

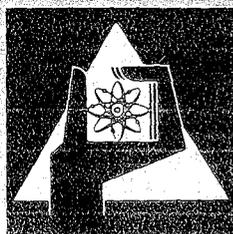
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

April 1976

KFK 1275/4  
EUR 5209 d

Projekt Schneller Brüter

**4. Vierteljahresbericht 1975**



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

**KARLSRUHE**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1275/4

EUR 5209 d

Projekt Schneller Brüter

4. Vierteljahresbericht 1975

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe



### Zusammenfassung

Der Bericht beschreibt Arbeiten des 4. Vierteljahres 1975, die im Rahmen des Projektes Schneller Brüter (PSB) bei der Gesellschaft für Kernforschung mbH Karlsruhe oder in deren Auftrag durchgeführt worden sind.

Einige der wesentlichen Ergebnisse aus den Teilprojekten:

#### Brennstabentwicklung (112):

In einem Beitrag über die Thermodiffusion des Sauerstoffes werden Versuche an unter- und überstöchiometrischem Mischoxid mit unterschiedlichen Pu-Konzentrationen beschrieben. Gleichmäßige Sauerstoffverteilung wurde zwischen 4 und 6 % Abbrand erreicht. Die dargestellten Ergebnisse sind von Bedeutung für Fragen der Innenkorrosion der Hüllrohre.

Die Nachuntersuchung des Bestrahlungsversuches der Kapsel-Vg. 5a im FR 2 diente der Klärung der Korrelation zwischen Brennstoffdichte und Pu-Anreicherung am Zentralkanal, insbesondere nach Beendigung der Restrukturierungsphase. Die Übertragbarkeit des Ergebnisses auf die Verhältnisse im schnellen Neutronenfluß ist noch problematisch.

Die Nachuntersuchung der beiden im schnellen Reaktor Rapsodie bestrahlten Brennstabbindel (Raps. I) ergab für die Spaltgasfreisetzung innerhalb der Stäbe Werte zwischen 81 und 96 %. Die Nachuntersuchung von bestrahlten Stäben der Versuchsgruppe DFR 435 ( Fortsetzung von DFR 350) ergab Beiträge sowohl des Spaltgasdruckes als auch des Brennstoff-Festkörperdruckes auf die radialen plastischen Dehnungen der Brennstabhülle.

Eine modelltheoretische Analyse des an niederdichten Mischkarbid - Brennstäben mit He-Bindung durchgeführten Bestrahlungsversuches Mol 11 richtete sich ebenfalls auf die Hüllrohraufweitungen. Diese traten hier (wegen des engen Spaltes zwischen Karbidbrennstoff und Hülle) bereits bei niedrigem Abbrand infolge Brennstoffschwellens auf. Ein Teil des Porenvolumens hat zur Aufnahme der durch Schwellen hervorgerufenen Volumenvergrößerung des Brennstoffes zur Verfügung gestanden.

Die Untersuchung von Herstellungsverfahren für Karbidbrennstoff hat u.a. zu einem Verfahren der Prozeßsteuerung bei der carbothermischen Reduktion geführt, das eine Verminderung der Pu-Verluste mit sich bringt.

### Materialuntersuchungen (113):

Bei Nachuntersuchungen des Stahles 1.4988 aus den Bestrahlungsversuchen Mol 7A, DFR 304, DFR 350 und Rapsodie I wurden Streckgrenze und Gleichmaßdehnung in Abhängigkeit von der Bestrahlungstemperatur und der Neutronendosis bestimmt.

Über den als Kernstrukturwerkstoff in Frage kommenden Stahl 1.4981 liegen Messungen zum Zeitstand- und Kriechverhalten aus den Bestrahlungsversuchen Mol 3B/5 und Mol 5B/4 vor. Mit steigender Kaltverformung nimmt die Nachbestrahlungsduktilität zu. Eine außergewöhnlich niedrige Zeitstandfestigkeit ist bei 750 °C zu erkennen, daher wird 700 °C als maximale Einsatztemperatur empfohlen. Es zeigen sich Hinweise darauf, daß mit zunehmender Neutronendosis eine Erholung der Kaltverformung zu einer Abnahme der Kriechfestigkeit führt.

Die Untersuchung von bestrahlten Hüllwerkstoffen bezüglich des Schwellens führt zu der Vermutung eines engen Zusammenhanges zwischen Karbidausscheidungen des Types  $M_{23}C_6$  und Porenbildung. Ein möglicher Zusammenhang des Schwellverhaltens mit den partiellen Diffusionskoeffizienten der Legierungskomponenten von Reaktorwerkstoffen wird theoretisch untersucht.

Aufgrund der Simulationsversuche im Variable Energy Cyclotron Harwell hat der Stahl 1.4981 bei jeder untersuchten Bestrahlungsdosis im lösungsgeglühten Zustand ein größeres relatives Porenvolumen als im kaltverformten Zustand. Dagegen zeigt der Stahl 1.4970 einen solchen Unterschied kaum.

### Korrosionsuntersuchungen (114):

Der ferritische Stahl 1.7386, der benachbart zu austenitischen Proben 10 000 h der Korrosion durch Natrium ausgesetzt war, zeigt bei 700 °C eine nahezu quadratische statt einer linearen Abhängigkeit der Korrosionsgeschwindigkeit von der Sauerstoffkonzentration in Natrium. Eine Temperatur von 600 °C ist als obere Grenze der Einsatzmöglichkeit dieses ferritischen Stahles zu betrachten.

Es liegen Analysen der Oberflächenschichten der Werkstoffe 1.4948, Nimonic 90 und Inconel 718 nach Langzeitkorrosionsversuchen vor.

Ein Beitrag über Korrosionsversuche in Helium mit definiertem Wasserstoff- und Wassergehalt bringt einen quantitativen Vergleich verschiedener Werkstoffe.

Physik (121 und 122):

Neue Kerndatenmessungen liegen von Van-de-Graaff-Beschleuniger ( insbesondere  $\gamma$  - Produktionsquerschnitte von Eisen- und Nickelisotopen) und vom Zyklotron (Neutronenquerschnitte von U<sup>238</sup>) vor.

Einfangdaten für Fe- und Ni-Isotope sind mittels Formanalyse parametrisiert worden. Für die Kerndatei KEDAK-3 liegen neue und erweiterte Auswertungen der Daten von O<sup>16</sup> vor.

Das 2-dimensionale Multigruppen-Diffusions-Rechenprogramm HEXAGA (Dreiecksgeometrie) ist wesentlich verbessert worden, so daß u.a. die Rechenzeit etwa halbiert wird.

Sicherheit (123 bis 125):

Die theoretische Behandlung hypothetischer Unfälle zeigt, daß Versagensinkohärenzen bei milden Leistungsstörfällen unterhalb von 50  $\phi$ /sec. genügend groß sind, um energetische Exkursionen durch die Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung nach einem Brennstabversagen sehr unwahrscheinlich zu machen. Brennstoffauschwemmung führt normalerweise zur Reaktorabschaltung.

Ergebnisse von Sprengversuchen mit Reaktorkern-Modellen führen zu der Erwartung, daß auch bei dem untersuchten extrem konservativen Druckverlauf, der größer als bei einer Brennstoff-Natrium-Reaktion war, der betreffende Reaktor abschaltbar geblieben wäre. Die in der 2. Reihe um das "Störfall-Element" angeordneten Abschaltstabführungsrohre blieben undeformiert.

Über die Fortschritte bei der Vorbereitung der in-pile Sicherheitsversuche in CABRI und Mol-7 C wird in drei weiteren Beiträgen berichtet.

Das Niederschmelzen von beschädigten Brennstäben und die Möglichkeiten, Kernschmelzen zu kühlen, bilden einen sichtbar bedeutender werdenden Untersuchungsgegenstand, sowohl für natriumgekühlte als auch für gasgekühlte Brüter (vgl. auch 128).

Studien zur Kühlsystemkontamination infolge schadhafter Brennelemente, haben bereits früher an KNK I und nach dem vorliegenden Beitrag in Na-Kreisläufen des BR 2 Ergebnisse gebracht, u.a. für den Übertritt von Spaltedelgasen aus Natrium in das Schutzgas.

Technologie (126 bis 129):

Thermo- und fluiddynamische Messungen in Natrium galten vor allem der Messung der axialen Temperaturverteilung an einem Stabbündelmodell im Bereich der funkenerodierten Abstandshalter. Die Gitterabstützpunkte verursachen deutliche Temperaturerhöhungen mit steilen Temperaturgradienten am oberen und unteren Gitterende.

Der Einfluß von Gasblasen in Natrium auf die Temperaturverteilung im Brennelement wurde zur Überprüfung theoretischer Modelle experimentell ermittelt. Das Verhältnis der Gasblasenlänge zur Strömungsgeschwindigkeit erwies sich als kennzeichnend für das transiente Temperaturfeld im Stab, in Übereinstimmung mit der Theorie.

Für den BR 2 Bestrahlungsversuch an einem Gasbrüter-Brennelement wurden Druckverlust und Wärmeübergang an einem Kalibrierelement out-of-pile als Funktion der Reynoldszahl gemessen. Die Ergebnisse hängen unerwartet stark von dem benutzten Kühlmittel ( $N_2$  oder He) ab.

Theoretische Studien verschiedener Corecatcher - Konzepte für Gasbrüter haben noch nicht zu einer technisch anwendbaren Möglichkeit der Kühlung eines niedergeschmolzenen Reaktorkernes geführt, lassen jedoch das Problem als prinzipiell lösbar erscheinen.

### Summary

This report describes work performed within the framework of the Fast Breeder Project (PSB) with Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe, or on its behalf during the 4th quarter of 1975.

These are some major results obtained in the subprojects:

#### Fuel Rod Development (112):

In a contribution on thermodiffusion of oxygen tests are described which relate to hypo- and hyperstoichiometric mixed oxide having different plutonium concentrations. Uniform oxygen distribution was attained between 4 and 6 % of burnup. The results indicated are significant with a view to problems of cladding tube inner corrosion.

Post-examination of the Vg 5a capsule irradiated in FR 2 served the purpose of elucidating the correlation which exists between the fuel density and plutonium enrichment at the central channel, especially after termination of the restructuring phase. Transferability of results to the conditions prevailing in the fast neutron flux still poses problems.

Post-examination of the two fuel rod bundles irradiated in the Rapsodie Fast Reactor (Raps. I) yielded values between 81 and 96 % for fission gas release in the rods. The post-examination of irradiated rods of the DFR 435 test group (continuance of DFR 350) furnished contributions of both the fission gas pressure and of the fuel solid pressure to radial plastic strains of the fuel rod cladding.

A model-based theoretical analysis of the Mol 11 irradiation test performed with low-density mixed carbide fuel rods with

helium bonding also concerned the expansions of cladding tubes. Due to fuel swelling they occurred already at a low burnup (because of the narrow gap provided between the carbide fuel and the cladding). Part of the pore volume was available for accommodation of fuel volume expansion caused by swelling.

Studying the fabrication methods for carbide fuel led also to a method of process control in carbothermal reduction, which is accompanied by a reduction of plutonium losses.

#### Material Investigations (113):

In post-examinations of the 1.4988 steel from the Mol 7A, DFR 304, DFR 350 and Rapsodie I irradiation tests the yield point and elongation before reduction of area were determined as a function of the irradiation temperature and the neutron dose.

Measurements on the creep rupture and creep behavior are available from the Mol 3B/5 and Mol 5B/4 irradiation tests for 1.4981 steel which is eligible as core structure material. The post-irradiation ductility increases with growing cold working. An extremely low creep rupture strength is observed at 750°C and therefore 700°C is recommended as the maximum temperature of use. There are indications that with increasing neutron dose more cold working results in a reduction of the creep resistance. The investigation of irradiated cladding materials with respect to swelling leads to the assumption that a close connection exists between carbide separations of the type  $M_{23}C_6$  and pore formation. A possible relationship between the swelling behavior and partial diffusion coefficients of the alloy components of reactor materials is investigated theoretically.

According to the simulation tests performed at the Variable Energy Cyclotron Harwell the 1.4981 steel has for each

irradiation dose studied a greater relative pore volume in the solution annealed state than in the cold worked condition. By contrast, the 1.4970 steel hardly exhibits such difference.

Corrosion Studies (114):

The ferritic steel 1.7386 which had been exposed to corrosion through sodium over 10 000 hours in the vicinity of austenitic specimens showed at 700°C an almost square instead of a linear dependence of corrosion rate on the oxygen concentration in sodium. A temperature of 600°C must be regarded as the upper limit of use of this ferritic steel.

After completion of long-time corrosion tests analyses are available of the surface layers of the 1.4948 materials, Nimonic 90 and Inconel 718.

A contribution on corrosion studies in helium with a defined hydrogen and water content furnishes a quantitative comparison of different materials.

Physics (121 and 122):

New nuclear data measurements have been provided by the Van-de-Graff accelerator (in particular  $\gamma$ -production cross sections of iron and nickel isotopes) and by the cyclotron (neutron cross sections of  $U^{238}$ ).

Capture data for Fe and Ni isotopes have been converted into parameters by shape fit analysis. New and extended evaluations of the data for  $O^{16}$  are available for the KEDAK-3 nuclear data file.

The HEXAGA two-dimensional multigroup diffusion computer program (triangular geometry) has been substantially improved, which, among other progress, implied reduction by roughly 50 % of the computer time.

Safety (123 to 125):

The theoretical treatment of hypothetical incidents shows that the failure incoherences in mild power incidents inferior to 50  $\phi$ /sec are sufficiently high to make very improbable energetic excursions by fuel sodium interaction after fuel rod failure. Flushing out of fuel normally entails reactor scram.

Results of explosion tests with reactor core models lead to the expectation that also for the extremely conservative pressure development considered, which was greater than in the fuel sodium reaction, it would have been possible to shut down the reactor. The guide tubes of the safety rods arranged in the 2nd row around the element affected by the incident did not undergo deformation.

Another three contributions report on progress made in the preparation of in-pile safety tests in CABRI and Mol-7C.

Meltdown of faulty fuel rods and the possibilities of core melt cooling become a subject of visibly growing significance both with respect to sodium cooled and gas cooled breeder reactors (cf. also 128).

Studies of cooling system contamination due to faulty fuel elements have furnished results at an earlier date already for KNK I and according to this contribution in the BR 2 sodium loops, which refer among other things to the passage of noble fission gases from sodium into the cover gas.

Technology (126 to 129):

Thermo- and fluiddynamic measurements in sodium centered around the measurement of axial temperature distribution at a rod bundle model in the region of spark eroded spacers.

The lattice support points cause marked temperature rises with steep temperature gradients at the top and bottom of the lattice.

The influence of gas bubbles in sodium on the temperature distribution in the fuel element was determined experimentally to be able to verify theoretical models. The ratio of gas bubble length to the flow rate proved to be characteristic of the transient temperature field in the rod, which is in agreement with theory.

For the BR 2 irradiation test performed with a gas breeder fuel element the pressure loss and heat transfer at a calibration element were measured out-of-pile as a function of the Reynolds number. The results depend to an unexpectedly high extent on the coolant used ( $N_2$  or He).

Theoretical studies of different core catchers for gas breeder concepts have not yet led to a possibility applicable technically of cooling a molten down reactor core, but show that the problem can be settled in principle.

## 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 betr. 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
- EKS = Entwicklungsgruppe für Kernmaterialsicherung
- AVW = Abteilung Versorgungsbetriebe und Werkstätten

+) )

Inhaltsübersicht

112	BRENNSTABENTWICKLUNG
113	MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG
114	KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN
121	PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE
122	REAKTORTHEORIE
123	SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN
124	INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERNÜBERWACHUNG
125	AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT
126	NATRIUM - TECHNOLOGIE - VERSUCHE
127	THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE VERSUCHE IN GAS
128	STUDIEN ZU GASGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN
129	ENTWURFSSTUDIEN ZU NATRIUMGEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN

+) Teilprojekte mit den zugehörigen PSB-Kennzahlen.

Die Seiten sind innerhalb jedes Teilprojektes durchnummeriert.

---

Zum Druck eingereicht im März 1976



112 BRENNSTABENTWICKLUNG1121.1 Charakterisierende Untersuchungen und Qualitätskontrolle an  
MischoxidCharakterisierung der Verteilung des Plutoniums in Kernbrennstoffen \*

(D. Vollath, IMF III)

Bei der Herstellung von Kernbrennstofftabletten aus Mischungen von Uran-  
dioxid und Plutoniumdioxid, wie sie für schnelle Brutreaktoren verwendet wer-  
den, erhält man je nach Herstellungsprozeß unterschiedliche Verteilungen des  
Plutoniums. Die Plutoniumverteilung kann in dem Fall, in dem durch entspre-  
chende Herstellung oder Behandlung des Ausgangspulvers eine weitgehende Misch-  
kristallbildung nicht erzwungen wird, inhomogen werden. In diesem Fall ist es  
für den Hersteller interessant zu erfahren, wie das Plutonium verteilt ist, um  
daraus Rückschlüsse auf die Fertigung ziehen zu können. Der Brennstoffkunde  
will wissen, ob das Plutonium in den Tabletten wirklich in der geforderten  
homogenen Verteilung vorliegt.

Will man nun die Homogenität oder die Verteilung einer zweiten Phase charakte-  
risieren, so benutzt man im allgemeinen die Standardabweichung der Konzentra-  
tion oder einen daraus abgeleiteten Verteilungsparameter als Meßzahl. Abb. 1  
zeigt nun als Beispiel die Abhängigkeit des mittleren quadratischen Fehlers  
des arithmetischen Mittelwertes der Konzentration  $\sigma_M$  von zwei Proben, von denen  
eine 15 und eine 30 % Plutoniumdioxid enthält. Wir erkennen aus dieser Abbil-  
dung, in der zur Normierung der Meßwerte noch zusätzlich durch die mittlere  
Konzentration der Probe dividiert wurde, daß dieser Wert, der eigentlich kon-  
stant sein sollte, eine Funktion der Meßfeldgröße ist. Bei kleiner Meßfeldgröße,  
also großer Anzahl von Meßfeldern, ist dieses Streumaß am kleinsten. Mit zu-  
nehmender Meßfeldgröße steigt der mittlere quadratische Fehler des Mittelwertes  
an. Das ist ein Indikator dafür, daß die Verteilung der zweiten Phase, im vor-  
liegenden Fall des Plutoniumdioxids, inhomogen ist. Wir benötigen also zur  
Charakterisierung unserer Proben eine Größe, die nicht nur die Abweichung ein-  
zelner Felder von der mittleren Konzentration, sondern auch deren räumliche Ver-  
teilung berücksichtigen. Dazu schlagen wir eine Homogenitätskennzahl vor, die  
in der folgenden Weise gebildet ist:

\* BzFE-Nr. 312.1

Man teile die Schnittfläche einer Probe in  $N \times N$  Felder und bestimme die Konzentration  $c_{ij}$  in jedem dieser Felder. Aus diesen Meßergebnissen berechnet man die drei möglichen zweiten Momente

$$M_{ii} = \frac{1}{S_{ii}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (c_{ij} - \bar{c}) K_i^2$$

$$M_{jj} = \frac{1}{S_{jj}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (c_{ij} - \bar{c}) K_j^2$$

$$M_{ij} = \frac{1}{S_{ij}} \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N (c_{ij} - \bar{c}) K_i K_j$$

wobei  $\bar{c}$  die mittlere Konzentration und

$$K_i = i - N/2 - \delta_i \quad \delta_i = \begin{cases} 0 & i - N/2 \geq 0 \\ -1 & i - N/2 < 0 \end{cases}$$

$$K_j = j - N/2 - \delta_j \quad \delta_j = \begin{cases} 0 & j - N/2 \geq 0 \\ -1 & j - N/2 < 0 \end{cases}$$

ist. Die Normierungsgrößen  $S_{ii}$ ,  $S_{jj}$ ,  $S_{ij}$  sind definiert als

$$S_{ii} = \sigma_E^2 N \sum_{i=1}^N K_i^2 (-1)^{|K_i|}$$

$$S_{jj} = \sigma_E^2 N \sum_{j=1}^N K_j^2 (-1)^{|K_j|}$$

$$S_{ij} = \sigma_E^2 N \sum_{i=1}^N \sum_{j=1}^N K_i K_j (-1)^{|K_i| + |K_j|}$$

$\sigma_E$  ist der mittlere quadratische Fehler der Einzelwerte.

Diese Normierungsgrößen stellen sicher, daß im Falle einer Probe, in der die zweite Phase statistisch verteilt ist, die zweiten Momente unabhängig von der Feldgröße sind. Die vorgeschlagene Homogenitätskennzahl  $H$  errechnet sich dann aus der Formel

$$H = ( (M_{ii} - M_{jj})^2 + (M_{ij} - M_{jj})^2 + (M_{ii} - M_{jj})^2 )^{1/2} .$$

Um zu zeigen, daß die angewandte Normierung im Falle einer statistisch verteilten zweiten Phase zu richtigen Ergebnissen führt, wurde ein Computer-Simulations-Experiment durchgeführt. Dazu wurden  $256 \times 256$  Felder im Verhältnis 3 : 1 mit Nullen und Einern belegt und die Homogenitätskennzahl berechnet. Anschließend wurden je vier aneinanderhängende Felder zu einem neuen größeren Feld zusammengesetzt und die Rechnungen wiederholt. Diese Rechnungen wurden so lange durchgeführt, bis die Probe in  $4 \times 4$  Felder geteilt war.

Die Ergebnisse für die mittlere Streuung der Mittelwerte und die Homogenitätszahl zeigen, daß bis zu einer Teilung der Probe in  $16 \times 16$  Felder brauchbare Ergebnisse erhalten werden. Die Abb. 2 und 3 zeigen die Ergebnisse der Rechnungen für die Standardabweichung  $\sigma$  und die Homogenitätskennzahl  $H$  für zwei Beispiele. Da die Konzentrationen in realen Proben im Gegensatz zu diesen simulierten Proben nicht rein zufällig verteilt sind, empfiehlt es sich jedoch, die Probe in mindestens  $32 \times 32$  Felder zu teilen, um sicher zu signifikanten Ergebnissen zu kommen.

Um die Häufigkeitsverteilung dieser neuen Kennzahl zu ermitteln, wurden 10.000 Fälle, in denen die Zahlen mit Hilfe eines Zufallszahlengenerators genommen wurden, durchgerechnet. Man erkennt aus Abb. 4, in der die Summenhäufigkeiten eingetragen sind, daß in 67 % der Fälle ( $1\sigma$ ) die Kennzahl kleiner 0,9 und in 95 % der Fälle ( $2\sigma$ ) kleiner 1,4 ist. Die  $3\sigma$ -Grenze liegt bei 1,9. Aus der Abb. 2 erkennt man ebenfalls, daß das Häufigkeitsmaximum der Kennzahl  $H$  bei 0,5 liegt. Die Tabelle 1 zeigt eine Zusammenstellung von Meßergebnissen, die an Proben, bei deren Herstellung kein Granulierungsschritt angewandt wurde, sehr gute Homogenitätskennwerte aufweisen.

Tabelle 1 Zusammenstellung der Meßergebnisse

Proben-Nr.	Meßfeld ( $\mu\text{m}$ )	$c = \text{Pu}/\text{U} + \text{Pu}$	$\sigma / \bar{u}$	$\sigma / \bar{u} \cdot c$	H
1 <sup>+</sup> )	120x120	0,3	0,00276	0,0092	2,01
2 <sup>+</sup> )	120x120	0,3	0,00250	0,0083	1,36
3	120x120	0,3	0,00300	0,0098	0,44
4 <sup>++</sup> )	240x240	0,05	0,00082	0,0160	0,077
5 <sup>++</sup> )	320x320	0,03	0,00051	0,0170	0,35
6 <sup>++</sup> )	320x320	0,015	0,00110	0,0730	0,11
7 <sup>++</sup> )	320x320	0,0075	0,00018	0,0240	1,83

+ ) Bei der Herstellung wurde ein Granulierungsschritt angewandt.

++ ) Hergestellt im Rahmen des Programmes zur Plutoniumrückführung in LWR.

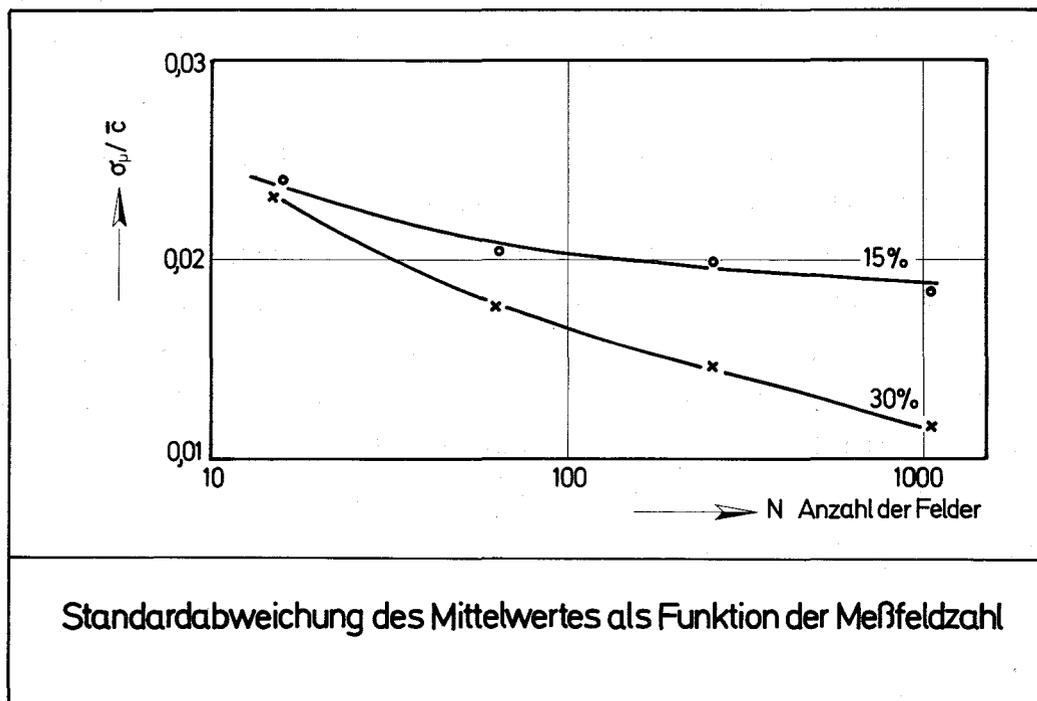


Abb. 1

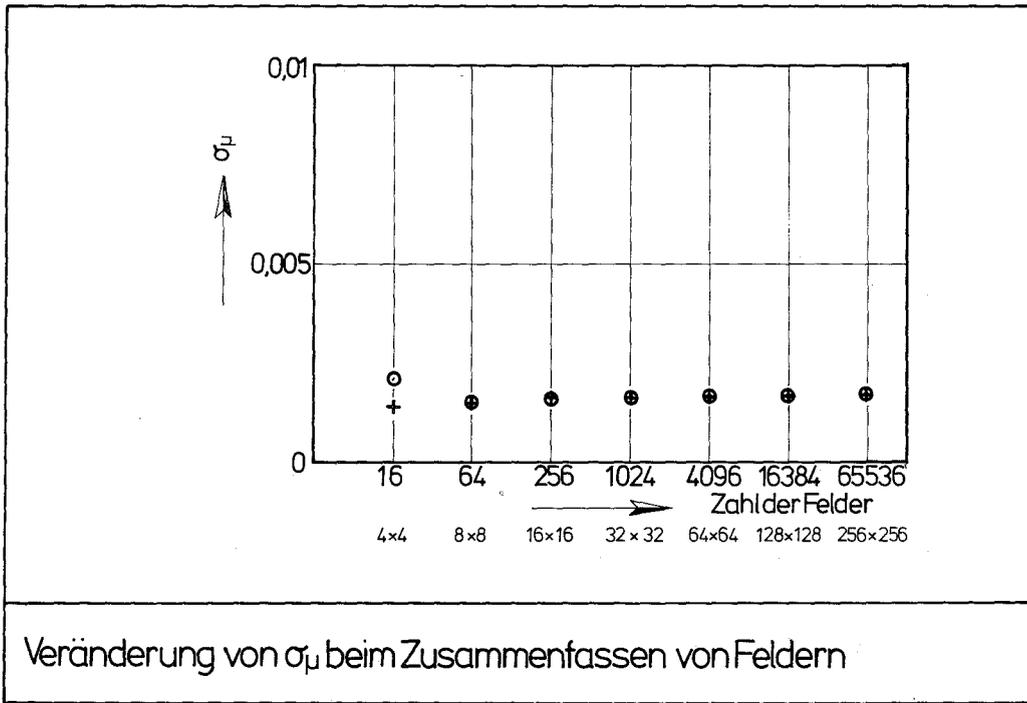


Abb. 2

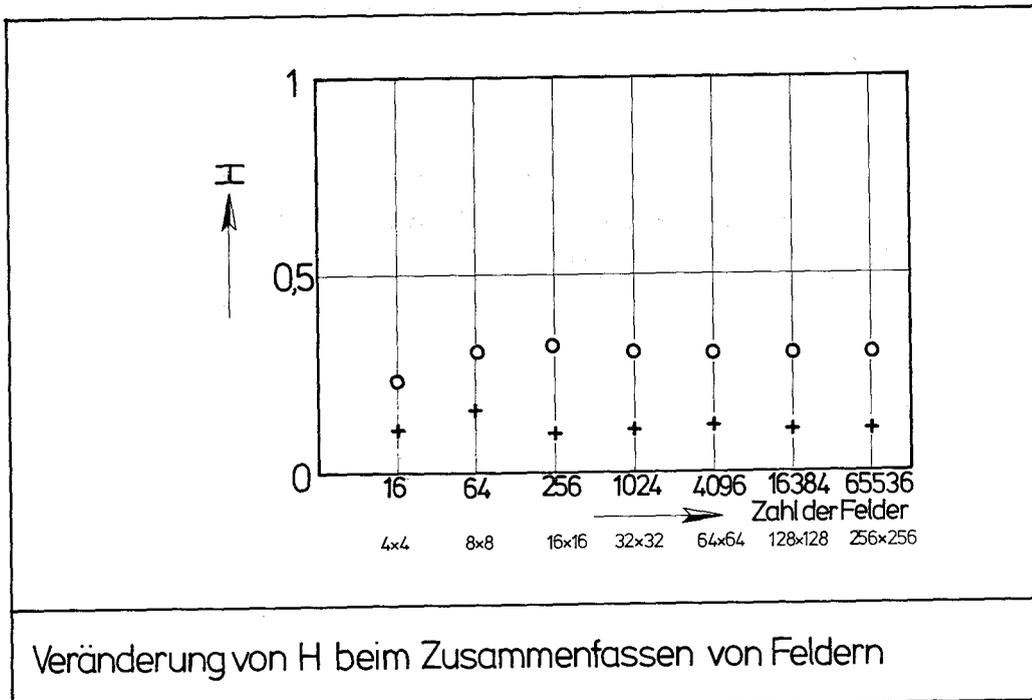


Abb. 3

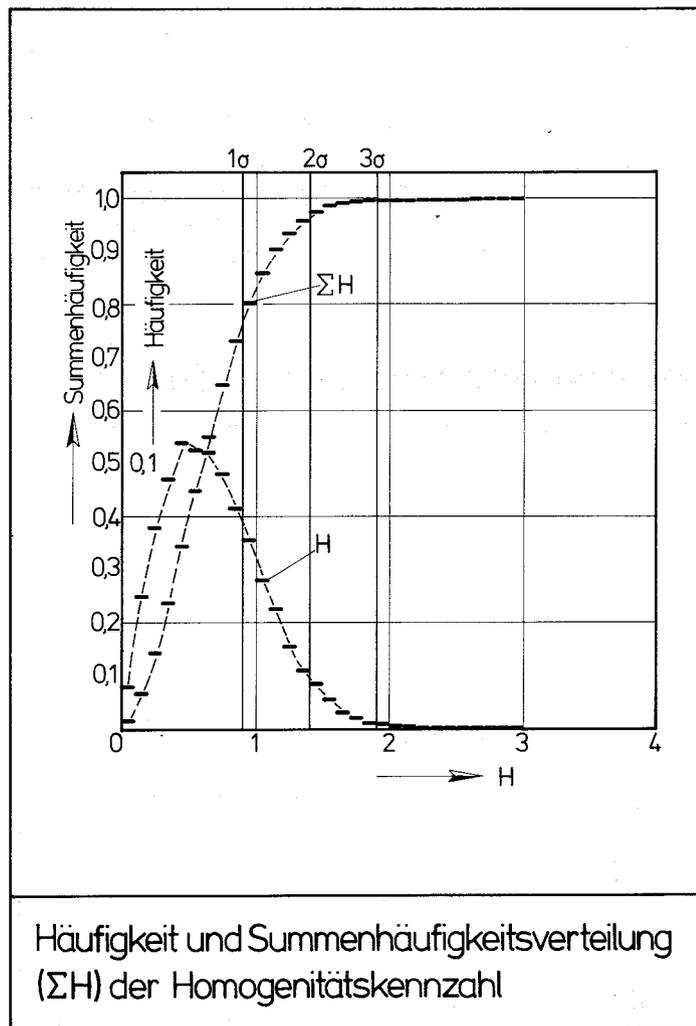


Abb. 4

## 1121.2 Untersuchung thermodynamischer und chemischer Eigenschaften

Bestimmung der Überführungswärme für die Thermodiffusion des Sauerstoffs in unter- und überstöchiometrischem (U, Pu)O<sub>2</sub>\*

(C. Sari, TUI Euratom Karlsruhe, und G. Schumacher, INR)

Über die Bestimmung der Überführungswärme in unterstöchiometrischem (U<sub>0.85</sub>Pu<sub>0.15</sub>)O<sub>2</sub> und PuO<sub>2</sub> wurde bereits berichtet [1,2]. Es ergab sich, daß die Überführungswärme in beiden Oxiden in derselben Weise von der Wertigkeit des Plutoniums abhängt. In diesem Bericht werden Experimente an unter- und überstöchiometrischem (U,Pu)O<sub>2</sub> mit unterschiedlichen Pu-Konzentrationen beschrieben. Diese Experimente sollen Aufschluß über die Konzentrationsabhängigkeit der Überführungswärme geben und Daten für die Berechnung der Sauerstoffverteilung in unter- und überstöchiometrischen Mischoxid-Brennstäben liefern. Die Rechnung erfolgt mit Hilfe der Soret-Beziehung, die den Konzentrationsgradienten im stationären Zustand beschreibt [3].

Die Experimente wurden an Mischoxidpellets sowohl mit radialen als auch axialen Temperaturgradienten durchgeführt. Über die Experimentiereinrichtungen wurde an anderen Stellen [4,5] schon berichtet. Die Tabellen 2 bis 4 zeigen die Bedingungen und die Ergebnisse der Thermodiffusionsexperimente. Sie enthalten in den ersten beiden Spalten die höchsten und niedrigsten Temperaturen in den untersuchten Pellets. Die nächsten Spalten geben die nach den Experimenten gemessenen O/M-Verhältnisse bei den höchsten (HT) und niedrigsten (NT) Temperaturen an. Es folgen die Versuchsdauer in Stunden, der Molenbruch des Plutoniumoxids, die Längen bzw. die Durchmesser der Pellets und schließlich die errechneten Überführungswärmen  $Q_v^*$  und  $Q_i^*$ . Wie an anderer Stelle auseinandergesetzt [6], ist es vorteilhaft, zur Beschreibung der Thermodiffusion des Sauerstoffs im unterstöchiometrischen Mischoxid die Überführungswärme der Sauerstoff-leerstellen  $Q_v^*$  und im überstöchiometrischen Mischoxid die der Zwischen-gitteratome des Sauerstoffs  $Q_i^*$  zu verwenden.

\* Letzter Beitrag KFK-1275/2, Seite 112-17  
BzFE-Nr. 314.1

Tabelle 2: Daten der Experimente mit axialem Temperaturgradienten in unterstöchiometrischem Mischoxid

Exp. Nr.	T <sub>max</sub> (K)	T <sub>min</sub> (K)	O/M <sub>HT</sub>	O/M <sub>NT</sub>	Zeit (h)	x <sub>Pu</sub>	Länge (mm)	$\frac{-Q_v^*}{\text{kcal/Mol}}$
1	2320	1470	1.945	1.97	97	.15	4	6.2
2	2250	1640	1.97	1.99	68	.15	4	15.6
3	2370	1420	1.95	1.97	3	.15	7.7	4.8
4	2370	1420	1.95	1.96	3	.15	8.5	2.2
5	2370	1720	1.93	1.99	67	.15	7.4	24.2
6	2370	1720	1.947	1.944	3	.15	7.6	0
12	2050	1240	1.937	1.986	64	.15	4	10.6
14	2500	1600	1.99	2.0	16	.16	8	23.3
15	2370	2090	1.966	1.979	22	.15	4	18.2
16	2080	1840	1.955	1.967	20	.2	6.1	10
17	1970	1570	1.923	1.938	6	.4	5.7	4
18	2270	1900	1.90	1.923	84	.4	5.5	7
19	1900	1520	1.923	1.956	84	.4	5.5	10.3
20	2370	2070	1.90	1.902	20	.4	2.3	0.8
21	2070	1820	1.902	1.912	20	.4	2.3	3.3
22	2370	1370	1.91	1.99	20	.5	4.3	14.8
23	2370	1570	1.77	1.85	20	.85	3.4	4.2
24	2020	1670	1.69	1.71	3	1.0	4.0	1.6
25	1670	1270	1.71	1.75	3	1.0	4.0	1.2

Tabelle 3: Daten der Experimente mit radialem Temperaturgradienten in unterstöchiometrischem Mischoxid

Exp. Nr.	T <sub>max</sub> (K)	T <sub>min</sub> (K)	O/M <sub>HT</sub>	O/M <sub>NT</sub>	Zeit (h)	x <sub>Pu</sub>	Durchmesser (mm)	$\frac{-Q_v^*}{\text{kcal/Mol}}$
7	2070	1670	1.98	1.99	1	.15	5.6	14.6
8	2970	1970	1.982	2.0	0.1	.15	5.7	30.6
9	2070	1670	1.978	1.986	6	.15	5.67	29.8
10	2970	1970	1.988	1.996	0.25	.15	5.9	15.2
11	1870	1570	1.958	1.979	5	.15	5.65	16.6
13	2070	1670	1.98	1.99	3	.15	5.6	14.6
26	2620	2300	1.79	1.90	.3	1.0	4.5	26.6
27	2300	1920	1.90	1.97	.3	1.0	4.5	25.5
28	2620	2140	1.79	1.90	.3	1.0	4.8	16.8
29	2140	1920	1.90	1.95	.3	1.0	4.8	25
30	2600	2300	1.85	1.90	.3	1.0	4.5	15
31	2620	1920	1.75	1.90	1	1.0	4.2	10.5
32	2610	1920	1.78	1.90	.3	1.0	4.6	11.2

Tabelle 4 : Daten der Experimente mit radialem Temperaturgradienten in überstöchiometrischem Mischoxid

Exp. Nr.	T <sub>max</sub> (K)	T <sub>min</sub> (K)	O/M <sub>HT</sub>	O/M <sub>NT</sub>	Zeit (h)	x <sub>Pu</sub>	Durchmesser (mm)	<sup>-Q<sub>i</sub>*</sup>
								kcal/Mol
1	2470	2170	2.04	2.016	5	.15	5.95	6.7
2	2270	1470	2.09	2.08	3	.15	6.0	1.0
3	2870	1670	2.08	2.05	1.5	.15	5.9	8.0
4	2655	2390	2.06	2.03	1.5	.15	5.95	7.5
5	2600	2400	2.05	2.03	3	.15	5.95	6.8
6	2770	1870	2.04	2.02	.8	.15	6.0	8.0
7	2770	1870	2.1	2.09	1	.15	6.0	1.2
8	2570	1870	2.04	2.016	1	.15	5.9	11.5
9	2770	1870	2.15	2.12	1	.15	6.0	2.4
10	2770	1870	2.075	2.045	2	.15	5.8	5.9
11	2770	1870	2.025	2.006	2	.15	5.9	16.5
12	2440	1820	2.05	2.03	2.5	.2	6.0	7.3
13	2390	1870	2.05	2.04	2	.2	5.95	3.8
14	2410	1890	2.06	2.03	2	.2	6.0	12
15	2370	1770	2.07	2.04	1	.2	5.95	7.8
16	3070	1970	2.23	2.22	1	.3	5.6	0.5
17	3020	1970	2.1	2.06	2	.3	5.6	1.83
18	3020	1970	2.16	2.04	1	.3	5.6	0.16
19	2070	1970	2.02	2.003	.5	.3	5.6	21
20	2070	1970	2.003	2.0001	1	.3	5.6	37.5

In der Abb.5 sind die gemessenen Überführungswärmen in unterstöchiometrischem Mischoxid als Funktion der Wertigkeit des Plutoniums

$$V_{Pu} = 4 - [2(2-O/M)] / x_{Pu} \quad (1)$$

und in überstöchiometrischem Mischoxid als Funktion der Wertigkeit des Urans

$$V_U = 4 + [2(O/M-2)] / x_{Pu} \quad (2)$$

dargestellt zum Vergleich ist über dem Diagramm das entsprechende O/(U+Pu)-Verhältnis für einen Brennstoff mit 20 Mol.% Plutoniumoxid eingetragen. In diesem Diagramm sind auch die von Adamson, Aitken, Carney, Craig, Evans und Davies [7-9] in out-of-pile Experimenten ermittelten Transportgrößen für den kombinierten Transport über Gasphase und Festkörper enthalten, die von den Autoren ebenfalls als Überführungswärmen bezeichnet werden. Die Überführungswärme ist jedoch ursprünglich als die Energie definiert, die von den Atomen bzw. Ionen bei ihren aktivierten Sprungprozessen im Atom bzw. Molekülverband transportiert wird [10]. Die Abb.5 zeigt, daß die Überführungswärmen in der Nähe des O/(U+Pu)-Verhältnisses 2 groß sind und mit wachsenden bzw. fallenden O/(U+Pu)-Verhältnissen rasch abnehmen.

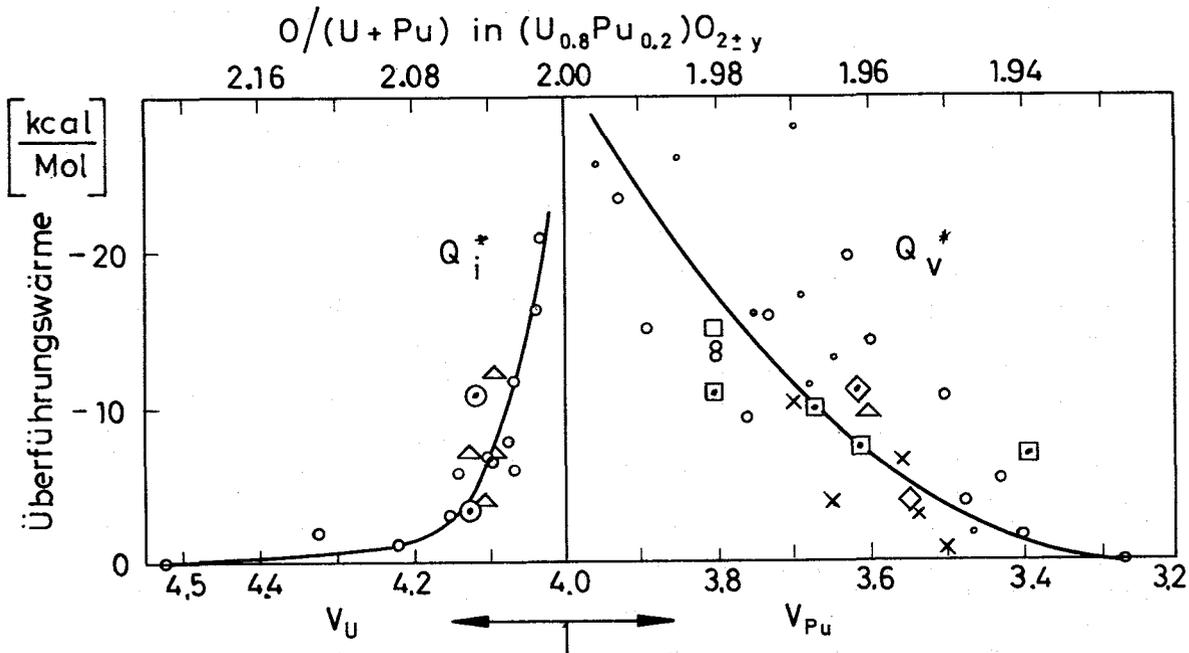


Abb. 5 Abhängigkeit der Überführungswärme der Sauerstoffleerstellen  $Q_i^*$  und der Zwischengittersauerstoffatome  $Q_v^*$  vom O/(U+Pu)-Verhältnis in  $(U_{0.8}Pu_{0.2})O_{2\pm y}$  bzw. von der Wertigkeit des Plutoniums  $V_{Pu}$  und des Urans  $V_U$ . Eigene Meßwerte:  $\circ$  15,  $\triangle$  20,  $+$  30,  $\times$  40,  $\square$  50,  $\diamond$  85,  $\cdot$  100% Plutoniumoxid; Andere Autoren:  $\diamond$ /9/,  $\odot$ /7/, 15 Mol%,  $\square$ /6/ 25 Mol% Plutoniumoxid.

