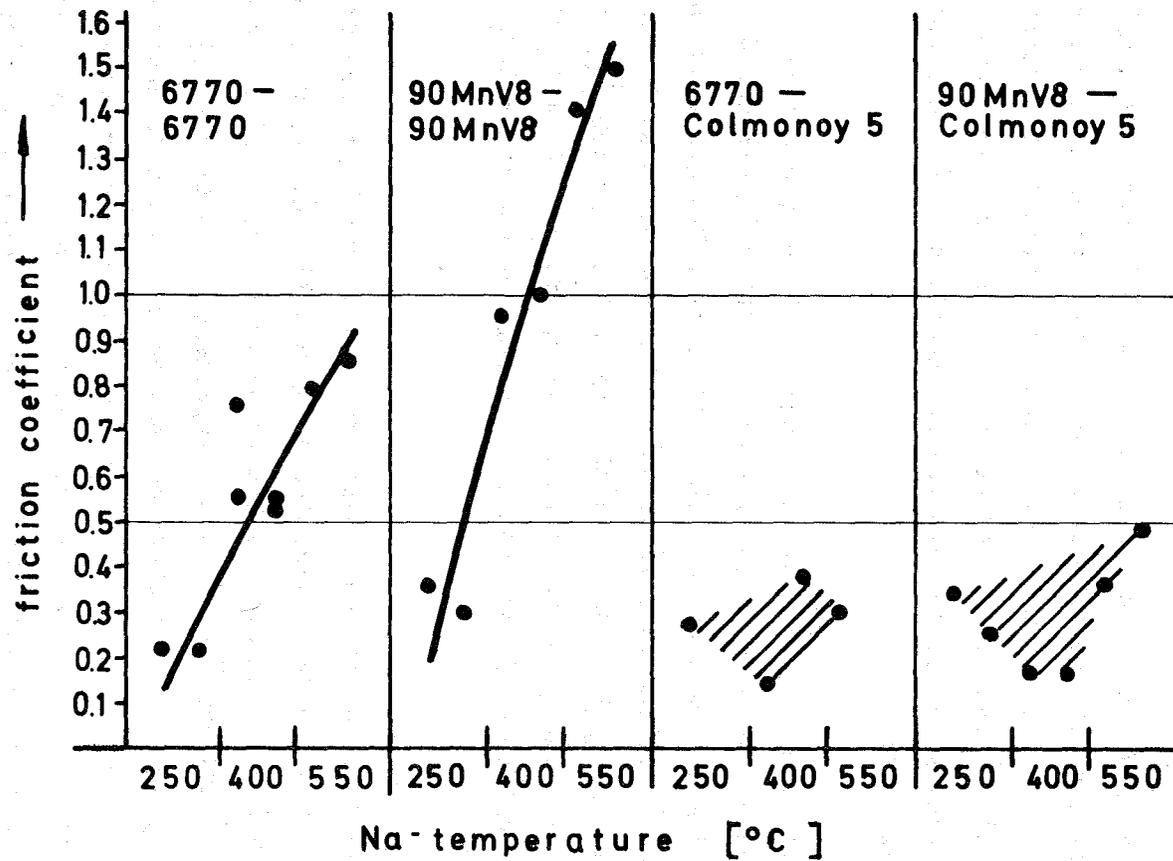


Abb. 2

## FRICION COEFFICIENT OF MATERIALS IN LIQUID SODIUM

Standard condition : pressure  $2.4 \cdot 10^6 \text{ N/m}^2$ , rubbing distance  $10^5 \text{ cm}$

### 1.26.3 Thermo- und fluiddynamische Untersuchungen in Natrium

#### 1.26.33 Lokale thermo- und fluiddynamische Untersuchungen an Bündelgeometrien \*

##### Untersuchungen in Natriumströmung (19-Stabbündel-Exp.)

(R. Möller, M. Kolodziej, H. Tschöke, IRB)

Die azimutale Temperaturvariation in den am stärksten belasteten Randstab-Hüllen des Brennelementes wird entscheidend von der Geometrieänderung der Teilkanäle am Stabumfang beeinflusst (unterschiedliche Wandabstände Eckkanalgeometrie). Am stärksten wirken sich diese Geometrieinflüsse bei den Eckstäben aus. Dies sind wesentliche Erkenntnisse aus den bisherigen experimentellen Untersuchungen am 19-Stabbündel-Modell (1).

Für das Versuchsmodell sind die aus der Versuchsserie 1 und 2 ermittelten max. Temperaturdifferenzen  $\Delta\bar{T}^*$  am Umfang des Eckstabes in Abhängigkeit von der beheizten Länge  $L_B$  in dimensionsloser Form für verschiedene Pécletzahlen in Abb. 3 aufgetragen. Diese  $\Delta\bar{T}^*$  stellen Mittelwerte aus den gemessenen max. Temperaturdifferenzen im Bereich  $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$  (linke Stabhälfte) und  $180^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$  (rechte Stabhälfte) dar. Für große und mittlere (reaktortypische) Pe-Zahlen steigen die max. azimutalen Temperaturdifferenzen mit zunehmender beheizter Länge praktisch linear an.

Wie stark die Hüllwandtemperaturen des Eckstabes bereits durch geringe von der nominellen Geometrie abweichende Kühlkanaländerungen beeinflusst werden, zeigen in Abb. 4 die gemessenen max. Temperaturdifferenzen am Umfang jeweils für den Bereich  $0^\circ \leq \varphi \leq 180^\circ$  und  $180^\circ \leq \varphi \leq 360^\circ$  in dimensionsloser Form als Funktion der beheizten Länge  $L_B$ . Aus der Differenz der beiden Kurven ist zu erkennen, daß sich bereits bei einer kleinen Verlagerung des Bündels im Führungskasten von rund 0.1 mm (die Ursache dafür sind die erforderlichen Toleranzen zwischen Kasten und den axial verschiebbaren Abstandshaltern) die azimutalen Temperaturdifferenzen des verschobenen Eckstabes um rund 50 % ändern.

---

\* BzFE-Nr. 451.1

Zur Klärung dieser Probleme müssen die örtlichen Temperaturfelder der Eckzone unter Einschluß von Kastenwand und Stabzonen und unter Berücksichtigung des Impuls- und Energieaustausches zwischen den Teilkanälen berechnet und durch geeignete systematische Experimente abgestützt werden.

Um den entscheidenden Einfluß des Wandabstandes auf die mittleren Teilkanaltemperaturen des Randbereiches zu verdeutlichen, sind diese in Abb. 5 (1) für die Teilkanaltypen am Umfang der Randstäbe als Funktion des Wandabstandes (W-R) aufgetragen. Der Eckradius wurde konstant gehalten. Die Kurven wurden mit dem Subchannel-Code ARTIS /1/ berechnet. Das Diagramm zeigt:

- Mit zunehmendem Wandabstand nehmen die mittleren Temperaturen der Eck- (E) und Wandkanäle (W) ab, diejenigen der Zentral- (Z) und Quasizentral-Kanäle (ZW) zu.
- Aufgrund der unterschiedlichen Gradienten der einzelnen Kurven ( $0.1 \text{ K/mm} < \frac{\Delta T}{\Delta W} < 0.6 \text{ K/mm}$ ), ergeben sich bei geringfügigen Änderungen des Wandabstandes stark unterschiedliche Temperaturänderungen zwischen den jeweils betrachteten Teilkanälen.
- Durch die z.T. gegenläufigen Abhängigkeiten der Teilkanaltemperaturen im betrachteten für die Praxis interessanten Bereich unterschiedlicher Wandabstände sind die peripheren Teilkanäle im Vergleich zu Nachbarkanälen "kalte" oder "heiße" Kanäle.
- Für die Modellgeometrie ( $W/R = 1,38$ ) betragen die maximalen Temperaturdifferenzen der berechneten mittleren Teilkanaltemperaturen für den Wandstab etwa 9K und für den Eckstab etwa 12K mit rund  $\pm 2,5\text{K}$  Schwankungsbreite für eine angenommene Toleranz des Wandabstandes von z.B.  $\Delta W = \pm 0,1 \text{ mm}$ .