Bei  $O/(U+Pu)=2$  sind die Überführungswärmen unbestimmt. Es wurde keine Abhängigkeit von der Plutoniumoxid-Konzentration gefunden. Die starke Abweichung einiger Meßwerte ist wahrscheinlich durch Risse oder Verunreinigungen in den Pellets bedingt. Eine Fehlerangabe ist deshalb nicht sinnvoll. Die Fits der Meßwerte in Abb. 5 ergeben für unterstöchiometrisches Mischoxid

$$Q_v^* = -9,45 \cdot 10^5 + 5,6 \cdot 10^5 v_{Pu} - 8,5 \cdot 10^4 v_{Pu}^2 \text{ cal/Mol} \quad (3)$$

und für überstöchiometrisches Mischoxid

$$Q_i^* = -8,3 \cdot 10^{33} \exp(-17 v_U) \text{ cal/Mol}, \quad (4)$$

Unter Annahme des stationären Zustandes wurden mit den Beziehungen (3) und (4) Sauerstoffverteilungen ausgerechnet. Es zeigt sich, daß dabei eine Aufteilung des Radius in 20 Ortsschritte ausreichend ist, wenn man die Schrittweiten bei Annäherung an den stöchiometrischen Zustand,  $O/(U+Pu)=2$ , verkleinert. Das Ergebnis der Rechnungen ist in Abb. 6 a dargestellt. Sie zeigt die Variation des O/(U+Pu) mit dem relativen Radius für verschiedene mittlere O/(U+Pu)-Verhältnisse in unter- und überstöchiometrischem Brennstoff. Man sieht, daß sich in einem weiten Bereich des mittleren O/(U+Pu)-Verhältnisses die Sauerstoffkonzentration am Rande nur gering-

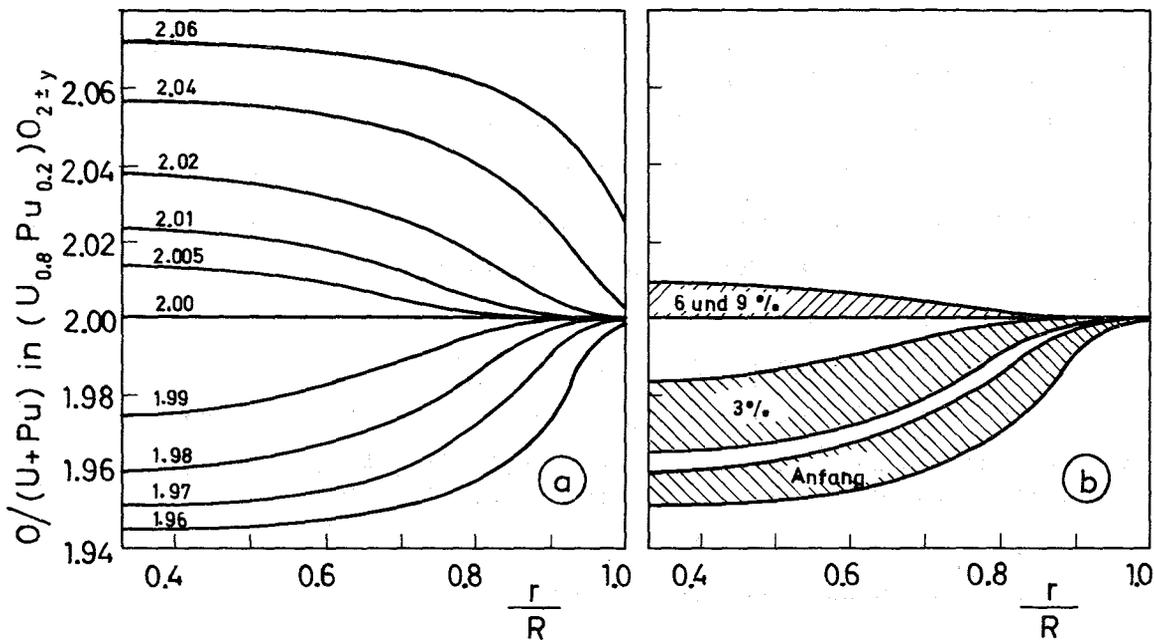


Abb. 6 Radiale Sauerstoffverteilung a) für verschiedene mittlere  $O/(U+Pu)$ , b) bei verschiedenen Abbränden wenn das anfängliche mittlere  $O/(U+Pu)$  1,97 - 1,98 beträgt.

fällig ändert, während im Inneren des Brennstabs starke Verschiebungen auftreten.

Interessant ist für die Beurteilung des Brennstabverhaltens, wie sich das Sauerstoffprofil mit dem Abbrand ändert. Benutzt man die früher berechnete Stöchiometrieverschiebung mit dem Abbrand [3] und geht davon aus, daß in einem schnellen Reaktor ein Brennstoff mit 20 Mol% Plutonium und einem  $O/(U+Pu)$ -Verhältnis zwischen 1,97 und 1,98 verwendet wird, ergeben sich bei Abbränden von 0, 3, 6 und 9% die in Abb.6b durch die schraffierten Bereiche gekennzeichneten Sauerstoffverteilungen. Man erreicht ein mittleres  $O/(U+Pu)$  von 2 und damit gleichmäßige Sauerstoffverteilung zwischen 4 und 6% Abbrand. Oberhalb dieses Abbrands nähert man sich der durch die oberste Kurve dargestellten Verteilung, die durch Pufferwirkung des Molybdäns [1] stabilisiert wird. Erst wenn alles Molybdän oxidiert ist, wird diese Kurve überschritten. Das tritt nach 11% Abbrand ein, wenn die Hülle keinen Sauerstoff aufnimmt.

Literatur

- [1] C.Sari, G.Schumacher, Proc. IAEA Symp.on Thermodynamics of Nuclear Materials, Vienna, 39 (1975)
- [2] C.Sari, G.Schumacher, KFK-1275/2, 112-117 (1975)
- [3] M.Bober, G.Schumacher, KFK-1965 (1975)
- [4] G.Schumacher, Ext.Ber.INR-4/70-27, Kernforschungszentrum Karlsruhe(1970)
- [5] F.Quick, C.Sari, J.Nucl.Mater. 47, 219 (1973)
- [6] M.Bober, G.Schumacher, in KFK-2200, 149 (1975)
- [7] M.G.Adamson, R.F.A.Carney, J.Nucl.Mater. 54, 121 (1974)
- [8] S.K.Evans, E.A.Aitken, C.N.Craig, J.Nucl.Mater. 30, 57 (1969)
- [9] M.G.Adamson, E.A.Aitken, S.K.Evans, J.H.Davies, Proc. IAEA Symp.on Thermodynamics of Nuclear Materials, Vienna 39 (1975)
- [10] K.Wirtz, Physik.Z. 44, 221 (1943)
- [11] H.Hollek, H.Kleykamp, KFK-1181 (1970)

1121.4 Mikrosondenuntersuchungen an Oxid-BrennstoffenNachuntersuchungen an Brennstabprüflingen der Versuchsgruppe 5a der FR2-Kapselbestrahlungen\* (H.Kleykamp, IMF)

Die Bestrahlung der Kapselversuchsgruppe 5a im thermischen Reaktor FR2 diente dem Zweck, das Bestrahlungsverhalten eines Mischoxid-Brennstoffs in Abhängigkeit von der Dichte bei verschiedenen Abbrandzuständen zu ermitteln. In diesem Versuch wurden neun 7,04 mm Brennstabprüflinge mit dem Hüllwerkstoff 1.4988 (Wandstärke 415  $\mu\text{m}$ ) eingesetzt, von denen jeder Tabletten mit den Brennstoffmengen von 84, 87, 90 und 93% th.D. enthielt. Die Ausgangszusammensetzung  ${}^{\text{nat}}\text{U}_{0,8}\text{Pu}_{0,2}\text{O}_{2,00}$  und der Tablettendurchmesser von 6,12 mm wurden so gewählt, daß das Wärmeleitintegral ohne Entmischungseffekte ein Maximum besitzt ( $\omega = 434 \text{ W/cm}$ ) und von der Brennstoffdichte unabhängig ist /1/.

Mit diesem Bestrahlungsexperiment wird die Frage beantwortet, ob eine Korrelation zwischen der Brennstoffdichte und der Plutonium-Anreicherung am Zentralkanal des Prüflings insbesondere nach Beendigung der Restrukturierungsphase ohne langzeitbedingte Abbrandeffekte besteht. Hierzu wurden insgesamt sechs Proben aus einem kurzzeit- und einem langzeitbestrahlten Prüfling ausgewählt (0,6 bzw. 5,2% Abbrand, zeitlich gemittelte Stableistung 500 W/cm, zeitlich gemittelte Hüllaußentemperatur 600°C) und mit der Elektronenstrahl-Mikrosonde untersucht. An den Proben wurden je zwei zueinander senkrecht verlaufende diametrale Uran- und Plutonium-Profile bestimmt und der Mittelwert gebildet. Die Ergebnisse sind in Abb. 7 und der nachfolgenden Tabelle zusammengestellt.

Tab. 5 : Brennstoffausgangsdichte  $\rho_B$ , gemessener Zentralkanalradius  $r_z$  und Plutonium-Anreicherung am Zentralkanal (ZK) der untersuchten Proben

Prüfling	Schnitt	$\rho_B$ [%]	$r_z$ [mm]	$r_z/r_o$	PuO <sub>2</sub> am ZK
KVE - 72 5A.2 Abbrand: 0,6%	1	83,5	1,07	0,35	27%
	2	86,4	0,77	0,25	27%
	3	89,4	0,70	0,23	28%
	4	92,6	0,67	0,22	28%
KVE - 74 5A.3 Abbrand: 5,2%	1	83,6	1,30	0,42	18%
	2	86,6	0,95	0,31	-
	3	89,6	0,89	0,29	-
	4	92,9	0,59	0,19	22%

/1/ K.Kummerer, P.Weimar, KFK-1886 (1975)

\* BzFE-Nr. 461.1

Zur Deutung der Plutonium-Umverteilung ist die Kenntnis einer genauen radialen Temperaturverteilung notwendig. Hierzu wurde für die kurzzeitbestrahlten Prüflinge eine thermische Analyse mit dem Rechenprogramm MERKUR durchgeführt /2/. Als Eingabedaten wurden neben den oben genannten die folgenden verwendet: ungestörter Neutronenfluß  $7,5 \cdot 10^{13} \text{ n/cm}^2 \cdot \text{s}$  und Wärmeübergangszahl im Spalt  $1,3 \text{ W/K} \cdot \text{cm}^2$  /3/. Die Brennstoffstöchiometrie  $O/M=2,00$  wurde als konstant und radiusunabhängig angenommen. Der gemessene Zentralkanalradius der untersuchten Proben ergibt sich aus der Tabelle, die Plutonium-Umverteilung aus Abb.7. Einen wichtigen Parameter für die thermische Analyse bildet die Porosität des Brennstoffs. Da insbesondere die Zentralkanaltemperatur des Temperaturprofils im wesentlichen nur von der mittleren Endporosität abhängt, von der radialen Abhängigkeit der Porosität aber nur wenig beeinflusst wird, wurde für alle kurzzeitbestrahlten Proben eine mittlere Brennstoffendichte von 94% th.D. zugrunde gelegt, die mit dem aus der Rißverbreiterung experimentell bestimmten Dichtewert in der äußeren Brennstoffzone übereinstimmt /4/; für die hochdichte Probe mit einer Brennstoffausgangsdichte von 92,6% th.D. wurde zur Erzielung einer hinreichenden Übereinstimmung zwischen experimentell bestimmtem und berechnetem Zentralkanalradius für die Brennstoffendichte in der Kornwachstums- und Stengelkristallzone der Wert 96% th.D. gewählt. Für die vier kurzzeitbestrahlten Proben ist der radiale Temperaturverlauf in Abb. 8 dargestellt; die Zentralkanaltemperaturen und die sich aus den für die Brennstoffendichte  $\bar{\rho}$  zugrunde gelegten Werten ergebenden Zentralkanalradien  $r'_z$  sind in der nachfolgenden Tabelle angegeben.

Tab. 6 : Plutonium-Anreicherung am Zentralkanal (ZK) und Zentralkanaltemperatur  $T_z$  bei verschiedenen Brennstoffausgangsdichten  $\rho_B$  und Zentralkanalradien  $r_z$  für den kurzzeitbestrahlten Prüfling KVE-72-5A.2

Schnitt	PuO <sub>2</sub> am ZK	$T_z$ [°C]	$\rho_B$ [%]	$r_z$ [mm]	$\bar{\rho}$ [%] <sup>a</sup>	$r'_z$ [mm] <sup>b</sup>
1	27%	1900	83,5	1,07	94	1,03
2	27%	1945	86,4	0,77	94	0,87
3	28%	2035	89,4	0,70	94	0,68
4	28%	2060	92,6	0,67	96/94	0,58

<sup>a</sup> mittlere Brennstoffendichte  $\bar{\rho}$

<sup>b</sup> mit  $\bar{\rho}$  berechneter Zentralkanalradius  $r'_z$

/2/ L.Steinbock, KFK-2163 (1975)

/3/ L.Steinbock, pers.Mitteilung

/4/ W.Dienst, in KFK-2134 (1975) 15

Bei kurzzeitbestrahlten Prüflingen mit stöchiometrischem Mischoxid-Brennstoff sind für die Plutonium-Anreicherung am Zentralkanal die bevorzugte  $\text{UO}_3$ -Verdampfung über zusammenhängende Poren und Risse und die Mitführung von plutoniumreichen Mischoxid vor den zum Zentralkanal wandernden Poren verantwortlich. Die Plutonium-Anreicherung am Zentralkanal sollte somit - gleiche Temperaturen vorausgesetzt - um so geringer sein, je niedriger die Ausgangsporosität des Brennstoffs ist, und bei 100% th.D. gegen Null streben. Dieser Porositätseinfluß wird aber aufgewogen oder sogar überkompensiert durch die höhere Zentralkanaltemperatur der höher dichten Proben, die einen wesentlich höheren  $\text{UO}_3$ -Dampfdruck zur Folge hat. Das Ausmaß der Entmischung wird somit von der Temperatur des zentralkanalnahen Bereichs bestimmt, die Ausgangsdichte des Brennstoffs hat nur einen sekundären Einfluß. Die quantitative Übertragbarkeit dieses Sachverhalts auf eine schnelle Bestrahlung gestaltet sich schwierig, weil in diesem Bestrahlungsexperiment der Neutronenfluß am Zentralkanal nur etwa 25% des ungestörten Neutronenflusses betragen hat.

In den langzeitbestrahlten Prüflingen werden die genannten Entmischungsercheinungen durch die Thermodiffusion des Plutoniums in Richtung zum Zentralkanal überlagert. In der Plutonium-Verteilung tritt ferner der starke Einfluß der Neutronenflußabsenkung zu Tage, der sich in der geringen Plutonium-Konzentration in der Brennstoffaußenzone bemerkbar macht. Der berechnete mittlere Abbrand von 5,2% /1/ stimmt mit dem aus der mittleren Plutonium-Konzentration bestimmten Abbrand der Probe mit 92,9% th.D. überein, während der Abbrand der Probe mit 83,6 th.D. etwa 6,5% beträgt. Für diesen Unterschied im Abbrand ist die im Mittel niedrigere Neutronenflußabsenkung in der niedrig dichten Probe verantwortlich. Die Plutonium-Konzentration am Zentralkanal der niedrig dichten Probe ist aufgrund des dort herrschenden höheren Neutronenflusses stärker abgebaut worden als am Zentralkanal der hochdichten Probe.

Es ist wünschenswert, wenn eine ähnliche Anordnung mit verschiedenen Brennstoffausgangsdichten in einem schnellen Fluß bestrahlt würde, damit bei dieser Untersuchung der störende Einfluß der Neutronenflußabsenkung eliminiert werden kann.

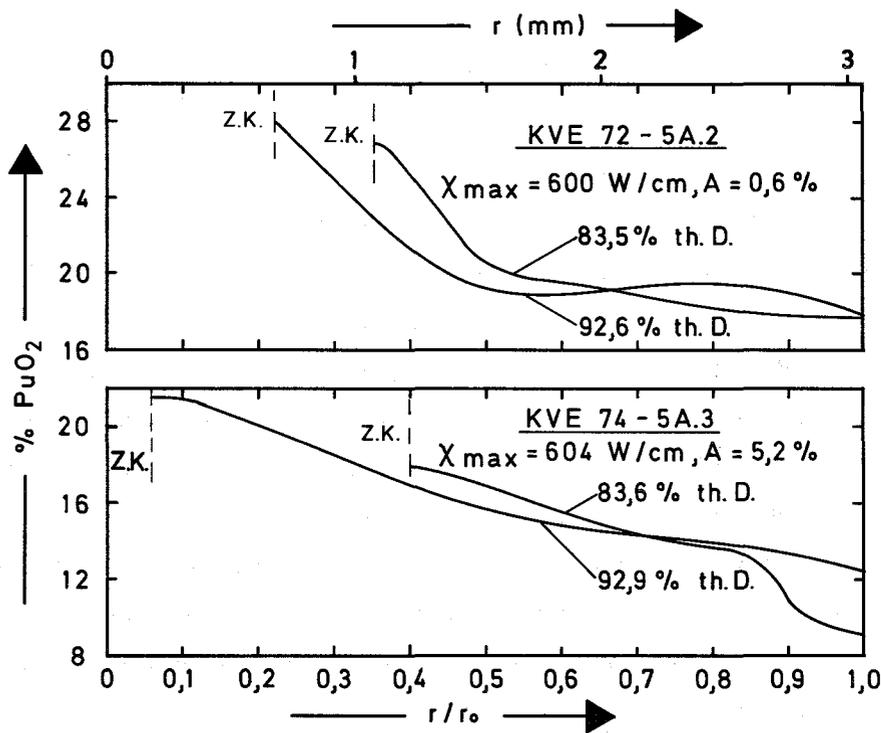


Abb. 7 : Radiale Plutonium-Verteilung in  $^{nat}\text{U}_{0,8}\text{Pu}_{0,2}\text{O}_{2,00}$  bei verschiedenen Brennstoffausgangsdichten nach einem Abbrand von 0,6 und 5,2%; mittlere Stableistung 500 W/cm, thermischer Fluß

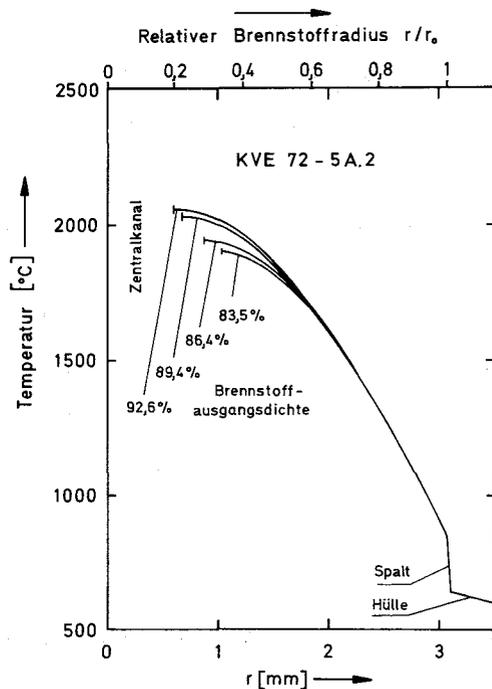


Abb. 8 : Radiale Temperatur-Verteilung in  $^{nat}\text{U}_{0,8}\text{Pu}_{0,2}\text{O}_{2,00}$  bei verschiedenen Brennstoffausgangsdichten nach einem Abbrand von 0,6%; mittlere Stableistung 500 W/cm, thermischer Fluß

1121.6 Gefügeuntersuchungen und thermische Analyse an Brennstäben\*

(B.Schulz, IMF/I)

Die Untersuchungen über die Leervolumenverteilung in bestrahlten oxidischen Kernbrennstoffen wurden zum Abschluß gebracht /1/. Unter Heranziehung der Ergebnisse aus den Bestrahlungsgruppen FR2 Vg3, Vg4a, Vg5a, Mol 7a, DFR-304, DFR-350, Rapsodie-Bündel und Monitor ergab sich:

1. Für den Zentralkanal strebt der Quotient aus dem unter Bestrahlung gebildeten Zentralkanalvolumen ( $V_Z$ ) und dem Ausgangsleervolumen ( $V_0$ ) einem konstanten Wert ( $0,6 \pm 0,14$ ) zu, wenn man für die Bildung des Zentralkanals neben der Stableistung und dem Temperaturgradienten auch die zur Verfügung stehende Bestrahlungszeit mit berücksichtigt (Abb.9).

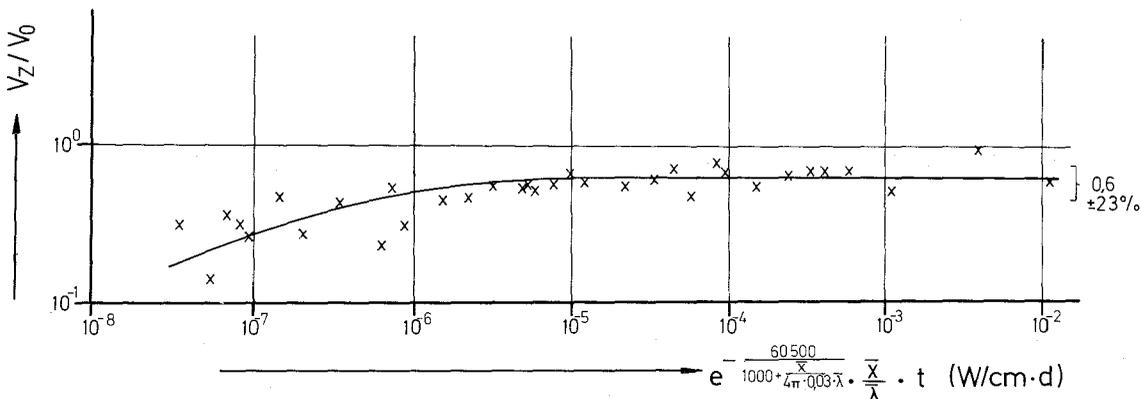


Abb.9: Relatives Zentralkanalvolumen als Funktion des modifizierten Zeitintegrals über den Porenstrom.  $\bar{\chi}$  = zeitliches Mittel der Stableistung,  $\bar{\lambda}$  = mittlere Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffs bezogen auf die mittlere Wärmeleitfähigkeit von  $UO_{2,00}$   
60500 halbe Aktivierungsenergie /5/ für die Porenwanderung,  
1000 K = angenommene Brennstoffrandtemperatur

Die in der Abb.9 angegebene Schwankungsbreite von  $\pm 23\%$  ergibt sich als Standardabweichung aus der Auswertung des Bestrahlungsversuchs DFR-350 für gleiche Schnittpositionen an 15 verschiedenen Stäben (Tab.7).

\* BzFE-Nr. 462.9

Stab-Proben Nr.	$V_z/V_o$	$\chi_{\max}$ (W/cm)/2/	$\bar{\chi}$ (W/cm)/2/	$T_{Hi \max}$ (°C)/2/	$\bar{T}_{Hi}$ (C)/2/
G 2 - 7	0,47	456	440	419	330/415 +)
G 4 - 1	0,44	456	440	419	371/415
G 6 - 6	0,64	456	440	419	415
G 14 - 7	0,38	456	440	419	367/415
G 21 - 12	0,51	456	440	419	415
G 36 - 8	0,73	456	440	419	371/415
G 40 - 7	0,66	456	440	419	415
G 41 - 9	0,80	456	440	419	371/415
G 43 - 8	0,47	456	440	419	415
G 56 - 8	0,59	456	440	419	415/367
G 57 - 11	0,54	456	440	419	415
G 61 - 1	0,39	456	440	419	330/415
G 49 - 7	0,76	456	440	419	415
G 50 - 7	0,55	456	440	419	415
G 39 - 4	0,55	456	440	419	371/415

Tab.7: Relatives Zentralkanalvolumen von 15 Stäben der Bündelbestrahlung  
DFR-350

+ ) Bei Randkanalposition außen bzw. innen.

$T_{Hi}$  - Hüllinnentemperatur,  $\chi$  - Stableistung der Schliffebene.  
Angegeben ist der maximale Wert und das zeitliche Mittel.

Für alle Stäbe war die  $PuO_2$ -Anreicherung (20%), das O/M-Verhältnis (2,00), die Tablettendichte (90%), die Schmierdichte (80%) und die Bestrahlungszeit (202,7 Tage) gleich /3/.

2. Für die Porenverteilung konnte die in /4/ getroffene Feststellung, wonach keine Abhängigkeit dieser Verteilung von den Herstellungs- und Bestrahlungsparametern vorliegt, erhärtet werden. Abb.10 zeigt das repräsentative Porositätsprofil gebildet aus den Porenverteilungen der Versuchsgruppen Mol 7a, DFR-304, DFR-350 (22 Einzelmessungen) /4/. Abb.11 zeigt dasjenige, wie es sich unter Hinzunahme der Auswertungen aus der Rapsodie-Bündel- und Monitorbestrahlung, sowie aus 2 Mol 8C-Proben mit 85% Ausgangsdichte ergibt (40 Einzelmessungen). Ein Vergleich der

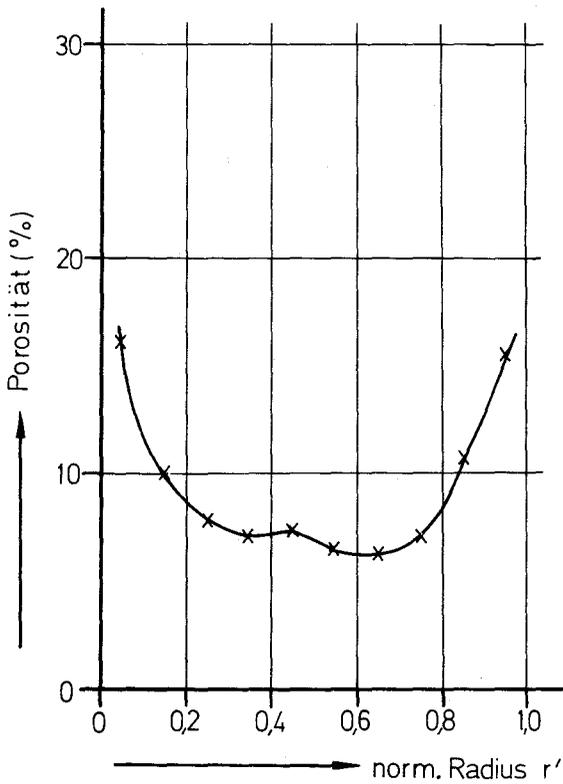


Abb. 10 Repräsentatives Porositätsprofil aus 22 Einzelmessungen /4/

$$r' = \frac{r - r_z}{r_B - r_z}$$

$r$  - laufende Ortskoordinate

$r_z$  - Zentralkanalradius

$r_B$  - Brennstoffradius

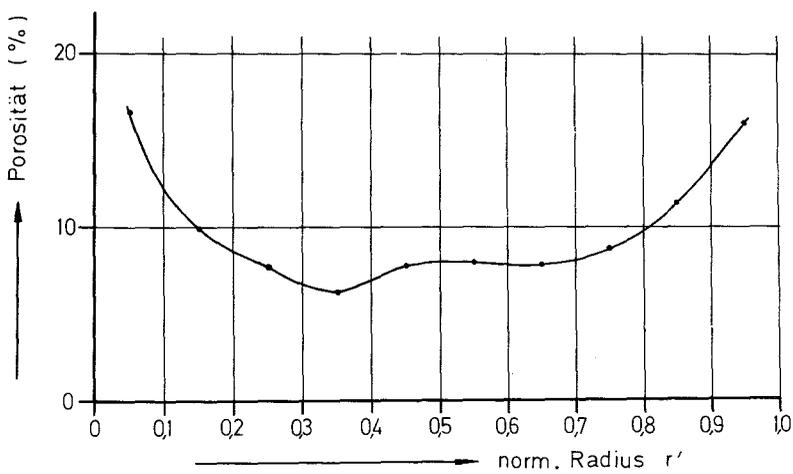


Abb. 11 Repräsentatives Porositätsprofil aus 40 Einzelmessungen

Abbildungen zeigt, daß die wesentlichen Charakteristika der Porenverteilung, die Erhöhung der Porosität zum Zentralkanal hin, das Minimum in der vierten Zone und der Wiederanstieg zum Brennstoffrand auch dem Betrage der Porosität nach unverändert erhalten bleiben. Das in Abb.11 wiedergegebene Porositätsprofil kann daher als Erwartungswert für das Porositätsprofil hochabgebrannter (> 5%) oxidischer Kernbrennstoffe angesehen werden.

### Literatur

- /1/ B.Schulz, KFK 2256 demnächst
- /2/ G.Gausmann, IMF (GfK) pers.Mitteilung
- /3/ D.Geithoff, K.Kummerer, KFK 1377 (1972)
- /4/ G.Ondracek, B.Schulz, Reaktortagung Berlin 1974 S.265
- /5/ H.Hoffmann, KFK 1876 (1973)

## 1123 Nachuntersuchung bestrahlter Oxidbrennstäbe

### 1. Spaltgasverhalten in den Brennstäben des Bestrahlungsversuches Rapsodie I\* (H.Zimmermann, IMF)

Im Rapsodie-Reaktor wurden zwei Bündel mit je 34 Mischoxidbrennstäben auf gleichwertigen Reaktorpositionen bestrahlt. Hüllmaterial war im Bündel 102 der Stahl 1.4988 und im Bündel 103 der Stahl 1.4970.

Beide Bündel enthielten Brennstoffe zweier Hersteller, der Firmen Alkem und Belgonucléaire. Das O/M-Verhältnis des Alkem-Brennstoffes betrug 1,991-2,003, das des Belgonucléaire-Brennstoffes 1,951-1,995.

Die in den untersuchten Stäben gefundenen Mengen des freien Spaltgases sind in der Tab.8 aufgeführt. Bei annähernd gleichem berechneten maximalen Abbrand zeigen die Stäbe des Bündels 102 eine höhere absolute und prozentuale Freisetzung als die des Bündels 103. Die prozentuale Spaltgasfreisetzung des Bündels 102 liegt bei ca. 95%, wobei die Werte der einzelnen Brennstäbe nur relativ wenig voneinander abweichen. Im Bündel 103 ist die freigesetzte Spaltgasmenge von der Position der Stäbe abhängig (Abb.12). In den Gebieten mit niedriger Freisetzung ist mit prozentualen Freisetzungswerten zwischen 80 und 90% zu rechnen.

Die axiale Verteilung des gebundenen Spaltgases in den untersuchten Stäben ist in der Abb.13 dargestellt. Bei den drei untersuchten Stäben des Bündels 102 und beim Stab BU 09 aus dem Bündel 103 liegen die über die Brennstofflänge gemittelten Konzentrationen des gebundenen Spaltgases zwischen  $1 \cdot 10^{-3}$  und  $1,4 \cdot 10^{-3}$  Atomen pro (U+Pu)-Atom. Die Konzentrationen steigen vom oberen zum unteren Brennstoffende leicht an. Das Verhältnis Poren- zu Gitterspaltgas beträgt bei diesen Stäben im Mittel 1,6:1. Die Brennstäbe AU 03, AU 14 und AU 38 des Bündels 103 weisen einen grundlegend anderen Konzentrationsverlauf des gebundenen Spaltgases auf. Die Konzentrationen sind am oberen Ende und besonders im mittleren Teil der Brennstoffsäule wesentlich höher. Es wurden maximal  $4,9 \cdot 10^{-3}$  Gasatome/(U+Pu)-Atom beim Stab AU 38 gefunden, wobei das Verhältnis Poren-:Gitterspaltgas 3:1 ist. Die Stäbe AU 03 und AU 14 haben maximale Gehalte von  $3,6 \cdot 10^{-3}$  bzw.  $2,3 \cdot 10^{-3}$  Atome/Atom in Brennstoffsäulenmitte. An den unteren Säulenenden treten in den drei Stäben Konzentrationen zwischen  $1,8 \cdot 10^{-3}$  u.  $2,3 \cdot 10^{-3}$  auf, die nur geringfügig höher sind als die der Stäbe des Bündels 102 und des Stabes BU 09.

\* BzFE-Nr. 463.1a

Die Konzentrationen des gebundenen Spaltgases der untersuchten Stäbe des Bündels 102 und des Stabes BU 09 aus dem Bündel 103 entsprechen denen, die bei vergleichbaren Stableistungen und Hülltemperaturen aus anderen Bestrahlungsexperimenten, z.B. DFR-304, DFR-435, Mol 8 B 1 und B 2, bekannt sind. Bei den Stäben des Bündels 103 mit Alkem-Brennstoff dagegen treten Abweichungen von dem auf Grund der nominalen Bestrahlungsdaten zu erwartenden Spaltgasverhalten auf. Ursachen dieser Abweichungen sind offenbar die geringere Hüllschwellung im Bündel 103 (Stahl 1.4970) und eventuell ein Temperaturgradient innerhalb des Bündels.

Die Spaltgasdaten und die Gefügebildungen der untersuchten Stäbe mit Belgonucléaire-Brennstoff (BU 09, BU 14 und BU 16) entsprechen in etwa denen der Stäbe des Bündels 102. Die Schliffbilder aller dieser Stäbe weisen mehr oder weniger breite Spalte zwischen Brennstoff und Hülle auf, die teilweise mit Spaltprodukten ausgefüllt sind. Demgegenüber zeigen die den Proben mit hohen Spaltgaskonzentrationen benachbarten Schliffe in Brennstoffsäulenmitte der Stäbe AU 03, AU 14 und AU 38 einen sehr eng an der Hülle anliegenden Brennstoff. An diesen Stellen fand also ein sehr guter Wärmeübergang statt, der zu einem niedrigen Temperaturniveau im Brennstoff und damit zu einer höheren Spaltgasrückhaltung führte. Niedrige Brennstofftemperatur ist auch die Ursache der hohen Spaltgaskonzentration am oberen Brennstoffende des Stabes AU 38. Das Schliffbild zeigt an dieser Stelle nur einen relativ kleinen Zentralkanal und keine langen Stengelkristalle.

Tab. 8: Freies Spaltgas in den Rapsodie I-Brennstäben

Bündel	Stab	Berechn.max. Abbrand, % nach /1/	Freies Spaltgas			
			cm <sup>3</sup>	Xe/Kr	Freis.,% <sup>1)</sup>	
102	AM 07	9,914	110,540	6,4	93,8	
	AM 08	9,914	106,386	7,1		
	AM 13	10,089	112,985	7,2		
	AM 21	10,229	122,400	7,5		
	AM 30	10,044	120,389	7,3		
	AM 35	10,594	127,150	7,4		
	AM 38	9,723	111,933	7,5		
	BM 06	10,413	113,713	7,1	96,1	
	BM 10	9,904	118,740	6,0		
	BM 12	9,885	125,550	7,6		
	BM 14	9,885	102,300	7,7		
	BM 16	10,069	109,800	8,9	95,3	
		Mittel		115,157	7,3	
	103	AU 02	10,250	99,059	7,2	87,7
AU 03		10,260	98,974	7,2		
AU 04		10,260	96,331	7,4		
AU 12		9,885	87,483	7,4	91,9	
AU 14		10,229	115,122	7,7		
AU 15		9,557	96,354	7,5		
AU 20		9,904	95,120	6,5		
AU 21		10,250	95,200	7,3		
AU 22		9,914	99,580	6,5	81,0	
AU 24		10,435	108,660	6,1		
AU 26		10,606	117,830	6,9		
AU 29		9,737	85,947	7,4		
AU 37		10,606	106,200	7,4		
AU 38		9,566	81,937	7,2		
BU 14		10,429	115,900	6,3		
BU		9,566	106,665	7,3		
		Mittel		100,398	7,1	

1) prozentuale Freisetzung, bezogen auf die experimentell bestimmte Gesamtmenge

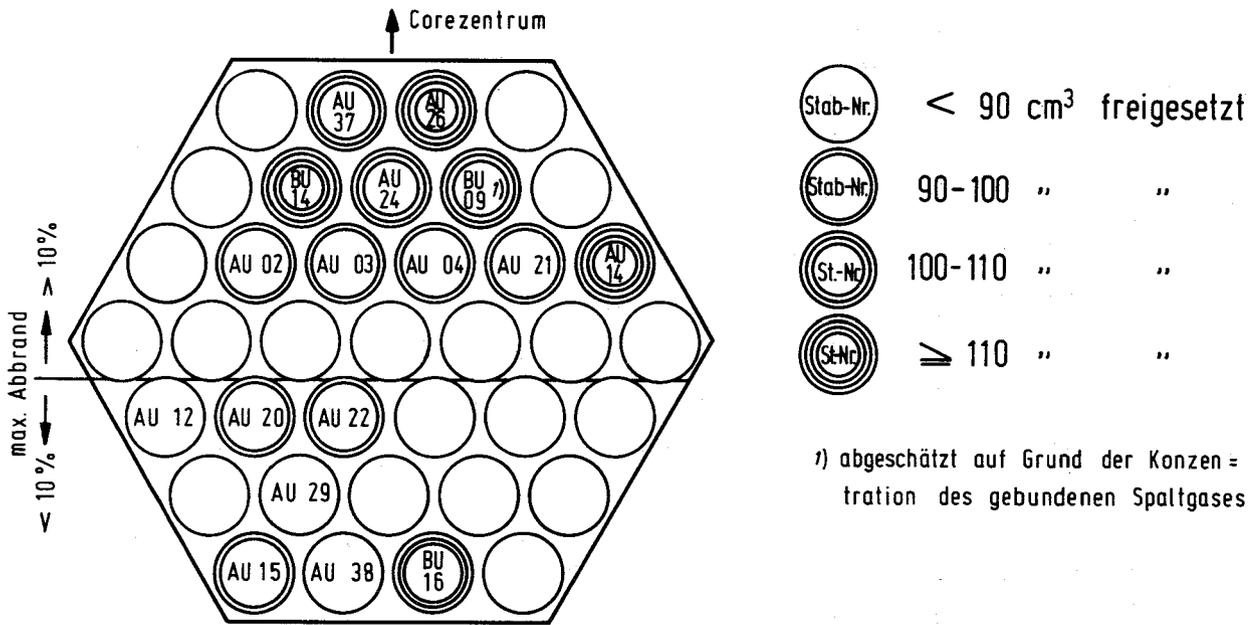


Abb. 12 Spaltgasfreisetzung in Abhängigkeit von der Position im Bündel 103

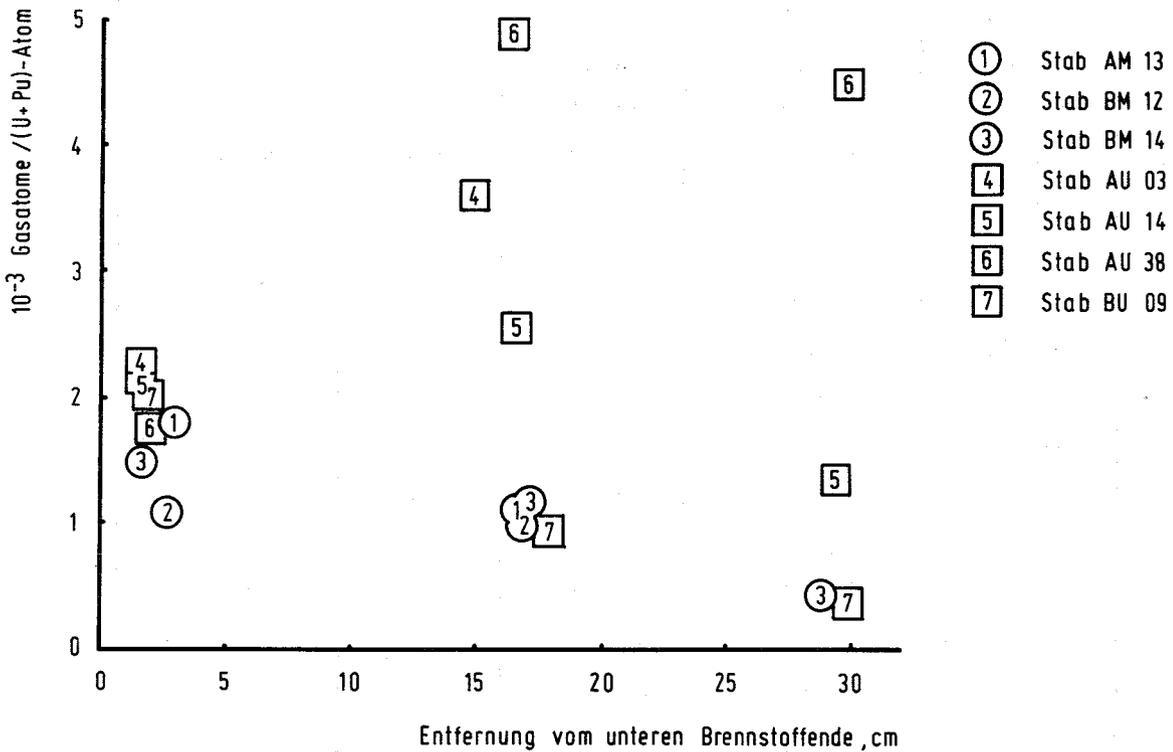


Abb. 13 Axiale Verteilung des gebundenen Spaltgases in den Brennstäben des Experiments Rapsodie I

## 2. Untersuchung der Hülldehnung an den bestrahlten Brennstäben der Versuchsgruppe DFR 435 \* (W.Dienst, IMF)

Von den  $UO_2$ -20%  $PuO_2$ -Brennstäben der Brennstabbündelbestrahlung DFR-350 wurden 8 Stäbe in 3-Stab-Einsätzen der Versuchsgruppe DFR-435 weiterbestrahlt. Die schließlich erreichten maximalen Abbrände in diesen Stäben lagen bei 6,9 bis 9,7%, und die maximalen schnellen Neutronenfluenzen bei 4,8 bis  $6,8 \cdot 10^{22} \text{ n/cm}^2$ . Da das Spaltgasplenum der Brennstäbe für den Zielabbrand von DFR-350 ausgelegt war (5-6%), ergab sich bei DFR-435 ein besonders hoher Betriebs-Spaltgasdruck von maximal etwa 12 MPa.

Detaillierte Angaben über die Auslegung der Brennstäbe (Außendurchmesser 6 mm, Brennstofflänge 290 mm, Hüllstärke 0,38 mm, Hüllmaterial 1.4988) und über die Bestrahlungsbedingungen sind in besonderen Berichten enthalten /1/.

In den letzten Jahren hat sich ergeben, daß bei hohen Abbränden in schnellen Versuchsreaktoren immer ein deutlicher Überschuß der gesamten Hüllaufweitung über die Hülschwellung gemessen wird, der sich über einen großen Teil der Brennstofflänge erstreckt. Zur integralen Beschreibung dieses Überschußes wurde hier die folgende Methode gewählt: Es wurde angenommen, daß die Hülschwellung isotrop ist und sich auf den Brennstoffabschnitt des Brennstabes beschränkt, und daß die gemessene Brennstabängenänderung nur auf dieser Hülschwellung beruht. Dann ist die (auf die Brennstofflänge bezogene) prozentuale Längenänderung  $\delta L$  gleich der mittleren linearen Hülschwellung über dem Brennstoffabschnitt. Wenn die über dem Brennstoffabschnitt gemessene mittlere prozentuale Hülldurchmesser-Vergrößerung  $\overline{\delta D}$  größer ist als  $\delta L$ , kann dann der Schluß gezogen werden, daß ein Anteil plastischer Hülldehnung vorliegt. Das gilt auch und erst recht, wenn zur Brennstabängenvergrößerung noch eine Hülschwellung außerhalb des Brennstoffabschnittes oder eine plastische Dehnung der Hülle beitragen sollte.

Es wurde bereits gezeigt, daß das Verhältnis  $\overline{\delta D}/\delta L$  nach Bestrahlungen bis zu hohem Abbrand tatsächlich viel größer als 1 war /2/. Die Versuchsgruppen DFR-350 und DFR-435 bieten nun eine Folge von verschiedenen Abbrandstufen für Brennstäbe gleicher Auslegung bei etwa gleichen Bestrahlungsbedingungen. Dadurch kann auch die Abbrandabhängigkeit von  $\overline{\delta D}/\delta L$  untersucht werden.

/1/ D.Geithoff, K.Kummerer, KFK 1377 (1972) u. D.Geithoff, W.Ernst, GfK, interner Bericht

/2/ W.Dienst, K.Ehrlich, Trans. ANS 20 (1975) 283

\* BzFE-Nr. 462.9

In Abb. 14 ist  $\overline{\delta D}/\delta L$  für die untersuchten Brennstäbe über dem Abbrand aufgetragen. Zusätzlich sind die Ergebnisse des sehr ähnlichen 3-Stab-Einsatzes DFR-304 eingetragen. Das Diagramm zeigt, daß oberhalb 4% Abbrand eine plastische Hülldehnung auftrat ( $\overline{\delta D}/\delta L > 1$ ), und daß die plastische Hülldehnung schneller zunahm als die Hüllschwellung ( $\overline{\delta D}/\delta L$  steigt dauernd). Letzteres besagt, daß kein ganz einfacher Zusammenhang zwischen plastischer Hülldehnung und Hüllschwellung besteht. Diese Feststellung kann durch einen Vergleich mit anderen Versuchsgruppen bestätigt werden. Zu diesem Zweck enthält das  $\overline{\delta D}/\delta L$ -Diagramm in Abb. 14 die entsprechenden Ergebnisse der französischen DFR 409-Bestrahlung /3/ und einer (eigenen) Bestrahlung von  $UO_2$ - $PuO_2$ -Brennstäben im Rapsodie-Reaktor. Es zeigt sich, daß die Abbrandschwelle, oberhalb deren  $\overline{\delta D}/\delta L$  deutlich größer als 1 wird, und damit der Beginn beträchtlicher plastischer Hülldehnung für diese Versuchsgruppen viel höher liegt.

Damit erscheint bestätigt, daß es sich bei dem Überschuß der Hülldurchmesserergrößerung über die Hüllschwellung um eine plastische Hülldehnung handelt, die nicht in erster Linie von der Hüllneutronendosis, sondern vom Druckaufbau an der Hüllinnenwand abhängt. Dieser zeigt bei verschiedener Auslegung der Brennstäbe auch unterschiedliche Abhängigkeit vom Abbrand. Es kann sich dabei sowohl um den Spaltgasdruck handeln, dessen Anstieg vor allem von der relativen Größe des Spaltgasplenums abhängt, als auch um den Brennstoff-Festkörperdruck, der vom Brennstoff/Hülle-Spalt, von der Brennstoffporosität und vom O/M-Verhältnis im Brennstoff abhängen könnte.

Die hier erwähnten Ergebnisse deuten darauf hin, daß beide Druckbeiträge für die plastische Hülldehnung von Bedeutung sind. Die in Abb. 14 gezeigten Unterschiede im  $\overline{\delta D}/\delta L$ -Verlauf scheinen mit unterschiedlichen Volumenanteilen des Spaltgasplenums in den Brennstäben zu korrespondieren. Der Beginn der plastischen Hülldehnung scheint etwa übereinstimmend bei 6-8 MPa Spaltgasdruck gelegen zu haben, der  $\overline{\delta D}/\delta L$ -Höchstwert  $\sim 2,5$  wurde (nach verschiedenen Abbränden) bei jeweils etwa 12 MPa erreicht. Andererseits trat bei der erwähnten französischen DFR-Bestrahlung auch nach Ablassen des Spaltgases aus einem Brennstab eine weitere plastische Hülldehnung unter Bestrahlung auf /3/, die nur durch Brennstoffdruck verursacht worden sein kann. Außerdem würde der Spaltgasdruck im allgemeinen nicht ausreichen, die gemessenen plastischen Hülldehnungen zu bewirken.

So ergibt die Untersuchung der mittleren Hülldehnung, zusammen mit Messungen der lokalen Hüllschwellung und mit Schliffbildern von Brennstabquerschnitten, den folgenden Eindruck: Zu radialen plastischen Dehnungen der Brennstabhülle tragen sowohl der Spaltgasdruck als auch der Brennstoff-Festkörperdruck bei. Dabei scheint der Spaltgasdruck über einem größeren Teil des Brennstoffabschnittes im Brennstab wirksam zu sein, wo seine Wirkung auf einem durch Porenbildung beschleunigten Bestrahlungskriechen der Hülle beruhen könnte. Lokal kann auch eine Kombination von Spaltgas- und Brennstoffdruck vorliegen. Gerade in rißgefährdeten Brennstababschnitten, besonders am heißen Brennstoffende, scheint jedoch der Festkörperdruck auf die Hüllinnenseite die entscheidende Rolle gespielt zu haben. Er verursachte dort eine "normale" (nicht vom schnellen Neutronenfluß abhängige) plastische Hülldehnung, die in 5 von den 8 DFR-435-Brennstäben zum Hüllriß führte (Abb. 15 ).

Die Bilder der Brennstabquerschnitte am heißen Brennstoffende zeigten einen festen Kontakt zwischen Brennstoff und Hülle über eine dicke Reaktionsproduktschicht (Abb. 15 ), die sich durch chemische Reaktion zwischen Brennstoff, Spaltprodukten und Hüllmaterial gebildet hat. Die plastische Hülldehnung kann zum Teil auf der Ansammlung von flüchtigen Spaltprodukten und Reaktionsprodukten beruhen. Sie erfolgte aber noch deutlich im Bereich der Brennstoffsäule, so daß sie nicht entscheidend durch den Brutstoff beeinflußt erscheint. Andererseits ist die bestrahlungsbedingte Kriechgeschwindigkeit des  $UO_2$ - $PuO_2$ -Brennstoffes so hoch, daß eine langsam verlaufende Reaktionsschwellung durch Brennstoffkriechen ohne beträchtliche Hülldehnung aufgefangen würde. Daher ist in Betracht zu ziehen, daß die beobachtete Hülldehnung durch Brennstableistungszyklen verursacht ist.

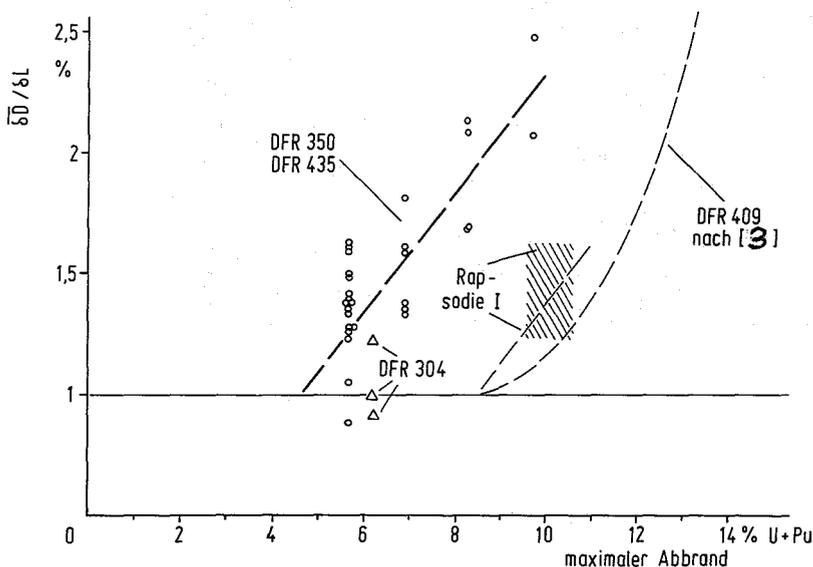


Abb. 14 Verhältnis der mittleren Durchmesserzunahme zur Längenzunahme der Hülle im Brennstoffabschnitt der  $UO_2$ - $PuO_2$ -Brennstäbe

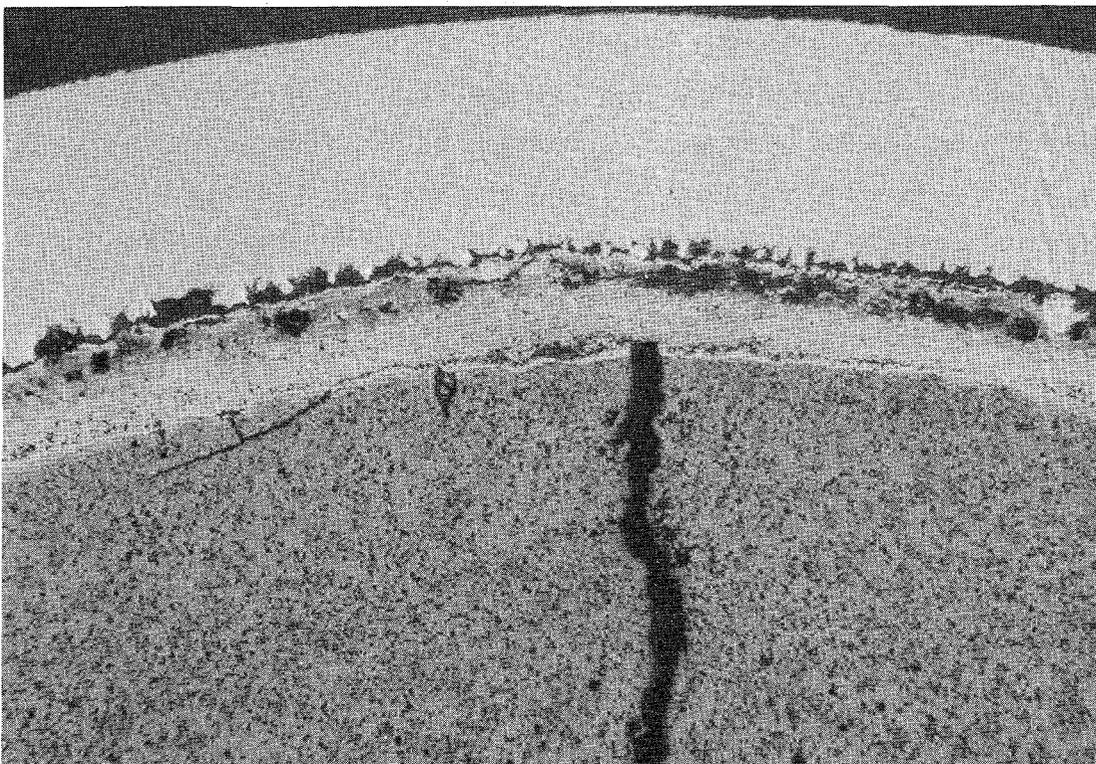
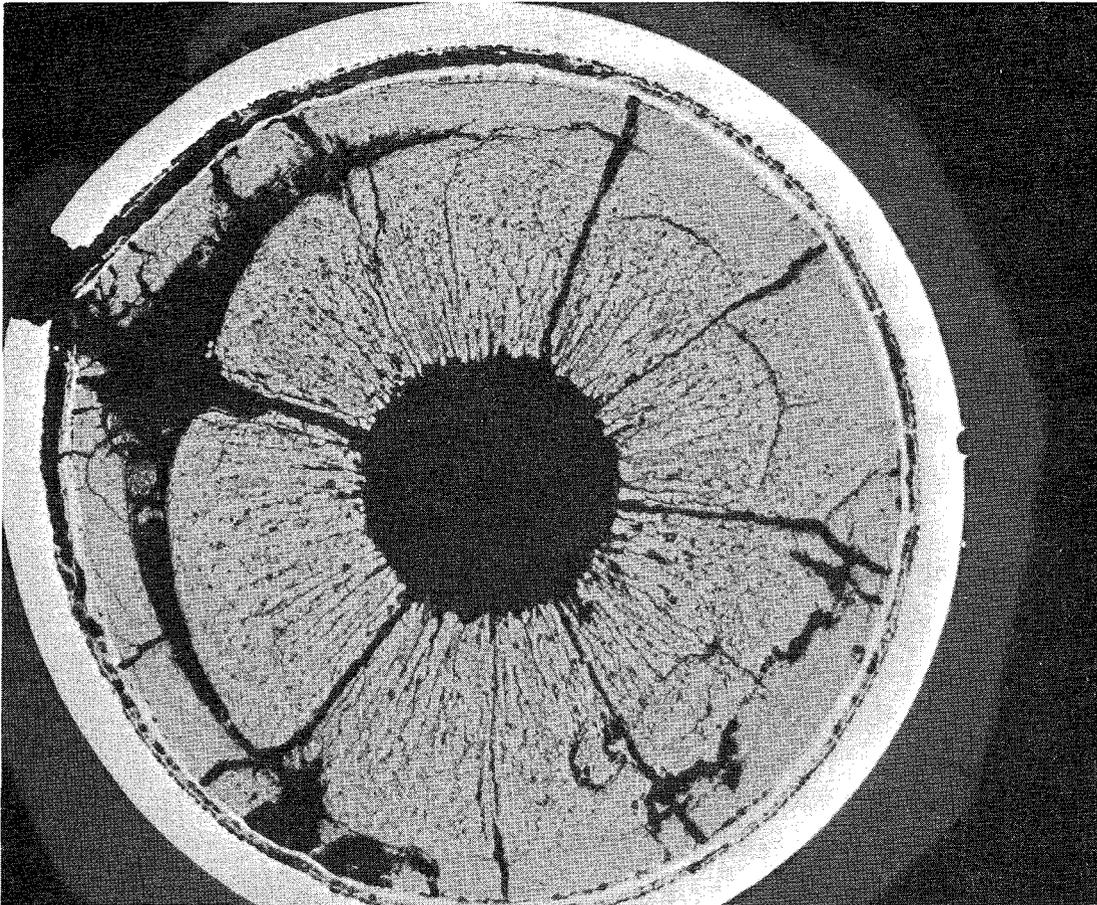


Abb. 15

Querschnitt eines Brennstabes mit Hüllriß am unteren, heißeren Brennstoffende (oben, Vergr. 20 x). Reaktionsproduktschicht zwischen Brennstoff und Hülle (unten, Vergr. 100 x)

- 1124      Karbidische Brennstäbe
- 1124.0    Brennstab-Modelltheorie<sup>G</sup>

Modelltheoretische Analyse der Karbid-Bestrahlungsversuche Mol-11/K2-1 und 2

(H. Elbel,      H. Steiner,    IMF III)

Im Rahmen des Bestrahlungsexperimentes Mol-11 wurden innerhalb der Versuchsgruppe K2 zwei Brennstäbe mit Mischkarbid-Brennstoff und Helium-Bindung bestrahlt. Ein dritter Brennstab dieser Versuchsgruppe befindet sich zur Zeit noch im Reaktor. Das Ziel der Bestrahlungsversuche war es, das Verhalten von Mischkarbid-Brennstoff unter Helium-Bindung bei hohen Stabileistungen zu untersuchen und insbesondere die Wechselwirkung dieses Brennstoffes mit dem Hüllrohr zu testen.

Die Auslegung (s.Tab.9) der beiden Prüflinge K2-1 und 2 war bis auf die Möglichkeit einer Spaltgasdruckmessung bei K2-2 identisch. Beide Prüflinge waren mit jeweils zehn Thermoelementen zur Messung der Hüllrohroberflächentemperaturen bestückt.

Der Prüfling K2-1 wurde nach einer Bestrahlungszeit von rund 3450 h mit einem maximalen Abbrand von etwa 41 MWd/kg Me und einem mittleren Abbrand von etwa 33 MWd/kg Me aus dem Reaktor genommen. Der Prüfling K2-2, bei dem die Messung des Druckaufbaues durch Spaltgasfreisetzung durchgeführt wurde, wurde nach einer Bestrahlungszeit von rund 6500 h mit einem maximalen lokalen Abbrand von etwa 77 MWd/kg Me und einem mittleren Abbrand von etwa 61 MWd/kg Me entladen. Beide Stäbe zeigten eine Aufweitung des Hüllrohrs. Sie ist in Abb. 16 für verschiedene Thermoelementpositionen wiedergegeben. Eine lineare Extrapolation zum Wert Null der Durchmesserzunahme liefert in grober Näherung einen Wert für den Abbrand von 3,2 % FIMA (= 27 MWd/kg Me), ab dem sowohl der Fertigungsspalt geschlossen, als auch die mechanische Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hülle so stark geworden war, daß eine bleibende Verformung des Hüllrohrs einsetzen konnte. Diese Verformung ist mit großer Wahrscheinlichkeit auf eine Beanspruchung bis in den plastischen Bereich hinein zurückzuführen, da aufgrund der niedrigen Hüllrohrtemperaturen ein Beitrag durch

<sup>G</sup> Zuletzt berichtet in KFK 1275/1, S. 112-33

thermisch induziertes sekundäres Kriechen nicht zu erwarten ist. So konnten sich unter der Einwirkung des schwellenden Brennstoffs hohe Spannungswerte bis in den Bereich der Streckgrenze des Hüllmaterials aufbauen (s. Abb. 17 und 18).

Unter der Annahme einer rein elastischen Verformung der Hülle sagen die modelltheoretischen Rechnungen die in der Abb. 19 wiedergegebenen Kontaktdrücke voraus. Die Verformungen, die unter Verwendung eines einfachen Modells zur Beschreibung des elastisch-plastischen Verhaltens des Hüllrohrmaterials ohne und mit Berücksichtigung einer Dehnungsverfestigung berechnet wurden, sind in die Abb. 16 aufgenommen worden. Die deutliche Überschätzung des Verformungsgrades kann verschiedene Ursachen haben, wie z.B.:

- Der Grad der tatsächlichen Verfestigung des Hüllrohrmaterials wurde unterschätzt. (Es waren gewählt worden: die Streckgrenze zu rund  $21 \text{ kp/mm}^2$  und ein Plastizitätsmodul von rund  $90 \text{ kp/mm}^2$  bei jeweils  $450^\circ\text{C}$ ).
- Die effektive Volumenvergrößerung des Brennstoffs aufgrund des Schwellens wurde zu groß gewählt.
- Der Effekt eines möglichen Heißpressens, d.h. ein Kriechen des Brennstoffs in die Poren, wurde in dem verwendeten pauschalen Modell als zu gering angesetzt.

Parameterstudien haben gezeigt, daß bei Brennstäben mit karbidischem Brennstoff auch unter stationären Betriebsbedingungen die Zeitspanne zwischen dem Schließen des Spalts und dem Auftreten einer massiven mechanischen Wechselwirkung sehr kurz ist. Bei den Prüflingen K2-1 und 2 sollte der Spalt durch thermische Ausdehnung und Schwellen nach einem Abbrand von ungefähr 1.6 % FIMA (14 MWd/kg Me) geschlossen sein. Eine Aufweitung des Hüllrohrs ist aber dem experimentellen Befund zufolge mit großer Wahrscheinlichkeit erst nach einem Abbrand von etwa 3.0 % FIMA aufgetreten. Dieser Befund deutet darauf hin, daß entweder in der ersten Bestrahlungsphase durch Nachsintern der Schwelleffekt des Brennstoffs vermindert wurde, sodaß der Brennstoff entsprechend später die Hülle erreicht hat, oder daß nach dem Eintreten des Kontaktes zwischen Brennstoff und Hüllrohr durch Heißpressen die mechanische Wechselwirkung für einige Zeit auf einem relativ niedrigen Niveau gehalten wurde (Gleichgewichtskontaktdruck bei

einer Streckgrenze von  $21 \text{ kp/mm}^2$ : rund  $320 \text{ kp/cm}^2$ ).

Als Ergebnis der Versuchsgruppe K2 kann festgehalten werden, daß in den mit niederdichtem Mischkarbid-Brennstoff versehenen Prüflingen ein Teil des Porenvolumens zur Aufnahme der durch Schwellen hervorgerufenen Volumenvergrößerung des Brennstoffs zur Verfügung stand. Mit Sicherheit hat Heißpressen zu diesem Verdichtungsprozeß beigetragen. Dieser Vorgang ist allerdings unter einer hohen Druckbelastung des Hüllrohrs abgelaufen.

Die Bestrahlung der beiden Prüflinge K2-1 und 2 hat gezeigt, daß bei einem Karbid-Brennstabkonzept mit kleinem Spalt Hüllrohrverformungen schon bei niedrigem Abbrand auftreten werden. Sie sind bei den Versuchen die Folge der bis in den Fließbereich des Hüllrohrmaterials reichenden Druckbelastung des Hüllrohrs gewesen, die durch das Schwellen des Brennstoffs verursacht wurde.

Eine der Schlußfolgerungen aus dem Bestrahlungsversuch Mol-11/K2 lautet deshalb, daß in Brennstäben mit karbidischem Brennstoff zur Aufnahme des Brennstoffschwellens ein ausreichendes Spaltvolumen vorgesehen werden muß.

Tabelle 9: Auslegungs- und Herstellungsdaten der Prüflinge  
Mo1-11/K2-1 und 2

Brennstoff:

Material	(U, Pu)C
Pu-Anteil	15 %
U-235-Anreicherung	93 %
ECC	5.11 Gew.%
M <sub>2</sub> C <sub>3</sub>	< 10 Vol.%
theoretische Dichte	13.63 g/cm <sup>3</sup>
Tablettendichte	83.3 % T.D.
Tablettendurchmesser	6.96 mm
Tablettenhöhe	8.50 mm

Hülle:

Material	1.4988 (lös. gegl.)
Innendurchmesser	7.10 mm
Außendurchmesser	8.00 mm

Brennstab:

Schmierdichte	80 % T.D.
Spaltweite, rad.	70 μm
Füllgas	He
Fülldruck	1 at (K2-1)
	5 at (K2-2)

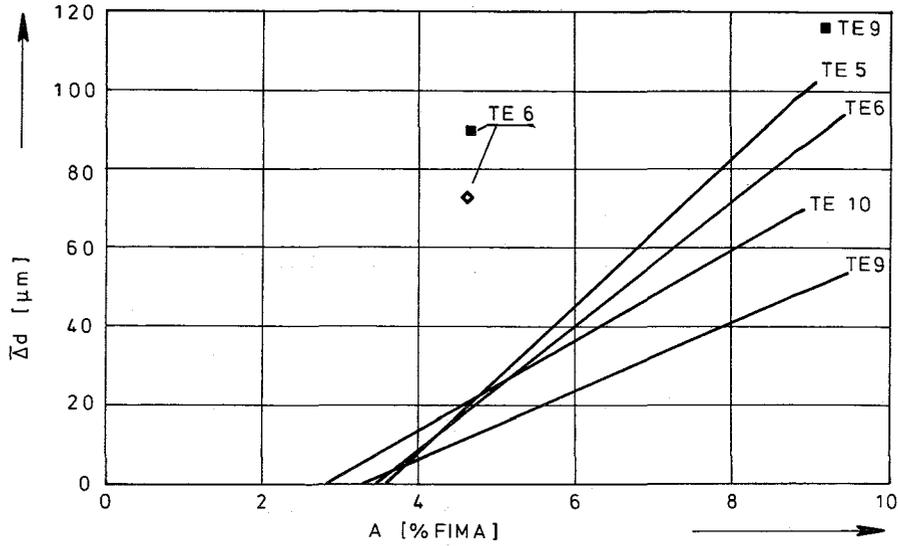


Abb. 16 Schematische Darstellung der Durchmesserzunahme in Abhängigkeit vom Abbrand bei Mol-11/K2 an verschiedenen Thermoelementpositionen,

- Kurven: gemessene Werte  
 ■ : berechnet, ohne Verfestigung  
 ◆ : berechnet, mit Verfestigung

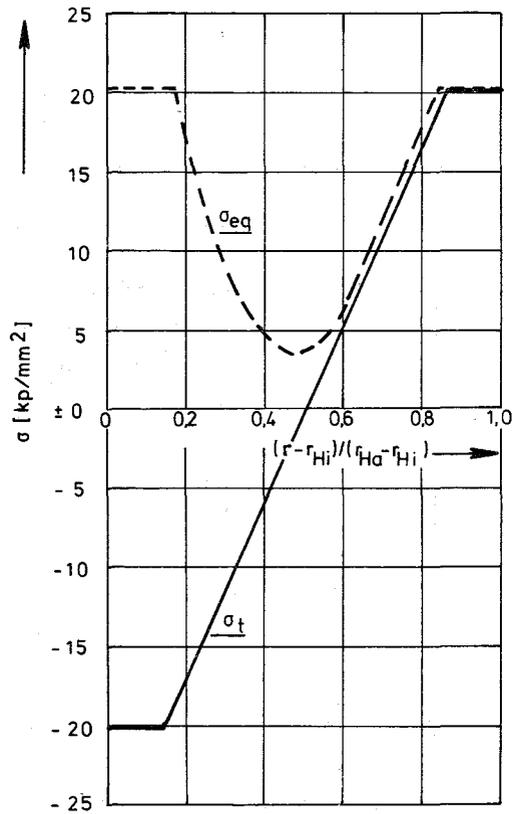
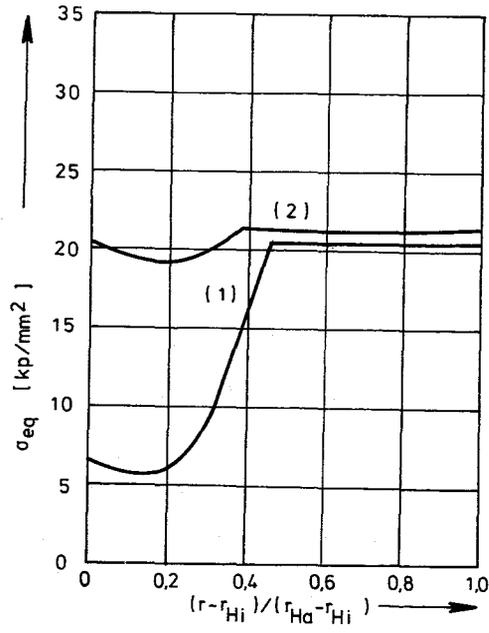
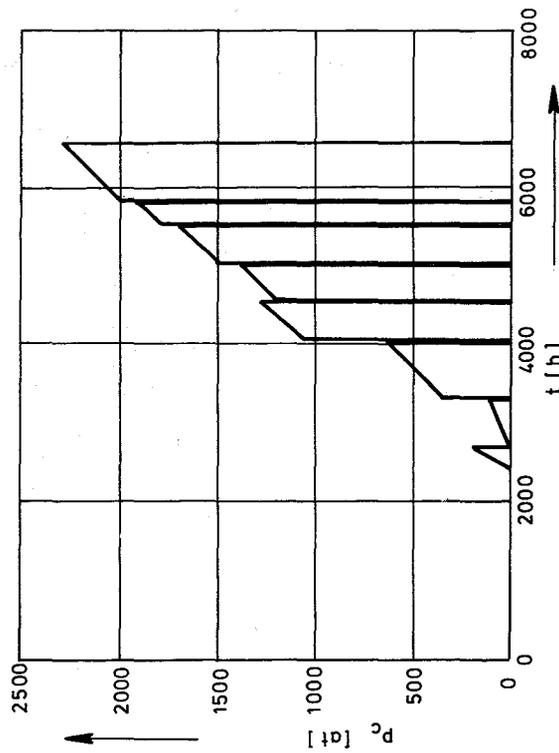


Abb. 17 Tangential- und Äquivalenzspannung im Hüllrohr bei Mol-11/K2-2 (TE 9) zu Beginn des ersten Betriebszyklus (Spalt offen)



**Abb. 18** Äquivalenzspannung im Hüllrohr bei Mo1-11/K2-2 (TE9) nach einer Bestrahlungszeit von  
 (1) 2742 h (2) 3422 h  
 (Spalt geschlossen)



**Abb. 19** Kontaktdruck in Abhängigkeit von der Bestrahlungszeit bei Mo1 11/K2-2 (TE9),  
 Hüllverformung rein elastisch angenommen

1. Herstellung von Mischkarbidproben aus oxidischem Sinterschrott

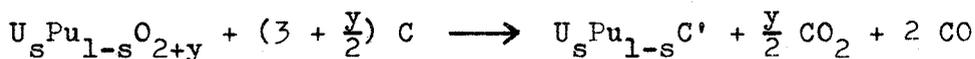
(H.Wedemeyer, E.Günther, R.Hanselmann, J.Heger, M.Wittmann, IMF)

Zur sinnvollen Weiterverwendung des oxidischen Sinterschrotts (gesinterte Oxidtabletten, Pulverreste, ...) bietet sich im Labormaßstab die Umwandlung des Oxids in Karbid an. Dieses ist nach dem Verfahren der gemeinsamen karbothermischen Reduktion der Oxide prinzipiell möglich, nur wird hiernach von frisch hergestelltem Urandioxid- bzw. Plutoniumdioxid-Pulver ausgegangen. Es ist demnach bei Verwendung von oxidischem Sinterschrott als Ausgangsmaterial anzunehmen, daß die karbothermische Reduktion langsamer abläuft als bei frisch hergestelltem Pulver. Eine Reaktivierung des geglühten Oxids ist daher unbedingt notwendig und kann durch längeres Mahlen des Sinterschrotts erreicht werden. Eine weitere Schwierigkeit ergibt sich dadurch, daß die Stöchiometrie der oxidischen Ausgangskomponenten nicht einzeln bestimmt werden kann; überdies ist der Mischkristallanteil vorher nicht bekannt. Dies bedingt, daß die Kohlenstoffeinwaage zum Oxid in einem mindestens zweistufigen Iterationsverfahren ermittelt werden muß.

1.1. Verfahren zur Herstellung der Mischkarbidproben

Vorbereitend zur karbothermischen Reduktion wird der oxidische Sinterschrott zunächst 24 Std. gemahlen und danach das Pu/U+Pu-Verhältnis und die integrale Stöchiometrie des Metalloxids analytisch bestimmt. Ausgehend von der Annahme, daß die oxidischen Bestandteile als Mischkristall vorliegen, wird nach dem folgenden Bruttoumsatz die Kohlenstoffeinwaage berechnet und zusammen mit dem Oxid 8 Std. in einer Planetenmühle dem Misch-Mahlprozess unterworfen.

Bei überstöchiometrischem Sinterschrott:



Bei unterstöchiometrischem Sinterschrott:



Aus den Analysenwerten (ECC-Gehalt) nach der karbothermischen Reduktion erhält man zunächst einen Wert z für das tatsächlich her-

gestellte Karbid,  $U_{s-1}Pu_{1-s}C'_{1+z}$ , und damit aus einem verbesserten Formelansatz eine günstigere Kohlenstoffeinwaage. Dieser Iterationsschritt muß notfalls in einem weiteren Vorversuch wiederholt werden.

### 1.2. Beobachtungen zur Herstellung der Mischkarbidproben

Als Ausgangsmaterial sind gesinterte Oxidtabletten verwendet worden, die chargenweise zunächst 8, 24, und 56 Std. und danach weitere 8 Std. zusammen mit Kohlenstoff gemahlen worden sind. Die nach der karbothermischen Reduktion analytisch bestimmten Sauerstoffgehalte sind sowohl für das insgesamt 16 Std. als auch 64 Std. gemahlene Oxid deutlich höher als für das 32 Std. gemahlene Pulver (siehe Tabelle 10). Während das kurz gemahlene Oxid wahrscheinlich nicht vollständig ausreagiert ist, neigt das sehr lang gemahlene Pulver durch seine extrem große Oberfläche wiederum zur Sauerstoffaufnahme aus den Verunreinigungen der Inertgasatmosphäre; hier ist dementsprechend der Kohlenstoffgehalt am niedrigsten. Alle drei Proben sind deutlich "überstöchiometrisch".

Tabelle 10 Nichtmetallgehalte nach der karbothermischen Reduktion von  $U_{0,75}Pu_{0,25}C'$ -Proben

C Gew.%	O ppm	N ppm	ECC Gew.%	Oxid-Mahld. Std.
4,82	4100	5	5,15	16
4,80	2200	10	4,97	32
4,76	3570	20	5,03	64

Nach der karbothermischen Reduktion sind die einzelnen Karbidchargen weitere 32 bzw. 64 Std. gemahlen und bei  $1600^{\circ}C$  bzw.  $1700^{\circ}C$  gesintert worden. Während des Sinterns sind insbesondere bei den langzeit-gemahlene Pulvern Nachreaktionen aufgetreten, wodurch die Brennstofftabletten im Mittel nur bis zu 91,5 %TD verdichtet werden konnten und zum Teil Risse aufwiesen. Die Enddichte der 32 Std. gemahlene Karbidpulver betrug hingegen im Mittel 95,5 %TD. Überdies nimmt die Dichte der Karbidtabletten mit der Mahldauer des oxidischen Ausgangsmaterials zu (siehe Abb.20); dieses ist im

Zusammenhang mit einer begünstigten Mischkristallbildung des Karbids bei längerer Mahldauer des Oxids zu erklären.

Durch Nachreaktionen während des Sinterns können sich die Kohlenstoffgehalte der Karbidpulver (nach der karbothermischen Reduktion) deutlich reduzieren. Die ursprünglichen Sauerstoffgehalte ändern sich hingegen unregelmäßig, da die gemahlene Karbidpulver sehr leicht aus den Verunreinigungen der Inertgasatmosphäre Sauerstoff aufnehmen.

In der Abbildung 21 ist ein typisches Gefügebild wiedergegeben.

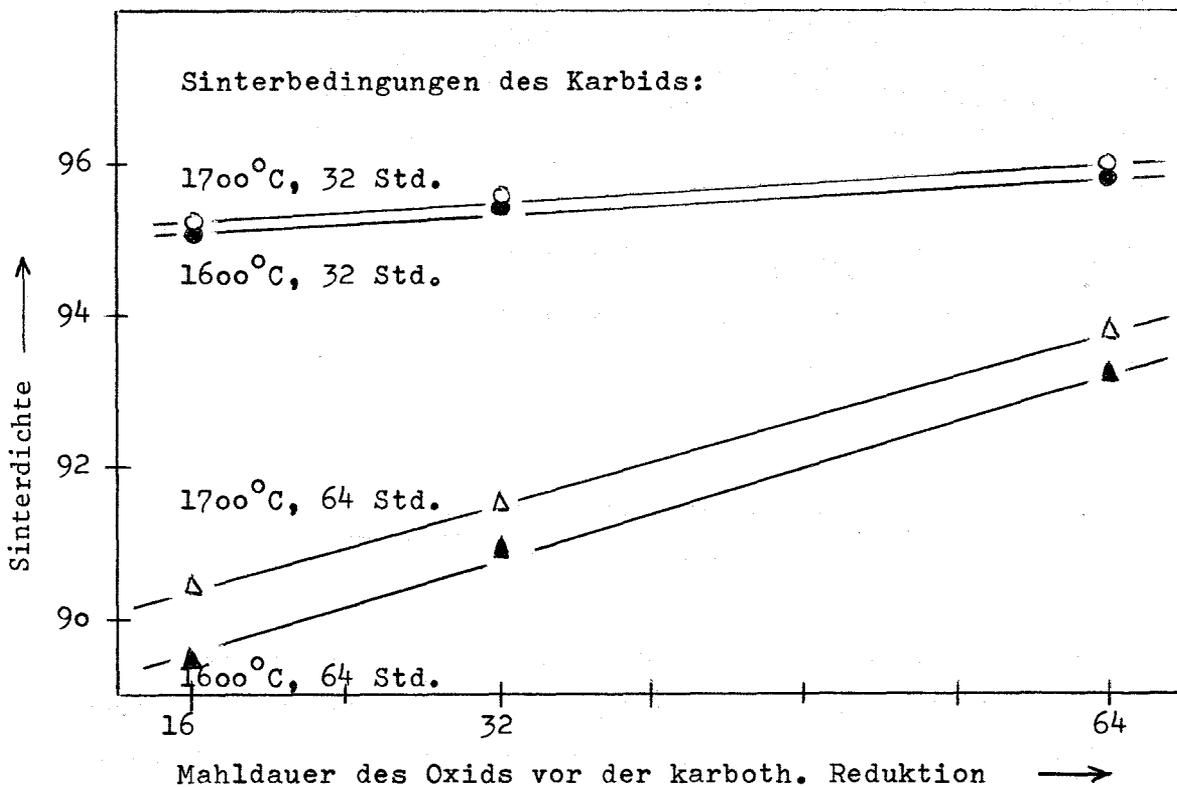


Abb.20 : Dichtezunahme von Mischkarbidtabletten mit der Mahldauer des Oxids vor der karbothermischen Reduktion

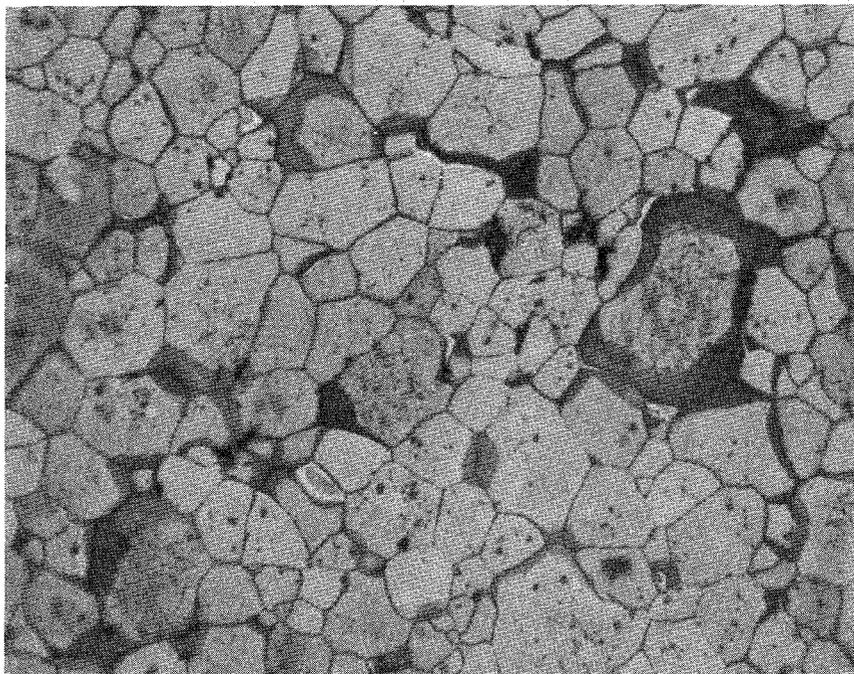


Abb. 2: Gefügebild einer  $U_{0,75}Pu_{0,26}C^1$ -Probe ( $V = 500 \times$ )

(Ausgangsmaterial: oxidischer Sinterschrott)

Dichte: 96 % TD, Mahldauer: 32 h, Sintertemp.:  $1600^{\circ}C$

2. Prozeßsteuerung zur Verminderung der Pu-Verluste bei der carbothermischen Reduktion (E. Günther, R. Hanselmann, IMF III)

Eine Möglichkeit zur Verringerung der Materialverluste bei der Herstellung von carbidischem Kernbrennstoff ist während der sogen. Restreaktion die quantitative Erfassung des bei der carbothermischen Reduktion entstehenden Kohlenmonoxids. Hierbei muß der gemessene CO-Wert - in ein elektrisches Signal umgewandelt - den Temperatur-Zeit-Verlauf des Reaktionsofens steuern. Dadurch werden dann unnötig hohe Temperaturen vermieden und die Reaktionsdauer definiert beschränkt /1/.

Eine Vorstufe in diesem geplanten Reduktionsverfahren ist die momentan praktizierte, während des gesamten Reaktionsverlaufes den CO-Druck erfassende und von ihm gesteuerte Umsetzung. Diese wird in einem widerstandsbeheizten Hochtemperatur-Hochvakuumofen durchgeführt. Zur Aufrechterhaltung der Reaktion wird bei definiert steigender Temperatur im Hochvakuum gearbeitet. Die anfallenden CO-Mengen verändern je nach Fortschreiten der Reduktion ständig die Druckverhältnisse im Rezipienten und müssen von einer geeigneten Pumpenkombination entfernt werden. Dadurch verschiebt sich das Gleichgewicht in der Umsetzungsgleichung auf die rechte Seite und die Reaktionsgeschwindigkeit bleibt erhalten. Die Temperaturregelung erfolgt mit einem W/Re-Thermoelement und die Steuerung des Reaktionsablaufes über Zeitplanscheiben als Führungsgröße. Mit einer wählbaren auf diesen Programmscheiben vorgegebenen Aufheizrate und einem Anfangsdruck von ca.  $10^{-5}$  mbar wird die carbothermische Reduktion in Gang gesetzt. Der Beginn ist durch einen starken Druckerhöhung gekennzeichnet, der mit fortschreitender Reaktion zurückgeht. Während der Restreaktion nähert sich das Vakuum dem Ausgangswert. Ist dieser erreicht, wird die Umsetzung als beendet angesehen.

Die Druckverhältnisse im Ofenraum werden kontinuierlich von zwei Meßfühlern ermittelt. Die Kombination eines Wärmeleitungsvakuummeters und eines Kaltkathoden-Ionisations-Vakuummeters gewährleistet die Erfassung eines Druckbereiches von  $10^2$  bis  $10^{-6}$  mbar. Der Umschaltpunkt von der Thermovac-Röhre auf die Penningvac-Meßzelle und umgekehrt erfolgt bei  $10^{-2}$  mbar. Die Umschaltung geschieht automatisch und steuert den Stellmotor der Zeitplanscheibe so, daß bei einer von einer bestimmten Temperatur erzeugten Druckerhöhung durch CO-Bildung die Programmscheibe stoppt und der Ofen konstant regelt. Bei einer Druckminderung unter  $10^{-2}$  mbar - hervorgerufen durch ein Abklingen der Reduktion - läuft der Motor wieder an, d.h. die Temperatur erhöht sich gemäß der Aufheizrate, jedoch nur bis zu dem auf der Zeitplanscheibe vorgegebenen Maximalwert.

Auf diese Weise gesteuert, wird der vorher von Hand geregelte Reduktionsablauf automatisiert und zeit- und temperaturmäßig optimiert.

/1/ H. Wedemeyer, E. Günther:  
KFK 2238, 1975, S. 29



113 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG1131 Materialuntersuchungen an technischen Legierungen1131.1 Mechanische und physikalische Eigenschaften technischer Legierungen1. Mechanische Eigenschaften \*

(M. Schirra, IMF)

Im Na2-Loop des CEN/SCK in Mol werden einachsige Kriechversuche bei 700°C in strömendem Natrium an Rohrproben der Stähle X8 CrNiMoVNb 1613 (1.4988) und X10 NiCrMoTiB 1515 (1.4970) durchgeführt. Die Vergleichsversuche an Rohrproben vom gleichen Rohrausgangsmaterial werden im IMF in der Vakuum-Zeitstandanlage gefahren. Über die Versuche am Stahl 1.4988 wurde im KFK-1275/3 berichtet. Ein Beitrag im KFK-1273/3 gibt einen Zwischenstand über die Ergebnisse am Werkstoff 1.4970 wieder mit Angaben zur Zugfestigkeit, Vorbehandlung usw. lt. Werkszeugnis. Der vorliegende Beitrag beschreibt abschließend die Versuche am 1.4970, die in der Zwischenzeit zu niedrigeren Spannungen hin ausgedehnt wurden und die somit die Spannungsabhängigkeit der Zeitstandfestigkeit und besonders der sekundären Kriechgeschwindigkeit besser verdeutlichen.

Die Versuchsergebnisse sind in der Abb. 1 in 4 Teildiagrammen dargestellt. Teilbild a) enthält die Zeit-Dehngrenzen und Standzeiten der bei 650°C durchgeführten Versuche, die für einen Vergleich mit IMF-Versuchen an Vollmaterial in diesem Vorbehandlungszustand von Interesse sind.

Die entsprechenden Ergebnisse für einen Vergleich mit den SCK-Na-Versuchen bei 700°C sind im Teilbild b) eingezeichnet. Die Spannungen der Na-Versuche (20-13-11 kp/mm<sup>2</sup>) sind bei den Vergleichsversuchen jeweils doppelt belegt und verdeutlichen somit den Streubereich der Ergebnisse. Die Versuche mit 11 kp/mm<sup>2</sup> führen nicht unter 10<sup>4</sup> Stunden zum Bruch. Sowohl die Vergleichsversuche als auch die Na-Versuche wurden nach Erreichen einer bestimmten Dehnung abgebrochen. Wie Abb. 1b zeigt, ist es trotz der Streuungen möglich, den Verlauf der Zeit-Dehngrenzen-Kurven und der Zeitstandfestigkeitskurve gerade zu niedrigeren Spannungen hin darzustellen. Das Verhältnis  $t_{0,2\%}/t_B$  liegt im Standzeitbereich 10<sup>2</sup>-10<sup>4</sup> Std. bei 0,1 und das Verhältnis  $t_{1\%}/t_B$  bei 0,6.

\* BzFE-Nr. 221.1

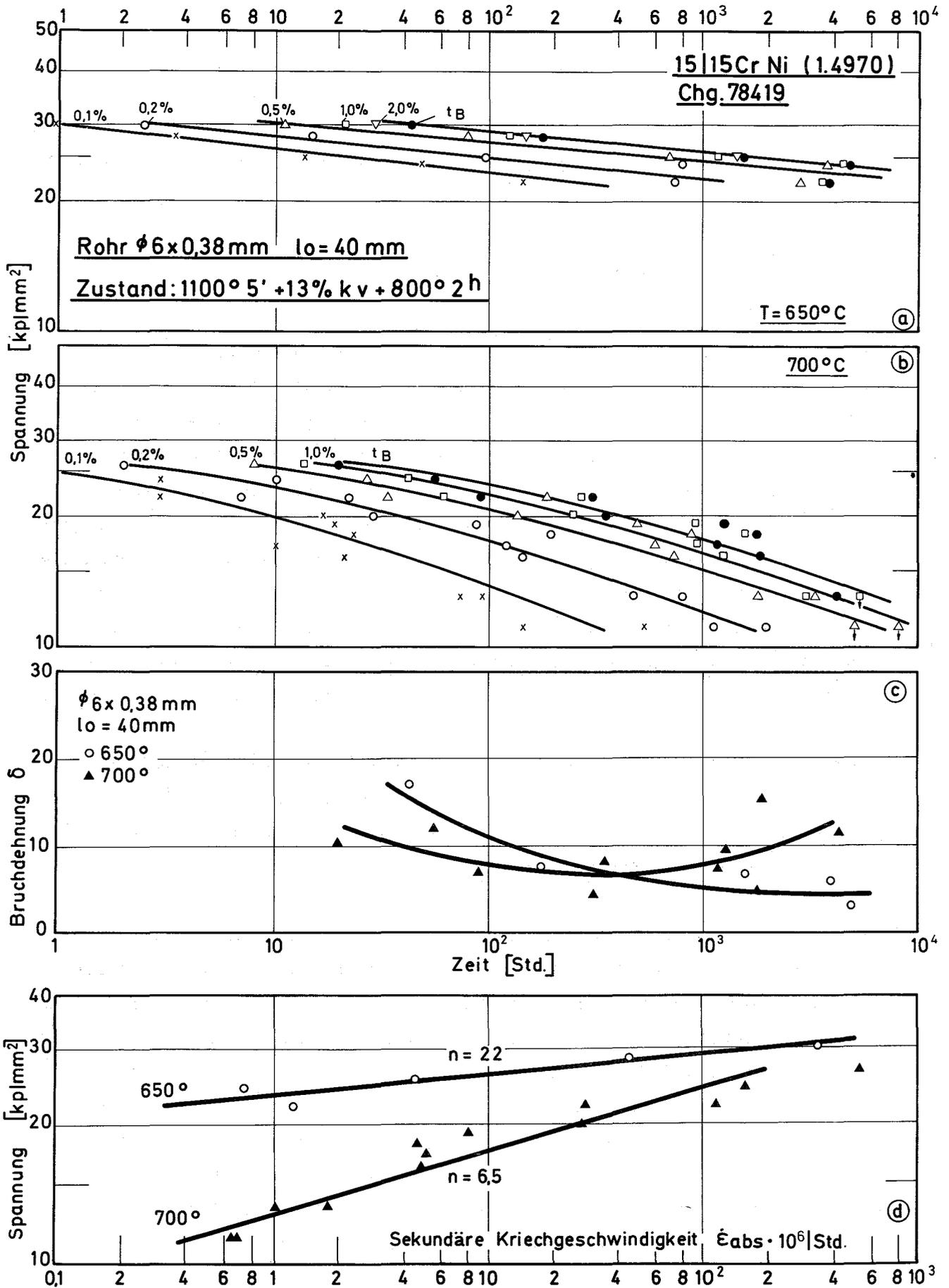


Abb. 1a-ad: Standzeit, Zeit-Dehngrenzen, Bruchdehnung und sekundäre Kriechgeschwindigkeit in Abhängigkeit von der Standzeit

Die Bruchdehnung (Teilbild 1c) nimmt bei 650°C mit zunehmender Standzeit ab, wohingegen bei 700°C zwischen 10<sup>2</sup> und 10<sup>3</sup> Stunden ein Minimum durchlaufen wird. Die Werte für die sekundäre Kriechgeschwindigkeit  $\dot{\epsilon}_{\text{abs}}$  im Teilbild d) in Abhängigkeit von der Spannung dargestellt. Die sich aus der Neigung der Geraden ergebenden Spannungsexponenten n entsprechen sehr gut den Werten, die an Vollproben für den gleichen Vorbehandlungszustand gefunden wurden. Die metallographischen Untersuchungen zeigten, daß alle Proben eindeutig transkristallin brachen.

## 2. Physikalische Eigenschaften<sup>G</sup>

(E. Schnitzer, IMF)

Wie schon der austenitische Stahl 1.4988, wurde auch der Werkstoff Nr. 1.4981 (X8 CrNiMoNb 1616) auf sein Ausscheidungsverhalten untersucht.

Nach der abgeschlossenen 100h-Glühung im Temperaturbereich zwischen 600° und 800°C liegen die Ergebnisse der Dichte- und Härtemessung (Abb. 2) vor. Der Stahl, hier Charge 19590, erfährt durch eine Auslagerung bei den genannten Glüh Temperaturen eine Festigkeitssteigerung. Bei kaltverformtem Material kommt es zu einer deutlichen Überlagerung der Härteabnahme durch Erholung bzw. Rekristallisation und der Verfestigung durch Ausscheidung feiner Partikel. Dichteänderungen am lösungsgeglühten Material liegen erst bei einer Glüh Temperatur von 800°C deutlich außerhalb des Fehlerbereiches. Dies kann ähnlich wie beim Stahl 1.4988 auf die Ausscheidung von Karbidphasen zurückgeführt werden. An kaltverformtem Material ist analog zur Härtemessung ein Erholungseffekt (nämlich eine relative Volumenabnahme) zu verzeichnen.

Im Vergleich zum Stahl 1.4988 ist der Austenit des 1.4981 offenbar weniger ausscheidungsfreudig, da die beobachteten Dichteänderungen bei vergleichbaren Auslagerungsbedingungen und Vorbehandlungen deutlich niedriger sind.