Die gemessenen maximalen azimutalen Temperaturdifferenzen in den Stabhüllen bei vergleichbaren Betriebsbedingungen betragen für den Wandstab 21K und für den Eckstab 15 bis 22K. (Die Meßstellen in den Stabhüllen lagen im Mittel 0,25 mm unter der Oberfläche, vergl. (1)).

---

/1/ G. Straub

Berechnung der Temperatur- und Geschwindigkeitsfelder in parallel angeströmten Brennstabbündeln schneller natriumgekühlter Brutreaktoren (ARTIS-Code)

	<u>Rechnung</u> Subchannel-Code max. $\Delta T$ zwischen mittl. Teilkanal- Temperaturen	<u>Rechnung</u> Subchannel-Code max. $\Delta T$ am Hüll- rohrumfang	<u>GfK-Experiment</u> max. azimutale $\Delta T$ im Hüll- rohr
Wandstab	9K $\pm$ 2k <sup>+) )</sup>	<9k <sup>++)</sup>	21K
Eckstab	12K $\pm$ 3k <sup>+) )</sup>	ähnlich <sup>++)</sup>	15....22K

+ ) angenommene Toleranzen des Wandabstandes :  $\Delta W = \pm 0,1$  mm

++) zur Zeit gebräuchliche teilkanalspezifische Wärmeübergangszahlen /2/.

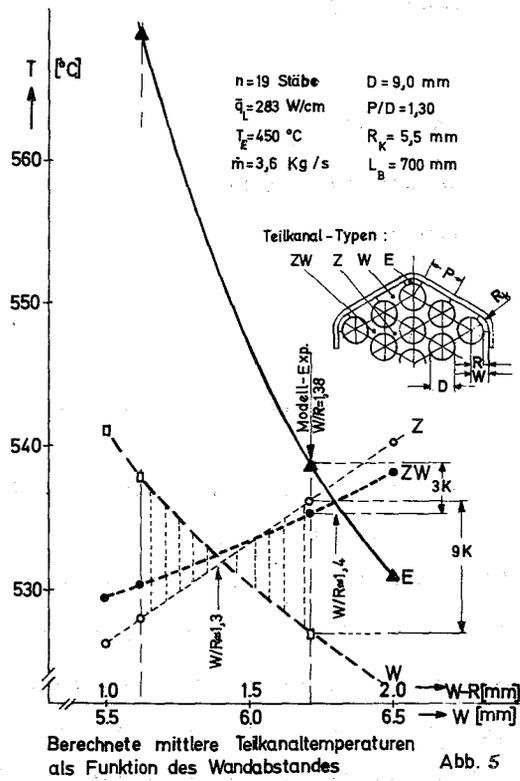
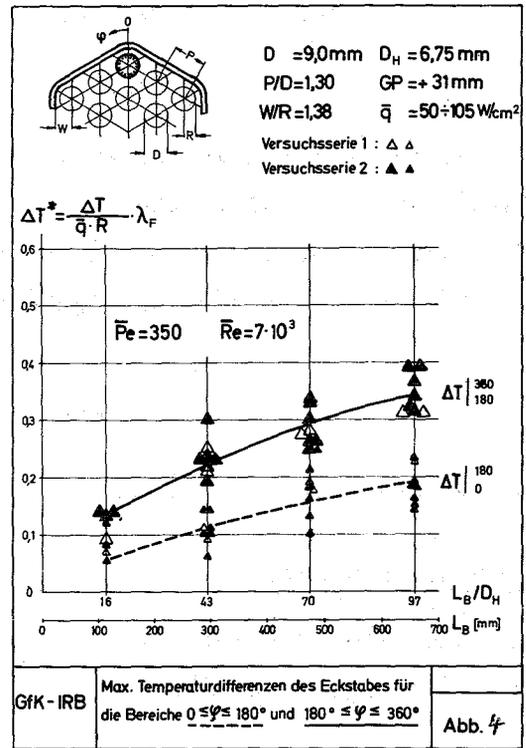
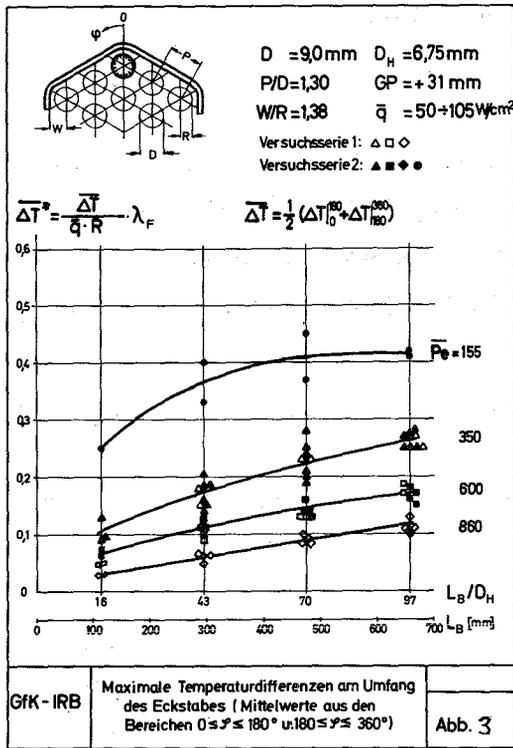
Für die extrem ungleichmäßig gekühlten Randstäbe des SNR-Brennelementes führt die Berechnung der Hüllwandtemperatur-Verteilung mit Hilfe der z.Z. für die thermohydraulische Auslegung noch gebräuchlichen Subchannel-Codes zu nicht tolerierbaren Abweichungen zum Experiment. Im angeführten Beispiel erhält man mit den z.Z. gebräuchlichen teilkanalspezifischen Wärmeübergangszahlen /2/ für die Randstäbe wesentlich zu kleine azimutale Temperaturdifferenzen.

Die Hauptgründe dafür sind:

- Die Subchannel-Codes wurden speziell zur Berechnung der thermohydraulischen Mittelwerte in den Teilkanälen entwickelt.
- Für die im Randbereich vorliegenden komplizierten Kühlkanalgeometrien fehlen die Wärmeübergangsbeziehungen.
- Zur zuverlässigen Berechnung der Massenstromverteilung und des Energieaustausches im Randbereich sind weitere stützende Experimente erforderlich, um die derzeitigen Unsicherheiten in den empirisch gewonnenen Eingabegrößen zu verkleinern.

#### Veröffentlichung:

- (1) R. Möller, H. Tschöke, M. Kolodziej  
Experimentelle Bestimmung von Temperaturfeldern in natriumdurchströmten Bündeln mit hexagonaler Stabanordnung und gitterförmigen Abstandshaltern  
KFK 2356, Januar 1977



1.26.35 Entwicklung elektrischer Heizstäbe\*

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

Die Entwicklung elektrischer Heizstäbe für Natriumsiederversuche (1.23.3) wurde abgeschlossen. Die Heizstäbe erlauben es, angenommene Störfälle des SNR-300 out-of-pile in elektrisch beheizten Brennstabbündeln zu untersuchen. Die Entwicklung wurde in zwei Stufen durchgeführt, die wie folgt spezifiziert waren:

	Entwicklungsstufe I	Entwicklungsstufe II
<u>Betriebsbedingungen:</u>		
Heizflächenbelastung ( $W/cm^2$ )	170	250
Kühlmitteltemperaturen ( $^{\circ}C$ )	950	1050
<u>Werkstoffe:</u>		
Hüllrohr	1.4981	Tantal
Isolator	BN-Pulver	BN-Pulver
Heizwendel	70Ni/30Cr	Ta/10Wo
Stützkeramik in Heizwendel	MgO-Pulver	heiß-gepreßtes BN
Stromzuführungs- Bolzen (unten)	Cr-Ni-Verbindungs- stück	Tantal
Stromabfuhr- Bolzen (oben)	Ni	Tantal

Der grundsätzliche Aufbau der Stäbe ist in Abb. 6 dargestellt. Die Hüllrohre der Heizstäbe simulieren die Hüllrohre der Brennstäbe und besitzen deshalb Durchmesser von 6,0 bzw. 7,6 mm (SNR-300). Im Hüllrohr befindet sich der elektrische Stromleiter; auf der Stromanschlußseite (unten) und in der beheizten Zone (Bandwendel) ist er durch eine Isolierschicht aus verdichtetem Bornitridpulver vom Hüllrohr elektrisch getrennt, auf der gegenüberliegenden Seite ist er im Hüllrohr geerdet. Die Heizwendel wird innen von einer Keramik etwa gleicher Wärmedehnung abgestützt, um eine plastische Deformation des Stromleiters infolge Wärmespannungen zu vermeiden.