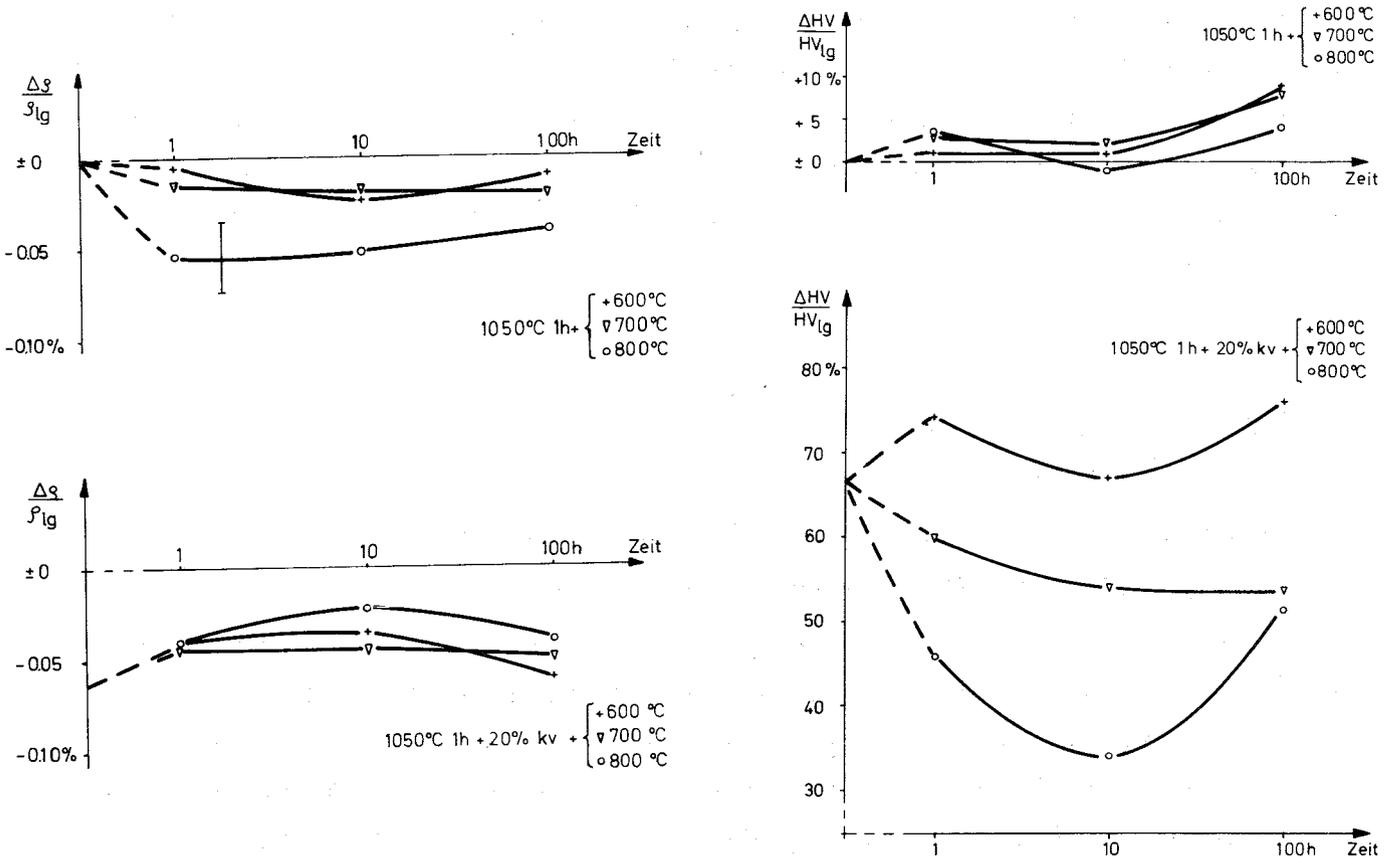


Abb. 2:

a

b

Dichte- (a) und Härteänderungen (b) des Stahls 1.4981 (Chg. 19590) nach unterschiedlicher thermomechanischer Vorbehandlung

### 3. Schweißverhalten \*

(D. Rodrian, W. Scheibe, IMF)

Die Hauptschwierigkeit beim Schweißen mit der Schutzgasanlage im Pu-Labor besteht trotz einiger Verbesserungen (s. KFK-Bericht 1275/3) nach wie vor in dem Auftreten von Anlauffarben. Um den Sauerstoffgehalt in der Schweißkammer weiter herabzusetzen, wurde ein stärkerer Pumpstand angeschlossen, der nun ein Endvakuum von  $2 \times 10^{-3}$  Torr (bisher  $10^{-2}$  Torr) ermöglicht. Ferner wurden die Vakuum- und Schutzgasleitungen durch Tombakschläuche ersetzt. Zusätzlich ist der Gaseintrittsstutzen so verändert worden, dass das Schutzgas nun direkt an die Schweißelektrode gelangt. Mit dieser Maßnahme ist es gelungen, an Zirkonlegierungen, die besonders anlauffarbenanfällig sind, die Oxidation völ-

\*

lig zu vermeiden. Dagegen konnten die hohen Anforderungen an Brennstäbe aus austenitischen Stählen noch nicht restlos erfüllt werden. In bezug auf Oberflächenrauigkeit, Verhältnis von Schweißnahtbreite zu Schweißnahttiefe, Lunkerfreiheit und Durchmesservergrößerung an der Schweißstelle sind die erzielten Ergebnisse sehr zufriedenstellend. Mit Versuchen bezüglich Parametereinfluß wurde begonnen. Metallographische und röntgenographische Untersuchungen sind in Vorbereitung.

Mit den Elektronenstrahl-Schweißanlagen sind Versuche an Hüllrohren mit verschiedenen Kaltverformungsgraden durchgeführt worden. Im Zugversuch bei Raumtemperatur wurden die Streckgrenze, Zugfestigkeit und Bruchdehnung ermittelt. Bei dem Werkstoff 1.4981 ist im lösungsgeglühten Zustand kein Parametereinfluß festzustellen, und die Proben sind ausschließlich im Grundmaterial gerissen. Am gleichen Werkstoff, jedoch mit 15% Kaltverformung, sind deutlich Unterschiede festzustellen. Von 16 Proben sind je nach Art der Schweißparameter 5 in der Schweißnaht gerissen, und zwar bei ganz geringen Bruchdehnungen, während die restlichen Proben mit hohen Bruchdehnungen im Grundmaterial gerissen sind. Mit steigender Kaltverformung verschlechtert sich das Schweißverhalten. So sind bei 20% Kaltverformung nur an der Hälfte der Proben Bruchdehnungen bis 2,5% zu verzeichnen. Die Bruchlage ist unterschiedlich.

Der Werkstoff 1.4988 lag nur im Anlieferungszustand (lösungsgeglüht) vor. Von 24 Schweißproben sind vier in der Schweißnaht bei geringer Bruchdehnung gerissen. Der Parametereinfluß ist nur sehr gering. Am Werkstoff 1.4970 betrug die Kaltverformung 14%. Von 16 Proben sind 9 in der Schweißnaht gerissen, während dagegen frühere Untersuchungen am lösungsgeglühten Material ein gutes Schweißverhalten zeigten.

#### 1131.2 Untersuchungen am Strukturwerkstoff \*

(W. Scheibe, R. Schmitt, IMF)

Die geplante Versuchsdurchführung basierte auf der Voraussetzung, daß die Untersuchungen mit dem GRIM-Material durchgeführt werden, weil nicht auszuschließen ist, daß ein Chargeneffekt auftritt. Überraschend hat sich jetzt bei INTERATOM herausgestellt, daß nicht mehr genügend Material der Charge 206, die ausschließlich für die bestrahlten und unbestrahlten GRIM-Parallelproben verwendet werden, für das Versuchsvorhaben "Inelastische Analyse" vorhanden

\*

ist. Deshalb muß erst das Eintreffen von Proben der neuen Referenzcharge 325 abgewartet werden. Somit konnten in diesem Jahr nur einige wenige Untersuchungen zur Reproduzierbarkeit der Ergebnisse bei 550°C vorgenommen und der Untersuchungsabschnitt damit abgeschlossen werden. Der Mittelwert der letzten Versuche ( $\bar{N}_f$  2368) stimmt mit dem Gesamtmittelwert ( $\bar{N}_f$  2332) gut überein. Das bedeutet, daß die Streuung der bisherigen Werte sehr gering ist. Von 10 Werten liegen 8 innerhalb des Streubandes von  $\pm 5\%$ , 2 Werte bei  $\pm 9\%$ .

#### 1131.4 Bestrahlungsversuche

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

(L. Schäfer, Ch. Wassilew, IMF)

In den Stab- bzw. Bündelbestrahlungsexperimenten Mol 7 A, DFR 304, DFR 350 und Rapsodie-Bündel war der Stahl X8 CrNiMoVNb 1613 (Werkst. Nr. 1.4988; Chg. Nr. 25116;  $Lg + kv \leq 7\% + 800^\circ\text{C}\cdot\text{h}$ ) als Hüllmaterial eingesetzt. Im Rahmen der 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 jetzt vorliegenden Ergebnisse erlauben eine statistische Aussage über die mechanischen Kurzzeitkennwerte (Zugfestigkeit, Streckgrenze, Bruchdehnung und Gleichmaßdehnung) für diesen Werkstoff bei der gewählten Verformungsgeschwindigkeit. Dabei wurden die in den Abbildungen 3 und 4 dargestellten Abhängigkeiten der Streckgrenze und der Gleichmaßdehnung von der Bestrahlungs- (=Prüf-)Temperatur und der akkumulierten Dosis schneller Neutronen festgestellt. Nach Abb. 3 liegt die Duktilität des bestrahlten Stahles bei 500 bis 550°C am höchsten. Oberhalb dieser Temperatur dominiert die Hochtemperaturversprödung, darunter die Tieftemperaturversprödung. Aus Abb. 4 ist zu entnehmen, daß oberhalb einer Dosis von etwa  $3 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$  ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) die Streckgrenze kaum noch zunimmt. Ob dieser Sättigung auch eine minimale Duktilität entspricht, die nicht unterschritten wird, ist aus den Meßdaten noch nicht eindeutig nachweisbar, aber anzunehmen.

Als Kernstrukturwerkstoff für den SNR 300 wird der Stahl 1.4981 in Betracht gezogen. Aufgrund seiner günstigen Korrosionseigenschaften im Kühlmittel He steht dieser Stahl ferner als Hüllwerkstoff für einen gasgekühlten schnellen Brutreaktor zur Diskussion. Vor allem aus diesem Grund wurden die Untersuchun-

\* BzFE-Nr. 223.2

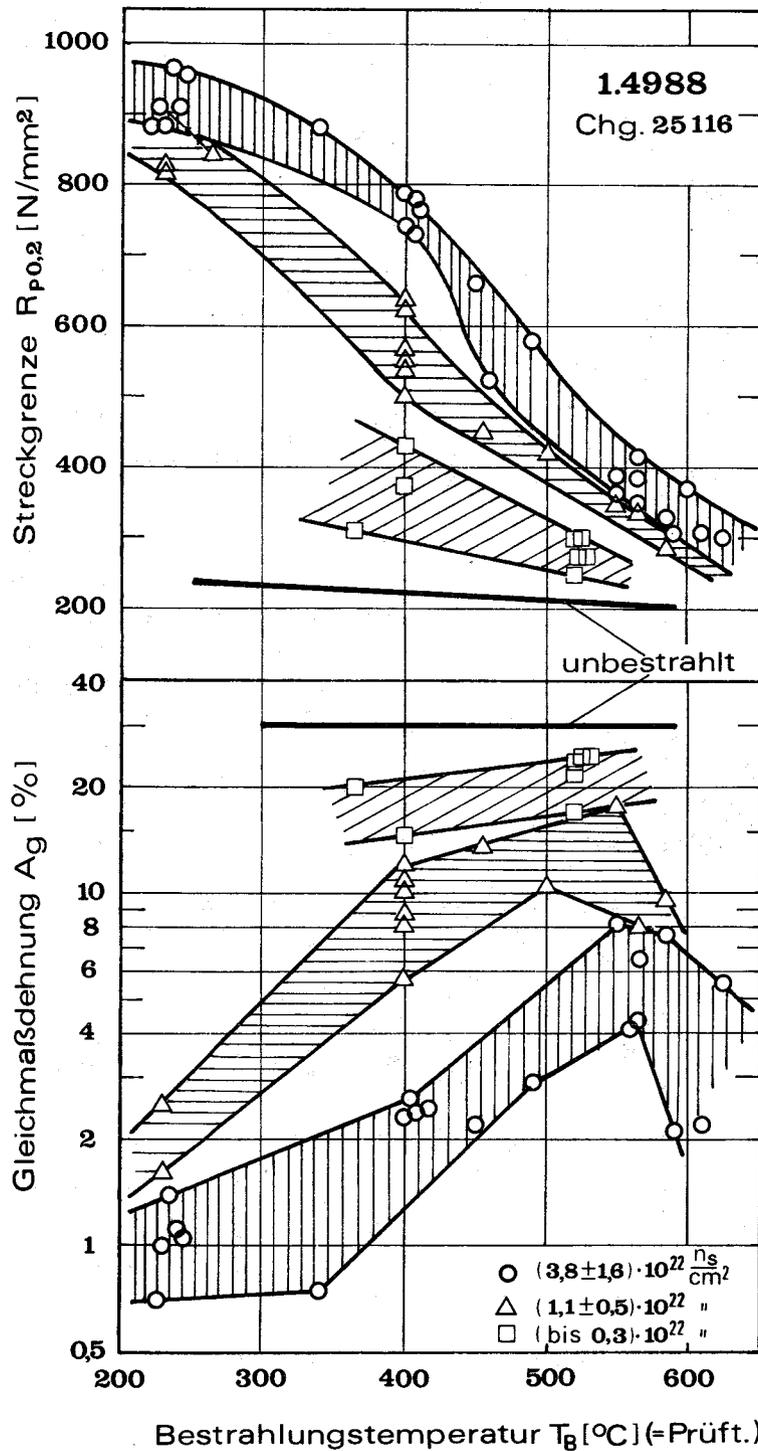


Abb. 3: Abhängigkeit der Streckgrenze und Gleichmaßdehnung von Brennstababschnitten aus dem Stahl 1.4988 von der Bestrahlungs- bzw. Prüftemperatur

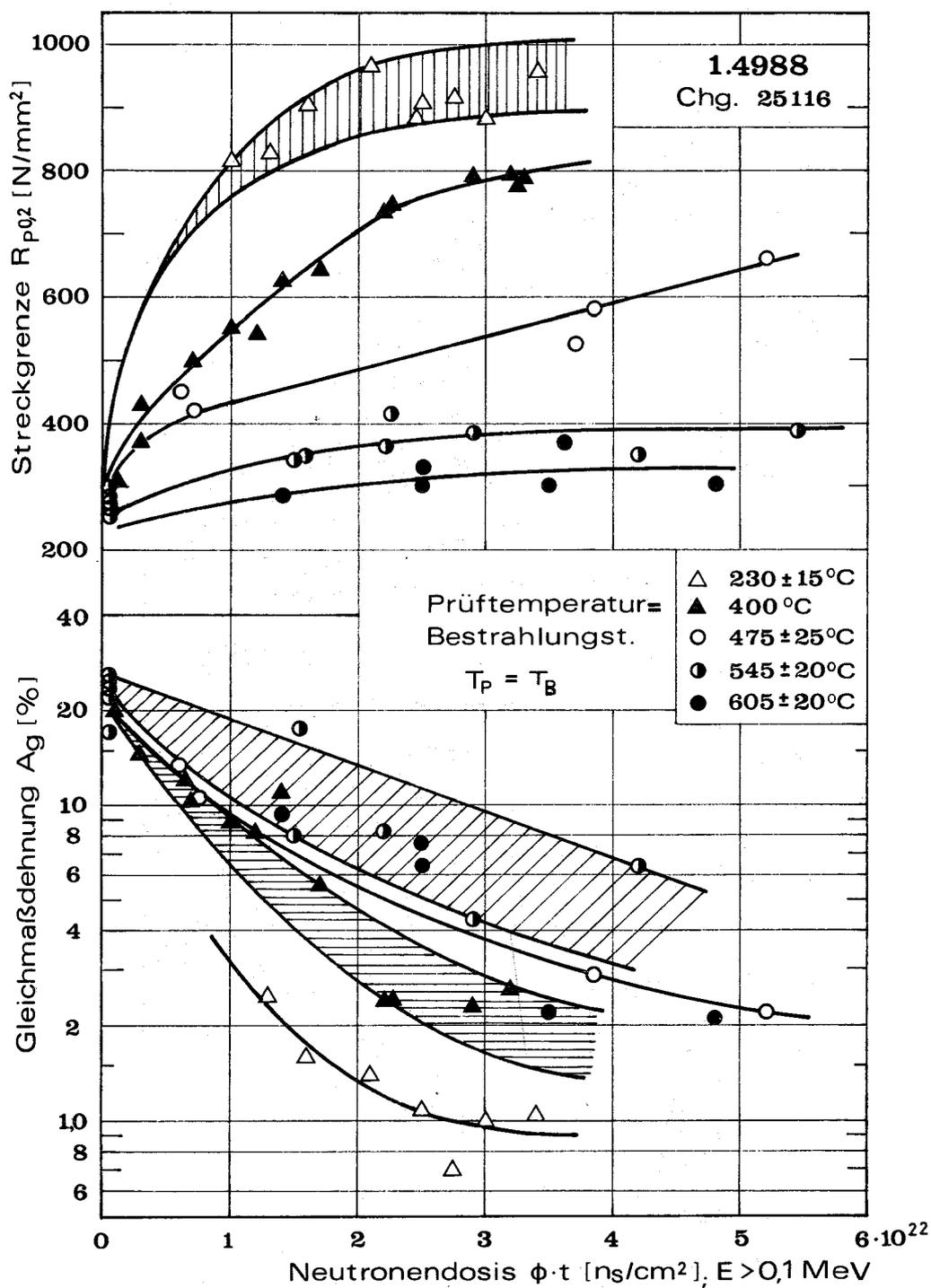


Abb. 4: Abhängigkeit der Streckgrenze und Gleichmaßdehnung von Brennstababschnitten aus dem Stahl 1.4988 von der Neutronendosis

gen zum Zeitstand- und Kriechverhalten an diesem Werkstoff aus dem Bestrahlungsprojekt Mol 3B/5 ( $T_{irr} = 640^{\circ}\text{C}$ ,  $\phi \cdot t \text{ (therm)} = 4,7 \times 10^{21} \text{ n/cm}^2$ ,  $\phi \cdot t \text{ (E > 0,1 MeV)} = 1,1 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$ ) auf eine Versuchstemperatur von  $750^{\circ}\text{C}$  erweitert.

In Abb. 5 sind die isothermen Zeitstandfestigkeits-Streubänder für Prüftemperaturen zwischen  $600$  und  $750^{\circ}\text{C}$  dargestellt. Aus dieser Abbildung geht hervor, daß mit Ausnahme des lösungsgeglühten Zustandes und der Prüftemperatur von  $750^{\circ}\text{C}$  die Zeitstandfestigkeit von der Vorbehandlung des Materials unabhängig ist. Im Gegensatz dazu ist die Duktilität stark von der Vorbehandlung

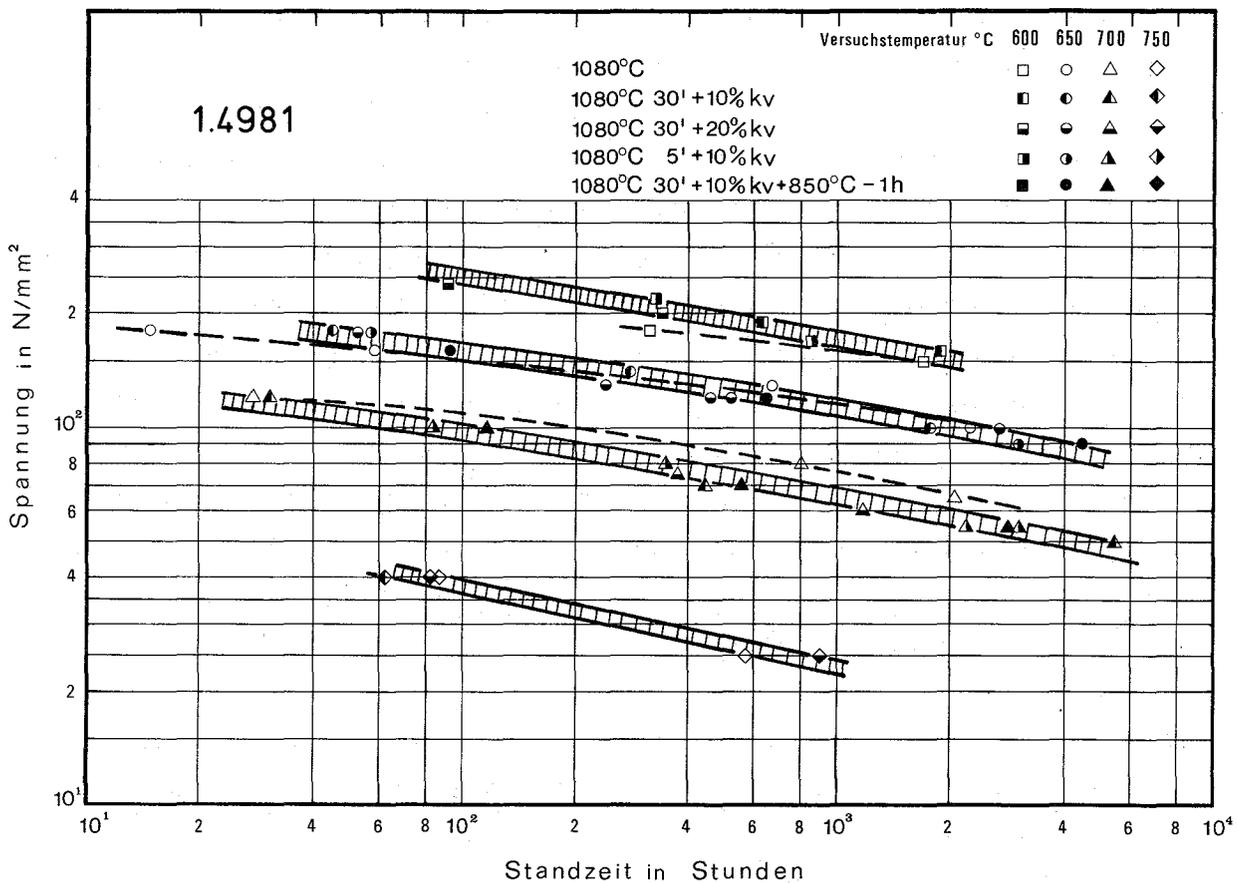


Abb. 5: Zeitstandfestigkeit des Stahls 1.4981 nach Neutronenbestrahlung

abhängig. Generell steigt die Bruchdehnung mit zunehmender Temperatur und abnehmender Verformungsgeschwindigkeit. Das lösungsgeglühte Material zeigt die geringste Bruchdehnung, während mit steigender Kaltverformung die Nachbestrahlungsduktilität zunimmt. Die Untersuchungen lassen außerdem eine aus-

sergewöhnlich niedrige Zeitstandfestigkeit bei  $750^{\circ}\text{C}$  erkennen, woraus man die Schlußfolgerung ableiten sollte, daß als maximale Einsatztemperatur  $700^{\circ}\text{C}$  nicht überschritten werden sollte.

## 2. Mechanische Eigenschaften bei Bestrahlung \*

(K. D. Closs, IMF)

Neben den Untersuchungen zum bestrahlungsinduzierten Kriechen am Werkstoff Nr. 1.4981, über die im letzten Quartalsbericht (KFK 1275/3, S. 113-12) berichtet worden ist, wurden an diesem Material im BR2 auch in-pile Kriechuntersuchungen bei  $700^{\circ}\text{C}$  durchgeführt. Bekanntlich dominiert bei diesen Temperaturen das thermische Kriechen. Zwischen bestrahlten und unbestrahlten Prüflingen wird in den meisten Fällen kein Unterschied im Kriechverhalten beobachtet. Die Neutronenbestrahlung bewirkt dabei nur eine Abnahme der Bruchdehnung aufgrund der Hochtemperaturversprödung, was eine Reduzierung der Standzeit zur Folge hat. In Abb. 6a sind die Ergebnisse eines derartigen Versuchs bei einer Spannung von  $120\text{ N/mm}^2$  wiedergegeben. Wie man daraus entnehmen kann, stimmen die Kriechkurven für die bestrahlte und unbestrahlte Probe weitgehend überein. Während jedoch für den unbestrahlten Prüfling eine Standzeit von über 2500 h gemessen wurde, trat der Bruch unter Bestrahlung bereits nach 60,5 h bei einer Verformung unter 0,1% auf. Die Hochtemperaturversprödung führt im vorliegenden Fall zu einem verformungsarmen interkristallinen Bruch. Trotz der relativ kurzen Bestrahlungszeit und der damit verbundenen niedrigen Neutronendosis werden aufgrund des hohen B-Gehaltes 4 ppm He erzeugt, die als Ursache der starken Versprödung anzusehen sind.

Wie man aus Abb. 6b entnehmen kann, führt eine niedrigere Versuchsspannung zu einem wesentlich anderen Kriechverhalten. Während der ersten 300 h stimmt der Verlauf der Kriechkurven für die bestrahlten und unbestrahlten Prüflinge weitgehend überein. Anschließend jedoch wird eine Zunahme der Kriechgeschwindigkeit durch die Neutronenbestrahlung beobachtet. Wir nehmen an, daß eine Erholung der Kaltverformung zu einer Abnahme der Kriechfestigkeit führt. Nach etwa 1350 h wurde die Prüflingstemperatur irrtümlich auf  $703^{\circ}\text{C}$  erhöht, was zu einem weiteren Ansteigen der Kriechgeschwindigkeit führte. Obwohl anschließend die alte Solltemperatur von  $700^{\circ}\text{C}$  wieder eingestellt wurde, wurde im folgenden Kriechverlauf eine höhere Kriechrate gemessen als vor der Temperaturerhöhung. Wahrscheinlich hat die kleine Temperaturexkursion zu einer weiteren Erholung der kaltverformten Struktur geführt. Der Prüfling hat bisher eine Kriechverformung von über 0,8% erreicht, was bei diesem Versuch auf einen

\* BzFE-Nr. 222.1

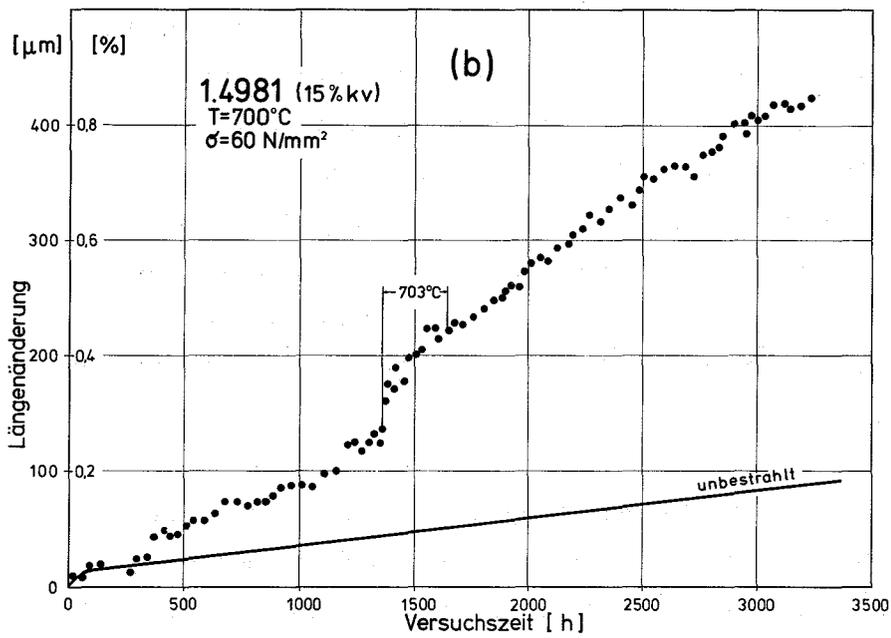
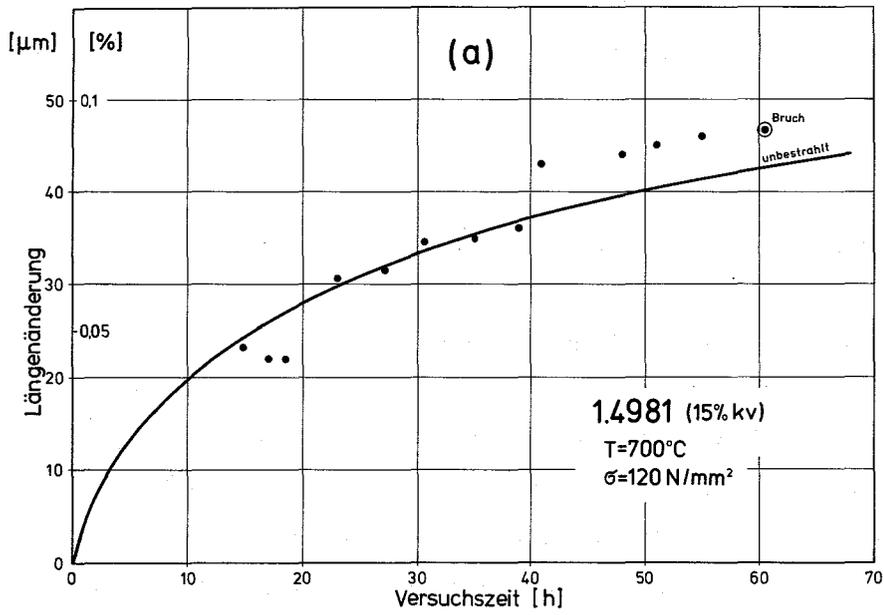


Abb. 6: In-pile Kriechen des Werkstoffs Nr. 1.4981  
 im BR2 bei  $700^{\circ}\text{C}$

starken Einfluß der Erholung auf die Duktilität hinweist. Offensichtlich wird die Erholung durch die Neutronenbestrahlung beschleunigt; denn bei der unbestrahlten Probe wird eine Zunahme der Kriechgeschwindigkeit erst nach bedeutend längerer Versuchszeit beobachtet.

### 3. Schwellverhalten \*

(K. Ehrlich, K. Herschbach, W. Schneider, H. Venker, IMF)

Die Untersuchung von Hüllwerkstoffen bestrahlter Brennelemente hat zu einigen wichtigen Ergebnissen bezüglich des Ausscheidungsverhaltens unter Bestrahlung geführt. Bei beiden niobstabilisierten Werkstoffen (1.4981 und 1.4988) führt eine Bestrahlung im mittleren Temperaturbereich ( $\sim 500^{\circ}\text{C}$ ) zu einer ausgeprägten Bildung plättchenförmiger, nichtkohärenter Karbidausscheidungen vom Typ  $\text{M}_{23}\text{C}_6$ . Bei einer nur thermischen Vorbehandlung gleicher Auslagerungszeit und Temperatur wird dies nicht gefunden. Generell beobachtet man eine Assoziation dieser Ausscheidung mit Poren. Eine quantitative Aussage über den Assoziierungsgrad ist wegen der komplizierten Kontrastverhältnisse der Ausscheidungen nur mit sehr großem Aufwand möglich. Qualitativ scheint jedoch der überwiegende Teil der Poren direkt an diesen Ausscheidungen zu sitzen. Dieses Ergebnis läßt die Vermutung zu, daß entweder die sich bildenden Ausscheidungen bzw. deren Phasengrenzen als Keime für Poren wirksam werden oder der Zusammenhang zwischen Karbid- und Porenbildung in einem gemeinsamen Transport von Kohlenstoffatomen und den an sie gebundenen Leerstellen zu suchen ist (Trapping).

Zur schnelleren und übersichtlicheren Aufbereitung der im IMF gewonnenen Schwelldaten verschiedener Werkstoffe zusammen mit damit gekoppelten Meßgrößen, wie Loopkonzentrationen u. ä. wurde mit dem Aufbau einer Schwelldatenbank im GfK-eigenen IBM 370/365-System begonnen. Ziel der Bank soll es sein, aus der Gesamtmenge der Ergebnisse durch vorgegebene Auswahlkriterien Teilmengen in Tabellen- oder Diagrammform zu erhalten, so daß mit vertretbarem Aufwand der Einfluß verschiedenster Versuchsparameter herausgefiltert werden kann. Die zur Eingabe von Daten und sinnvollen Verwendung der Bank notwendigen Programme werden in APL-Sprache programmiert und stehen vor der Fertigstellung.

---

\* BzFE-Nr. 225.1a

Im Rahmen der Suche nach schwellfesten Werkstoffen wurde eine Modellvorstellung entwickelt, nach der das Schwellverhalten von Reaktorwerkstoffen durch die partiellen Diffusionskoeffizienten der Legierungskomponenten bestimmt wird.

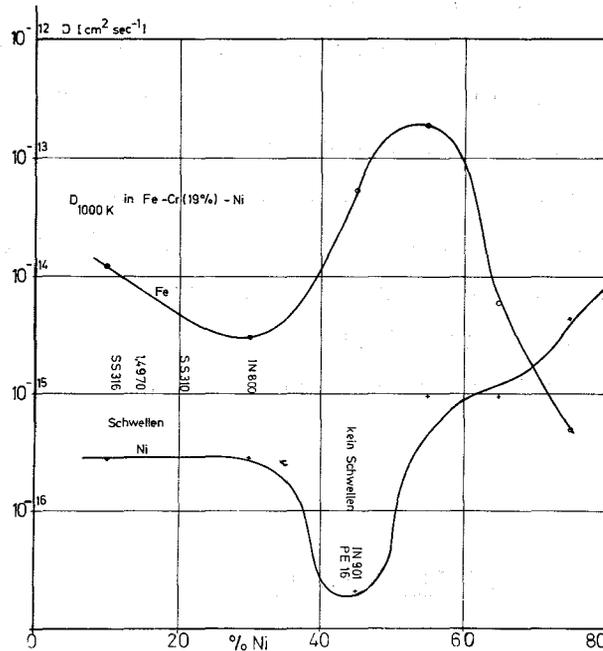


Abb. 7: Diffusionskoeffizienten von Fe und Ni im System Fe-19Cr-Ni

Danach ist ein Minimum des Schwellens dann zu erwarten, wenn der relative Unterschied der Diffusionskoeffizienten von mindestens zwei Legierungskomponenten ein Maximum erreicht. Dabei bildet die langsam diffundierende Komponente ein Skelett von verhältnismäßig unbeweglichen Atomen, die die Ausbildung von voids verhindern, während über die schnell diffundierende Komponente die Leerstellenübersättigung abgebaut werden kann. Als Beispiel sind in Abb. 7 die konzentrationsabhängigen Diffusionskoeffizienten von Fe und Ni im System Fe-19Cr-Ni wiedergegeben. Die Legierungen mit minimaler Schwellrate liegen im Bereich der Zusammensetzung, bei der  $\frac{D_{Fe}}{D_{Ni}}$  ein Maximum erreicht. Die theoretischen Grundlagen hierzu werden derzeit entwickelt.

Wegen reaktortechnischer Schwierigkeiten konnte die für Oktober vorgesehene dritte Zwischenvermessung im Rahmen des RIPCEX-Experimentes erst im Dezember durchgeführt werden. Daher liegen noch keine weiteren Kriechdaten vor.

Die apparativen Schwierigkeiten mit der Kapsel zur Simulation des in-pile Kriechens am Zyklotron konnten weitgehend abgestellt werden. Insbesondere wird nun während der Bestrahlung die Temperatur soweit abgesenkt, daß die Ni-Probe nicht erneutes thermisches Primärkriechen zeigt. Jedoch wird wegen dieses Effektes in Zukunft auf das Modellmaterial Nickel verzichtet werden müssen. Es liegen nun erste Ergebnisse vor: Bei einer Bestrahlungstemperatur der Ni-Probe von  $260^{\circ}\text{C}$ , einer Last von  $5 \text{ kp/mm}^2$  und einem Deuteronenstrom von  $5 \mu\text{amp/cm}^2$  konnte im 40-Stundenversuch eine Kriechrate von  $3 \times 10^{-6}/\text{h}$  gemessen werden. Außerdem ergaben sich eindeutige Hinweise, daß auch über eine Beeinflussung des thermischen Kriechens eine Längenänderung der Probe während der Bestrahlung hervorgerufen werden kann, ein für die theoretische Deutung wichtiges Ergebnis. In unserem Fall war der letztere Effekt etwa viermal größer als der während der Bestrahlung gemessene, jedoch muß dies noch näher untersucht werden.

#### 4. Physikalische Untersuchungen und Strahlenschäden\*

(R. Groß, IMF)

Die Untersuchungen zur Dosisabhängigkeit des Schwellverhaltens der Stähle 1.4981 und 1.4970 im Variable Energy Cyclotron sind abgeschlossen. Die Arbeiten zur Loopanalyse wurden zugunsten einer umfangreichen Dokumentation und Interpretation der Schwelldaten zeitlich hinausgeschoben. Der Stahl 1.4981 hat bei jeder untersuchten Bestrahlungsdosis im lösungsgeglühten Zustand ein größeres relatives Porenvolumen als im kaltverformten Zustand. Bei dem Stahl 1.4970 unterscheiden sich die entsprechenden Werte in den beiden untersuchten Zuständen (lösungsgeglüht und Rohrzustand) kaum. Sie liegen nahe bei denen des kaltverformten Zustandes vom Stahl 1.4981.

Durch Zielpräparation elektronenmikroskopischer Proben, d.h. streng definierte Abtragtiefe bei der Probenherstellung, wurde die Homogenitätsbreite der durch das VEC verursachten Strahlenschäden entlang der Eindringtiefe untersucht. Es zeigte sich, daß das Schädigungsmaximum enger begrenzt ist, als nach der Versuchsführung zu erwarten gewesen wäre. Abb. 8 zeigt ein typisches Schwellprofil über der Eindringtiefe, wobei die Meßpunkte aus sechs elektronenmikroskopischen Proben mit 8 Messungen gewonnen wurden. Für jede Messung waren im Durchschnitt die Anfertigung von 20 elektronenmikroskopischen Bildern und die Erfassung und Verarbeitung von 1100 Meßwerten notwendig.

---

\* BzFE-Nr. 225.1a

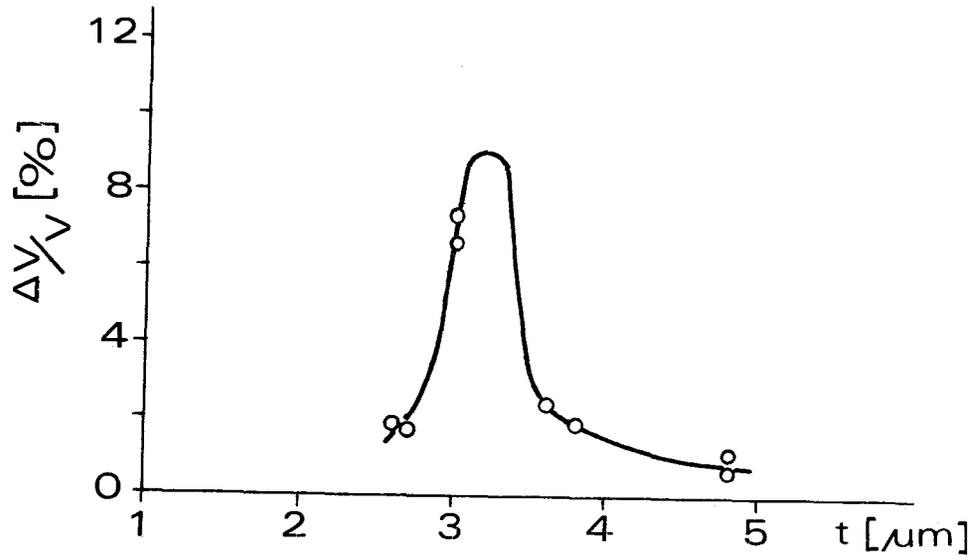


Abb. 8: Charakteristischer Verlauf des relativen Porenvolumens  $\frac{\Delta V}{V}$  über der Eindringtiefe  $t$  ( $\equiv$  präparativem Probenabtrag) einer Bestrahlungsprobe aus dem Programm VEC II



114 KORROSIONSVERSUCHE UND KÜHLMITTELANALYSEN1141 Natriumkühlung1141.1 Korrosion austenitischer Stähle\*

(H.U. Borgstedt, G.Schanz, IMF; G. Drechsler, G. Frees, IRB)

Der 10.000 Stunden-Versuch im Natriumhochtemperatur-Prüfstand zur Aufklärung des Einflusses der Natriumeinwirkung auf das Kriechverhalten der Hüllrohrwerk- und belasteten stoffe ist abgeschlossen. Die Nachuntersuchungen an unbelasteten/Proben machten weitere Fortschritte.

Durch Anwendung einer Ätztechnik nach BERAHA (Prakt. Met. 8 (1975) 407) konnte auf einfachem Wege die Bildung von ferritischen Subschichten und ferritischen Materialanteilen entlang Korngrenzen sichtbar gemacht werden. Abb. 1 zeigt dies für Proben aus dem Stahl 1.4981 nach 10.000 Stunden Natriumkorrosion bei 600 und 700°C.

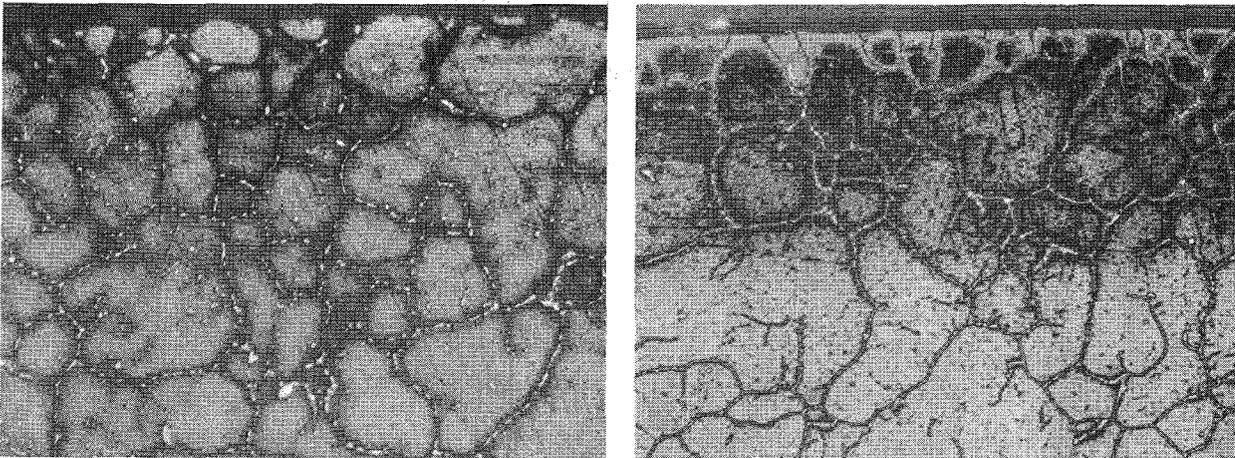


Abb. 1: Bildung von ferritischen Materialanteilen durch Na-Korrosion, Ätzung nach BERAHA, 500:1, links die bei 600, rechts die bei 700°C korrodierte Probe

\* BzFE Nr. 232.2

Während bei 600°C nur an den Korngrenzen ferritisches Material auftritt, ist bei 700°C eine durchgehende ferritische Oberflächenschicht entstanden, die etwa  $5 \cdot 10^{-3}$  mm stark ist, an einzelnen Stellen aber erheblich mehr in die Tiefe reichen kann.

Mikrohärtemessungen an den Hüllrohrwerkstoffproben zeigen, daß bei den bei 700°C exponierten Proben aus den drei Stählen 1.4970, 1.4981 und 1.4988 die äußeren Schichten des austenitischen Materials, also der Bereich der Korngrenzenferritbildung, merklich versprödet sind (Abb. 2)., während eine bei 600°C exponierte

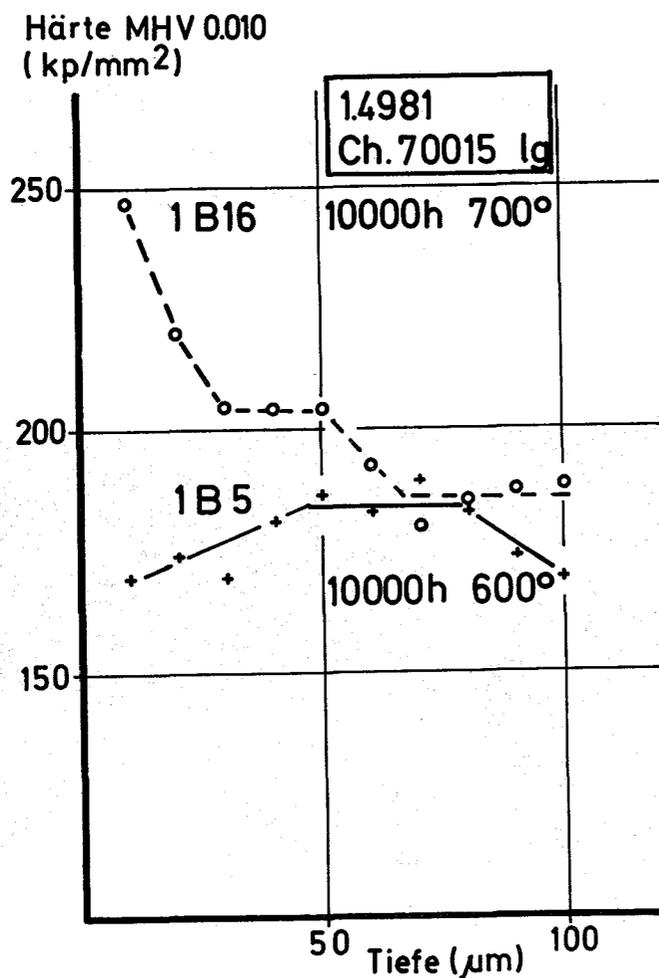


Abb. 2: Versprödung durch Natriumkorrosion: Mikrohärtemessung an den Proben aus Stahl 1.4981

Probe keine Versprödung gezeigt hat. An einigen Präparaten konnte die Härte der Ferritschicht gemessen werden, die noch höher als die der versprödeten Austenit-schichten liegt.

Weitere Nachuntersuchungen, die zur Aufhellung der Unterschiede im Kriechverhalten von lösungsgeglühten und kaltverformten Proben aus dem Stahl 1.4981 beitragen sollen, sind noch im Gange.

Unter den im Hochtemperaturprüfstand exponierten Flachproben interessieren aus aktuellen Gründen besonders die aus den Strukturwerkstoffen, deren Nachuntersuchungen inzwischen fortgeschritten sind.

Der austenitische Strukturwerkstoff 1.4948 (siehe auch KFK-1275/3) zeigt ein sehr ähnliches Verhalten wie der Stahl 1.4301. Die bei 700°C gebildete Ferritschicht hat wie bei jenem Werkstoff eine größere Dicke als bei Stählen für Hüllrohre. Die Korngrenzenferritisierung tritt dagegen zurück. Bei 600°C dagegen spielt die Ferritschichtbildung noch kaum eine Rolle, dagegen ist die Ausscheidung von Karbiden der auffallendste Vorgang in der Oberflächenschicht (siehe Abb. 3). Die metallographischen Befunde finden durch die Ergebnisse von analytischen Untersuchungen eine Deutung (siehe 1141.3).

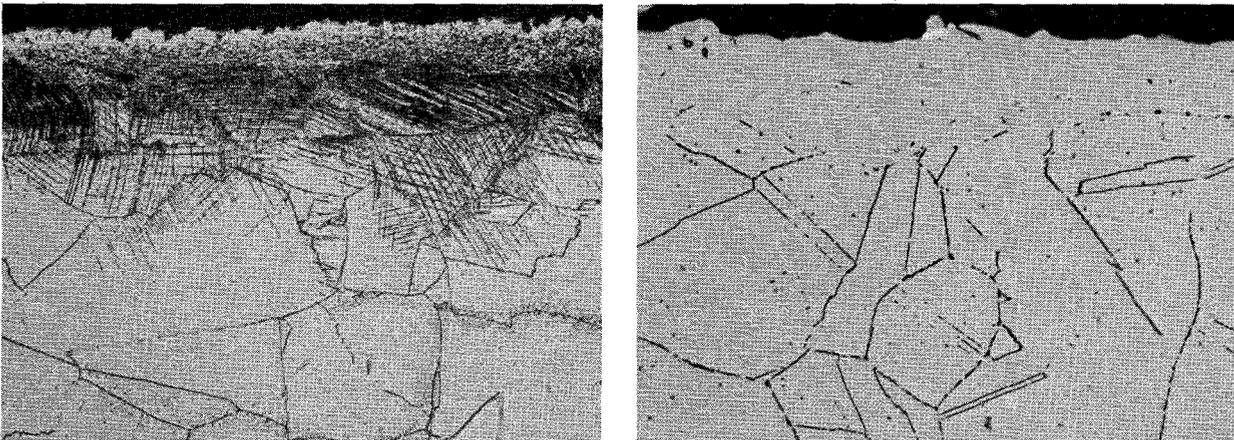


Abb. 3: Korrosionserscheinungen am Strukturwerkstoff 1.4948 nach 5000h Na-Exposition, links die 600°C-, rechts die 700°C-Probe; 500:1

Die schwache Aufkohlung des Stahls 1.4948 bei 700°C in der austenitischen Randzone entspricht einem Kohlungspotential des Na von etwa  $a_C = 10^{-2}$  entsprechend einer Kohlenstoffkonzentration von rund 0,4 Gew.-ppm. Diese Befunde stehen in Einklang mit den Ergebnissen von Messungen der C-Aktivität im Natrium (siehe KFK-1275/3). Dabei ist noch die ungünstige Downstreamposition der Flachproben und die Nachbarschaft von ferritischem Material zu berücksichtigen. Bei diesem Kohlungspotential ist die hohe Aufkohlung des Stahls bei 600°C verständlich.

Der ferritische Stahl 1.7386, der benachbart zu den obigen Proben 10.000 Stunden exponiert war, zeigt ein von den austenitischen Stählen verschiedenes Korrosionsverhalten. Die Abhängigkeit der Korrosionsgeschwindigkeit bei 700°C von der Sauerstoffkonzentration im Na, die bei austenitischen Stählen linear ist, ist bei dem ferritischen Werkstoff nahezu quadratisch. Obwohl die Abtragung durch Natrium durchaus akzeptabel ist, wird das Material bei 700°C stark geschädigt. Die ursprüngliche Struktur ist weitgehend zerstört, ein sehr grobkörniges Material hinterbleibt. Kornwachstum ist auch bereits bei 600°C zu erkennen. Diese Temperatur dürfte die obere Grenze der Einsatzmöglichkeit für den Werkstoff 1.7386 darstellen. Auch dieser Werkstoff mit 2,25% Chrom und 1% Molybdän verändert an der Oberfläche seine Zusammensetzung; er verliert Cr, während Mo lokal in korallenartigen Partikeln angereichert wird.

Veröffentlichung:

H.U. Borgstedt, K. Mattes, E. Wild:

Selbstverschleiß-, Reib- und Verschleißverhalten spezieller Werkstoffe in Natrium unter korrodierenden Bedingungen

KFK-Ext. 7/75-1 (Nov. 1975)

1141.3 Reinheit und Reinheitskontrolle des Natriums

Nachuntersuchung Na-korrodierter Proben \*

(H.Schneider, H.Schumann, E.Nold, IMF)

Im Rahmen der Nachuntersuchung Na-korrodierter Proben wurde auch das Strukturmaterial 1.4948 nach 5000 h Einsatz bei 600°C und 700°C Na-Temperatur im HT-Versuchskreislauf untersucht. Das Ergebnis der spektralanalytischen Bestimmung des Konzentrationsverlaufes der verschiedenen Elemente in den Randschichten ist in Abb. 4 dargestellt. Während nach Einsatz bei 600°C die Elemente Cr, Ni und Mn nur bis in Tiefen von max. 10 µm verarmt sind, erstrecken sich die Verarmungen nach Einsatz bei 700°C bis in Tiefen von 20 µm. Die Abreicherung von Mangan ist besonders stark ausgeprägt. Der Konzentrationsverlauf des Kohlenstoffes in den Randschichten ist bei den beiden Versuchstemperaturen sehr unterschiedlich: Nach Einsatz bei 600°C hat sich nach einem steilen Konzentrations-

anstieg von der Oberfläche her in einer Tiefe von ca. 6  $\mu\text{m}$  ein Maximum von über 1 % C ausgebildet. Von da an fällt die Konzentration wieder ziemlich schnell ab, in 20  $\mu\text{m}$  Tiefe beträgt sie ca. 0,3% und in 40  $\mu\text{m}$  Tiefe um 0,1 % C. Nach Einsatz bei 700<sup>o</sup> C bleibt die C-Konzentration über den gesamten untersuchten Bereich unter 0,1 %. Es hat sich sogar im Bereich von 5 - 10  $\mu\text{m}$  Tiefe ein ausgesprochenes Minimum ausgebildet. In Tiefen von 30 - 40  $\mu\text{m}$  werden Gehalte um 0,08 % C erreicht.

Ferner wurden zwei Ni-Basislegierungen, Nimonic 90 und Inconel 718/1/ nach 7500 h Einsatz in Natrium von 600<sup>o</sup> C mit Hilfe der Auger-Profilanalyse auf die Zusammensetzung der äußersten 1  $\mu\text{m}$ -Schicht untersucht. Die Ergebnisse sind im Vergleich zum Ausgangsmaterial in Abb. 5 und 6 wiedergegeben. Das Auffallendste bei beiden Materialien ist die sehr starke Eisenanreicherung in Richtung Oberfläche. Beide Materialien sind in den Oberflächenschichten zu Fe-Basis-Legierungen geworden. Nickel ist jeweils spiegelbildlich zur Fe-Anreicherung abgereichert und Chrom bei beiden Legierungen zur Oberfläche hin verarmt. Der Co - Gehalt im Nimonic 90 ist relativ konstant, erscheint jedoch über einige Zehntel  $\mu\text{m}$  hin leicht erhöht. Titan ist auch in Richtung Oberfläche abgereichert.

Sauerstoff liegt in den oberflächennahen Schichten bei einem Gehalt von 3 % und nimmt in Richtung Matrix allmählich ab. In 1  $\mu\text{m}$  Tiefe beträgt der Sauerstoffgehalt noch 0,65%. Beim Inconel 718 sind auch Nb und Ti zur Oberfläche hin abgereichert, während Molybdän im Bereich der äußersten Zehntel- $\mu\text{m}$  ein ausgesprochenes Maximum von über 8 % aufweist. Sauerstoff ist ab 0,25  $\mu\text{m}$  Tiefe nicht mehr nachzuweisen.

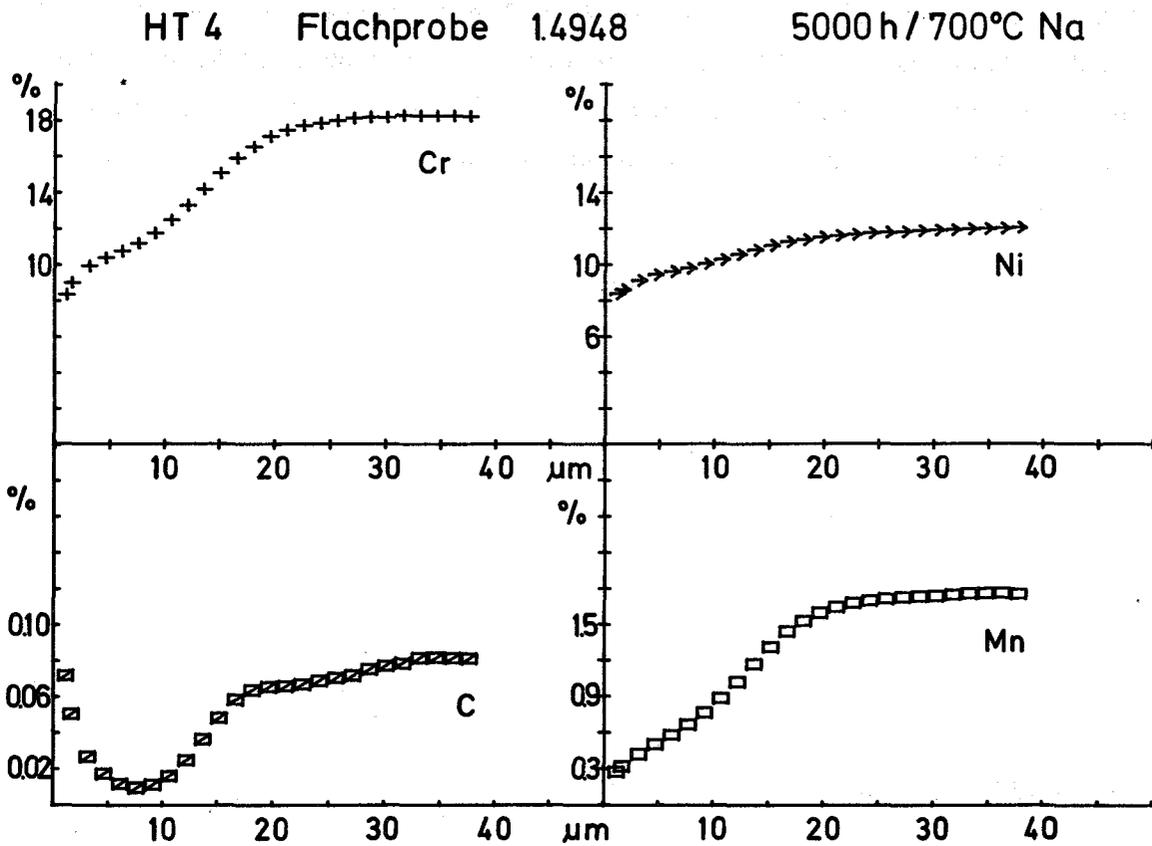
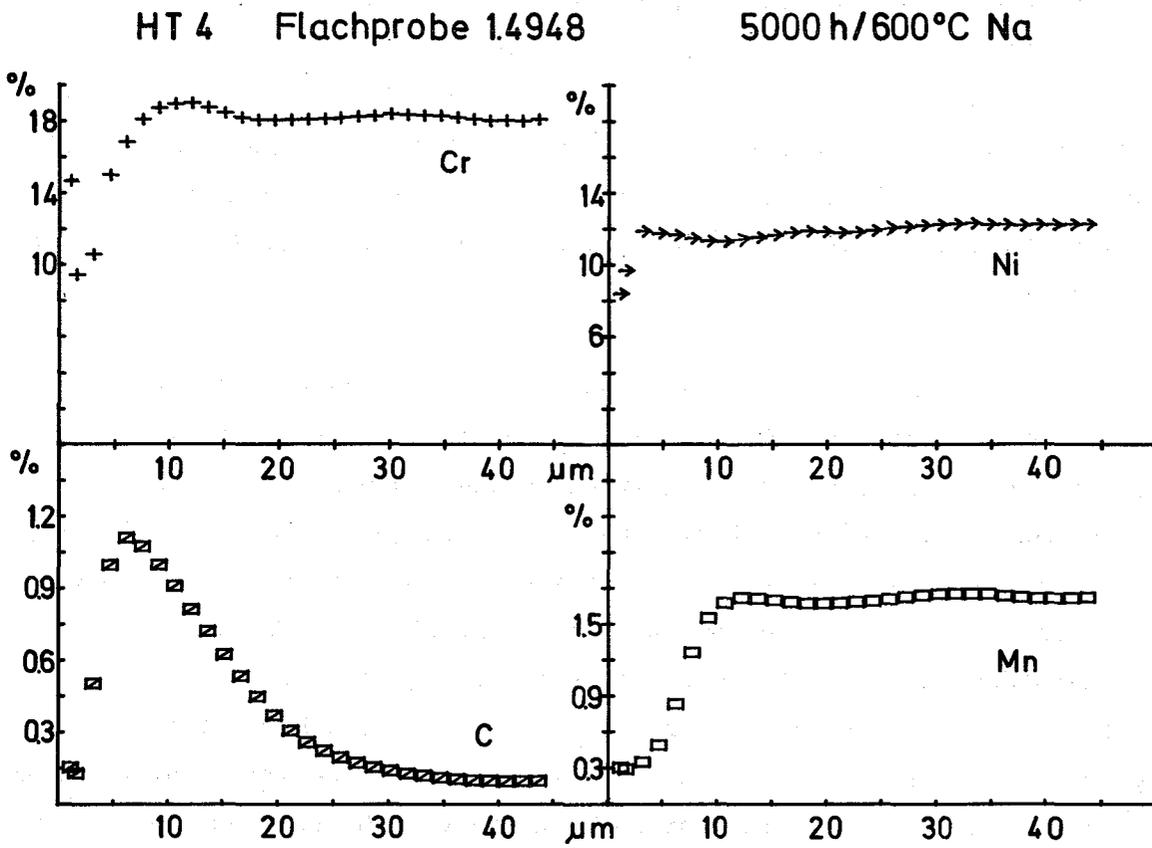
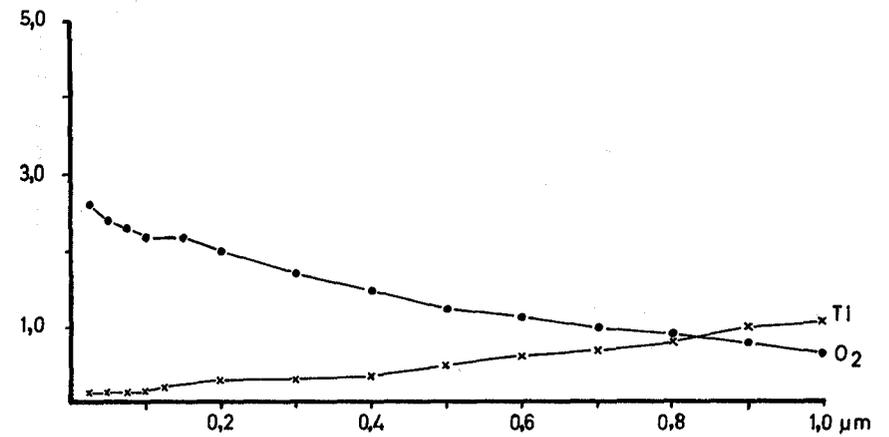
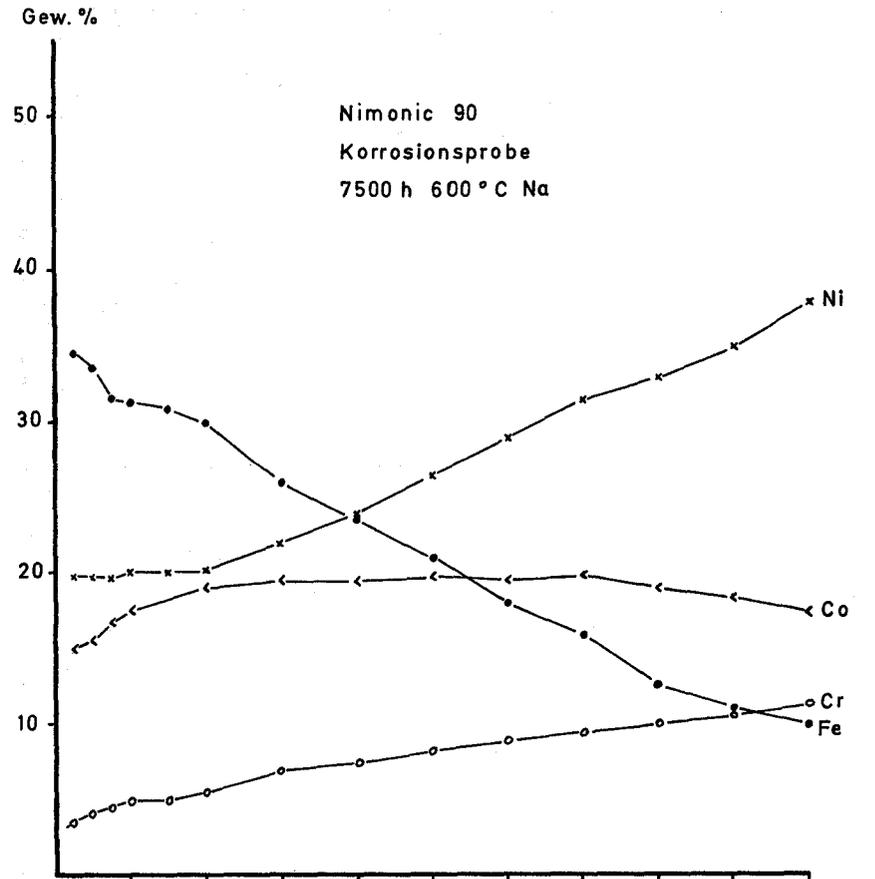
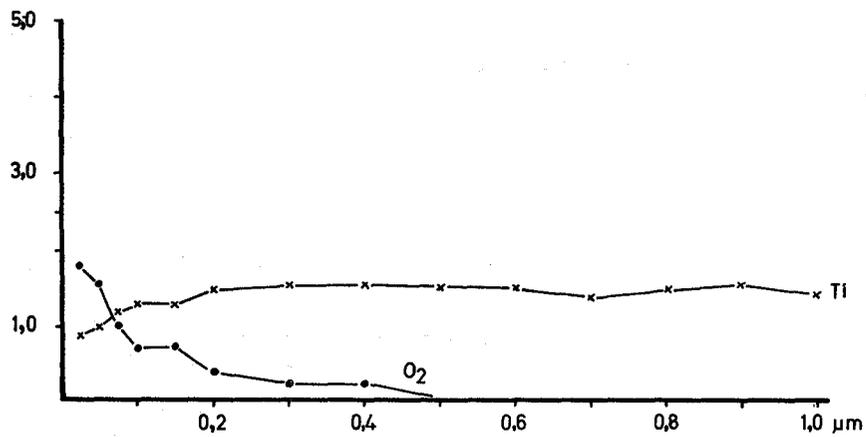
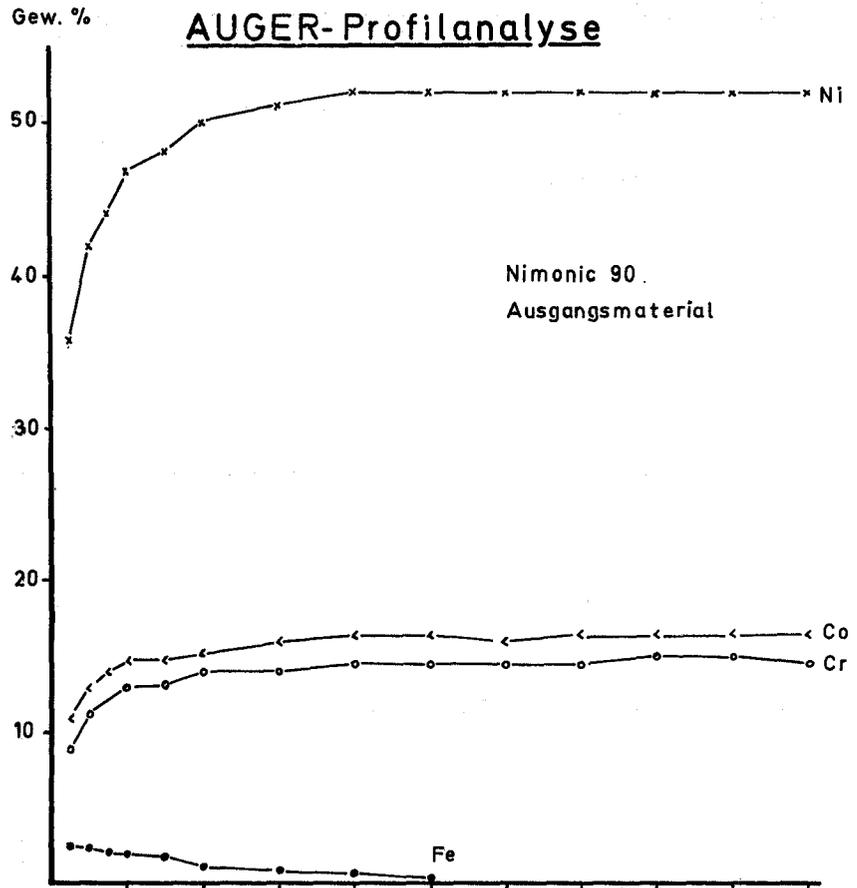


Abb. 4 Konzentrationsverlauf verschiedener Elemente in den Randschichten des Stahles 1.4948

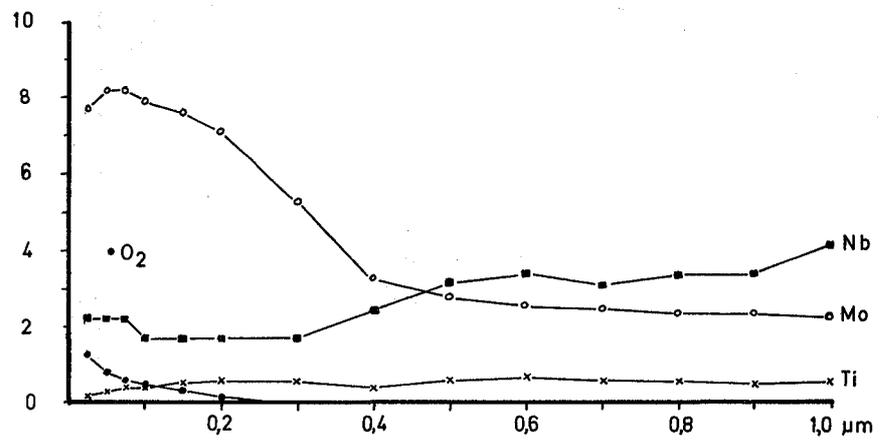
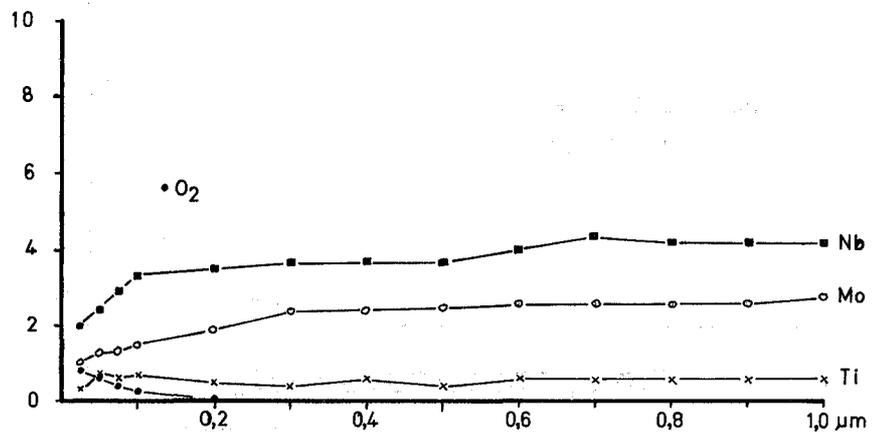
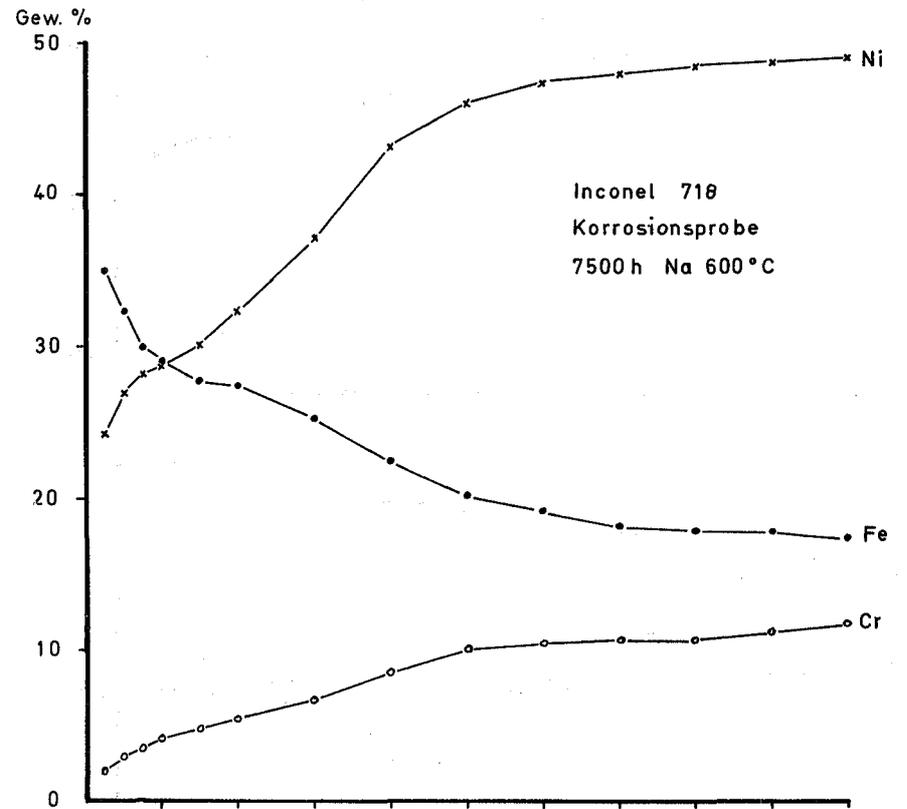
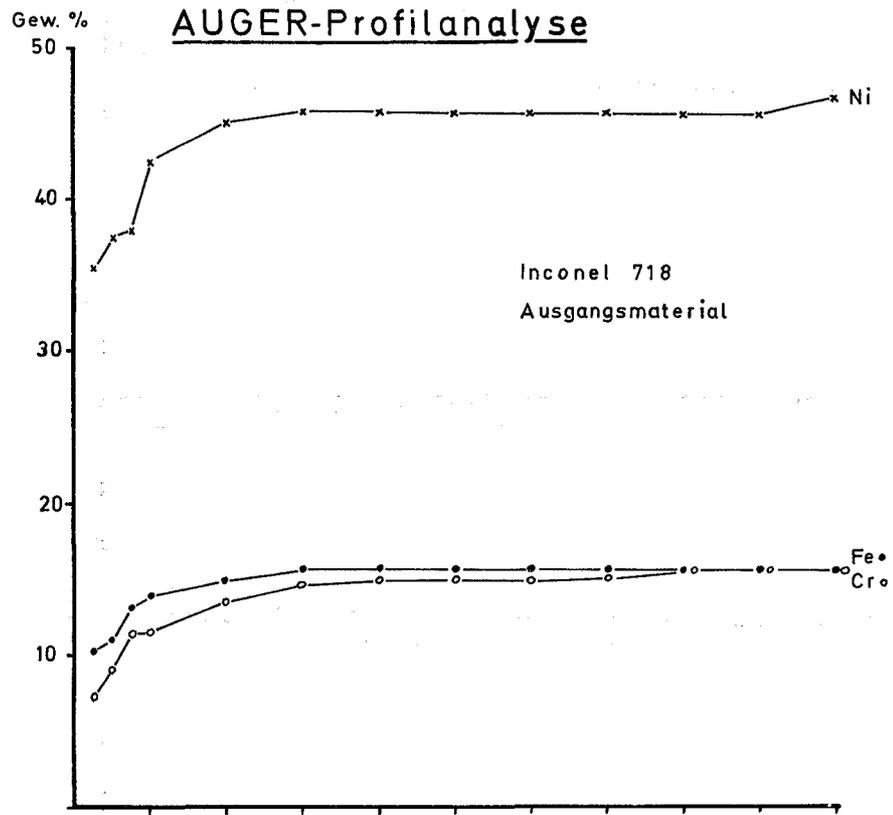
Abb. 5

### AUGER-Profilanalyse



114-7

Abb. 6



1141.4 Beurteilung der Sicherheit von Schweißkonstruktionen in Natriumsystemen.\*

(G.Drechsler, G.Frees, R.Gschlecht, D.Sch lindwein, IRB)

Die Untersuchungen dienen der Feststellung des Einflusses von Natrium unter korrodierten Bedingungen auf

- die Festigkeit von Hüll-Struktur- und Dampferzeugerwerkstoffen mit den Rückwirkungen auf den ASME PRESSURE VESSEL CODE;
- das Ermüdungsverhalten der gleichen Werkstoffe und der Rückwirkungen auf den ASME PRESSURE VESSEL CODE;
- gleichförmig oder wechselnd belastete Schweißnähte;
- das Wachstum von Fehlern in Schweißnähten unter mechanischer Beanspruchung (gleichförmig und wechselnd).

Als erstes wird der Einfluß des Natriums auf das Kriechverhalten von Strukturwerkstoffen untersucht.

Für diesen Zweck wird der ehemalige Massentransportprüfstand umgebaut.

Dessen wesentliche Merkmale sind vier parallele Teststrecken, in denen die Proben unter strömendem Natrium von 3 m/s bei 550° C getestet werden (Abb. 7).

Die konstant auf die Proben wirkende Kraft "F" wird mittels eines Gewichtes aufgebracht. Die Längenänderung der Probe wird mit induktiven Wegaufnehmern registriert und zusätzlich durch eine Meßuhr direkt angezeigt.

Die Planungs- und Konstruktionsarbeiten wurden abgeschlossen.

Die Aufbauarbeiten beginnen Anfang 1976.

\* BzFE-Nr. 218.6. Erster Bericht

114-10

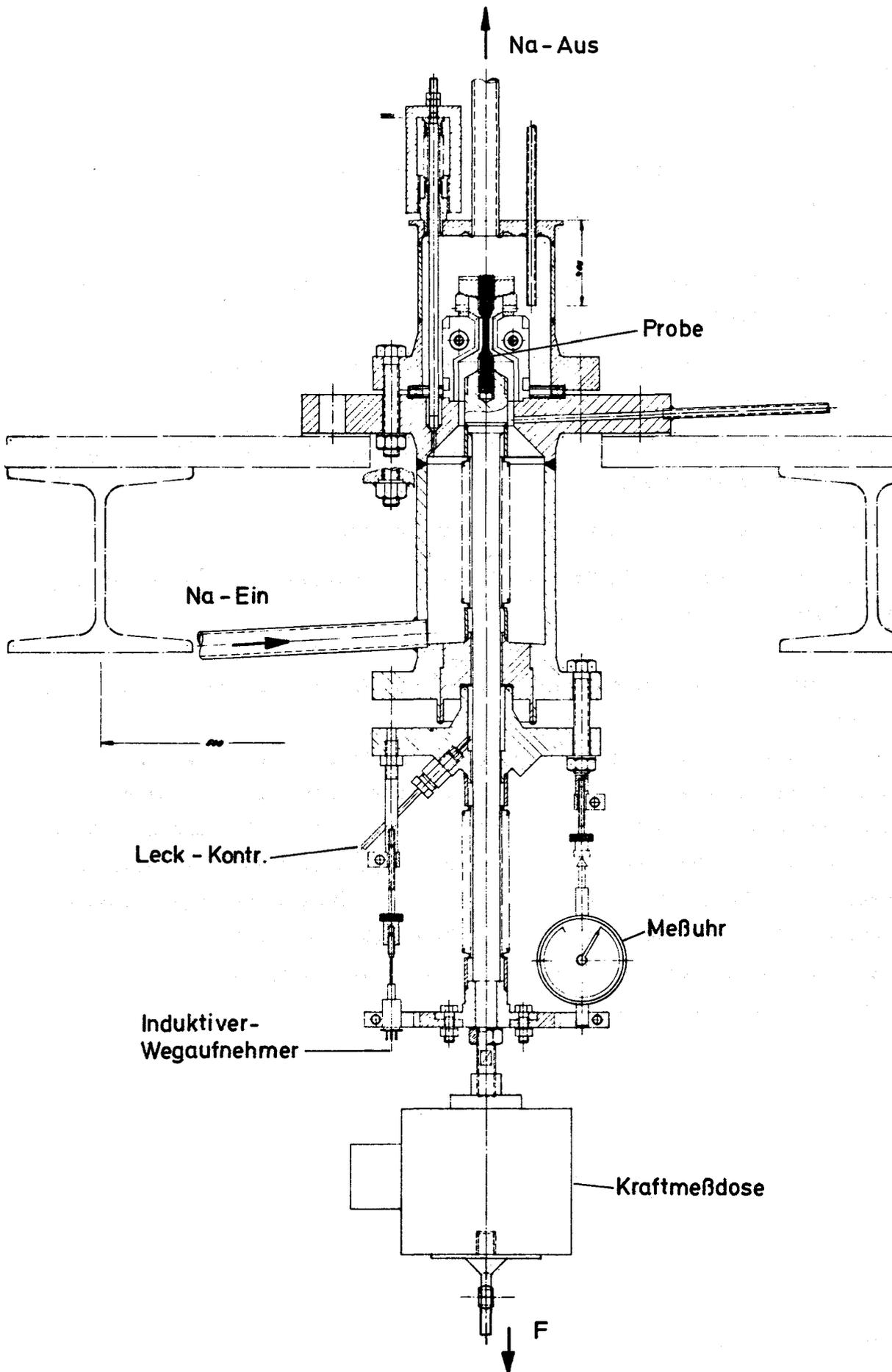


Abb. 7

## Teststrecke für Kriechuntersuchungen

1 142 Gas-Korrosion

(S. Leistikow, IMF)

In früheren Berichten wurde bereits das Korrosionsverhalten der Gasbrüter-Hüllwerkstoffe 1.4970, 1.4981, 1.4988 und des Dampfüberhitzer-Werkstoffes Incoloy 800 (Werkstoff Nr. 1.4876) in hochreinem Helium mit zudosiertem Wasserdampf: Wasserstoffverhältnis 1:10 ( $5,4 \pm 1,2$  vpm H<sub>2</sub>O und  $53 \pm 13$  vpm H<sub>2</sub>) und 1:50 ( $2,7 \pm 1,8$  vpm H<sub>2</sub>O und  $126,5 \pm 49$  vpm H<sub>2</sub>) beschrieben. Diese Untersuchungen wurden auf ein Wasserdampf : Wasserstoffverhältnis von 1:100 ( $2,53 \pm 0,8$  vpm H<sub>2</sub>O und  $241,6 \pm 34,5$  vpm H<sub>2</sub>) mit einer Gesamtversuchszeit von 2500 Stunden bei 800°C ausgedehnt.

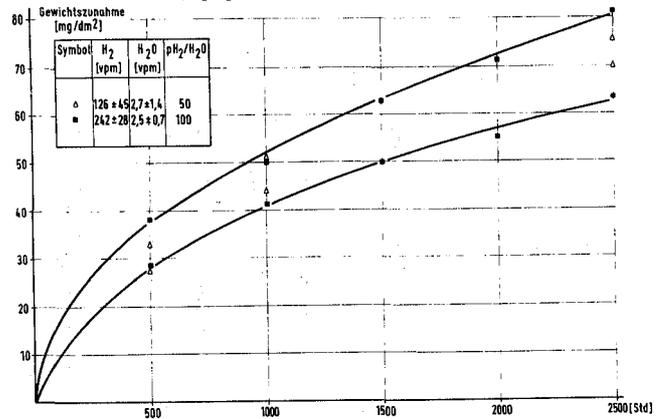
Tabelle

Gewichtszunahme (mg/dm<sup>2</sup>) von jeweils zwei Parallelproben der untersuchten Stähle in Helium mit einem mittleren Wasserdampf : Wasserstoff-Verhältnis von 2,53 vpm : 241,6 vpm  
(2500 Stunden, 800°C, 1,5 bar)

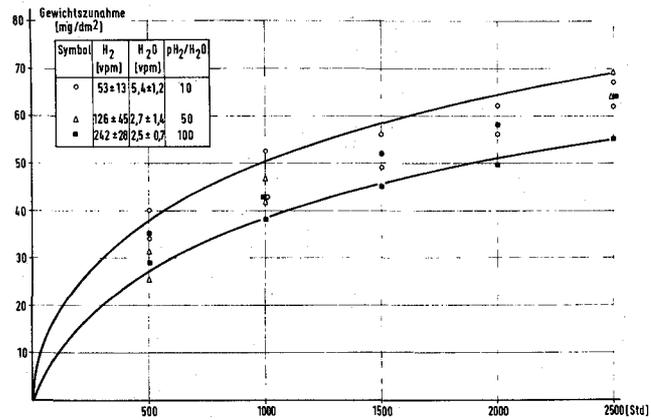
Reaktionszeit (h)	Gewichtszunahme (mg/dm <sup>2</sup> )							
	Incoloy 800		1.4970		1.4981		1.4988	
500	28,6	37,8	29,0	34,9	7,5	9,5	6,9	
1000	41,3	50,0	38,2	43,3	8,4	9,9	8,8	
1500	49,4	62,6	44,7	52,1	9,3	12,0	10,9	
2000	55,1	71,3	49,6	58,3	9,7	12,3	11,7	
2500	63,3	80,8	54,8	63,8	12,0	14,0	14,1	

Für die beiden titanhaltigen Stähle Werkstoff Nr. 1.4876 und 1.4970 liegen die gemessenen Gewichtszunahmen - ohne **erkennbare** Abhängigkeit von den angewandten Oxidationspotentialen - innerhalb eines weiten Streubereiches (Abb. 8a u.b). Für die Nb-stabilisierten Stähle Werkstoff Nr. 1.4981 und 1.4988 dagegen wurde eine eindeutige Abhängigkeit vom Oxidationspotential - im Sinne mit zunehmendem Oxidationspotential vermehrter Gewichtszunahme - gefunden (Abb. 8c und d).

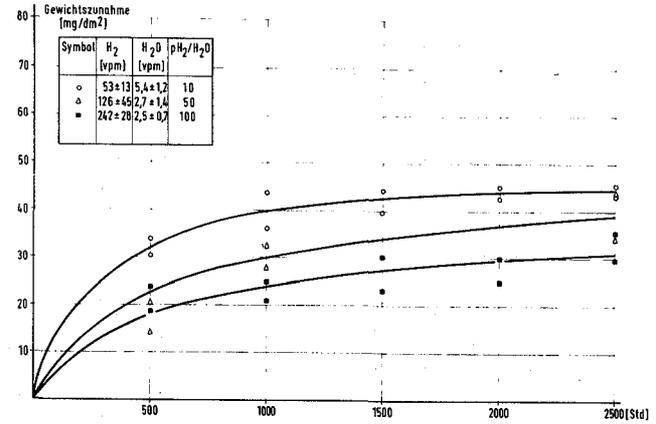
Die metallographischen Schlifffbilder zeigen bei den beiden erstgenannten Stählen einen wesentlich stärkeren Korrosionsangriff. Er dringt bei den Stählen



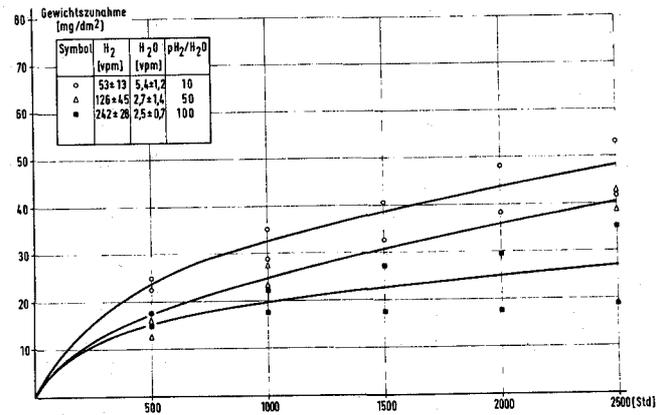
a



b



c



d

Abb. 8 Hochtemperatur-Korrosion

in hochreinem Helium bei variablem Wasserdampfgehalt und pH<sub>2</sub>/ H<sub>2</sub>O-Verhältnis (800°C, 1,5 bar)

a. Werkstoff 1.4876

b. Werkstoff 1.4970

c. Werkstoff 1.4981

d. Werkstoff 1.4988

1.4876 (Incoloy 800) ca. 30  $\mu\text{m}$  und bei 1.4970 ca. 14  $\mu\text{m}$  tief über die Korngrenzen in das Gefüge ein, dagegen bei den Stählen 1.4981 und 1.4988 nur etwa 5  $\mu\text{m}$  in ebenmäßiger, parallel zur Oberfläche ausgerichteter Schichtbildung.

Ein abschließender Versuch mit dem gleichen Wasserdampf : Wasserstoffverhältnis (1:10), aber mit höheren Verunreinigungskonzentrationen (5,4 vpm  $\text{H}_2\text{O}$  : 53 vpm  $\text{H}_2$ ) soll die Abhängigkeit der Korrosion von der Verunreinigungskonzentration bei gleichem Oxidationspotential klären.

Für ein besseres Verständnis der Reaktionsmechanismen und einen quantitativen Vergleich des Werkstoffverhaltens bei hohen Temperaturen und niedrigen Oxidationspotentialen in Helium sind weitere Untersuchungen erforderlich. Da diese Arbeiten jedoch gegenwärtig nicht mehr gefördert werden, sind sie im Rahmen des Projektes Schneller Brüter als beendet zu betrachten und werden demnächst in einem Abschlußbericht zusammengefaßt.

Beiträge zu

115 ARBEITEN ZUM BRENNSTOFFZYKLUS

erscheinen in einem späteren Vierteljahresbericht.



121 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE1215 Wirkungsquerschnittsmessungen<sup>G</sup>1215.1 Van-de-Graaff-Beschleuniger

(H. Beer, A. Ernst, F. Käppler, D. Roller,  
G. Rupp, H. Schreiber, K. Wisshak, IAK)

Wirkungsquerschnitte von Transuranisotopen

Die Untersuchungen an  $^{240}\text{Pu}$  und  $^{242}\text{Pu}$  wurden fortgesetzt. Eine erste Analyse der totalen Querschnitte zwischen 20 und 550 keV zeigte, daß die Untergrundsubtraktion noch verbessert werden muß. Dabei wurde durch die Neukonstruktion des Probenwechslers für eine  $^{235}\text{U}$ -Referenzprobe Platz geschaffen, die es gestattet, den Anteil der im  $\gamma$ -Detektor nachgewiesenen  $\gamma$ -Quanten aus der neutroneninduzierten Spaltung direkt zu korrigieren. Die Datenannahme wurde nach dem Totalausfall des alten Experimentrechners auf den - noch nicht vollständig ausgebauten - neuen Rechner umgestellt. Die Messungen finden im ersten Quartal 1976 statt.

Bei der Messung des Spaltquerschnittes von  $^{241}\text{Am}$  traten bei der Herstellung der Meßproben bei Euratom Geel unerwartete Schwierigkeiten auf. Zur Reduzierung des sehr großen  $\alpha$ -Untergrundes war vorgesehen, die beiden Spaltfragmente in Koinzidenz nachzuweisen. Dazu ist es notwendig, die  $^{241}\text{Am}$ -Schicht ( $\sim 50 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) auf eine sehr dünne Trägerfolie ( $\sim 100 \mu\text{g}/\text{cm}^2$ ) Kunststoff aufzubringen. Es stellte sich jedoch heraus, daß die Kunststoff-Folie durch die  $\alpha$ -Aktivität innerhalb von ca. 2 Wochen zerstrahlt wurde. Neuere Versuche mit einer Trägerfolie aus  $200 \mu\text{g}/\text{cm}^2$  Aluminium scheinen jedoch erfolgreich zu verlaufen. Die im Labor möglichen Testmessungen unter realistischen Bedingungen zeigten, daß die Meßtechnik zufriedenstellend arbeitet.

<sup>G</sup> Letzter Bericht in KFK 1275/2, S. 121-12

$\gamma$  - Produktionsquerschnitte

Bei der Bestimmung hochenergetischer  $\gamma$  -Übergänge nach Einfang von keV-Neutronen in Fe und Ni, war es möglich, die  $\gamma$  -Übergänge einzelner Resonanzen aufzulösen und aufgrund der verschiedenen Neutronenbindungsenergien eine Isotopenzuordnung zu treffen. Aus den beobachteten hochenergetischen  $\gamma$  -Übergängen von Neutronenresonanzen in  $^{58,60}\text{Ni}$  und  $^{56}\text{Fe}$  wurden die partiellen Strahlungsbreiten  $\Gamma_{\gamma P}$  berechnet. Für die Auswertung waren neben der Bestimmung der Ge(Li)-Ansprechwahrscheinlichkeit und des Neutronenflusses Rechnungen zur Korrektur der Neutronenvielfachstreuung und der  $\gamma$  -Strahlungsabsorption in der Probe erforderlich. Die Ergebnisse sind in Tab. 1 zusammengefaßt.

Targetkern	Resonanzenergie (keV)	Spin	$E_{\gamma}$ (MeV)	$g \frac{\Gamma_{\gamma P} \Gamma_n}{\Gamma}$ (eV)
$^{56}\text{Fe}$	27.7	$\frac{1}{2}$	7.67	0.144
			7.66	0.035
	34.1	$\frac{1}{2}^-$	7.68	0.302
	38.3	$\frac{1}{2}^-$ oder $\frac{3}{2}^-$	7.67	0.146
	59.0	$\frac{1}{2}^-$	7.71	0.125
$^{58}\text{Ni}$	15.4	$\frac{1}{2}^+$	9.0	0.124
			8.55	0.110
	32.4		9.03	0.456
			8.15	0.117
	47.8	$\frac{3}{2}^{(-)}$	9.05	0.088
		8.61	0.178	
		8.17	0.088	
$^{60}\text{Ni}$	12.5	$\frac{1}{2}^+$	7.83	0.514
			7.55	0.289
	47.6	$\frac{1}{2}^-$	7.87	0.285

Tab. 1 : Energien und partielle Strahlungsbreiten hochenergetischer  $\gamma$ -Übergänge nach Neutroneneinfang im Bereich von 7-70 keV in  $^{58}\text{Fe}$  und  $^{58,60}\text{Ni}$

### Resonanzen mittelschwerer Kerne

Der gemessene totale Wirkungsquerschnitt von  $^{58}\text{Fe}$  wurde mittels eines Shape-Fit-Programms analysiert. Dabei wurden die starken Beiträge anderer Eisenisotope zum Wirkungsquerschnitt (insbesondere  $^{56}\text{Fe}$ ) abgetrennt und die  $^{58}\text{Fe}$ -Resonanzparameter im Neutronenenergiebereich  $E_n=32-84$  KeV bestimmt. Abb. 1 zeigt eine Formanalyse der Transmissionsdaten ( $E_n=32-84$  KeV) für zwei Probendicken und den reinen, aus der Analyse gewonnenen, totalen Querschnitt von  $^{58}\text{Fe}$ .