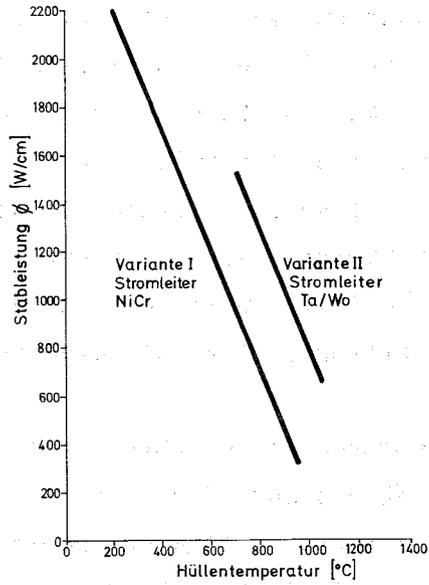
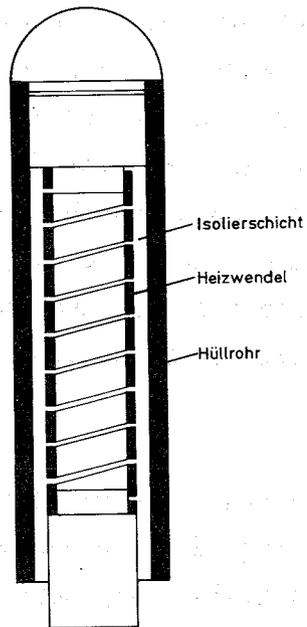
\* BzFE-Nr. 933.2. Letzter Beitrag in KFK 1276/1, S. 126-11

Bei der Fertigung der Heizstäbe wird die Verdichtung der Keramik im Stromleiter und des Bornitridpulvers im Ringspalt durch Rundhämmern erreicht. Dabei reduziert sich der Durchmesser. Infolge der geringen Härte von Bornitrid verdichtet es sich beim Rundhämmern recht schnell auf eine Dichte von etwa  $2,05 \text{ gr/cm}^3$ . Weitere Durchmesserreduktionen bringen keine weitere Dichtezunahme. Die hier beschriebenen Heizstäbe werden um das Doppelte im Durchmesser reduziert, als zur Verdichtung des Bornitridpulvers erforderlich ist. Dadurch können Zonen zu geringer Bornitridichte ausgeschlossen werden. Da eine zu geringe Dichte einen zu kleinen Wärmedurchgang zwischen Stromleiter und Hülle bewirkt, würden solche Heizstäbe im Betrieb vorzeitig versagen. Die hohe Betriebssicherheit der Heizstäbe führen wir deshalb zum einen auf das Konstruktions- und Fertigungsprinzip mit sehr starker Durchmesserreduktion zurück, zum andern auf die sehr zuverlässige Produktion in der Hauptwerkstatt der Gesellschaft für Kernforschung.

Heizstäbe der Entwicklungsstufe I besitzen einen nahezu temperaturunabhängigen elektrischen Widerstand. Dies ist besonders wichtig für Untersuchungen zum lokalen Sieden. Dabei treten infolge angenommener Kühlkanalblockaden sehr unterschiedliche Kühlmitteltemperaturen auf. Heizstäbe der Stufe I erzeugen auch in diesem Falle einen von der örtlichen Kühlmitteltemperatur unabhängigen Wärmefluß.

Wie die bisherige Erprobung gezeigt hat, können die Heizstäbe bei den definierten Bedingungen bis zum "dryout" gefahren werden. Daher war es bisher nicht erforderlich, Heizstäbe der Entwicklungsstufe II für Siederversuche einzusetzen. Diese Stäbe weisen nicht den Vorteil temperaturunabhängiger Wärmeproduktion auf, da der Stromleiter aus Tantal 10 % Wolfram seinen elektrischen Widerstand mit der Temperatur ändert.

Abb. 7 zeigt das Leistungsdiagramm beider Heizstabtypen als Funktion der Hüllentemperatur. Es wurde aufgrund der Erprobung von mehr als 20 Heizstäben je Typ erstellt. Bisher wurden im IRE die Heizstäbe der Entwicklungsstufe I in zwei Siebenstabbündeln und in einem 169-Stabbündel mit 88 beheizten Stäben erfolgreich unter Siedebedingungen eingesetzt.



**Abb. 6**  
Heizstablängsschnitt

**Abb. 7**  
Leistungsdiagramm für Heizstäbe

1.27 THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE ARBEITEN FÜR GASGEKÜHLTE SCHNELLE BRÜTER <sup>G</sup>Vergleich gemessener und berechneter Wandschubspannungsverteilungen in einem Wandkanal eines Stabbündels(K. Rehme, INR)<sup>+</sup>

Um festzustellen, wie gut die Geschwindigkeits- und Wandschubspannungsverteilungen in Stabbündeln mit Rechenprogrammen vorausberechnet werden können, wurden für einen Wandkanal eines Stabbündels Rechnungen durchgeführt. Die Rechenergebnisse werden mit den gemessenen Werten, über die bereits früher berichtet wurde (KFK 1274/3), verglichen.

Die Rechnungen wurden mit dem Code VELASCO /1/ für ein Stababstandsverhältnis  $P/D = 1.071$  und ein Wandabstandsverhältnis von  $P/D = 1.072$  und eine Reynoldszahl von  $Re = 8.7 \cdot 10^4$  durchgeführt. Der VELASCO-Code ist das Rechenprogramm, das für eine fluiddynamische Analyse für Stabbündel am weitesten entwickelt und gut geeignet ist. In dem Modell des Codes werden anisotrope Wirbelviskositäten und Sekundärströmungen berücksichtigt.

Die mit VELASCO berechnete Verteilung der zeitlichen Mittelwerte der Strömungsgeschwindigkeit erweist sich als erheblich ungleichmäßiger als die gemessene Verteilung. Der Unterschied zwischen Rechnung und Messung wird deutlich aus der in Abb. 1 dargestellten Verteilung der Maximalgeschwindigkeit über dem Stab- bzw. Kanalwandumfang. So ergibt sich für das Verhältnis von Maximalgeschwindigkeit zu Maximalgeschwindigkeit im engsten Querschnitt zwischen Stab und Wand aus den Rechnungen der Wert 1.58, nach den Messungen jedoch nur 1.41. Ein ganz ähnliches Ergebnis ergibt sich beim Vergleich der berechneten und gemessenen Wandschubspannungsverteilung. Abb. 2 zeigt diesen Vergleich für die Stabwand ( $r/\phi$ ) und für die Kanalwand ( $x/y$ ). Aus den Messungen ergibt sich die maximale Wandschubspannung an der Kanalwand, während sie bei den Rechnungen an der Stabwand auftritt. Das Verhältnis von maximaler zu minimaler Wandschubspannung, das dem Verhältnis von minimaler zu maximaler Wandtemperatur proportional ist, wird durch die VELASCO-Rechnungen deutlich überschätzt. Dieses Verhältnis ist für die Stabwand 1.35 (Messung) bzw. 1.74 (Rechnung) und für

---

<sup>+</sup>Letzter Bericht KFK 1276/2, S. 127-4

die Kanalwand 1.44 (Messung) bzw. 1.74 (Rechnung).