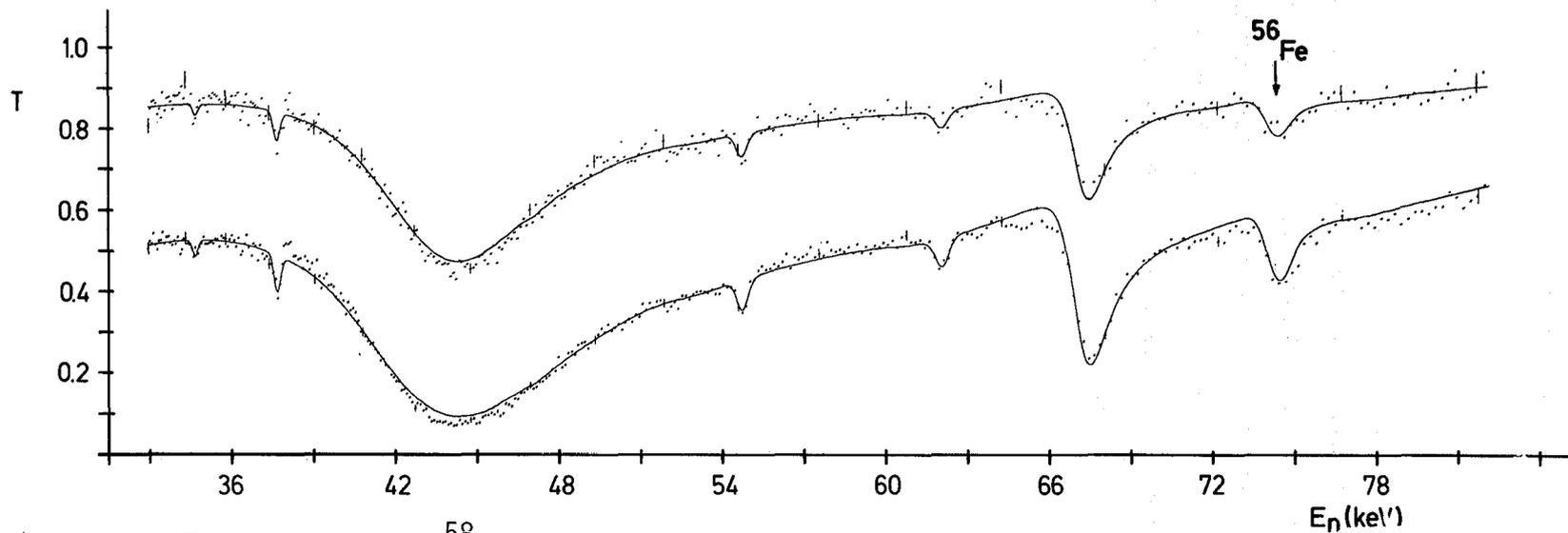
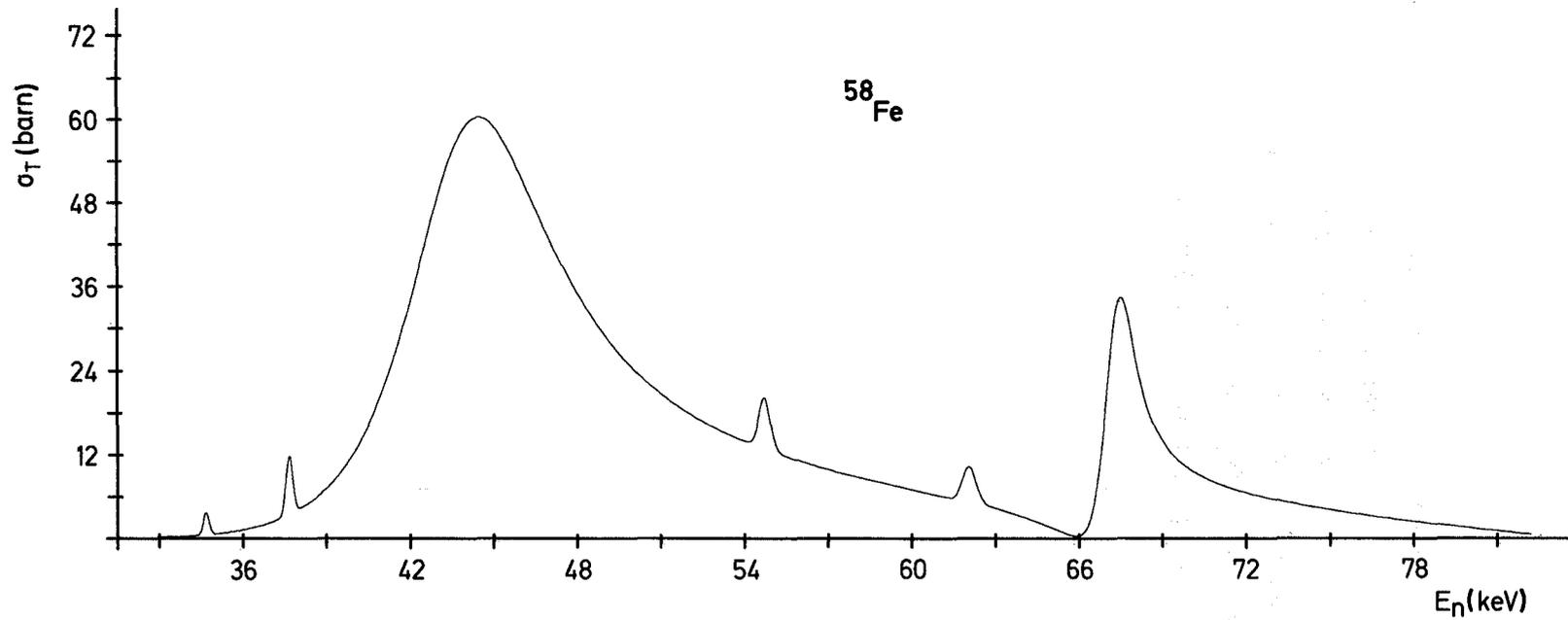


Abb.1 Unten: Transmission von  $^{58}\text{Fe}$  für zwei Probendicken im Neutronenenergiebereich von 32-84 keV. Die in Abständen gezeichneten senkrechten Balken geben den experimentellen Fehler wieder. Die durchgezogene Linie stellt die gefittete Transmission dar.  
 Oben: Aus dem Fit der Transmission berechneter totaler Querschnitt von  $^{58}\text{Fe}$

1215.2 Kerndatenmessungen am Zyklotron

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

1. Differentielle elastische Streuquerschnitte

Die Auswertung der differentiellen elastischen Streuquerschnitte von O und Si wurde fortgesetzt. Bis zur Schwelle für inelastische Streuung liegen erste Ergebnisse vor. Oberhalb dieser Schwelle werden die Daten z.Zt. für Zählratenverluste korrigiert, die on-line bei der Diskriminierung inelastisch gestreuter Neutronen auftraten.

2.  $\gamma$ -Produktionsquerschnitte nach inelastischer Neutronenstreuung

Bei der Messung der  $\gamma$ -Produktionsquerschnitte von  $^{238}\text{U}$  konnten nur Übergänge von Niveaus oberhalb 680 keV beobachtet werden. Als Beispiel für die z.Zt. vorliegenden Ergebnisse ist in Abb. 2 der Wirkungsquerschnitt für den Übergang vom 680 keV- zum 45 keV-Niveau dargestellt. Die eingezeichneten Fehlerbalken geben nur die statistischen Fehler an. Zum Vergleich sind die  $\gamma$ -Produktionsquerschnitte eingetragen, die man mit einem Verzweigungsverhältnis von 60 % für  $E_\gamma = 635$  keV aus dem inelastischen Streuquerschnitt für das 680 keV-Niveau in KEDAK 3 und ENDF/B-IV berechnen kann. Diese sollten kleiner als die Meßwerte sein, die auch noch Beiträge von höher liegenden Niveaus enthalten. Unterhalb von 1.2 bzw. 1.5 MeV sind die experimentell bestimmten Werte jedoch erheblich kleiner. Ähnlich ist die Situation bei den anderen untersuchten  $\gamma$ -Übergängen. Eine ausführliche Untersuchung des Untergrundes, die noch nicht abgeschlossen ist, hat bisher keine Hinweise auf mögliche systematische Fehler ergeben, welche die Diskrepanz erklären könnten. Die vorläufigen Resultate stimmen qualitativ mit Ergebnissen integraler Experimente überein, die zwischen ca. 1 und 3 MeV auf kleinere inelastische Wirkungsquerschnitte hindeuten, als sie bisher in Kerndatenbibliotheken verwendet wurden.

3. Spaltquerschnitte

Die Auswertung der Spaltquerschnitte von  $^{235}\text{U}$  und  $^{238}\text{U}$  wurde fortgesetzt. Das bei 14 MeV auf den Wert 0.55 normierte Verhältnis  $\sigma_f(^{235}\text{U})/\sigma_f(^{238}\text{U})$  liegt jetzt im Energiebereich 1 bis 30 MeV mit einem Fehler zwischen 2 % und 7 % vor. Zur Bestimmung der Spaltquerschnitte relativ zum H(n,p)-Wirkungsquerschnitt wurden die Schwellwertkorrekturen der verwendeten Flußdetektoren

durchgeführt. Z. Zt. werden die Korrekturen für Anisotropieeffekte bei der schnellen Spaltung berechnet.

Da die  $^{239}\text{Pu}$ -Spaltfolien nicht mehr im Jahre 1975 geliefert wurden, mußte die für Ende 1975 geplante Meßzeit ausfallen. Die Messungen sollen nunmehr im Februar 1976 durchgeführt werden. Nachdem die neue Meßstation fertiggestellt worden ist, wurde mit dem Aufbau des Experiments bei einem Flugweg von ca. 12 m begonnen. - Die Probleme bei der Beschaffung von  $^{240}\text{Pu}$  konnten noch nicht gelöst werden. Daher ist weiterhin offen, wann der Spaltquerschnitt von  $^{240}\text{Pu}$  gemessen werden kann.

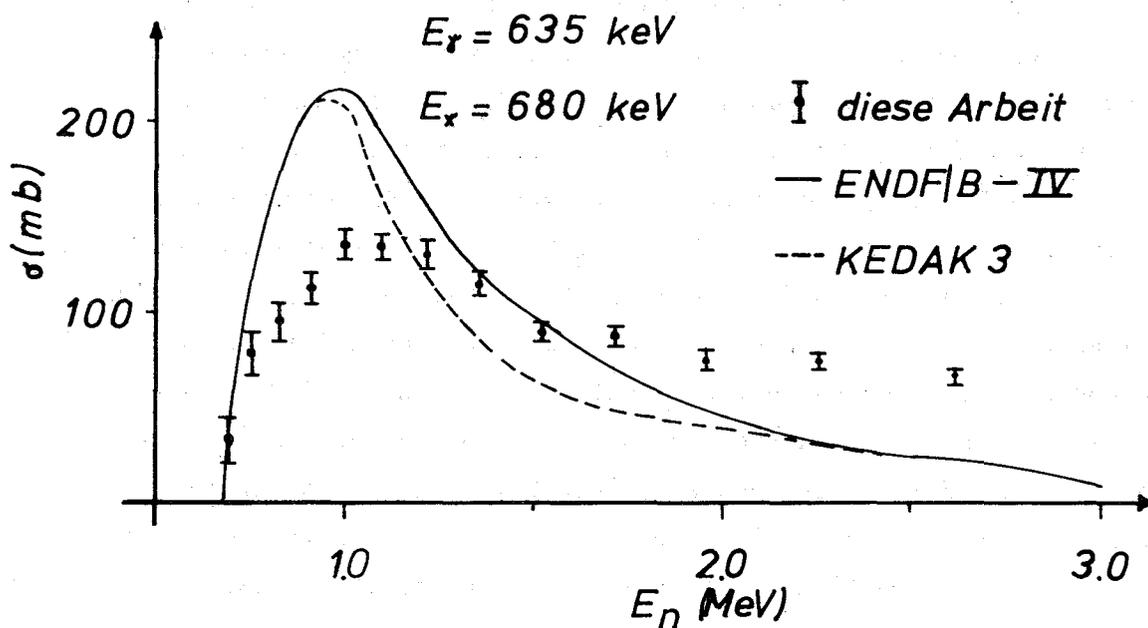


Abb. 1  $\gamma$ -Produktionsquerschnitt  $\sigma_{n,n',\gamma}$  von  $^{238}\text{U}$  für  $E_\gamma = 635 \text{ keV}$

122 REAKTORTHEORIE1221 Kerndaten1. Parametrisierung von Einfangdaten für  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  und  $^{61}\text{Ni}$  mittels Formanalyse.

(F.H. Fröhner, INR)

Als Vorbereitung zu der für 1976 geplanten Auswertung der isotopischen Einfangquerschnitte von Strukturmaterialien wurden am Karlsruher Van-de-Graaff-Beschleuniger gemessene Einfangdaten für  $^{56}\text{Fe}$ ,  $^{58}\text{Ni}$ ,  $^{60}\text{Ni}$  und  $^{61}\text{Ni}$  analysiert, d.h. Resonanzparameter bestimmt und mit deren Hilfe der Einfangquerschnitt berechnet.

Vorläufige, mit Hilfe eines Resonanzflächen-Analysenprogramms (TACASI, Ref.1) gefundene Parameterwerte waren bereits früher veröffentlicht worden (Ref.2,3). Bei ihrer Bestimmung stellte sich eine Reihe methodischer Unsicherheitsquellen heraus:

- a) Das TACASI-Programm arbeitet mit 1-Niveau-Breit-Wigner-Resonanzformeln, welche die Gesamtquerschnitte der Strukturmaterialien mit ihren ausgeprägten Niveauinterferenzen nicht gut beschreiben und zu Fehlern bei den sehr großen Vielfachstreckkorrekturen führen.
- b) Für die Behandlung nur teilweise aufgelöster Doublets, Triplets usw. ist die Flächenanalyse besser durch eine Formanalysetechnik zu ersetzen. So läßt sich eine exakte Analyse zu höheren Energien vortreiben.
- c) Der Beitrag gestreuter und dann außerhalb der Probe, aber in ihrer unmittelbaren Nachbarschaft (z.B. im Probenbehälter oder im AI-Strahlrohr des Szintillatortanks) eingefangenen Neutronen zum zeitabhängigen Untergrund war unterschätzt worden.
- d) Neue ORELA-Gesamtquerschnittsdaten und Neutronenbreiten für  $^{56}\text{Fe}$  waren verfügbar geworden (Ref.4), mit deren Hilfe die alten Analyseergebnisse (Strahlungsbreiten, Einfangflächen) verbessert werden konnten.

Aus diesen Gründen wurden die 1969/70 gemessenen Einfangdaten neu analysiert. Dazu wurde ein Formanalysenprogramm (Ref.5) entwickelt in enger Analogie zu dem seit 1970 vielfach bewährten FANAL-Programm (Ref.6) für die Transmissionsdaten-Analyse. Zur Behandlung der Vielfachstreuung wurden die Monte-Carlo-Unterprogramme aus TACASI übernommen. Erste Ergebnisse wurden in Ref.7 veröffentlicht, speziell s-Wellen-Strahlungsbreiten und  $\Gamma_n^o - \Gamma_\gamma$ -Korrelationskoeffizienten. Die Abb. 1-6 zeigen die erreichten Anpassungen an die am Van-de-Graaff-Beschleuniger des IAK gemessenen Einfangdaten für  $^{56}\text{Fe}$  und die Nickel-Hauptisotope  $^{58}\text{Ni}$  und  $^{60}\text{Ni}$  (zusammen 94 % des Elements ausmachend) im Energiebereich 7 keV - 150 keV. Eine Veröffentlichung mit vollständigen Parameterlisten einschließlich p-Wellen-Resonanzparametern und Parameterstatistiken ist in Vorbereitung.

#### Referenzen

1. F.H. Fröhner, GA-6906 (1966)
2. A. Ernst et al., Proc. 2nd Int. Conf. on Nuclear Data for Reactors (Helsinki 1970), vol.I, p. 633
3. F.H. Fröhner, KFK 2046 (1975) p.1
4. Pandey et al., Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology (Washington 1975), vol.2, p. 748
5. F.H. Fröhner, KFK 2145 (1976), in Vorbereitung
6. F.H. Fröhner, KFK 2046 (1976)
7. F.H. Fröhner, Conf. on Nuclear Cross Sections and Technology (Washington 1975), vol.2, p. 929.

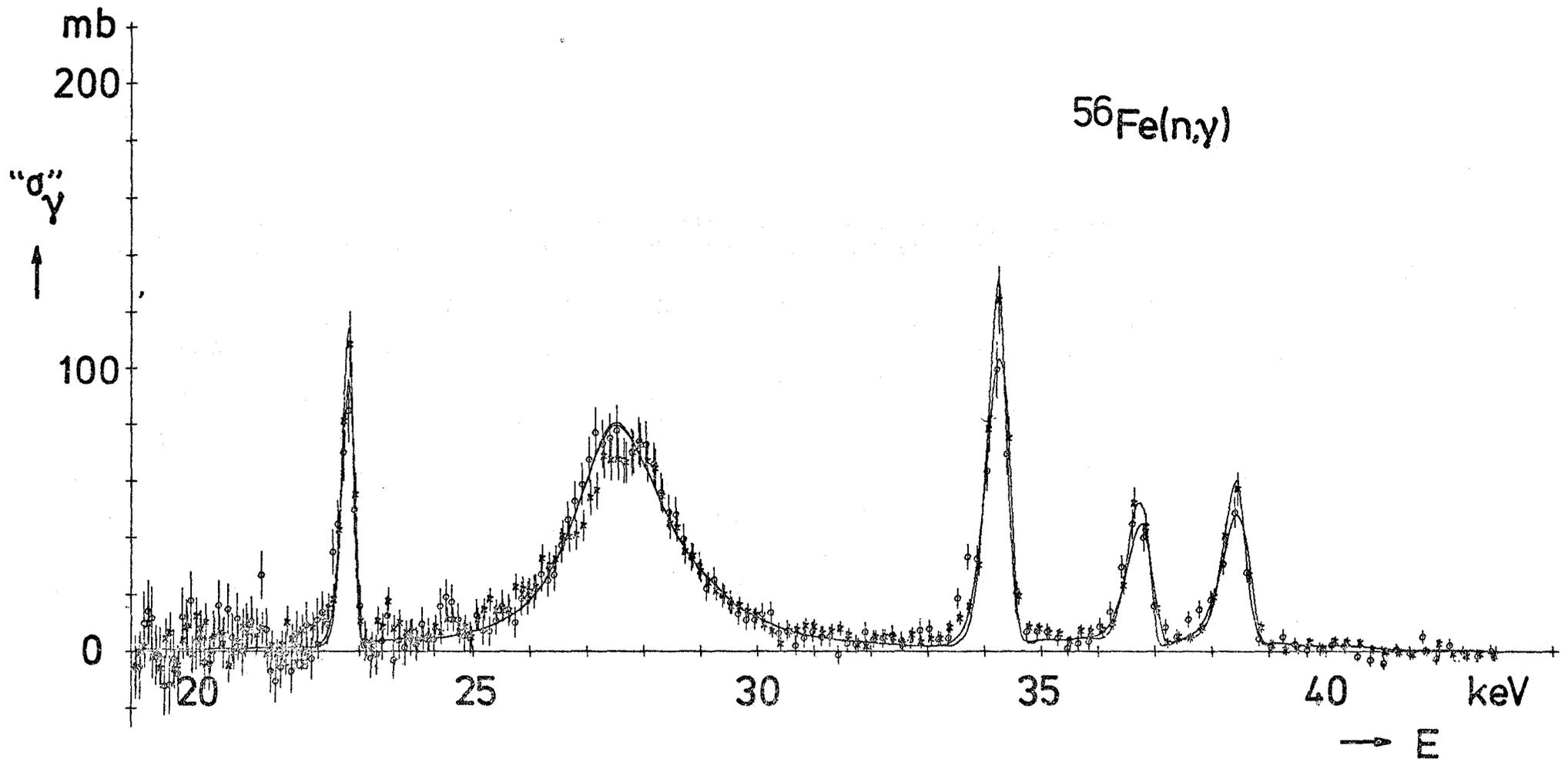


Abb.1: Meßdaten (Punktsymbole mit Fehlerbalken) und gerechnete Kurven für  $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$ ;  
 angereicherte  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ -Probe mit 99.7 %  $^{56}\text{Fe}$ , 0.00992 Fe-Kerne/b;  
 19 - 43 keV.

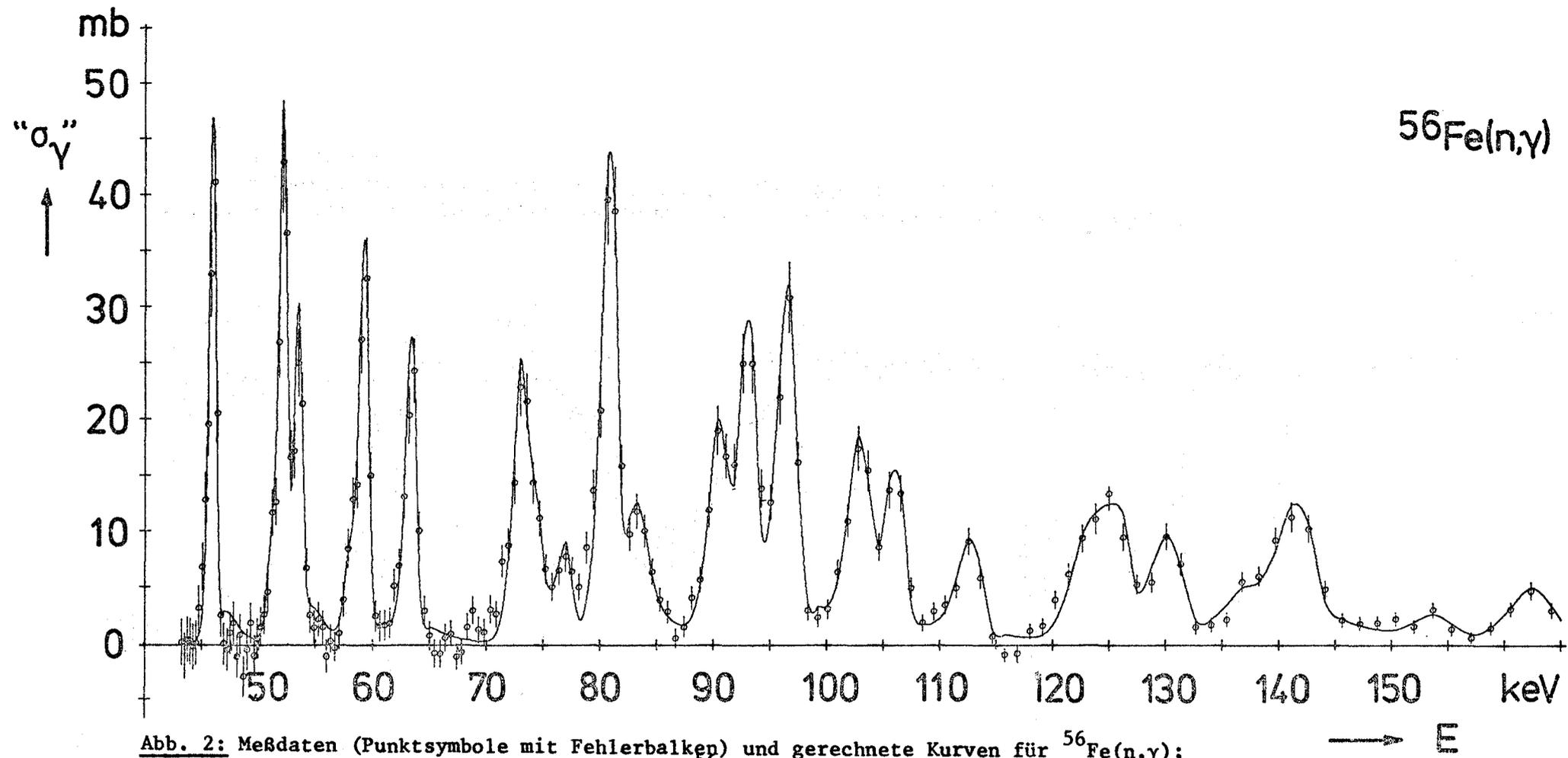


Abb. 2: Meßdaten (Punktsymbole mit Fehlerbalken) und gerechnete Kurven für  $^{56}\text{Fe}(n,\gamma)$ ; angereicherte  $\text{Fe}_2\text{O}_3$ -Probe mit 99.7 %  $^{56}\text{Fe}$ , 0.00992 Fe-Kerne/b; 43 - 164 keV.

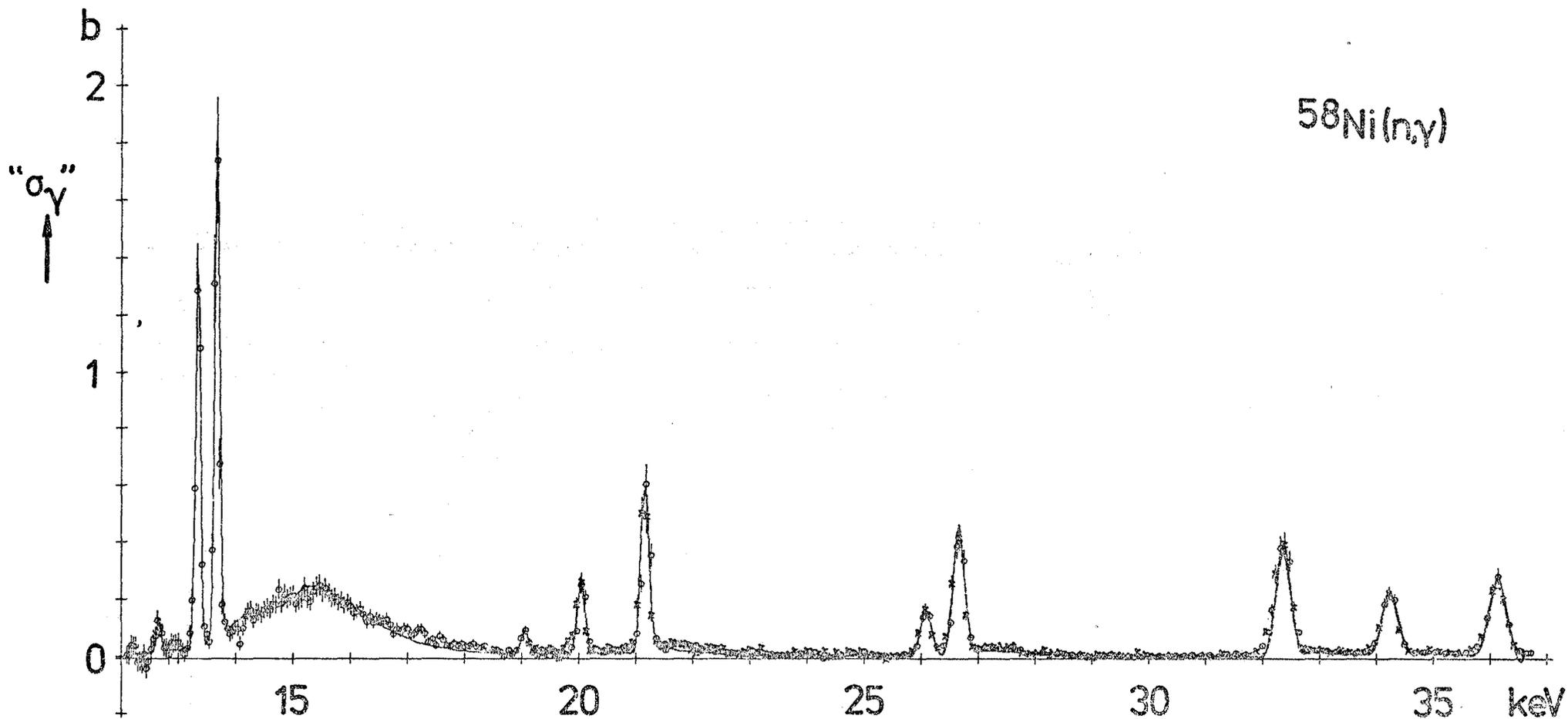


Abb.3: Meßdaten (Punktsymbole mit Fehlerbalken) und gerechnete Kurven für  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)$ ; angereicherte Ni-Pulverprobe mit 99.9 %  $^{58}\text{Ni}$ , 0.01057 Kerne/b; 12 - 37 keV.

— E

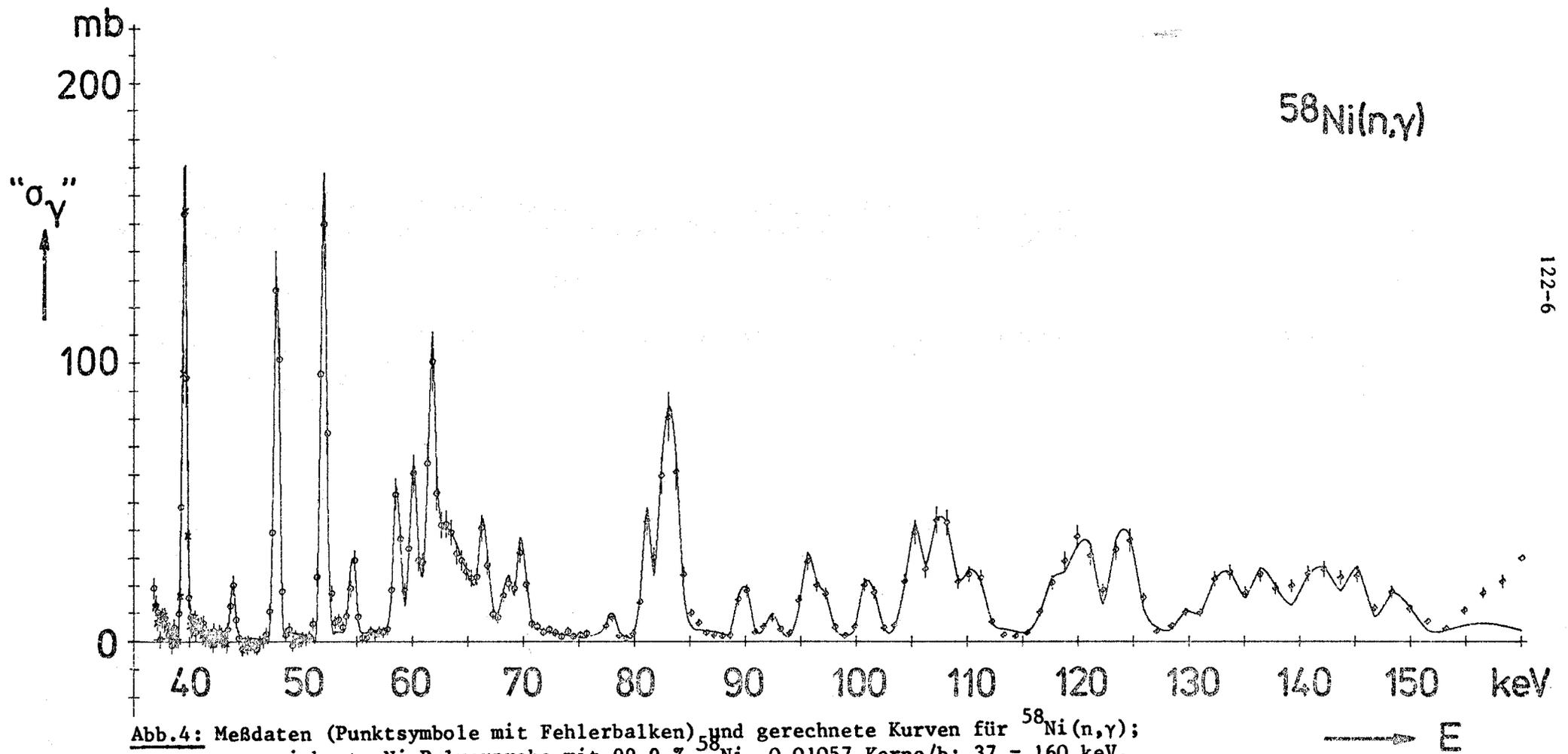
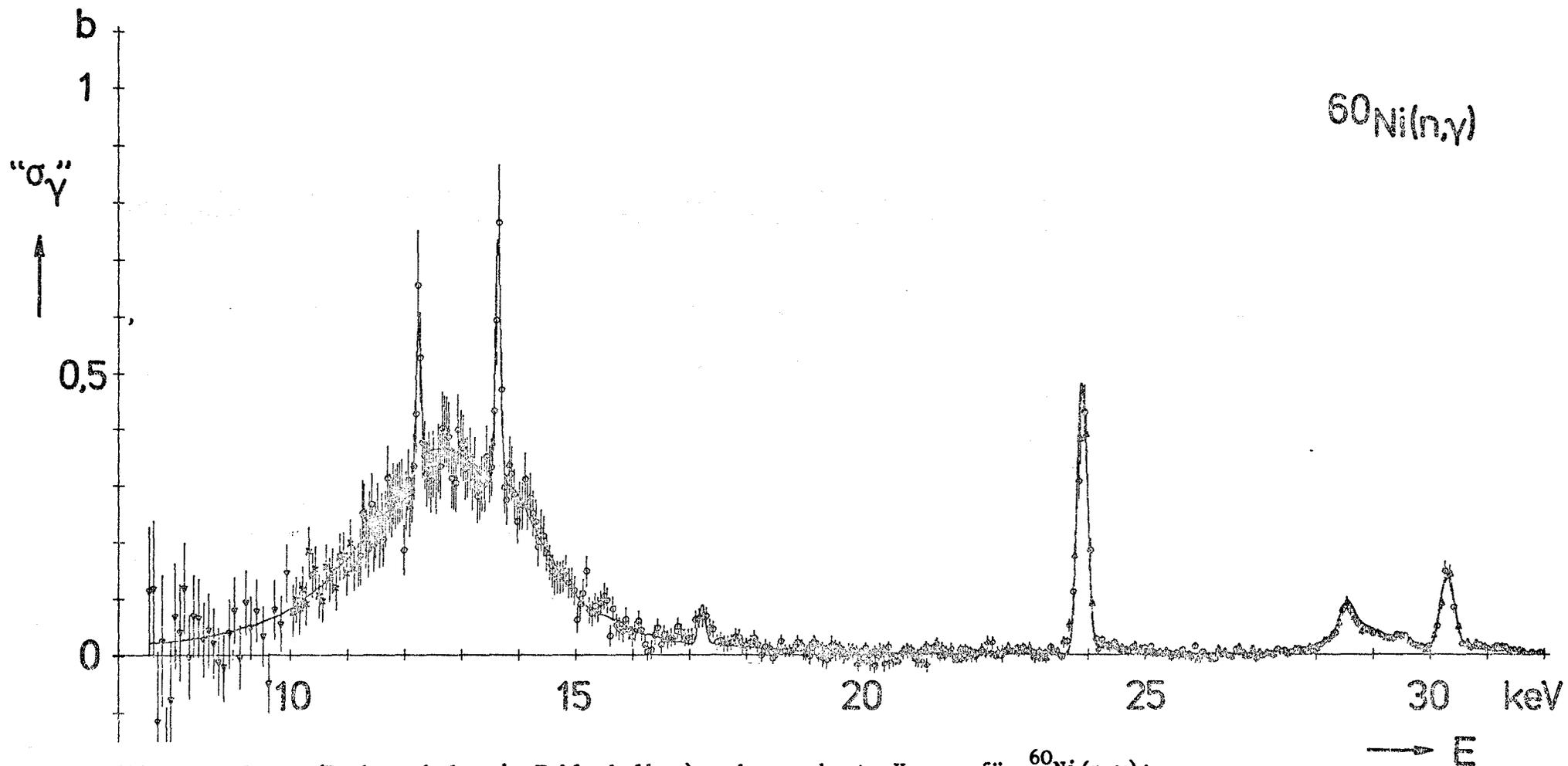
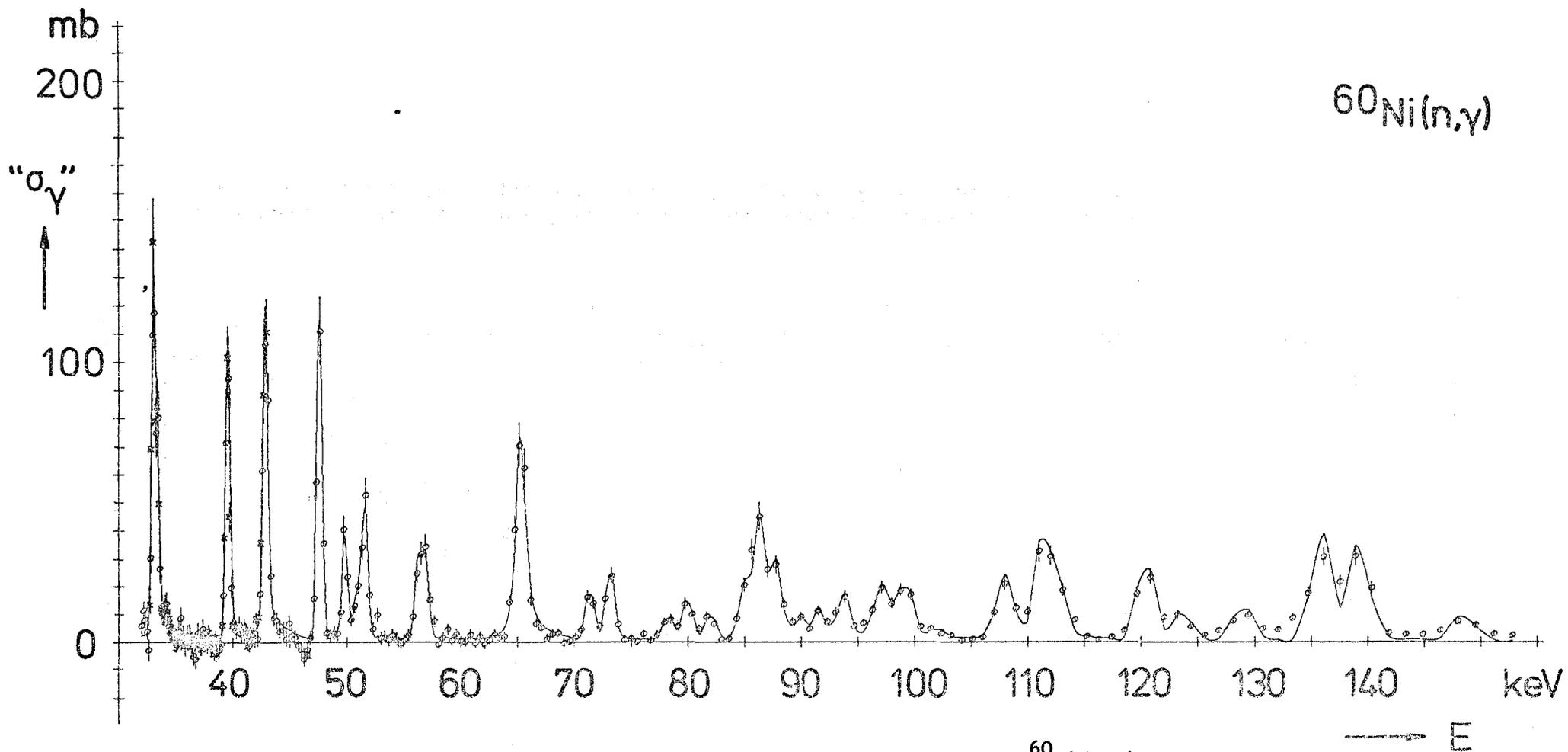


Abb.4: Meßdaten (Punktsymbole mit Fehlerbalken) und gerechnete Kurven für  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)$ ; angereicherte Ni-Pulverprobe mit 99.9 %  $^{58}\text{Ni}$ , 0.01057 Kerne/b; 37 - 160 keV.



**Abb.5:** Meßdaten (Punktsymbole mit Fehlerbalken) und gerechnete Kurven für  $^{60}\text{Ni}(n,\gamma)$ ; angereicherte Ni-Pulverprobe mit 99.8 %  $^{60}\text{Ni}$ , 0.01022 Kerne/b; 7 - 32 keV.



**Abb.6:** Meßdaten (Punktsymbole mit Fehlerbalken) und gerechnete Kurven für  $^{60}\text{Ni}(n,\gamma)$ ; angereicherte Ni-Pulverprobe mit 99.8 %  $^{60}\text{Ni}$ , 0.01022 Kerne/b; 32 - 155 keV.

## 2. Datenänderungen beim Kern $O^{16}$ für den Kerndatenfile KEDAK-3<sup>F</sup>

(C. Broeders, B. Goel, F. Weller, INR)

Bei dem Element  $O^{16}$  betreffen die Änderungen beim Übergang von KEDAK-2 /1/ zu KEDAK-3 /2/ den Streuquerschnitt  $\sigma_n$ , die partiellen inelastischen Anregungswirkungsquerschnitte, den Einfangquerschnitt  $\sigma_c$ , die Querschnitte  $\sigma(n,p)$ ,  $\sigma(n,d)$ ,  $\sigma(n,\alpha)$  und die mit diesen Größen verknüpften sekundären Wirkungsquerschnitte. Der Energiebereich wurde auf 15 MeV erweitert und erstreckt sich nun für alle Größen, auch für solche, die unterhalb 10 MeV nicht geändert wurden, einheitlich von  $10^{-3}$  eV bis 15 MeV. Obwohl die Schwelle für  $(n,\alpha)$ -Reaktionen bei 2.35 MeV liegt, hat diese Reaktion erst oberhalb 3.6 MeV merkliche Wirkungsquerschnitte. Im Energiebereich bis 3.6 MeV stimmen deshalb der totale Wirkungsquerschnitt  $\sigma_T$  (Abb.7) und der elastische Streuquerschnitt  $\sigma_n$  praktisch überein, da der Einfangquerschnitt um 5-6 Größenordnungen geringer ist. Zwischen 3.6 MeV und der Schwellenenergie des ersten inelastischen Niveaus bei 6.4 MeV ergibt sich deshalb  $\sigma_n$  als Differenz von  $\sigma_T$  und  $\sigma_\alpha$ . Die geringen Änderungen des totalen Wirkungsquerschnittes und damit des elastischen Streuquerschnittes unterhalb 1 MeV betreffen hauptsächlich die erste Resonanz bei  $\epsilon = 442$  keV. Der Verlauf der Querschnittskurve im Energiebereich bis 0.7 MeV beruht vorwiegend auf den alten Messungen von Okazaki /3/ und Adair et al. /4/, der oberhalb 0.7 MeV bis 1 MeV auf den neueren Messungen von Cierjacks /5/ und Schwartz /6/. Im Energiebereich von 9 bis 15 MeV liegen der empfohlenen Kurve für  $\sigma_n$  die Messungen von Nellis /7/, Bauer /8/, McDonald /9/ und Beach /10/ zugrunde (Abb. 8).

Bei der inelastischen Streuung wurden insgesamt 24 partielle Niveaus bis zur Anregungsenergie 14.05 MeV berücksichtigt. Energien und Verlauf der entsprechenden partiellen inelastischen Querschnitte wurden aus der Arbeit von Foster und Young /11,12/ übernommen. Die Anregungsquerschnitte zu den ersten 20 dieser Niveaus beruhen dabei vorwiegend auf  $(n, n'\gamma)$ -Messungen. Für die übrigen 4 dieser Niveaus mit Anregungsenergien über 13 MeV wurde zur Berechnung der Querschnitte ein Verdampfungsmodell zugrunde gelegt. Der totale inelastische Querschnitt ist die Summe dieser 24 Partialquerschnitte (Abb. 9).

Für den Einfangquerschnitt, der in KEDAK-2 vernachlässigt worden ist, wurde für den gesamten Energiebereich ein  $1/v$ -Gesetz in der Form  $\sigma_c(E) = 2.83 \times 10^{-5} / \sqrt{E[\text{eV}]}$  angenommen, das für thermische Neutronen den Wert  $1.78 \times 10^{-4}$  b von Journey /13/ liefert. Dieser Wirkungsquerschnitt nimmt von etwa  $10^{-4}$  b bis zu  $10^{-9}$  b bei 15 MeV ab, so daß er praktisch kaum eine Rolle spielt.

Für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma(n,p)$  wurde die Auswertung von Slaggie und Reynolds /14/ und für  $\sigma(n,d)$  die von Foster und Young /12/ übernommen. Da die Schwelle für diese beiden Reaktionen etwas über 10 MeV liegt, sind sie in KEDAK-2 nicht enthalten.

Seit der Herausgabe von KEDAK-2 wurde eine ganze Reihe von Messungen des  $^{16}\text{O}(n,\alpha)^{13}\text{C}$  Querschnittes im Energiebereich oberhalb 8 MeV und von  $\gamma$ -Produktionsquerschnitten  $(n,\alpha\gamma)$  für die ersten drei angeregten Niveaus bis 3.854 MeV in  $^{13}\text{C}$  gemessen /12/. Da der Kern  $^{13}\text{C}$  oberhalb einer Anregungsenergie von 4.947 MeV überwiegend durch Neutronenemission zerfällt, wird unter dem  $(n,\alpha)$ -Querschnitt die Summe der Anregungsquerschnitte für den Grundzustand und die ersten drei angeregten Niveaus von  $^{13}\text{C}$  verstanden. Für den  $(n,\alpha)$ -Querschnitt wurden deshalb ab 8 MeV bis 15 MeV neue Daten aufgenommen. Da diese auf der Arbeit von Foster und Young /12/ basieren, auf der auch die neueren Daten für  $^{16}\text{O}$  im Kerndatenfile ENDF/B-IV beruhen, ist der Verlauf der Querschnittskurven für  $^{16}\text{O}$  in ENDF/B-IV und KEDAK-3 sehr ähnlich.

Literatur:

- /1/ J.J. Schmidt  
KFK 120 (1966)
- /2/ B. Goel and B. Krieg, KFK 2234 (1975)
- /3/ A. Okazaki  
Phys. Rev. 99, 55 (1955)
- /4/ R.K. Adair, H.H. Barschall, C.K. Bockelman and O. Sala  
Phys. Rev. 75, 1124 (1949)
- /5/ S. Cierjacks, P. Forti, D. Kopsch. L. Kropp, I. Nebe und H. Unseld  
Report KFK-1000 (1968)
- /6/ R.B. Schwartz, Daten zitiert in D.G. Foster, Jr and P.G. Young  
LA-4780 (1972)
- /7/ D.O. Nellis and P.S. Buchanan  
DNA-2716 (1972)
- /8/ R.W. Bauer, J.D. Anderson and L.J. Christensen  
Nucl. Phys. 47, 241 (1963)
- /9/ W.J. McDonald, J.M. Robson and R. Malcolm  
Nucl. Phys. 75, 353 (1966)
- /10/ P.L. Beach, R.W. Finlay, R.L. Cassola and R.D. Koshel  
Phys. Rev. 156, 1201 (1967)
- /11/ P.G. Young, D.G. Foster, Jr. and G. Hale  
DNA 4134 Mod2 (1973)
- /12/ D.G. Foster, Jr. and P.G. Young  
LA-4780 (1972)
- /13/ E.T. Journey and H.T. Motz  
Bull. Am. Phys. Soc. 9 176, (1964)
- /14/ E.L. Slaggie and J.T. Reynolds  
KAPL-6452 (1965)

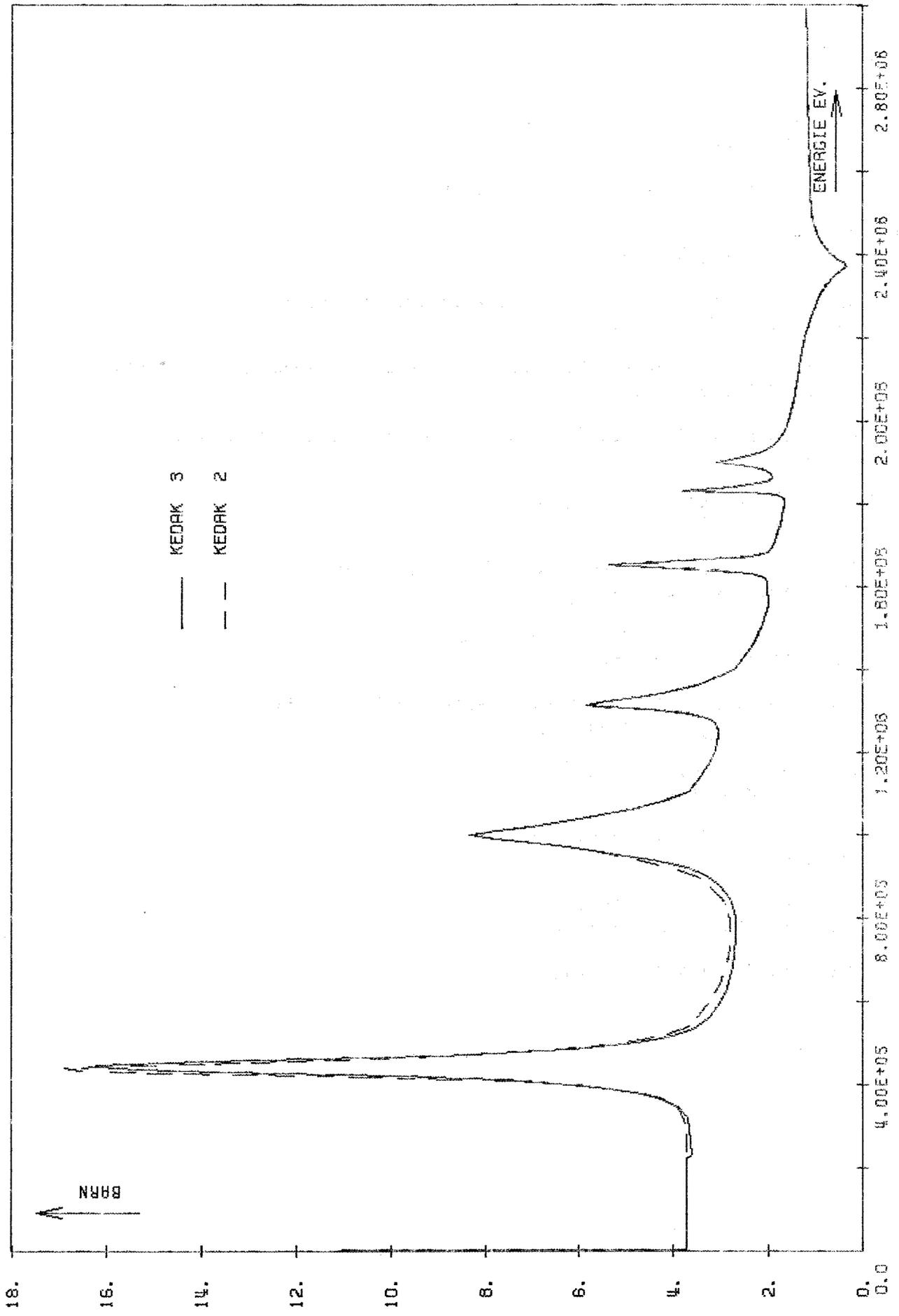


ABB. 7 : TOTALER WIRKUNGSQUERSCHNITT VON O 16

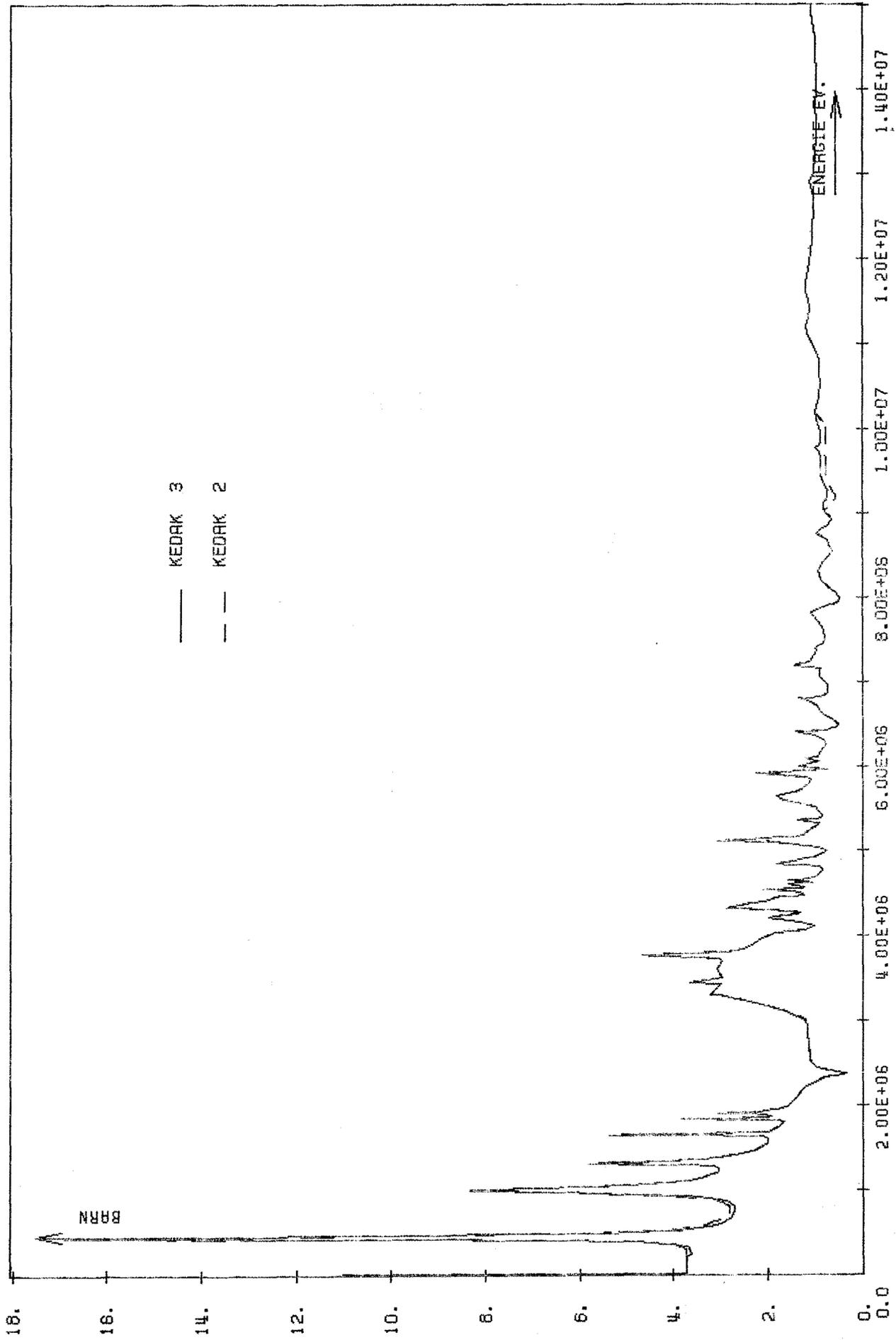


ABB. 8 : ELASTISCHER STREUGQUERSCHNITT VON G 16

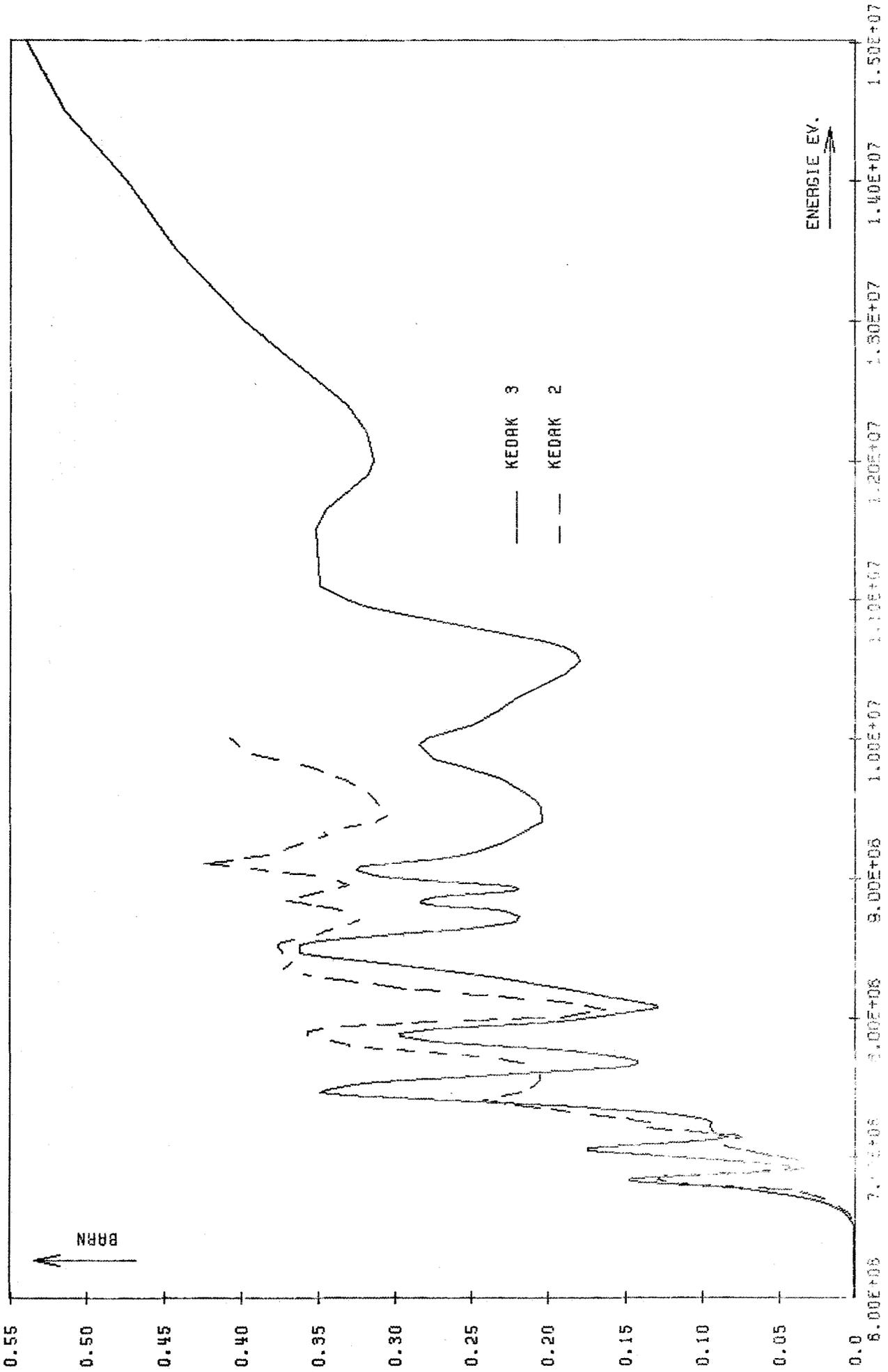


Abb. 9 : TOTALER ELASTISCHER STREUQUERSCHNITT VON G 18

1222.1 On the Development and Applications of the Two  
Dimensional Triangular, Multigroup Diffusion  
Program HEXAGA-II<sup>F</sup>

---

(G. Buckel, K. Kufner, Z. Woźnicki, INR)

During the last three months the following work and improvements for the programme have been done:

1. The ADITER subroutine for the calculation of adjoint fluxes was included.
2. The SIGMIN subroutine was incorporated allowing to use group constants in HEXAGA-II directly from the NUSYS library.
3. Preparation of a HEXAGA-II report.
4. The data handling in HEXAGA-II was improved: In the former version of HEXAGA-II the transmission of data between core and external files was done linewise (coefficients used in the iteration process were transmitted for each mesh line). In the new version of HEXAGA these data are transmitted planewise (for all mesh points simultaneously). As result of this change it became more effective to use a few inner iterations (2 to 4) per outer iteration (in the old version it was suggested to use one inner iteration per outer iteration).

The enclosed table summarizes the improvements gained with the new version of HEXAGA-II for a series of benchmark problems (B1, 2, 3, 4, 8 and 11) /1/ and for three multigroup problems (4, 11 and 26 energy groups) based on the SNR 2 reactor with 1600 mesh points. The following convergence criteria were used:

---

/1/ G. Buckel, K. Kufner, B. Stehle: Beschreibung eines SNR Benchmark-Problems zum Test von Diffusions-Rechenprogrammen; erste Testergebnisse. Contribution to the 2<sup>nd</sup> PSB progress report 1975: KFK 1275/2, S.122-1.

for B1 . . . . . B11  $\epsilon_{\phi} = 10^{-5}$  and  $\epsilon_{k_{\text{eff}}} = 10^{-6}$   
 for SNR-2 problems  $\epsilon_{\phi} = 10^{-4}$  and  $\epsilon_{k_{\text{eff}}} = 10^{-5}$ .

It can be seen that in the benchmark problems CPU time is 2 times smaller and total costs are reduced up to a factor 3 when the new version of HEXAGA-II is applied.

It is also possible to draw contourplots of fluxes and sources produced by HEXAGA-II by using a programme based on the FORTRAN IV Subroutine PLOTHL /2/.

The results of HEXAGA-II (fluxes and adjoint fluxes) now may be stored on an external file and used as trial functions in the flux synthesis code KASY.

The next important step will be the implementation of HEXAGA-II into the KAPROS-System. This work has just started. It is planned that this version of HEXAGA-II is free of restrictions in the number of mesh points in the phase space and it is hoped that the data management will be even more effective than in the stand alone version of HEXAGA-II.

If this KAPROS version of HEXAGA-II is available, it will be automatically connected with KASY, as it is done with the automatic connection of DIXY with KASY.

---

/2/ U. Schumann: PLOTHL - Ein FORTRAN IV Unterprogramm zur Darstellung von Funktionen von zwei unabhängigen Variablen durch ihre Höhenlinien auf einem Plotter, 1971, KFK 1486

Some results obtained from HEXAGA-II with the AGA Double SOR method

Example (no. of mesh points) Core region	$k_{eff}$	$\bar{\Omega}$	No. of outer iters.	No. of inner iters.	Total No. of inner iters.	New version			Old version		
						CPU * time	Time per mesh point per inner iteration in msec	Total costs in DM	CPU * time	Time per mesh point per inner iteration in msec	Total costs in DM
B1 (324) 268K	1.12167	1.1236	20	1	80	0'20''	0.772	17	0'25''	0.965	21
			21		168	0'22''	0.404	18			
B2 (1225) 300K	1.12438	1.1687	38	1	152	0'50''	0.268	47	1'08''	0.400	65
			19	2	152	0'29''	0.156	26			
			17	3	204	0'27''	0.108	24			
			20	4	302	0'40''	0.102	32			
B3 (2704) 318K	1.12497	1.1798	55	1	220	1'34''	0.158	107	1'56''	0.223	139
			28	2	224	1'05''	0.107	63			
			18	3	216	0'52''	0.089	46			
			17	4	272	0'58''	0.079	48			
B4 (4761) 526K	1.12515	1.1837	73	1	292	2'98''	0.114	165	4'15''	0.165	264
			35	2	280	1'50''	0.082	97			
			24	3	288	1'33''	0.068	76			
			18	4	288	1'32''	0.067	69			
B8 (18769) 982K	1.12527	1.1900	112	1	448	10'41''	0.076	895	16'52''	0.120	1212
			57	2	456	8'15''	0.058	555			
			39	3	468	7'34''	0.052	448			
			45	4	720	10'58''	0.049	592			
B11 (35344) 1540K	1.12594	1.1930	159	1	636	27'21''	0.073	2637	44'58''	0.120	3445
			83	2	666	21'04''	0.054	1655			
			55	3	660	19'17''	0.050	1343			
			43	4	688	18'36''	0.046	1168			
SNR2 (1600) 4 groups	1.03603	1.0587	78	1	312	1'49''	0.218	91	2'28''	0.296	123
			53	2	424	1'28''	0.130	69			
SNR2 (1600) 11 groups	1.03392	1.0552	59	1	649	3'41''	0.213	226	5'09''	0.298	298
			60	2	1320	4'20''	0.123	244			
SNR2 (1600) 26 groups	1.03408	1.0552	59	1	1534	8'45''	0.214	677	13'23''	0.327	878
			61	2	3172	10'58''	0.130	750			

122-17

\* CPU time for IBM/370-168 Supplementary and new values for table 1 in KFK 1275/I p.122.5



123 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN1231 Untersuchungen zur Reaktordynamik1231.1 Methoden- und Rechenprogrammentwicklung\*1. Implementierung des zweidimensionalen Dynamikcodes KINTIC-2 und assoziierter Programme zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten in KAPROS<sup>†</sup>)

(L.Väth, G.Willering, INR)

Der zweidimensionale Dynamikcode KINTIC-2 /1/ wurde in KAPROS eingebracht und ausgetestet. Dafür waren einige organisatorische Änderungen notwendig:

- 1) Der Code wurde in mehrere Moduln zerlegt, die über Datenblöcke miteinander kommunizieren. Die Namen und Funktionen dieser Moduln sind:
- KINTIC: Steuer- und Organisationsmodul,
  - KEFFIT: Modul zur Steuerung der stationären  $k_{\text{eff}}$ -Iteration,
  - EVA: Zweidimensionaler Auswertemodul zur Berechnung integraler Größen, ortsabhängiger Vorläuferkonzentrationen, Leistungsverteilungen und Quellverteilungen für verzögerte Neutronen,
  - AIREKI: Punktkinetik-Modul,
  - QSUM: Modul zur Berechnung von Wirkungsquerschnitten als Funktion von Dichten, Volumenanteilen und Temperaturen,
  - STATEM: Modul zur Berechnung der stationären Temperaturverteilung,
  - INSTEM: Modul zur Berechnung der instationären Temperaturverteilung.

Zur Berechnung der Flußverteilung wird der zweidimensionale Code DIXY (KAPROS-Moduln DIXIN und DIXY) verwendet. An die Stelle der Moduln STATEM und INSTEM werden demnächst die entsprechenden Teile des Code-Systems CAPRI treten, mit deren Implementierung in KAPROS begonnen wurde.

- 2) In der alten Version von KINTIC wurden alle Daten in Form von Blöcken in einem zentralen direct-access Dataset gespeichert. Aus diesen Blöcken wurden Blöcke in der KAPROS-Lifeline.

---

\* BzFE-Nr. 523.3

<sup>†</sup>) Letzter Bericht in KFK 1274/3, S. 123-1

3) Die Eingabe wurde KAPROS-konform in drei Eingabeblocke zerlegt.

Da noch keine größeren Rechnungen mit der neuen Codeversion durchgeführt wurden, lassen sich über die Änderung der Effektivität aufgrund des Einbaus in KAPROS noch keine endgültigen Aussagen machen. Tabelle 1 zeigt für einen Fall einen Vergleich von CPU- und Verweilzeiten. Offensichtlich haben sich die Rechenzeiten nicht merklich geändert. Über die Verweilzeiten lassen sich aufgrund dieses einen Falles noch keine schlüssigen Aussagen machen.

Eine Dokumentation von KINTIC-2 wird erst nach der Ankopplung an die CAPRI-Thermodynamikmoduln erfolgen.

Die Benutzung von KINTIC-2 setzt die Existenz eines Datensets von Wirkungsquerschnitten in einem speziellen Format voraus, wie dies schon bei KINTIC-1 /2/ der Fall war. Zur Erstellung dieses Datensets ist eine Reihe von Spezialprogrammen notwendig, die zusammen mit den NUSYS-Programmen zur Querschnittsbehandlung eingesetzt werden. Sämtliche KINTIC-spezifischen Programme wurden in KAPROS eingebracht und getestet. Im einzelnen handelt es sich um

- den Nusys-code 02250, der bereits in /1/ beschrieben wurde;
- den Nusys-code 04100, der in /1/ unter dem Namen DOPKIN beschrieben und jetzt in NUSYS integriert wurde;
- den neuen Modul KINCO, der die Umstellung der Querschnittsblöcke auf das Konzept von KINTIC-2 besorgt;
- den neuen Modul KINWQ, der als Steuermodul für die gesamte Querschnittsberechnung dient.

Innerhalb von KAPROS ist damit die gesamte Querschnittsberechnung für KINTIC-2 in einem einzigen Schritt möglich. Eine umfassende Dokumentation des Querschnittskonzepts und der Querschnittsberechnung ist in Vorbereitung (siehe auch /3/).

---

/1/ L. Mayer, KFK 1273/2, S. 123-1 (1973)

/2/ L. Mayer, H. Bachmann, KFK 1627 (1972)

/3/ L. Väch, D. Struwe; Transactions of the European Nuclear Conference, Paris 21.-25.4.1975

	t (CPU)	t (VW)
KINTIC-2 stand alone	4'23''	28'
KINTIC-2 KAPROS	4'48''	78'

Tabelle 1: Vergleich der CPU- und Verweilzeiten von KINTIC-2 als stand-alone und als KAPROS-Code für einen Rechenfall mittlerer Größe (448 Ortspunkte, 5 Energiegruppen)

2. Abschätzung der Versagensinkohärenzen von SNR-Brennstäben während eines hypothetischen Leistungsstörfalles bei vorgegebenem Mittelwert und vorgegebener Standardabweichung der Versagensschwelle <sup>†)</sup>

(P. Royl, IRE)

Hypothetische Störfälle des SNR-300 werden in der Einleitungsphase mit Mehrkanal-Programmen wie CAPRI-2 [1] und HOPE [2] simuliert. Jeder Kanal beschreibt darin das Verhalten eines charakteristischen Brennstabes mit den umgebenden Kühlmittel- und Strukturmaterialanteilen, der schon wegen der begrenzten Rechenzeit und aus Speicherplatzgründen meist eine große Zahl von ähnlichen Brennstäben aus mehreren Bündeln i. a. aus einem ganzen Reaktorkern-Ring repräsentiert. Die Annahme, daß sich alle Brennstäbe eines Kanals gleich verhalten, führt dabei je nach Störfallverlauf zu kohärenten positiven und (oder) negativen Reaktivitätsrückwirkungen. Wenn diese kohärenten Rückwirkungen der Stäbe durch bestimmte Effekte in zeitlicher Folge nacheinander positiv und dann negativ werden, wenn sie sich also nicht in einer Vorzeichenrichtung zeitlich akkumulieren, kann diese vereinfachende Beschreibung den resultierenden Rückwirkungseffekt des Kanals an entscheidenden Zeitpunkten in der einen oder anderen Richtung überschätzen und dadurch die Voraussage des Störfallablaufes stark verändern.

Besonders starke Veränderungen in Richtung milderer Störfallabläufe werden bei einer verfeinerten Beschreibung des Leistungsstörfalles erwartet. Hier können sich negative Rückwirkungen von früh versagenden Stäben durch Ausschwemmung von Brennstoff aus dem aktiven Bereich den positiven Rückwirkungen überlagern, die später versagende Stäbe des Kanals durch Brennstoffeinspritzten und Kühlmittelaustreibung im reaktiven Reaktorkern-Bereich verursachen und dadurch zur Abschaltung des Reaktors ohne größeren Leistungsanstieg führen. Der Ausschwemm- oder "Sweepout"-Effekt, der die Abschaltreaktivität erzeugt, wird i. a. erst mit einer gewissen Vorlaufzeit nach dem Versagen wirksam [3], überwiegt danach aber rasch die anfänglich oft positiven Rückwirkungen, die einen auto-katalytischen Disassemblyvorgang hervorrufen können.

Für die Beurteilung, ob die positiven Rückwirkungen durch Injektion und Void möglicherweise durch die abschaltende Ausschwemmreaktivität von vorher versagenden Stäben kompensiert werden können, sind die möglichen Versagensinkohärenzen der Stäbe beim Leistungsstörfall mit dem Zeitintervall für das Wirksamwerden von Ausschwemmung nach dem Brennstabversagen zu vergleichen. Unter der verein-

<sup>†)</sup> Letzter Bericht in KFK 1275/1, S. 123-4

fachenden Annahme, daß die einzelnen Unterkanäle eines Bündels sich nicht beeinflussen, lassen sich die charakteristischen Zeitintervalle vom Versagenspunkt bis zum Beginn von Sweepout aus den Simulationsrechnungen mit CAPRI-2 oder HOPE leicht bestimmen (obere Natriumsäule verläßt das Core). Ziel dieses Beitrages ist es daher vor allem, eine Abschätzung der möglichen Versagensinkohärenzen der Stäbe eines Kanals zu geben, um damit sowie mit den aus anderen Rechnungen gewonnenen Sweepout-Zeiten für den Leistungsstörfall Aussagen über die Möglichkeit des frühen Abschaltens durch Brennstoffausschwemmung zu bekommen.

#### Erläuterung des Modelles zur Abschätzung der Versagensinkohärenzen

Die vorgenommene Abschätzung beruht auf vier wesentlichen Annahmen:

- 1.) Die Versagensschwelle  $S$  der Stäbe soll eine Normalverteilung haben, deren Mittelwert und Standardabweichung bekannt sind.
- 2.) Die Verteilungsfunktion der vom Programm berechneten und mit der Versagensschwelle zu vergleichenden Kenngröße  $Z$  soll vernachlässigt werden.
- 3.) Die zeitliche Änderungsrate  $Z$  der (mechanischen bzw. thermischen) Kenngröße sei von anderen Rechnungen her bekannt.
- 4.) Die Versagensschwelle sei innerhalb des relevanten Zeitintervalls, in dem die Stäbe versagen, unabhängig von anderen Einflußgrößen wie z.B. der Temperatur.

Diese vereinfachenden Annahmen können in Wirklichkeit nicht alle erfüllt werden. Es ist jedoch zu erwarten, daß diese Abschätzung insbesondere durch die Vernachlässigung der Verteilungsfunktion der Kenngrößen zu kleineren Inkohärenzen als den tatsächlich möglichen führen wird. Annahme 1 führt zu der bekannten Gaußschen Verteilungsfunktion für die Versagensschwelle  $S$ :

$$\varphi(S - \bar{S}) = \frac{1}{\sigma \sqrt{2\pi}} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{S - \bar{S}}{\sigma}\right)^2\right) \quad (1)$$

Darin sind  $\bar{S}$  der vorgegebene Mittelwert und  $\sigma$  die Standardabweichung von  $S$ , die aus Experimenten zu bestimmen oder zu schätzen sind. Aus Gl. (1) läßt sich die Stabfraktion  $\xi_i$ , die bis zu der Versagensschwelle  $S_i$  insgesamt aufgerissen ist, durch Integration bestimmen, und man erhält die Beziehung

$$\xi_i = \frac{1}{G\sqrt{2\pi}} \int_{-\infty}^{S_i} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{S-\bar{S}}{G}\right)^2\right) dS \quad (2)$$

die sich bei Verwendung der komplementären Fehlerfunktion

$$\operatorname{erfc}(x) = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \int_x^{\infty} \exp(-t^2) dt \quad (3)$$

auch in die Form

$$\xi_i = 0.5 \operatorname{erfc}\left(-\left(\frac{\Delta S_i}{\sqrt{2} G}\right)\right) \quad (4)$$

umschreiben läßt. Darin bezeichnet  $\Delta S_i$  den Abstand vom Mittelwert der Versagensschwelle, bei dessen Erreichen die Stabfraktion  $\xi_i$  aufgerissen ist. Bei den Annahmen 2 bis 4 läßt sich mit einer konstanten Änderungsrate  $\dot{Z}$  der Kenngröße  $Z$ , wie z.B. der berechneten Dehnung oder Spannung, der Abweichung  $\Delta S_i$  vom Mittelwert  $\bar{S}$  direkt eine Zeit  $\Delta t_i$  um die dem Mittelwert  $\bar{S}$  entsprechende Versagenszeit  $\bar{t}$  zuordnen. In diesem Fall ergibt sich auch für die Versagenszeiten eine Normalverteilung mit dem Mittelwert  $\bar{t}$  (der aus den Störfallsimulationen bestimmt wird) und der Standardabweichung

$$\Delta t_c = G / \dot{Z} \quad (5)$$

Gleichung (4) ist auch allgemein bei variablen Änderungsraten der Kenngrößen verwendbar. In diesem Fall ergäbe sich zwar keine Normalverteilung für die Versagenszeiten, die der Versagensfraktion zugeordneten Zeitpunkte wären aber weiterhin bestimmbar. Durch Einsetzen von  $\Delta S_i = \dot{Z} \times \Delta t_i$  in Gl. (4) ergibt sich die folgende Beziehung für die Versagensfraktion

$$\xi_i = 0.5 \operatorname{erfc}\left(-\frac{1}{\sqrt{2}} \frac{\dot{Z}}{G} \Delta t_i\right), \quad (6)$$

aus der die der Versagensfraktion  $\xi_i$  zugeordnete zeitliche Abweichung  $\Delta t_i$  vom Mittelwert  $\bar{t}$  implizit zu bestimmen ist. Bei  $N$  Stäben, die versagen können, ergeben sich  $N$  diskrete Versagenspunkte, die die kumulierten Versagensfraktionen  $\underline{\xi} = \left(\frac{1}{N}, \dots, \frac{i}{N}, \dots, 1\right)$  repräsentieren. Für die numerische Auswertung wurde die Versagensfraktion  $\xi_N$  dabei um den Wert  $\epsilon = 10^{-6}$  kleiner als 1 angenommen, um die Versagenspunkte aller Stäbe in einem endlichen Zeitintervall zu halten.

Ergebnisse für die Versagensinkohärenzen bei einigen Leistungsstörfällen im SNR-300

Mit Hilfe von Gl. (6) wurden die Versagensinkohärenzen beim Leistungsstörfall

im SNR-300 für ein charakteristisches thermisches und ein mechanisches Versagenskriterium bei verschiedenen Einleitungsrampen abgeschätzt. Parameter und Ergebnisse der Rechnung sind in Tabelle 1 zusammengefaßt. Die Abschätzung wurde für 18 diskrete Versagensgruppen durchgeführt, die z.B. die verschiedenen Bündel im vierten Core-Ring des SNR-300 repräsentieren, die bei den Störfallanalysen mit CAPRI-2 durch einen einzigen Kanal repräsentiert werden und sich daher gleich verhalten.

Als mittlere thermische Versagensschwelle wurde ein Schmelzfraktionsgrenzwert von 60 % gewählt, dessen Standardabweichung mit  $\pm 5$  % festgelegt wurde. Die in Tabelle 1 angegebenen Änderungsraten wurden aus CAPRI-2 Simulationen des Leistungsstörfalls für den frischen MARK IA Kern des SNR-300 entnommen [2]. Die Erhöhung der Einleitungsrampe von 15  $\text{C}/\text{sec}$  auf 5  $\text{S}/\text{sec}$  führt in der Gegend des Versagenspunktes zu fast um zwei Größenordnungen höheren Schmelzraten.

Beim Leistungsstörfall mit der Einleitungsrampe von 5  $\text{S}/\text{sec}$  ist die Versagensfolge daher sehr dicht und Brennstoffaustragungseffekte können vor dem Versagen des größten Teils der Stäbe nicht wirksam werden. Die berechnete Standardabweichung der Versagenszeit liegt hier um eine Größenordnung unter der für das Wirksamwerden von Sweepout benötigten Zeit von ca. 30 msec. Bei den milden Leistungsstörfällen mit Einleitungsrampen unter 50  $\text{C}/\text{sec}$  ist die Wahrscheinlichkeit für ein früheres Abschalten durch Brennstoffaustragung dagegen sehr groß. So würde der erste von 18 Stäben beim 15  $\text{C}/\text{sec}$  Störfall im Mittel bereits 330 msec früher versagen, als es dem mittleren Versagenszeitpunkt entspricht, ca. 22 msec nach dem Versagen des Stabes würden aber seine negativen Rückwirkungen durch Brennstoffausschwemmung bereits wirksam sein und zu einem allmählichen Abschalten führen.

Das Bruchdehnungskriterium wurde bei einer Einleitungsrampe von 1  $\text{S}/\text{sec}$  untersucht. Bei der Bruchdehnung gibt es Literaturangaben über die Unsicherheit, mit der sie behaftet ist. Beispielsweise werden von Steichen [5] für hochbestrahlten 20 % CW 316 SS plastische Bruchdehnungen im Temperaturbereich um 650°C angegeben, die mit 95 % Vertrauensgrenze zwischen 0.8 und 1.9 % liegen. Die gewählte Standardabweichung der Versagensschwelle konnte in diesem Fall höher angesetzt werden. Daher und auch wegen des im Vergleich zur Schmelzfraktion relativ langsamen Anstiegs der Hüllrohrdehnung führt dieses Versagenskriterium trotz der höheren Einleitungsrampe zu größeren Versagensinkohärenzen als der 50  $\text{C}/\text{sec}$  Störfall mit dem Schmelzfraktionskriterium.

In der vorgenommenen Abschätzung der Versagensinkohärenzen sind mögliche Pro-

pagationseffekte vernachlässigt, d.h. die den einzelnen Stäben zugeordneten Teilkanäle wurden als vollkommen entkoppelt betrachtet. Von 7-Stabexperimenten im TREAT-Reaktor (z.B. H5) [8] ist bekannt, daß Spaltgasfreisetzung nach dem Versagen des zentralen Stabes das Natrium auch in den benachbarten Teilkanälen verdrängen und dort zu lokalen Kühlungsunterbrechungen und nachfolgendem Versagen führen kann. Es ist zur Zeit schwer abschätzbar, in welchen Zeiträumen solche Propagationseffekte zum Tragen kommen und über wieviele Teilkanäle sie sich in einem größeren Bündel ausbreiten können.

Mit Propagation werden die Versagensfolgen innerhalb eines Bündels dichter sein als die hier abgeschätzten. Jedoch wird sicher nicht der erste versagende Stab sofort zum Versagen aller restlichen Stäbe führen, sondern die Vorgänge werden erst mit zunehmender Versagensfraktion eines Bündels kohärenter sein. Bei der starken Dominanz der Rückwirkungen durch Brennstoffaustragungen, wie sie z.B. in HOPE berechnet wird [3], reichen jedoch Austragungen in wenigen Unterkanälen aus, um die Void- und Injektionsrückwirkungen später versagender Brennstäbe zu kompensieren. Versagensinkohärenzen, die größer sind als das Zeitintervall zum Brennstoffausschwemmen, würden also zum Abschalten führen, auch wenn sie nur zwischen dem relativ kleinen Teil der früh versagenden Stäbe auftreten. Selbst für den unwahrscheinlichen Fall der sehr raschen Propagation innerhalb des Bündels bleiben noch die Inkohärenzen zwischen dem ersten Brennstabversagen in jedem Bündel, die in der Überlagerung durch die negative Ausschwemmreaktivität aus den früh versagenden Bündeln die u.U. positiven Rückwirkungen durch Brennstoffinjektion und Voiden in den später versagenden Bündeln kompensieren können. Die Abschätzung dieser Inkohärenzen mit den Parametern aus Tabelle 1 führt zu noch größeren Zeitintervallen zwischen dem Versagen der Bündel als den dort angegebenen Zahlen. Die Berücksichtigung von Verteilungsfunktionen der zu vergleichenden Kenngrößen, außerdem die Simulation der azimutalen Leistungsvariationen im Brennelementring sowie des Leistungsgradienten im Bündel selbst würden zusätzliche Inkohärenzen hervorgerufen, die hier aber nicht diskutiert werden sollen.

### Schlußfolgerungen

Die Abschätzungen führen daher zu dem Ergebnis, daß die Versagensinkohärenzen für die untersuchten Versagensschwelen bei milden Leistungsstörfällen unterhalb von 50  $\text{C}/\text{sec}$  genügend groß sind, so daß sich die Rückwirkungen durch Brennstoffausschwemmung schon zeitig den u.U. positiven Rückwirkungen von Brennstoff-Injektion und Kühlmittelvoid überlagern können. Damit werden energetische Exkursionen durch die Brennstoff-Natrium-Reaktion nach dem Versagen unabhängig von dem verwendeten

BNR-Modell und von der axialen Versagensposition bei milden Leistungsstörfällen sehr unwahrscheinlich. Die Aussage stützt sich ab auf die Annahme eines ungehinderten hydraulischen Ausschwemmvorgangs in axialer Richtung, wie sie in den derzeit bekannten "Sweepout"-Modellen verwendet wird. Die Brennstoffausschwemmung hat jedoch einen dominierenden Rückwirkungseffekt, von dem schon ein geringer Teil ausreicht, um den Reaktor abzuschalten [6]. Ablagerungs- und Gefrierprozesse können diesen Abschalteffekt daher zwar vermindern, unterbrechen können sie ihn nur, wenn sie zu vollkommenen Blockaden im Bündel führen. In solchen Fällen können milde Exkursionen mit Transitionphase auftreten. Sehr viel wahrscheinlicher ist jedoch, daß der Reaktor bei diesen Versagensinkohärenzen durch hydraulische Brennstoffausschwemmung frühzeitig in permanent kühlbarem Zustand abgeschaltet wird.

#### Literatur

- [1] Struwe, D.; Royl, P.; Wirtz, P. et.al.:  
CAPRI - A Computer Code for the Analysis of Hypothetical Core Disruptive Accidents in the Pre-Disassembly Phase  
Conf. 740401 P. 1525 (1974)
- [2] Rumble, E.T. et.al.:  
Fuel Movement Investigations during LMFBR Overpower Excursions using a New Model  
Conf. 740401 P. 1556 (1974)
- [3] Kuczera, B.; Royl, P.:  
Applications of Different Failure Criteria in Fuel Pin Modelling and Consequences for Overpower Transients in LMFBR's  
Procs. 3<sup>rd</sup> SMIRT Conf., London 1975 Paper C 3/5
- [4] Fröhlich, R.; Royl, P.; Schmuck, P.; Düsing, R.; Senglaub, M.:  
Der Einfluß der Einleitungsrampe auf den Verlauf des Leistungsstörfalls im MARK 1A Kern des SNR-300  
Reaktortagung 1976, Düsseldorf
- [5] Steichen, J.M.:  
High Strain Rate Mechanical Properties of Type 304 and 316 Stainless Steel  
HEDL-TME 71 - 164 (Nov. 1971).

- [6] Waltar, A.E. et.al.:  
Consequences of Channel Plugging during Fast Reactor  
Overpower Excursions  
Transactions ANS Vol. 21 p. 282, New Orleans 1975
- [7] Royl, P.; Smith, L.L; Stevenson, M.G.:  
Simulation of an Unprotected Overpower Accident in the  
SNR-300 with the SAS3A Code  
Conf. 740401 P. 1590 (1974)
- [8] Rothman, A.B.; Deitrich, L.W. et.al.:  
Review of TREAT Experiments in Support of Transient Overpower (TOP)  
Analysis for Fast Reactor Safety  
Conf. 740401 p. 205 (1974)

Tab. 2: Versagensinkohärenz von 18 Stäben (Bündeln) während verschiedener Leistungsstufenfälle im SNR-300 bei vorgegebenem Mittelwert und Standardabweichung der Versagenschwelle

Parameter	Dim.	60 % Schmelzfraktionskriterium <sup>1)</sup>			1 % Bruchdehnungskriterium <sup>2)</sup>	
		5.0	0.5	0.15		
Einleitungsrampe	g/sec	5.0	0.5	0.15	1.0	
Standardabweichung der Versagenschwelle	%	± 5*			± 0.2	
Änderungsrate der Versagenskenngröße (Schmelzrate bzw. Hüllrohrdehnung)	%/sec	2080	100	24.4	1.7	
Ergebnisse	Versagenszeit bei Mittelwert der Versagenschwelle	sec	0.300	2.44	6.70	1.1
	Standardabweichung der Versagenszeit ( $\Delta t_{\sigma}$ )	msec	2.4	50.0	205.	117.
	Mittlere Zeit für das Versagen eines von 18 Stäben (Bündeln)	sec	0.296	2.36	6.37	0.91
	Mittlere Zeit für das Versagen von 17 von 18 Stäben (Bündeln)	sec	0.304	2.52	7.03	1.29
	Mittleres Zeitintervall für Wirksamwerden <sup>3)</sup> des "Sweepouts" nach Versagen in Core Mitte	msec	30	23	22	21

\* geschätzte Unsicherheit  
 1) Ergebnisse von CAPRI-2 Rechnungen [7, 4]  
 2) Ergebnisse aus [7]

3) Als Sweepoutbeginn wurde der Zeitpunkt angenommen, an dem die Na-Säule oberhalb der BNR Zone die aktive Core Zone verläßt.

1231.2 Interpretation der Dampfdruckmessungen an Oxidbrennstoff  
(3000.....5000 K) für die Reaktorsicherheitsanalyse <sup>F</sup>

(M.Bober, W.Breitung, H.U.Karow, K.Schretzmann, INR)

Die SNR-Sicherheitsanalyse, speziell die Untersuchung hypothetischer überprompt kritischer Exkursionen, verlangt die Kenntnis der Zustandsgleichung des oxidischen Brennstoffs im Temperaturbereich bis etwa 5000 K, wobei ein Unsicherheitsfaktor von  $\leq 2$  hingenommen werden kann. Deshalb wurden das Verdampfungsverhalten und der Dampfdruckaufbau über  $UO_2$  und über  $(U_{.80}Pu_{.20})$ -Mischoxid im genannten Temperaturbereich untersucht. Parallel zu den im INR und TUI durchgeführten Dampfdruckmessungen an Oxidbrennstoff [1...4] wurde in thermodynamischen Rechnungen die Frage geklärt, inwieweit die bei offener Verdampfung mittels Lasertechniken gemessenen Dampfdrucke eines Oxidbrennstoffs seine Zustandsgleichung repräsentieren bzw. von ihr abweichen [5...8].

Wesentliches Ergebnis der theoretischen Untersuchungen ist, daß bei der intensiven Oberflächenverdampfung in diesen nicht-statischen Dampfdruckmessungen in der Oberfläche des Oxidbrennstoffs Entmischungsvorgänge ablaufen, die die Zusammensetzung der Oberfläche und damit auch deren Dampfdruck während der kurzen Verdampfungszeiten ( $\leq 1$  ms) stark verändern. Als Konsequenz ergibt sich, daß in Experimenten mit offener Verdampfung die Zustandsgleichung eines Oxidbrennstoffs in seiner vorgegebenen Zusammensetzung im Temperaturbereich bis 5000 K oder darüber nicht direkt meßbar ist, und daß deswegen aus gemessenen Dampfdrucken die Zustandsgleichung nur mittels thermodynamischer Rechnungen gewonnen werden kann.

Zur Beschreibung des Sachverhalts illustriert Abb.1 das Verdampfungsverhalten von  $UO_2$  a) in einem abgeschlossenen statischen System, b) bei offener, d.h. nicht-statischer Verdampfung. Im Fall a) existiert praktisch kein Nettodampfstrom, d.h. die Verdampfungsgeschwindigkeit  $v$  ist Null. Im Fall b) ist der Nettodampfstrom und damit die Verdampfungsgeschwindigkeit im Temperaturbereich bis 5000 K sehr groß (z.B.  $\sim 100$  g/cm<sup>2</sup>s bei 4500 K). Im statischen Gleichgewicht (a) ist wegen der leichteren Ver-

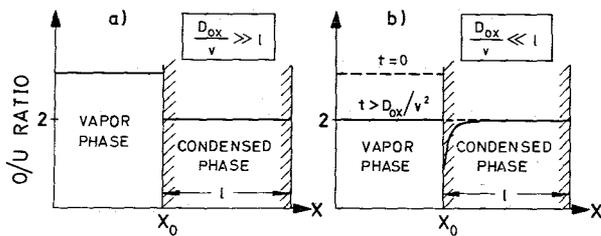
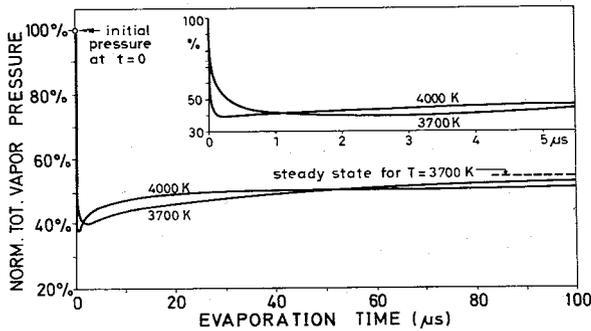


Abb.1 Verdampfung von  $UO_2$ , a) in abgeschlossenem System, b) bei offener Verdampfung.

dampfung der sauerstoffreichen Komponenten (z.B.  $UO_3$ ) der Dampf immer sauerstoffreicher als die kondensierte Phase. Bei der nicht-statischen offenen Verdampfung führt dies zu einer Sauerstoffverarmung in der Oberfläche, die wegen der hohen Verdampfungsgeschwindigkeit nicht mehr durch Nachdiffusion aus dem Brennstoff ausgeglichen werden kann. Nur unmittelbar zu Beginn der offenen Verdampfung (Fall b,  $t=0$ ) sind die Zusammensetzungen von Brennstoffoberfläche und Dampf identisch mit denen des abgeschlossenen Systems (a). Mit einsetzender Verdampfung verarmt die Oberfläche sofort an Sauerstoff, und entsprechend sinkt auch in der Dampfphase der Sauerstoffgehalt. Schließlich wird ein stationärer Verdampfungszustand erreicht, bei dem die Bruttozusammensetzung der Dampfphase aus Massenbilanzgründen erzwungenermaßen kongruent ist mit dem Brennstoff in seiner vorgegebenen Zusammensetzung, während die Brennstoffoberfläche in diesem Verdampfungszustand drastisch unterstöchiometrisch ist [3,5,6]. Die Dicke dieser in ihrer Zusammensetzung durch Sauerstoffdiffusion veränderten Randschicht beträgt einige  $D_{ox}/v$  ( $\leq 10 \mu m$ ).  $D_{ox}$  ist der Diffusionskoeffizient des Sauerstoffs,  $v$  ist die Verdampfungsgeschwindigkeit. Die stationäre, erzwungen-kongruente Verdampfung wird asymptotisch nach einer Verdampfungszeit von einigen  $D_{ox}/v^2$  erreicht. Bei der Verdampfung von (U,Pu)-Mischoxid werden die Vorgänge noch komplexer. Die Sauerstoffverarmung in der Mischoxidoberfläche ist stärker als im Fall des  $UO_2$  und zusätzlich gekoppelt mit einer starken Verarmung an Uran. Damit ist die offen verdampfende Mischoxidoberfläche extrem unterstöchiometrisch und an Plutonium stark angereichert.