Der Grund für diese Diskrepanz liegt in den Modellannahmen für den Impulsaustausch im VELASCO-Code. Insbesondere wirkt sich der Ansatz in VELASCO für die azimuthale Wirbelviskosität aus: die dimensionslose azimuthale Wirbelviskosität wird in radialer Richtung konstant zu  $\epsilon_{\phi}^{+} = 0.154$  angenommen, das entspricht etwa dem 2-fachen Wert des Maximums der dimensionslosen radialen Wirbelviskosität nach REICHARDT /2/ für das Kreisrohr.

Aus den Messungen der Korrelationen der Schwankungsgeschwindigkeiten  $-\overline{u'v'}$  und  $-\overline{u'w'}$  und der gemessenen Geschwindigkeitsverteilung wurden die dimensionslosen Wirbelviskositäten zu

$$\epsilon_r^{+} = \frac{-\overline{u'v'}}{\frac{\partial u}{\partial r} L \cdot u^{*}}, \text{ bzw.}$$

$$\epsilon_{\phi}^{+} = \frac{-\overline{u'w'}}{\frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial \phi} L u^{*}}$$

berechnet, wobei  $u^{*}$  die Wandschubspannungsgeschwindigkeit und L die Länge des Geschwindigkeitsprofils zwischen der Wand und der Maximalgeschwindigkeit ist. Die Meßergebnisse zeigen, daß zwar die radiale Wirbelviskosität senkrecht zu den Stab- und Kanalwänden etwa die gleiche Verteilung wie beim Kreisrohr aufweist, daß aber die azimuthalen Wirbelviskositäten stark ortsabhängig sind und sich deutlich vom in VELASCO verwendeten Wert unterscheiden (bis zum Faktor 100).

Um die Ansätze in VELASCO an die Meßergebnisse anzupassen, wurde eine Reihe von Rechnungen durchgeführt. Abb. 3 zeigt zur Erläuterung der dabei erzielten Ergebnisse einige Beispiele. Zunächst wurde  $\epsilon_{\phi}^{+} = 1.155$  gesetzt, d.h. gegenüber dem Standard-Wert ein Faktor 7.5. Die Unterschiede zwischen berechneten und gemessenen Werten werden dadurch reduziert, jedoch wird keine Übereinstimmung im Verlauf der Wandschubspannungen gefunden. Weiterhin wurde die azimuthale Wirbelviskosität in Abhängigkeit von der Position am Umfang des Stabes bzw. der Kanalwand variabel eingegeben. In Anlehnung an den Verlauf der Meßwerte wurde die azimuthale Wirbelviskosität in den engsten Querschnitten um den Faktor F erhöht und linear entlang der Wand bis auf den Standardwert ( $\epsilon_{\phi}^{+} = 0.154$ )

am Ort der Maximalgeschwindigkeit ( $r/\phi = 45$  grad bzw.  $x/y = 84.4$  mm) reduziert. Die Anpassung an die gemessene Wandschubspannungsverteilung wurde dadurch nicht wesentlich verbessert. Eine Vernachlässigung der Sekundärströmung ( $C_{\text{sek}} = 0$ ) bei einem Faktor  $F = 25$  (Kurve 2) ergab noch die beste Übereinstimmung für die Kanalwand ( $x/y$ ) und für den Bereich der Stabwand zwischen 45 und 90 grad. Die Abweichungen zwischen den Meßwerten und dem berechneten Verlauf sind jedoch im Bereich 0 bis 45 grad für die Stabwand beträchtlich.

Der Versuch, den VELASCO-Code an die Meßwerte anzupassen, verlief nicht zufriedenstellend. Vermutlich spielt der Ansatz einer über dem Radius konstanten azimuthalen Wirbelviskosität ebenfalls eine Rolle. Die Meßergebnisse zeigen nämlich, daß die azimuthale Wirbelviskosität eine Funktion des Wandabstandes ist, und zwar steigen die Werte mit wachsendem Wandabstand zunächst etwa auf das Doppelte an und fallen nach Durchlaufen eines Maximums wieder leicht ab. Eine Änderung des VELASCO-Codes in dieser Richtung läßt sich allerdings nicht so leicht verifizieren. Von großem Interesse wäre es, die Auswirkungen der neuen Meßergebnisse auf die Variation der Wandtemperatur am Stabumfang festzustellen. Rechenprogramme, mit denen derartige Untersuchungen durchgeführt werden können, sind leider nicht verfügbar.

#### Referenzen:

- /1/ W. Eifler und R. Nijsing, EUR-4950e (1973)
- /2/ H. Reichardt, ZAMM 31, 208 (1951)

#### Veröffentlichungen im Berichtszeitraum:

- (1) K. Rehme  
Experimentelle thermo- und fluiddynamische Untersuchungen an einem 19-Stabbündel mit künstlichen Oberflächenrauigkeiten, KFK-2313 (August 1976)
- (2) W. Baumann, M. Dalle Donne, J. Marek, A. Martelli, L. Meyer and K. Rehme  
GCFR heat transfer experiments at Karlsruhe, GCFR Gas Loop Experimenter's Meeting, Washington, D.C. (November 1976)
- (3) K. Rehme  
Wärmeabfuhr aus gasgekühlten Reaktorbrennelementen  
Energietechnisches Kolloquium, TU Hannover (Dezember 1976)

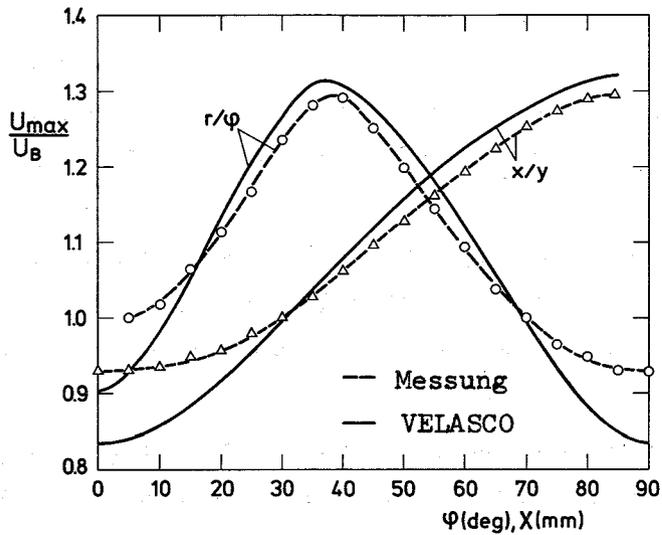


Abb. 1 Gemessene und berechnete Verteilung der Maximalgeschwindigkeit

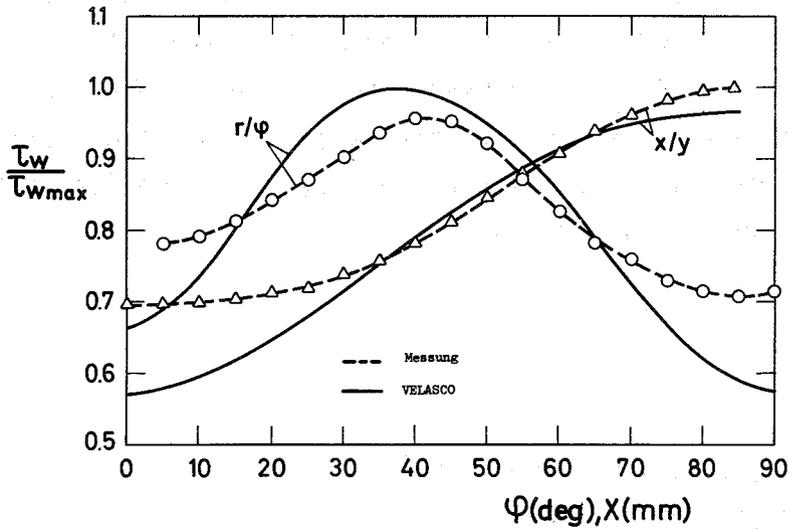


Abb. 2 Gemessene und berechnete Wandschubspannungsverteilung

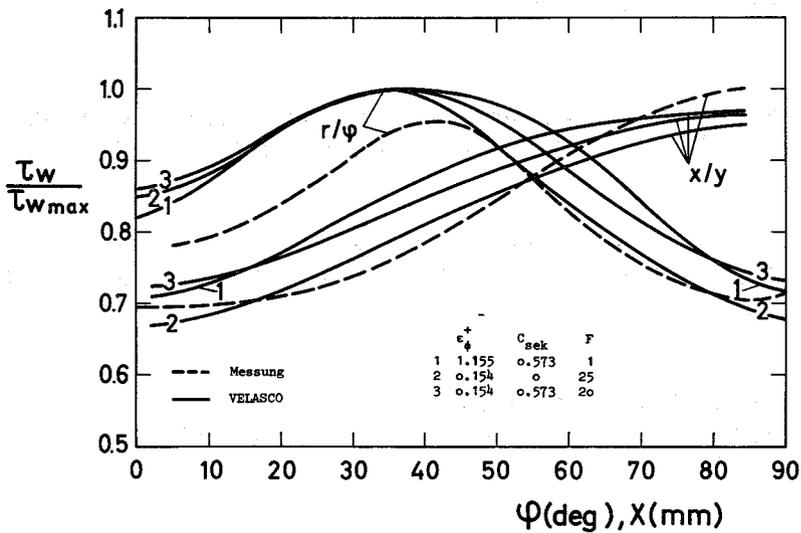


Abb. 3 Gemessene und berechnete Wandschubspannungsverteilungen

1.29 ENTWURFSSTUDIEN ZU NATRIUMGEKÜHLTEN BRÜTREAKTOREN1.29.13 Untersuchung der Austauschkoefizienten für Impuls und Enthalpie in turbulenter KanalströmungNumerische Experimente zur Untersuchung des Wärmetransportes in turbulenter Flüssigmetallströmung in Ringspalten<sup>G</sup>

(G.Grötzbach, IRE)

Bei der thermohydraulischen Auslegung von Reaktorbrennelementen mit statistischen Turbulenzmodellen, z.B. den Rechenprogrammen VERA und TERA [1], werden Informationen über die turbulente Prandtl-Zahl  $Pr_t$  benötigt, die das Verhältnis von turbulenter Austauschgröße für Impuls  $\epsilon_m$  zu der für Wärme  $\epsilon_h$  ist. Diese Größe ist trotz umfangreicher experimenteller Untersuchungen, z.B. [2,3], für Flüssigmetalle nur sehr schlecht als Funktion von Prandtl-Zahl, Reynolds-Zahl und Wandabstand bekannt.

In [4] wurde die direkte numerische Simulation turbulenter Strömungen vorgestellt. Diese Methode basiert auf den vollständigen 3-dimensionalen, instationären Impuls- und Kontinuitäts-gleichungen. Der Impulsaustausch der durch die Maschennetze nicht aufgelösten Wirbel wird durch Feinstrukturmodelle simuliert. Dieses Verfahren wurde inzwischen auf die Simulation turbulenter Temperaturfelder für Fluide aller Prandtl-Zahlen und bezüglich der Anwendung auf kleine Reynolds-Zahlen erweitert und in dem Rechenprogramm TURBIT-2 verwirklicht [5,6]. Damit ist es möglich, auch turbulente Prandtl-Zahlen durch "numerische Experimente" zu bestimmen. Die Leistungsfähigkeit des Simulationsverfahrens wurde in [6] an ersten Ergebnissen für einen Plattenkanal demonstriert. Zwischenzeitlich wurden weitere Rechnungen für verschiedene Reynolds-Zahlen, Prandtl-Zahlen und Radienverhältnisse durchgeführt. Die Auswertung dieser Rechnungen ist noch nicht vollständig abgeschlossen.

Hier werden Ergebnisse für zwei weitere Simulationsrechnungen von zwei Flüssigmetallströmungen in Ringspalten gezeigt. Beide Ringspalte werden an der Innenseite durch einen konstanten Wärmestrom beheizt und sind an der Außenwand adiabat. Der Fall a) entspricht den Experimenten in [3], d.h. das Radienverhältnis ist  $R_1/R_2 = 0.48$ , die Prandtl-Zahl  $Pr = 0.0214$  (Queck-

<sup>G</sup> Letzter Bericht in KFK 1276/2, S. 129-6

silber) und die mit der Kanalweite gebildete Reynolds-Zahl  $Re_D = 50000$ . im Fall b) ist  $Pr = 0.007$  (Natrium) und  $R_1/R_2 = 0.25$ . Im letzten Fall löst das verwendete Maschennetz mit  $32 \cdot 32 \cdot 16$  Maschen alle wesentlichen Temperaturschwankungen auf, d.h. es werden keine Temperaturfeinstrukturmodelle, und damit keine empirischen Parameter zum Temperaturfeld benötigt.

Als integrale Bewertung der simulierten Geschwindigkeitsfelder können die Reibbeiwerte  $c_f$  angegeben werden, die mit  $c_f = 0.01835$  im Falle a) bzw.  $c_f = 0.01826$  im Falle b) sehr gut mit experimentellen Ergebnissen übereinstimmen und auch die Abhängigkeit vom Radienverhältnis /7/ gut wiedergegeben. Die Auswertung der zugehörigen Temperaturfelder liefert die mit der Kanalweite  $D$  gebildeten Nusselt-Zahlen a)  $Nu_D = 7.20$  und b)  $Nu_D = 4.66$ . Die zu diesen Nusselt-Zahlen gehörigen berechneten Temperaturprofile können nur im Falle a) sinnvoll mit experimentellen Ergebnissen verglichen werden. Da diese Abweichungen sehr gering sind, soll selbst die gute Übereinstimmung an einem Testverlauf (Fall c) mit nur  $16 \cdot 16 \cdot 16$  Maschen demonstriert werden. Bei diesen Rechnungen war  $R_1/R_2 = 0.45$  und  $Re_D = 70000$ . Die Abb. 1 zeigt, daß auch bei diesem Maschennetz das berechnete Temperaturprofil sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen von Dwyer u.a. /3/ übereinstimmt. Die Abweichungen sind überall kleiner als 5 %. Der Kurvenverlauf ist glatt und läßt auf ausreichende Mittelungszeiten schließen.

Wie die ausgewerteten Temperaturschwankungsfelder der Fälle a) und b) zu einem beliebigen Zeitpunkt aussehen, zeigt ein Schnitt durch den Kanal senkrecht zur Hauptströmungsrichtung (Abb. 2). Man erkennt, daß an der Innenwand der Kanäle starke Schwankungen auftreten, daß der Ort des Schwankungsmaximums in einiger Entfernung von der Wand liegt (ca. 20 - 30 %), daß bei der kleineren Prandtl-Zahl die räumlichen Bereiche gleicher Temperaturschwankungen (auch in der Hauptströmungsrichtung /6/) größer sind, und daß die Amplitude der Schwankungen kleiner ist. D.h., daß bei Flüssigmetallen die Temperaturschwankungen mit abnehmender Prandtl-Zahl zwar abnehmen, aber gleichzeitig bei kleineren Frequenzen an Bedeutung gewinnen. Diese Effekte sind weitestgehend aus Experimenten bekannt und werden hier auch quantitativ gut wiedergegeben. Jedoch kann die Bedeutung der niedrigen Frequenzen bei physikalischen Experimenten aufgrund vielerlei Störeinflüsse meist nur schwer nachgewiesen werden /6/.

Die Abb. 3 zeigt die aus den simulierten Geschwindigkeits- und Temperaturfeldern berechneten turbulenten Austauschgrößen. Im Falle a) nimmt die Wärmeaustauschgröße  $\epsilon_h$  von innen nach außen um etwa 10 % zu und es ist  $\epsilon_m \approx \epsilon_h$ . Da der Verlauf von  $\epsilon_h$  trotz adiabater Außenwand qualitativ dem Verlauf in Rohren oder Plattenkanälen mit beidseitiger Wärmezufuhr oder Abfuhr entspricht, kann man aus diesem Ergebnis schließen, daß  $\epsilon_h$  weitestgehend unabhängig von der Art der thermischen Randbedingungen ist. Dieses Ergebnis ist wegen der starken Abhängigkeit der Temperaturschwankungsfelder von den Randbedingungen (s. Abb. 2) nicht gerade einleuchtend. Die Impulsaustauschgröße  $\epsilon_m$  ist an der Innenwand geringfügig kleiner, als an der Außenwand, was dazu führt, daß  $Pr_t$  an der Innenwand bei ca. 0.9 liegt, und außen bei 1.05. Dies stimmt sehr gut mit den experimentellen Ergebnissen zu  $\epsilon_h$  und den Abschätzungen von  $Pr_t$  in [ 3 ] überein. Allerdings würde man sich hier etwas längere Mittelungs- und damit Simulationszeiten wünschen, um glattere Kurvenverläufe von  $\epsilon_m$  zu bekommen.

Dies betrifft auch die Ergebnisse zu Fall b). Hier, bei Natrium, ist die Wärmeaustauschgröße  $\epsilon_h$  wesentlich kleiner als die Impulsaustauschgröße. Sie hängen beide wegen des geringeren Radienverhältnisses stärker vom Wandabstand ab. Die Werte sind innen niedriger als außen. Bei vielen physikalischen Experimenten beobachtet man mit zunehmendem Wärmestrom ein umgekehrtes Ergebnis in  $\epsilon_m$  [ 8 ], was auf eine erhöhte Turbulenzproduktion durch Auftriebskräfte an der beheizten Wand zurückgeführt werden muß, aber bei der Interpretation und Modellumsetzung der Ergebnisse oft nicht berücksichtigt wird. Die aus dem geglätteten  $\epsilon_m$  Verlauf berechneten turbulenten Prandtl-Zahlen reichen von 1.7 an der Innenwand, bis zu 1.85 an der Außenwand. Sie liegen damit auch beim Ringspalt in einem Bereich, wie man ihn von Rohren her kennt [ 2 ].

Diese Ergebnisse zeigen, daß die numerische Simulation turbulenter Geschwindigkeits- und Temperaturfelder nicht nur im Bereich der Nachrechnung physikalischer Experimente und in der Untersuchung von verschiedenen Einflüssen unter "clean conditions" einsetzbar ist, was bei der Erstellung von statistischen Turbulenzmodellen sehr hilfreich sein kann, sondern daß sie durchaus auch zur Unterstützung, zur Extrapolation und auch als Ersatz für physikalische Experimente herangezogen werden kann.

Literatur

- [1] R.Meyder: Nuc. Engng. Des. 35, 1975, 181-189  
 [2] H.Fuchs: EIR-Ber. Nr. 241, Würenlingen, 1973  
 [3] O.E.Dwyer, P.J.Hlavac, B.G.Nimmo: eingereicht bei  
 Int. J. Heat Mass Transfer, 1976  
 [4] U.Schumann: J. Com. Phys., 18, 1975, 376-404  
 [5] G.Grötzbach: KFK 1275/3, 1975, 129-1 - 129-6  
 [6] G.Grötzbach: KFK 1276/2, 1976, 129-6 - 129-11  
 [7] K.Rehme: J.Fluid Mech. 64, 1974, 263-287  
 [8] H.D.Ball, N.Z.Azer in Landis, R.B., Hordemann, G.J. (ed.), Proc.  
 1972, Heat Trans. + Fluid Mech. Inst., Stanf. Univ. Press 1972, 19-38

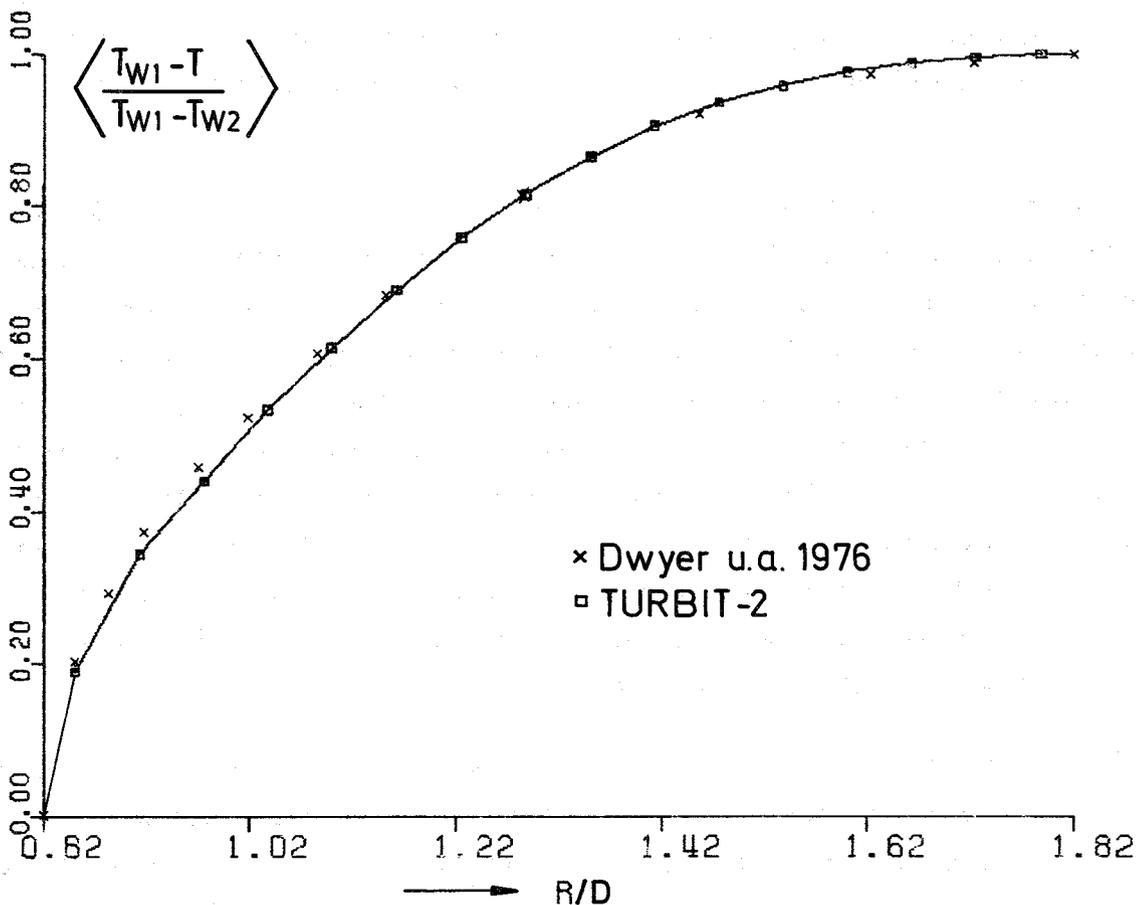


Abb. 1: Temperaturprofil des Falles c) verglichen mit den experimentellen Ergebnissen von Dwyer u.a. [3].  $T_{Wi}$  = Wandtemperatur an der Innenwand (i=1) und der Außenwand (i=2)

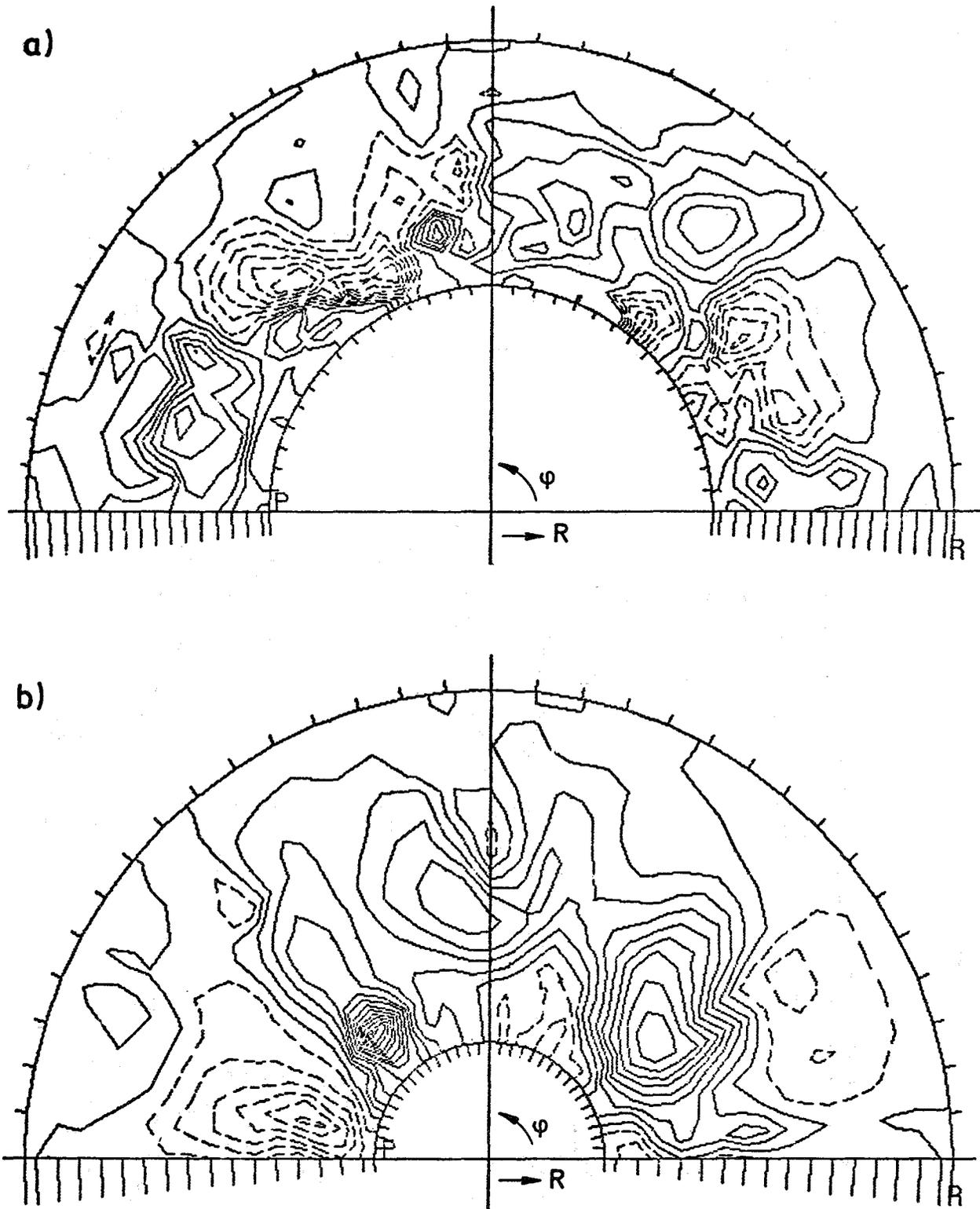


Abb. 2: Momentaufnahme von Temperaturschwankungsfeldern  $T'/T^*$ ;  
 $T^*$  = friction temperature,  $\Delta$  = Höhenlinieninkrement,  
 durchgezogene Linien für Werte  $\geq 0$ ;  
 a)  $\Delta=0.4$ ,  $Pr=0.02$ , b)  $\Delta=0.075$ ,  $Pr=0.007$

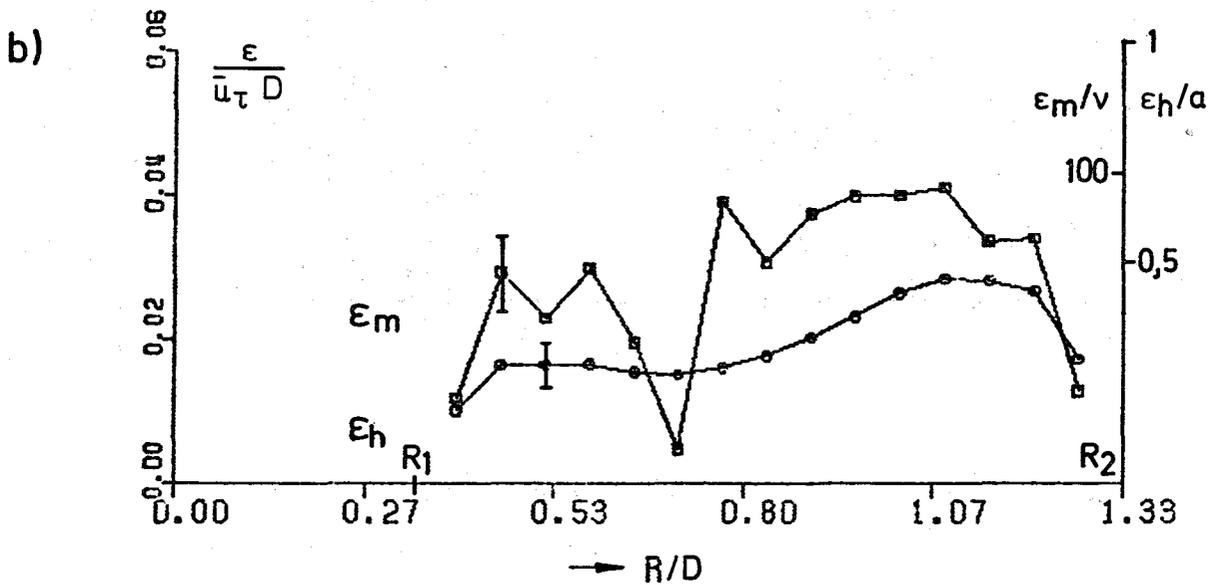
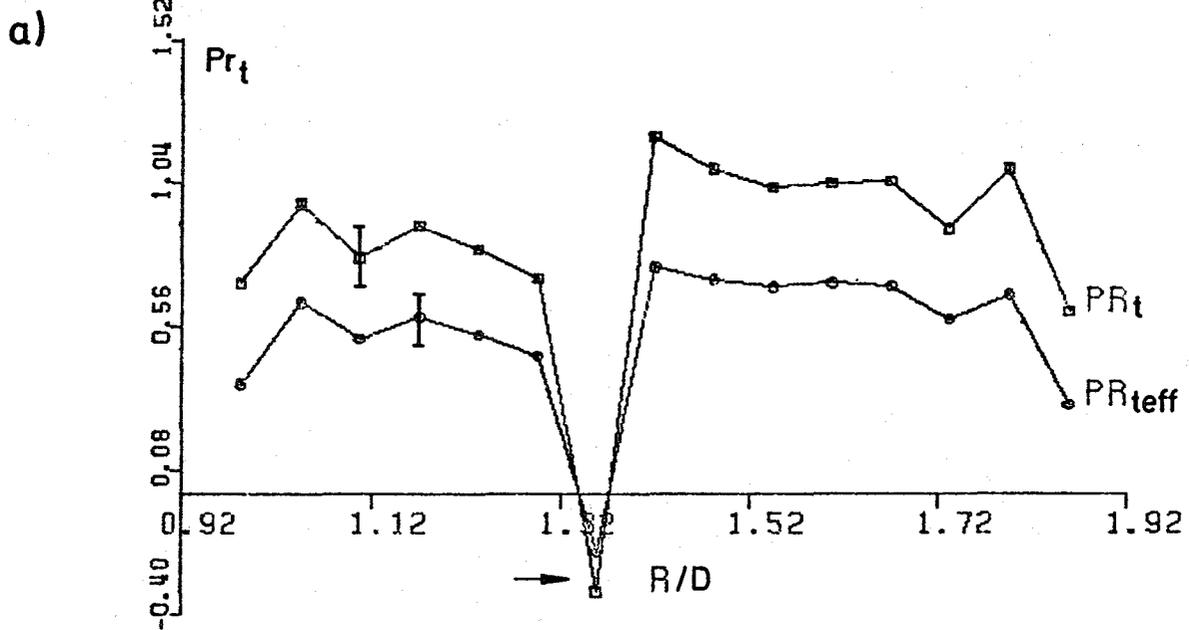
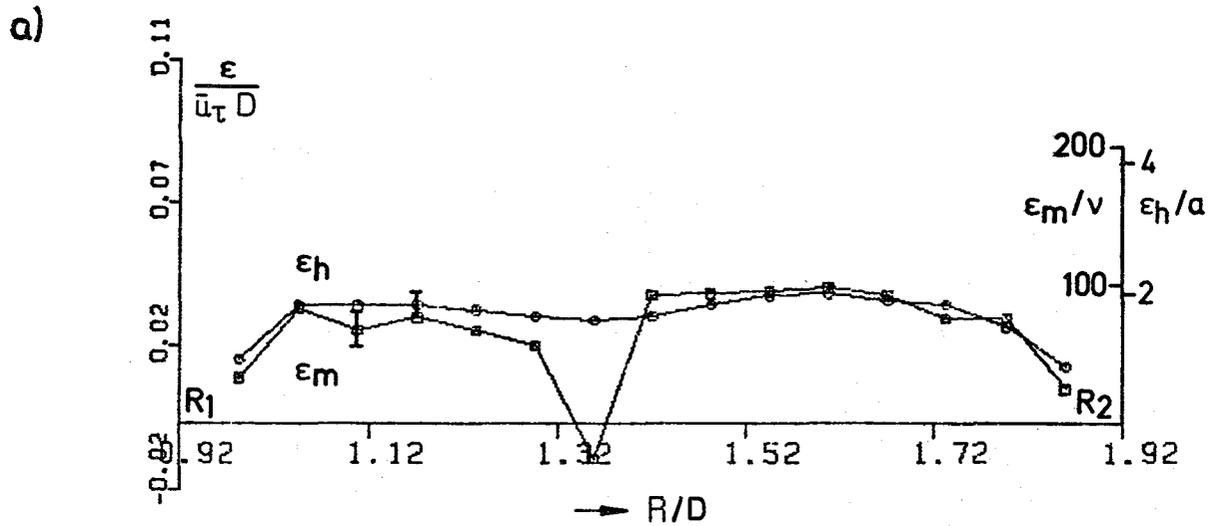


Abb. 3: Turbulente Austauschgrößen und turbulente Prandtl-Zahl für  
 a)  $Pr = \nu/a = 0.02$  und b)  $Pr = 0.007$ ,  $\bar{u}_\tau$  = mittlere Schubspannungsgeschwindigkeit,  $D$  = Kanalweite,  $Pr_{teff} = (\epsilon_m + \nu)/(\epsilon_h + a)$ ,  
 I typische Standardabweichung

1.29.6 Entwurfsstudien für große Natriumbrüter<sup>F</sup>1.29.62 SNR 2-Kernauslegung  
(IMF, INR, IRB, IRE)

Nachdem die Leistung für den SNR 2 auf 1300 MWe neu festgesetzt wurde (gegenüber 2000 MWe), erfolgt zur Zeit in Abstimmung mit den Firmen Interatom und Belgonucleaire die Festlegung des neuen Referenzkernes. Dabei wird zunächst weiterhin vorrangig die konventionelle Linie (Zwei-Zonen-Core mit Brutmantel = homogener Kern) verfolgt. Zusätzlich werden bei den Industriepartnern auch Varianten mit internen Brutstoffanordnungen (heterogene Kerne) physikalisch untersucht.

Für die Auslegung der Zusammensetzung und Kontrollstabanordnung für den homogenen Kern durch Belgonucléaire wurden teilweise neue Brennelementabmessungen vereinbart. Die wichtigsten sind: Hüllkastenwandstärke 4,5 mm, äußere Schlüsselweite 161,7 mm und Spalt zwischen den Kästen 8,0 mm. Im Zuge der Diskussion über diese Abmessungen, die einen beträchtlichen Einfluß auf die Bruteigenschaften des Reaktors einerseits und auf die noch auszulegende Kernverspannung andererseits haben, wurde eine parametrische Spannungs- und Verformungsanalyse charakteristischer Brennelemente mit dem Rechenprogramm STRAW durchgeführt. Sie sollte die Zusammenhänge zwischen Werkstoffverhalten (Schwellen, Kriechen), Brennelementgeometrie, Betriebsdaten (Druck, Temperaturgradient) und mechanischen Beanspruchungen aufzeigen. Dabei mußten in Ermanglung konkreter Daten eine Reihe von Annahmen getroffen werden, die im weiteren Verlauf überprüft werden müssen. Die wesentlichen Resultate sind:

- Bei geringeren Kastenwandstärken dominieren die Spannungen infolge Innendruckes im unteren Teil des Brennelementes. Bei größeren Wandstärken überwiegen die Spannungen im Core-Bereich, hauptsächlich hervorgerufen durch Verspannungskräfte, differentielles Schwellen durch  $\gamma$ -Aufheizung und Innendruck. Im letzten Fall haben Änderungen der Element-Querschnittsabmessungen nur geringen Einfluß auf die Höhe der Spannungen.

---

<sup>F</sup> Letzter Bericht in KFK 1276/2, S. 129-12

- Die Spannungen, hervorgerufen durch das differentielle Schwellen durch  $\gamma$ -Aufheizung, haben einen bedeutenden Anteil, wenn die gesamte im Kasten erzeugte  $\gamma$ -Wärme nur von der Innenseite abgeführt wird. Eine Bypass-Kühlung außerhalb der Elemente ist somit zweckmäßig. Dies gilt besonders, wenn hohe Schwellraten und kleine Kriechraten eintreten.
- Neben den Spannungen sind die Querschnittsverformungen des Kastens durch "Aufblähen" bestimmend für die Wahl der o.g. Brennelementabmessungen. Dieser Effekt entsteht durch die Innendruckbeanspruchung in Verbindung mit dem strahlungsinduzierten Kriechen und wurde schon früher von Belgo-nuclear aufzeigt. Z.B. wird bei den gewählten Kastenabmessungen und einem angenommenen Elementdruckverlust von 5 bar eine Zunahme der Elementschlüsselweite von 6,3 mm nach Ablauf der Standzeit erwartet, wovon etwa je die Hälfte auf Schwellen und Aufblähen entfällt.
- Die zur Verspannung benötigten Kräfte liegen bei den gewählten Elementabmessungen für das ungünstigste Element (am Core-Rand) zwischen ca. 4000 und 17000 N. Dieser Bereich ist durch die noch vorhandenen Unsicherheiten bei den Annahmen über das Schwellen und Kriechen gegeben. Für das heute erwartete Materialverhalten liegt die entsprechende Verspannungskraft bei 9000 N.
- Die Berechnungen zeigen, daß alle Aussagen überwiegend von den noch bestehenden Unsicherheiten im Materialverhalten geprägt sind, wobei teilweise gegensätzliche Ziele angestrebt werden. Z.B. sollte das strahlungsinduzierte Kriechen im Hinblick auf das Aufblähen niedrig, auf die Verspannungskräfte jedoch hoch angestrebt werden. Ein niedriger Elementdruckverlust ist zur Lösung dieses Konfliktes von Vorteil. Für eine optimale mechanische Kernausslegung ist die heutige Kenntnis vom Werkstoffverhalten unter hohen Dosen noch unzureichend.

Auf dem Gebiet der Thermohydraulik wurde das Rechenprogramm THESYS dahingehend erweitert, daß es vier anstatt zwei von der Geometrie her unterschiedliche Elementtypen verarbeitet. Dies erwies sich für die Berechnung von Regelementen neben den Core- und Blanketelementen als notwendig und kann auch für die Betrachtung heterogener Kerne nützlich sein. Außerdem wurde die Aufbereitung der Ausgabedaten verbessert. Es können jetzt die wichtigsten Elementdaten (z.B. Temperaturen, Leistungen, Kühlmitteldurchsätze) für ein Kernsegment in verschiedenen Kombinationen in einem hexagonalen Raster dargestellt werden.