Das zeitlich veränderliche Verdampfungsverhalten von  $(U_{.80}Pu_{.20})O_{1.95..2.00}$  und  $UO_2$  und der damit verbundene Dampfdruckaufbau abweichend von der Zustandsgleichung wurde in eingehenden Rechnungen quantitativ untersucht, wobei die neuesten thermodynamischen Daten verwendet wurden [7,8]. Abb.2 zeigt das sich für  $(U_{.80}Pu_{.20})O_{1.95}$  ergebende transiente Dampfdruckverhalten bis zum stationären Verdampfungszustand, berechnet für 3700 K und 4000 K. Wie man sieht, fällt der theoretisch über  $(U_{.80}Pu_{.20})O_{1.95}$  herrschende Gleichgewichtsdampfdruck sofort mit einsetzender Verdampfung auf weniger als die Hälfte und erreicht erst asymptotisch seinen Endwert für erzwungen-kongruente



**Abb.2** Dampfdruckaufbau über offen verdampfendem Mischoxid  
( $U_{.80}Pu_{.20}$ ) $O_{1.95}$

dampfungsexperimenten muß die Verdampfungszeit entsprechend der Zeitskala in Abb.2 genügend lang gewählt werden, um die Dampfdruckkurve des Oxidbrennstoffs unter definierten Bedingungen zu messen - nämlich im Zustand der stationären, erzwungen-kongruenten Verdampfung. Vor allem gilt das für zeitlich integrierende Meßverfahren [1,2].

Abb.3 zeigt die sich aus den Rechnungen ergebenden Dampfdruckkurven für  $UO_2$  und ( $U_{.80}Pu_{.20}$ ) $O_{1.95...2.00}$  bei erzwungen-kongruenter Verdampfung, die sich praktisch unabhängig vom O/M-Verhältnis des vorgegebenen Brennstoffs einstellen! Ihr Verlauf ist nicht linear. In einigen Punkten dieser Dampfdruckkurven ist die sich jeweils einstellende Zusammensetzung der Brennstoffoberfläche mitangegeben, um das Ausmaß der Oberflächenveränderung abhängig von der Verdampfungstemperatur zu verdeutlichen. Die Dampfdruckkurve für die stationäre offene Verdampfung von flüssigem ( $U_{.80}Pu_{.20}$ )-Mischoxid wird im Temperaturbereich bis 4500 K durch folgende Gleichung wiedergegeben:

$$(1) \quad \log p_{[\text{bar}]} = 6,62 - 2,54 \cdot 10^{-4}/T + 2 \cdot 10^{-8} \cdot T^2$$

Zum Vergleich sind in Abb.3 die theoretisch extrapolierten Zustandsgleichungen dieser Oxidbrennstoffe, die für ein statisches System gelten, gestrichelt wiedergegeben. Die Zustandsgleichungen von flüssigem ( $U_{.80}Pu_{.20}$ )-Mischoxid werden durch folgende Funktionen dargestellt [7,8]:

für O/M = 2,00

$$(2) \quad \log p_{[\text{bar}]} = 7,76 - 2,58 \cdot 10^4/T - 4,08 \cdot 10^{-4} \cdot \exp(1,32 \cdot 10^{-3}T),$$

für O/M = 1,95

$$(3) \quad \log p_{[\text{bar}]} = 8,28 - 2,94 \cdot 10^4/T - 9,31 \cdot 10^{-6} \cdot \exp(1,97 \cdot 10^{-3}T).$$

Verdampfung nach 0.1 bis 0.5 ms. Der Kurvenverlauf, insbesondere das auftretende Minimum, läßt sich qualitativ dadurch erklären, daß in der offen verdampfenden Brennstoffoberfläche das Sauerstoffpotential anfangs schnell absinkt, daß aber andererseits wegen der weiter zunehmenden Sauerstoff- und Uranverarmung die Oberfläche thermodynamisch instabiler wird. - Bei den Laserver-

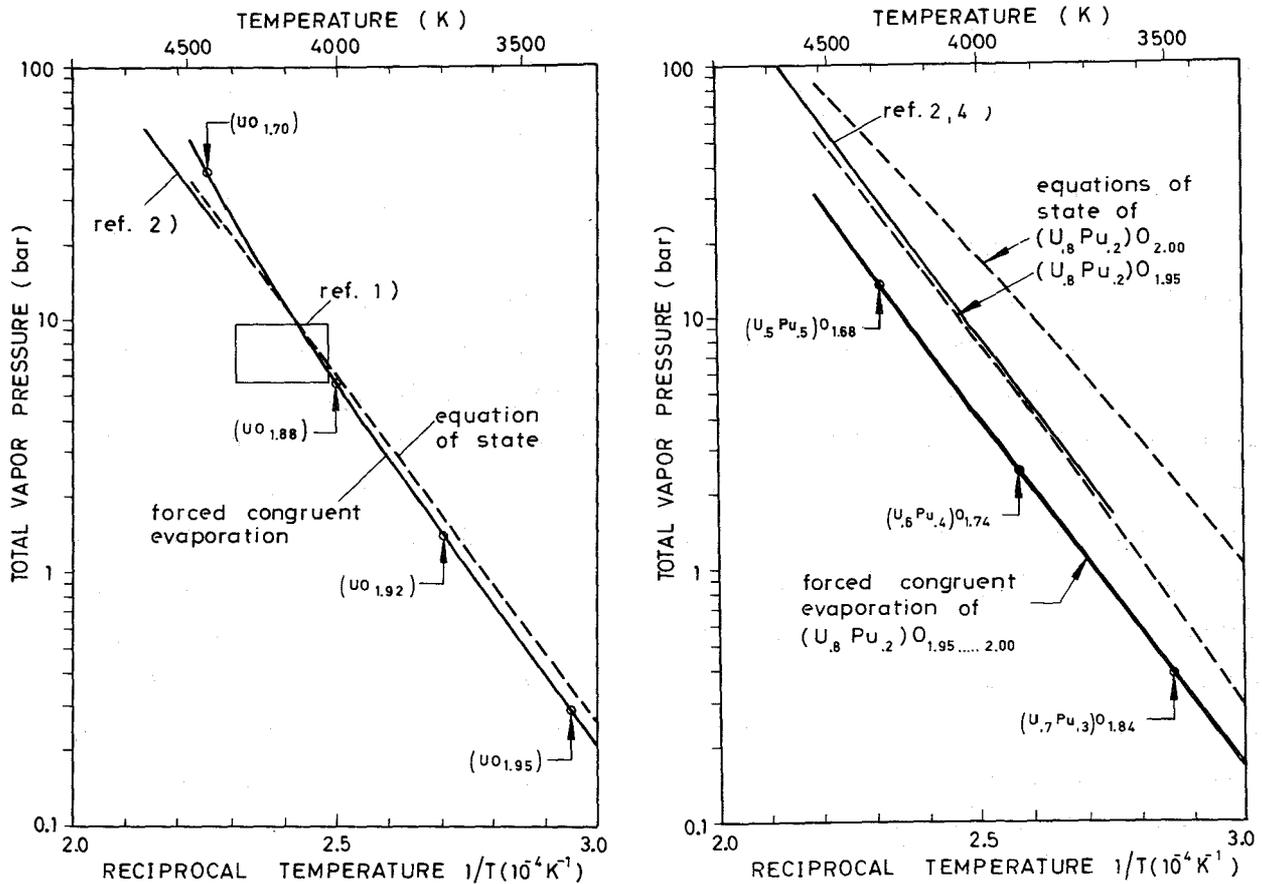


Abb.3 Dampfdruckkurven für a)  $\text{UO}_2$ , b) Mischoxid bei offener Verdampfung (erzwungen-kongruent). Gestrichelt: extrapolierte Zustandsgleichungen.

Wie Abb.3 zeigt, liegt die Dampfdruckkurve für die offene Verdampfung von  $(\text{U}_{.80}\text{Pu}_{.20})$ -Mischoxid abhängig von der Ausgangsstöchiometrie um einen Faktor 2 bis 7 tiefer als die entsprechende Zustandsgleichung.

In Abb.3 sind auch die bisher veröffentlichten Dampfdruckmessungen an Oxidbrennstoff wiedergegeben. Die von uns an  $\text{UO}_2$  bei erzwungen-kongruenter Verdampfung gemessenen Dampfdrucke [1] liegen mit ihrem Schwerpunkt unter der angegebenen Dampfdruckkurve. Eine Anpassung dieser Kurve an die Meßwerte wurde wegen der bisher noch zu großen Unsicherheiten unterlassen. In der Abbildung sind auch die linearen Dampfdruckkurven wiedergegeben, die von Ohse et al. [2,4] durch lineare Interpolation ihrer Dampfdruckmessungen an Oxidbrennstoff zwischen 3700 und 4700 K und der Gleichgewichtsdampfdrücke am Schmelzpunkt gewonnen wurden. Die obigen Betrachtungen ergeben, daß ein Zusammenfallen der bei Oberflächenverdampfung gemessenen Dampfdrücke mit der theoretisch extrapolierten Zustandsgleichung nicht zu erwarten ist.

Der bei Temperaturen unter 3000 K übliche Vergleich zwischen der Steigung einer gemessenen Dampfdruckkurve und der Verdampfungswärme des betrachteten Brennstoffs [2] kann die Dampfdruckmessungen im Hochtemperaturbereich über 3000 K nicht mehr absichern, weil eine bei offener Verdampfung über 3000 K gemessene Dampfdruckkurve nach den vorliegenden Untersuchungen nicht als thermodynamische Zustandsgleichung angesehen werden kann.

Die obigen Ergebnisse und Aussagen bleiben im Prinzip unberührt von möglichen Unsicherheiten in den zugrundegelegten thermodynamischen Daten. Änderungen in den kinetischen Daten ( $D_{ox,v}$ ) verbiegen nur den Zeitmaßstab des transienten Dampfdruckbereichs. Für die Interpretation der gemessenen Dampfdrücke im Hinblick auf ihre Verwendung in Reaktorsicherheitsanalysen ergibt sich aus den vorliegenden Untersuchungen, daß eine direkt aus experimentell gewonnenen Dampfdrücken gefittete Zustandsgleichung eines Oxidbrennstoffs bis jetzt innerhalb eines Faktors 5 als unsicher angesehen werden muß, weil einerseits wegen der oben diskutierten Oberflächenveränderungen die gemessene Dampfdruckkurve eines Mischoxids um einen Faktor 2 bis 7 von seiner wirklichen Zustandsgleichung abweicht, und weil andererseits schon ein systematischer Meßfehler von nur 5% in der Verdampfungstemperatur zusätzlich einen Unsicherheitsfaktor von 2 in der gemessenen Dampfdruckkurve bedeutet.

Mittels Laserverdampfung gemessene Dampfdruckkurven können in der Reaktorsicherheitsanalyse nur in den Fällen direkt verwendet werden, wo eine Verdampfung von Brennstoff in makroskopische Leervolumina betrachtet wird. Wenn aber die thermodynamische Zustandsgleichung des Brennstoffs verlangt wird, so muß diese aus der gemessenen Dampfdruckkurve erst noch mittels thermodynamischer Rechnungen [7] gewonnen werden. Diesbezügliche Rechnungen sind im Gang.

- [1] M.Bober, H.U.Karow, K.Schretzmann, Proc. "Thermodynamics of Nuclear Materials 1974", Vol.1, p.295, IAEA Vienna 1975.
- [2] R.W.Ohse, P.G.Berrie, H.G.Bogensberger, E.A.Fischer, *ibid.* p.307.  
R.W.Ohse, F.Capone, P.Kinsman, G.Kramer, Reaktortagung 1975, p.407.
- [3] M.Bober, W.Breitung, H.U.Karow, K.Schretzmann, ATW 20(4), 175(1975) und KFK-2148 (1975).  
M.Bober, H.U.Karow, K.Schretzmann, Nucl.Techn. 26(2), 237(1975).
- [4] R.W.Ohse, P.G.Berrie, G.D.Brumme, P.R.Kinsman, Proc. 5th Int.Conf. on "Plutonium and other Actinides 1975", North-Holland Publ.Comp.
- [5] W.Breitung, KFK-2091 (1975).
- [6] M.Bober, W.Breitung, H.U.Karow, K.Schretzmann, KFK-1275/2, 123-7.
- [7] W.Breitung, KFK-2240 (1976).
- [8] M.Bober, W.Breitung, H.U.Karow, K.Schretzmann, J.Nucl.Mater. 1976, im Druck.

1232 Spannungs- und Verformungsanalysen an Reaktorbauteilen1232.4 Verhalten von Reaktorbauteilen unter dynamischer Belastung und Sprengversuche an Reaktorkern-Modellen \*

(R.Liebe, G.Negele, H.Will, H.Zehlein, IRE)

Gute Erfahrungen bei Testrechnungen mit dem Programmpaket CORTRAN, welches ein Brennelement als Timoshenko-Balken beschreibt [ 1 ], haben seine Verwendung auch bei der Darstellung des Hohlquerschnittes als elastoplastischer Rahmen empfohlen. Gegenüber dem bisher ins Auge gefaßten Drehfeder-Massen-Gelenk-Modell hat es den Vorteil, daß keine besonderen kinematischen Annahmen benötigt werden und die Integration der Bewegungsgleichungen nicht an ein bestimmtes Programm, z.B. das DYSYS-Paket, gebunden ist. Der zusätzliche Erweiterungsaufwand beschränkt sich auf den Einbau einiger Koordinatentransformationen zur Ertüchtigung des Modells durch Zulassung von Knicken in den massebelegten Knoten. Das zugehörige Rechenschema wurde ausgearbeitet; mit seiner Programmierung wurde begonnen.

Die theoretische Formulierung für den Einbau der hydrodynamischen Bettung in CORTRAN wurde abgeschlossen. Mit der Programmierung des zugehörigen Moduls FLOWAX wurde begonnen. Es beschreibt die Wechselwirkung zwischen dem Brennelement und einer darunterliegenden Flüssigkeitsschicht, die in axialer Richtung beschleunigt und ausgepreßt wird. Fundamentale Annahmen sind: eindimensionale, uniforme Einphasen-Potential-Strömung. Energiedissipation (z.B. durch Reibung) wird in der Energiebilanz berücksichtigt, die zur Kontrolle der Konsistenz zwischen Biegelinie und variabler Kanalgeometrie herangezogen wird. Die Diskretisierung der instationären Strömung erfolgt durch Unterteilung des Kanals in axialer Richtung in endliche Intervalle, die Eulersche Zellen konstanter Höhe bilden. In diesen überlagern sich eine Parallelströmung und eine Staupunktströmung.

Ein Teil der Programmierungsarbeiten wurde begleitet von der Auswertung von Einzel-Brennelement-Versuchen und des letzten Sprengversuches (s.u.) mit Hilfe des Programmsystems SEDAP.

\* BzFE-Nr. 537.0. [ 1 ] KFK 1275/2, S. 123-11

Die statischen Versuche an Brennelementmodellen (BE) wurden abgeschlossen /2, 3 /. Abb. 4 zeigt das Prinzip für die dynamischen Verformungsexperimente sowie typische Meßergebnisse der elastoplastischen Stoß-Antwort eines leeren BE-Kastens (Stoßkraft F, Abplattung a, Stempelbeschleunigung B). Die sehr schnelle Verformung wird mit Hilfe der in Abb. 5 gezeigten optoelektronischen Wegmeßeinrichtung gemessen. Die Eichkurven der Fotodiodenanordnung in der Wegmeßkette werden z.Z. für weitere dynamische Versuche überprüft.

Die modelltheoretischen Arbeiten zur BE-Strukturdynamik

konzentrieren sich auf folgendes:

- Anwendungsrechnungen mit dem Programm "BEDYN-1" (Feder-Massen-Modell für das Einzel-BE); erste Nachrechnungen von dynamischen Versuchen mit dem 2D-Strukturdynamik-Programm BEDYN-2, das mit Hilfe des in / 4 / beschriebenen Punktmassen-Gelenk-Modells erstellt wurde.
- Weiterentwicklung von Unterprogrammen für BEDYN-2 zur Biegemoment-Krümmungs-Berechnung, zur Erfassung des Bündeleinflusses sowie zur Verallgemeinerung des Verfahrens auf eine beliebige Anzahl von diskreten Punktmassen.

Im experimentellen Teil des Vorhabens wurde Mitte 1975 der sechste Sprengversuch an einem Reaktorkern-Modell durchgeführt. Die im Modellversuch verwendete Ladung erreichte bei den Kalibrierversuchen in einer radial starren Anordnung 800 bar. Dieser Druck ist erheblich höher, als aufgrund theoretischer Vorausberechnung für eine Brennstoff-Natrium-Reaktion in gleicher Geometrie erwartet werden kann. Er wurde jedoch gewählt, um eine genügend große Konservativität zu realen Störfällen zu erreichen und um durch größere Deformationen als in vorhergehenden Versuchen die Nachrechnung der Verformungen mit den theoretischen Programmen zu erleichtern.

Infolge der großen Sprengstoffcharge wurde während des Versuches eine Reihe von Meßwertaufnehmern defekt, so daß sich die Auswertung schwierig gestaltete.

/ 2 / Liebe, R., Winter, W.: Unveröffentlicht

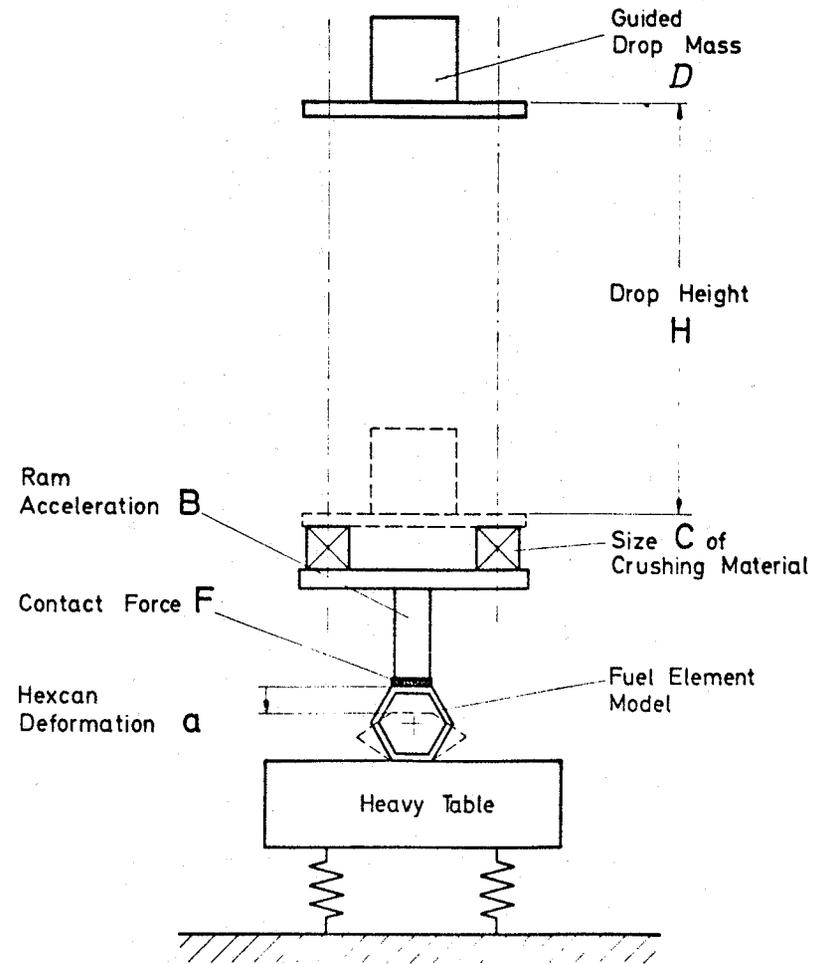
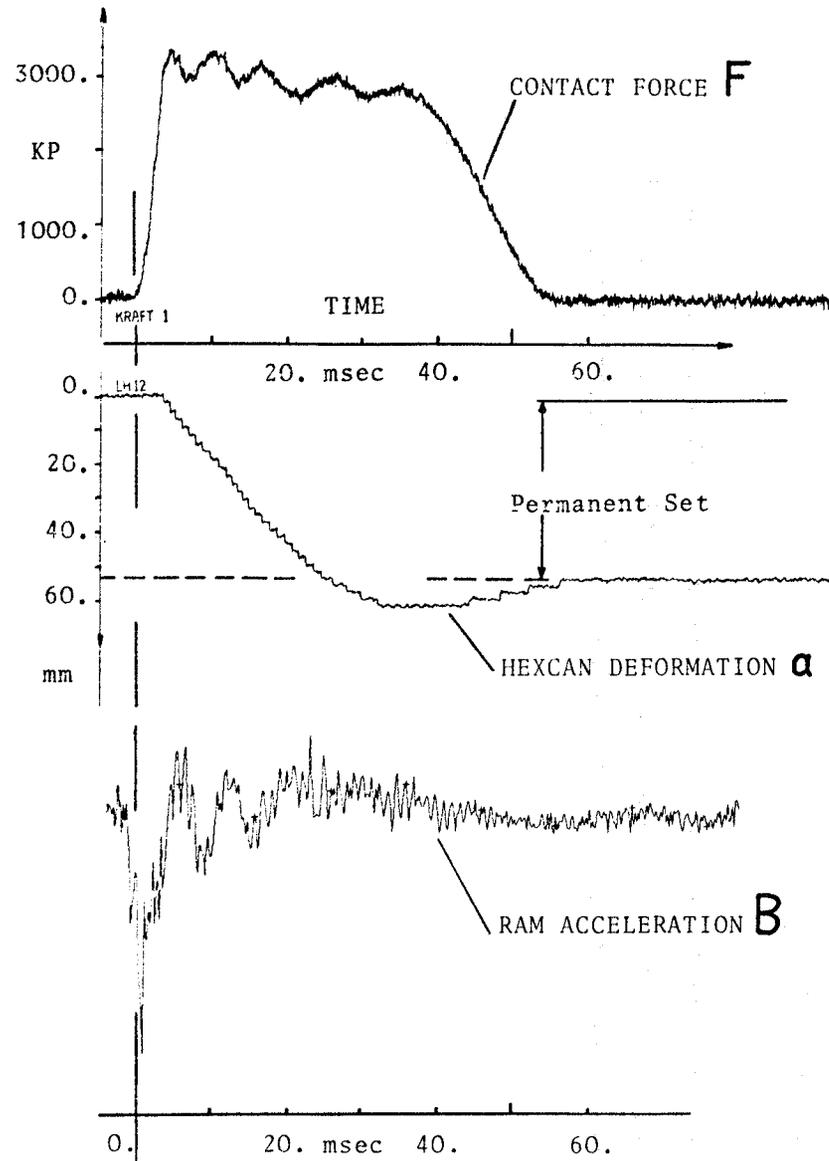
/ 3 / Liebe, R.: "Experimental Verification of Structural Models to Analyze the Nonlinear Dynamics of LMFBR Fuel Elements" Paper P1/4 ELCALAP, Berlin, 1975. Revised for Nucl. Engng. & Design

/ 4 / KFK 1275/3, S. 123-44

Der Spitzendruck im Modellversuch erreichte , wie in den Versuchen Nr. 3 und 5, 100 bar, obwohl die Charge in einem weiten Bereich variiert wurde und auch die Materialeigenschaften der Sechskantrohre stark geändert worden waren. Die Nachmessung der Verformung aus Test 6 ergab das in Abb. 6 dargestellte Deformationsmuster. Der axiale Verlauf der bleibenden Schäden wurde mit dem Höhenlinienprogramm KLADNI [ 5 ] auf der Grundlage der Vermessung verschiedener Querschnittsformen, die von AWRE Foulness geliefert wurden, für alle Kästen der 1. Reihe dargestellt. Die Abbn. 7 und 8 zeigen als typische Beispiele in vereinfachter Darstellung die Ergebnisse für die Kästen II 10 und II 21, die sich im Reaktorkern-Modell gegenüberliegen (Abb. 6). Die Schäden klingen in axialer Richtung über eine Entfernung von ca. 30 cm nach oben und unten ab; die Brennelemente der ersten Reihe erfuhren in diesem Versuch eine geringfügige bleibende Biegung. Die Tiefe der eingedrückten "Beulen" war bei den Kästen II 10 und II 21 ca. 17 mm bzw. 12 mm. Eine verbesserte Darstellung der Schadensausmessung ist z.Z. in Bearbeitung.

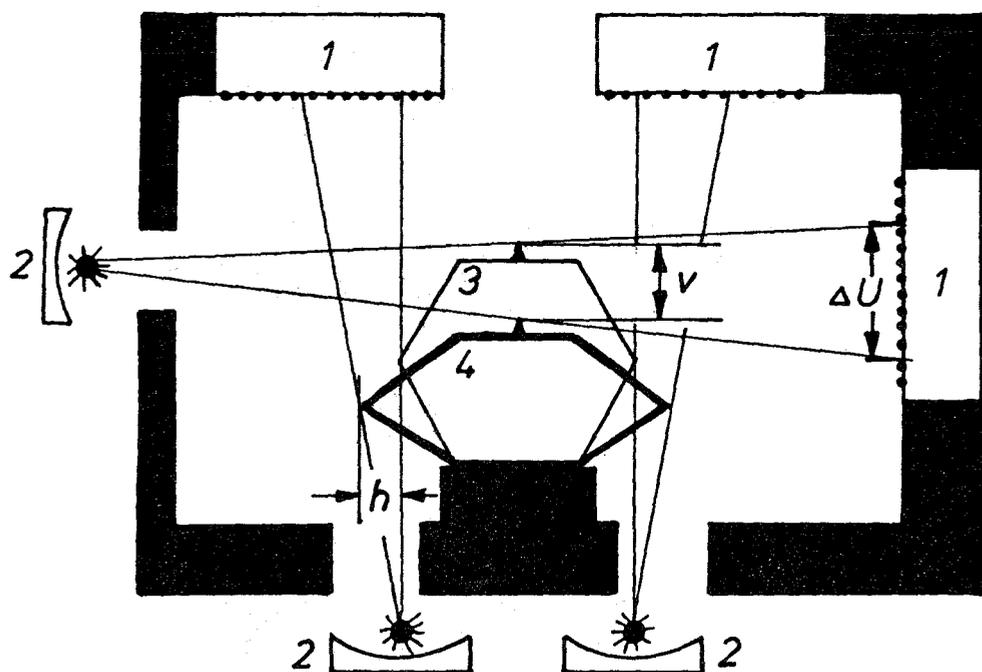
Deutliche Verformungen sind auch in der 2. Reihe um das "Störfall"-Element festzustellen. Jedoch blieben die in dieser Reihe angeordneten Abschaltstabsführungsrohre undeformiert wegen ihres höheren Widerstandsmomentes im Vergleich zu den Brennelementattrappen.

Vorbehaltlich der Ergebnisse einer Nachrechnung der Reaktivitätsänderung kann gesagt werden, daß auch bei diesem extrem konservativen Druckverlauf und mit den Eigenschaften des Simulationsmaterials der SNR 300 abschaltbar geblieben wäre.



123-20

Abb. 4 Prinzip der stoßartigen Verformungsexperimente an Brennelement-Modellen sowie typische Meßergebnisse



1: Photodiodenketten  
2: Punktlichtquelle mit  
Reflektorspiegel

3: Be unverformt  
4: Be verformt  
v: Vertikalverformung  
h: Horizontalverformung

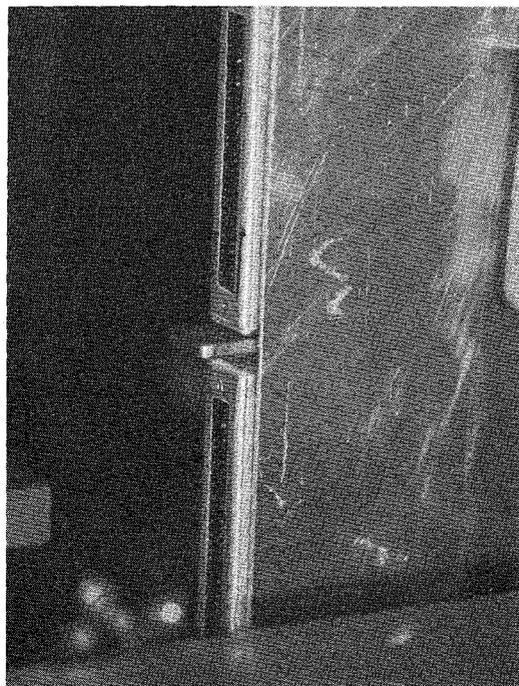
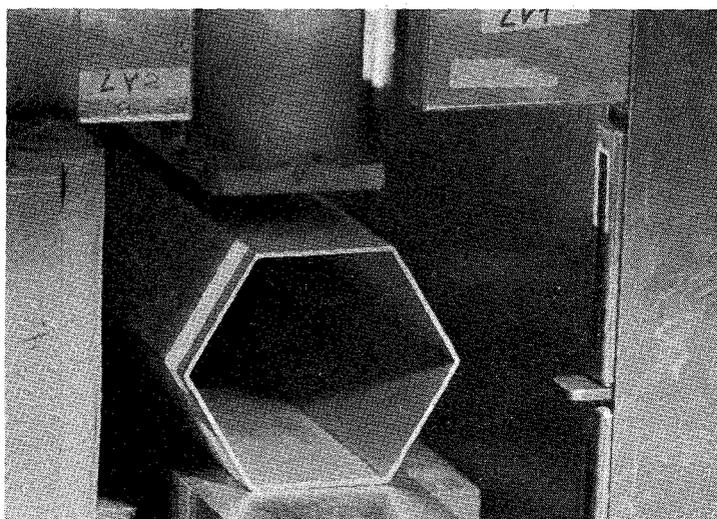
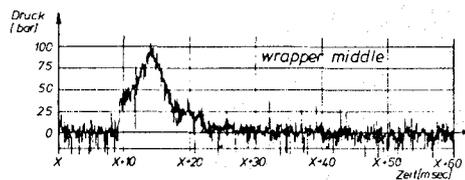
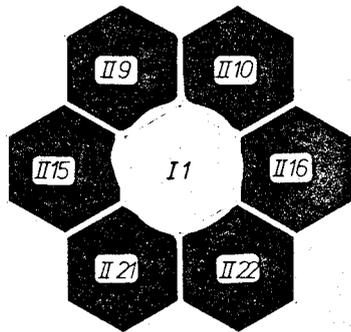
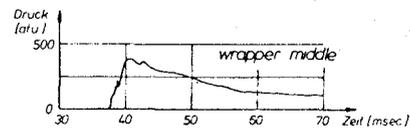
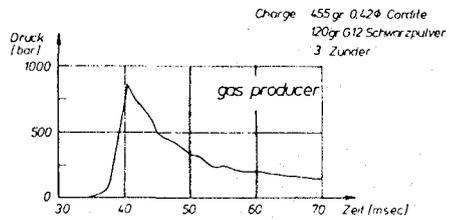


Abb. 5 Aufbau der optoelektronischen Einrichtung zur Messung schneller Deformationen

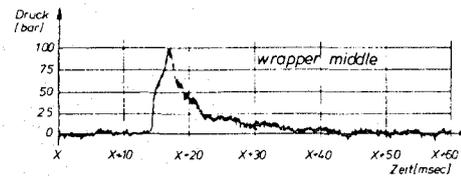
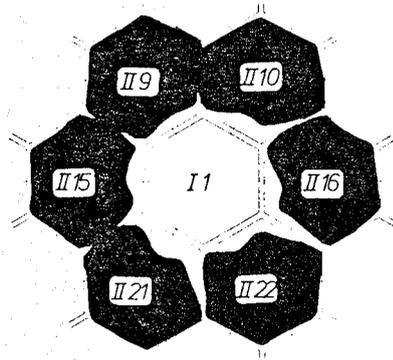
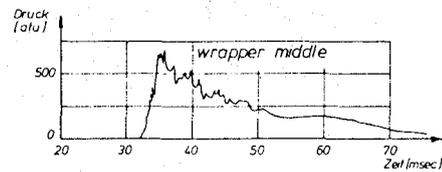
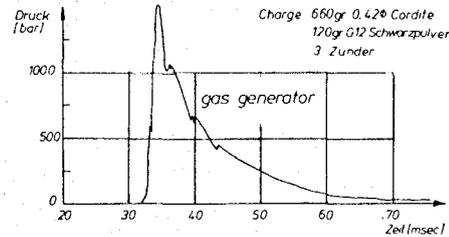
### Test 3

Simulationsmaterial: St 35



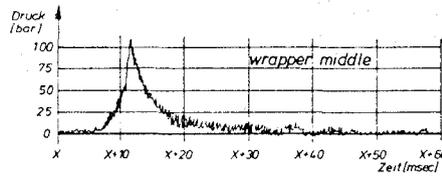
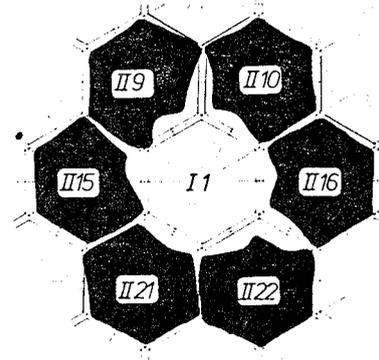
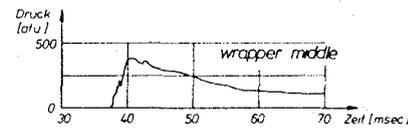
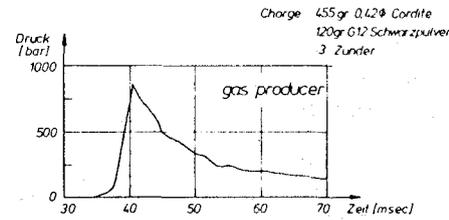
### Test 4

Simulationsmaterial: St 35



### Test 5

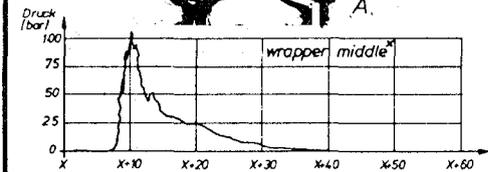
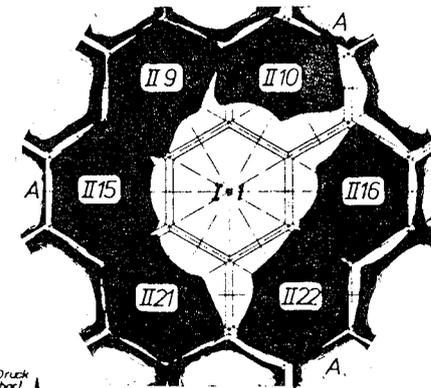
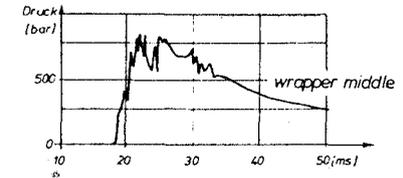
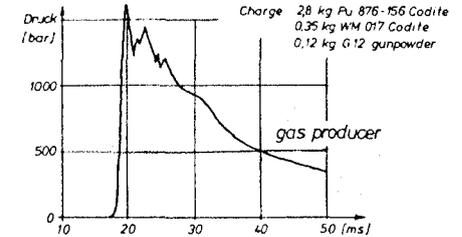
Simulationsmaterial: 1.4306



Gleiche Charge wie in Test 3

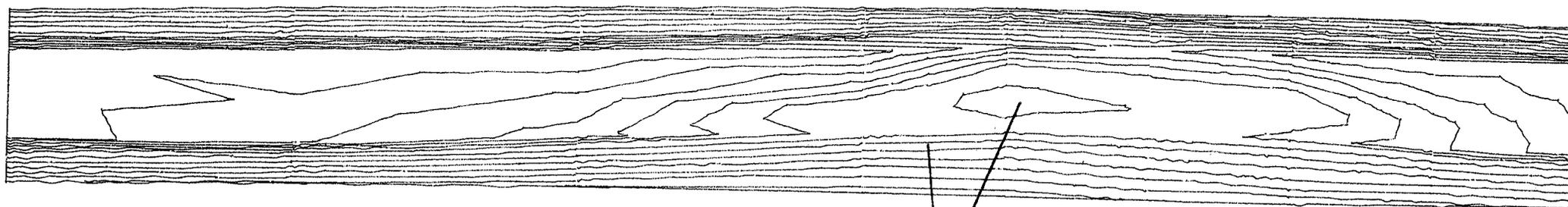
### Test 6

Simulationsmaterial: 1.4306



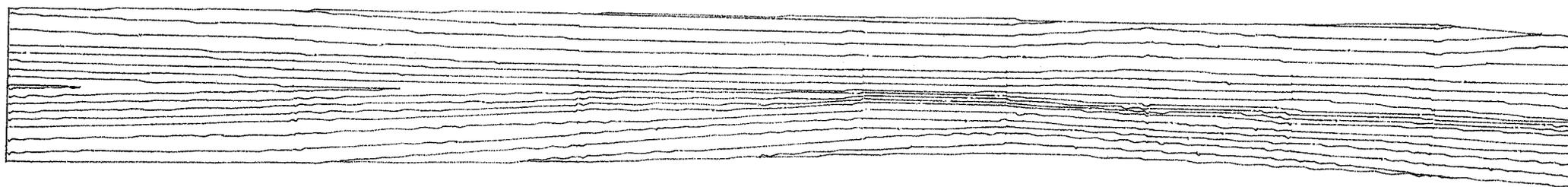
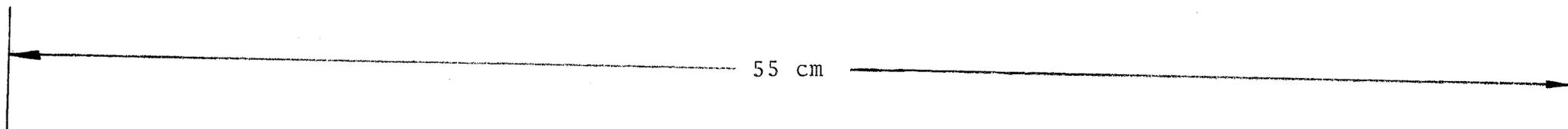
\* Wegen Defekts des Aufnehmers wurde der Verlauf aus benachbarten Aufnahmen abgeschätzt  
A= Abschaltstabführungsrohr

Abb.6 : Ergebnisse der Sprengversuche 3 bis 6



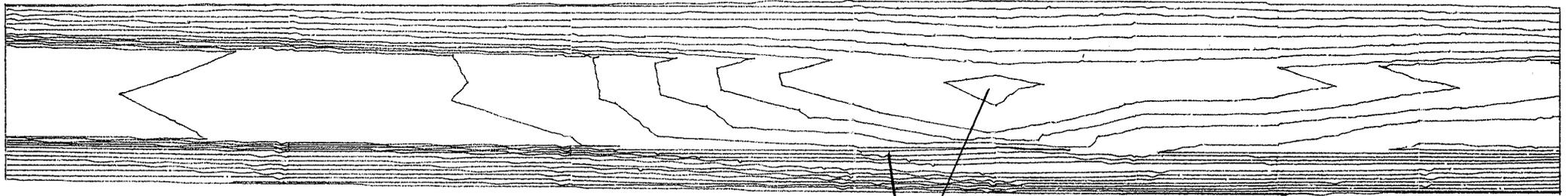
Draufsicht auf die eingedrückte  
Stirnseite des Brennelements

größter Höhenunterschied ca. 17 mm



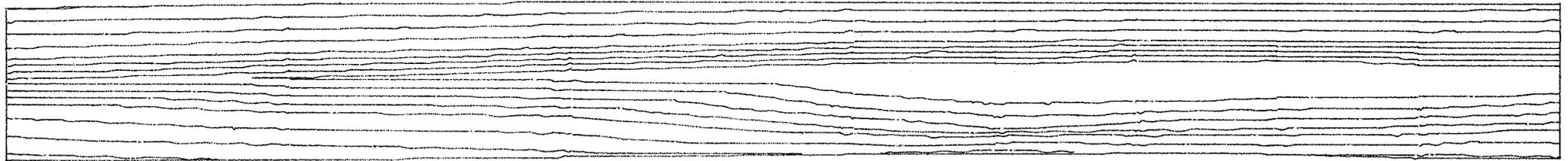
Seitenansicht: bleibende Verbiegung des  
Brennelements

Abb.7 : Bleibende Verformungen am Kasten II 10



Draufsicht auf die eingedrückte  
Stirnseite des Brennelements

größter Höhenunterschied ca. 12 mm



Seitenansicht: bleibende Verbiegung des  
Brennelements

Abb. 8 : Bleibende Verformungen am Kästen II 21

1233 Untersuchung von Kühlungsstörungen1233.1 Untersuchungen zur Strömungs- und Temperaturverteilung  
hinter lokalen Störungen<sup>x</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/.

1975 wurden die Temperaturverteilungen hinter zwei weiteren Blockaden (s. Abb. 9 Blockade 4 u. 5) untersucht.

Hinter Blockade 4, die 66 % des freien BE-Querschnittes stört, wird die Sättigungstemperatur nicht erreicht. Die Temperaturen sind durchschnittlich 16 % niedriger als bei Blockade 3. Diese Temperaturverringerung läßt darauf schließen, daß durch den schmalen Spalt am Blockadenrand (bei gleichem Durchsatz, wie bei früheren Versuchen) die Geschwindigkeit der Hauptströmung wesentlich größer ist. Dadurch wird auch die Geschwindigkeit der Rezirkulationsströmung größer und der Austausch mit der kälteren Hauptströmung verbessert.

Hinter Blockade 5, der Anordnung, wie sie für die erste KNS-Teststrecke zum lokalen Sieden vorgesehen ist, wird für SNR-Bedingungen die Sättigungstemperatur auch nicht überschritten, obwohl die Temperaturen durchschnittlich 45 % höher sind als bei Blockade 3 (s. Abb.10). Die Temperaturerhöhung

---

<sup>x</sup> BzFE-Nr. 531.2, Letzter Bericht in KfK 1274/2, S. 123-11

/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

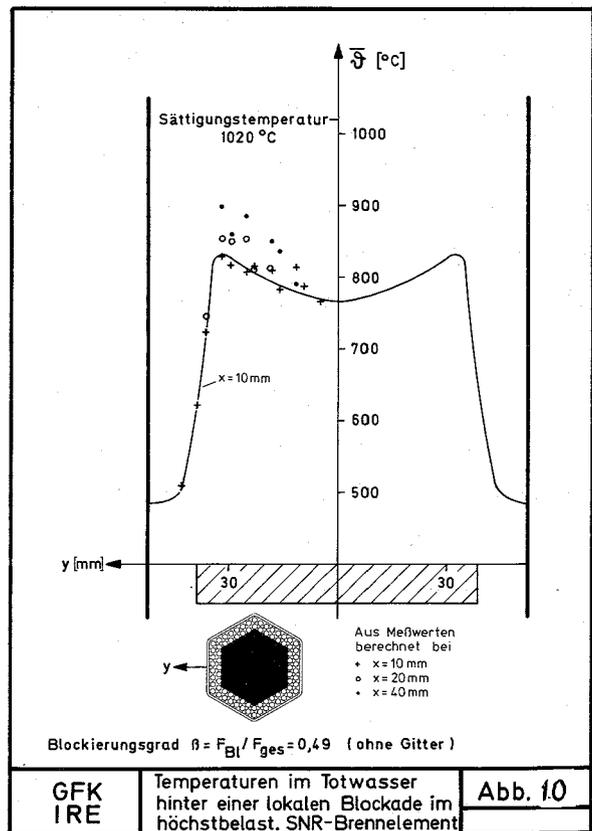
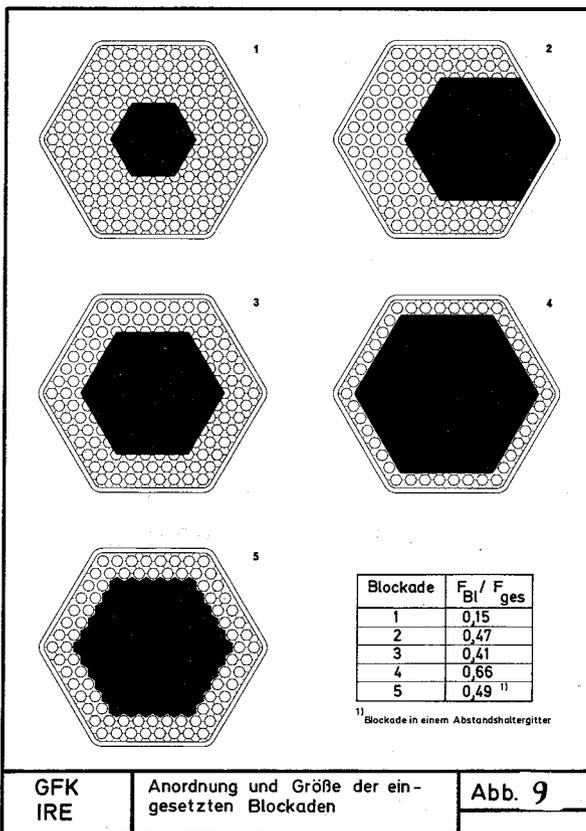
/2/ K. Schleisiek  
Natriumexperimente zur Untersuchung lokaler Kühlungsstörungen in brennelementähnlichen Testanordnungen  
KfK-Bericht 1914, Februar 1974

ist u.a. durch die Richtwirkung der Hauptströmung durch das Abstandshaltergitter erklärbar, da der Wärmeaustausch mit der kalten Hauptströmung am Totwasserrand nicht so intensiv ist wie bei Versuchen zuvor.

Diese Versuche haben erneut bestätigt, daß es eine Blockadengröße gibt, bei welcher eine maximale Temperatur im Totwasser erreicht wird /2/, (1). Der Ansatz zur Berechnung der Maximaltemperatur in der Rezirkulationsströmung in Abhängigkeit von der Blockadengröße bedarf noch weiterer experimenteller Überprüfung.

Veröffentlichungen zu 1233.1

- (1) P. Basmer, B. Dorr, D. Kirsch, R. Meyder, K. Schleisiek  
 EXPERIMENTS ON LOCAL BLOCKAGES  
 Meeting of the Liquid Metal Boiling Working Group  
 Risley, October 1st to 3rd, 1975



1233.4 Untersuchungen zum Sieden in großen Bündeln\*

(F.Huber, H.Brüggemann, E.Jenes, I.Kornelson, K.Mattes,  
W.Till, H.Weinhold, IRE)

Zweck dieses Vorhabens ist die Durchführung bestätigender Experimente in großen Bündeln zum Problemkreis des lokalen und integralen Siedens in Natrium. Wichtigstes Ziel ist zunächst der Nachweis, daß lokales Sieden detektierbar ist.

Die Arbeiten seit dem letzten Bericht umfaßten im wesentlichen die Fertigstellung und Inbetriebnahme des für die Experimente erforderlichen Natrium-Siedekreislaufs (KNS) sowie die Herstellung der ersten Teststrecke zum lokalen Sieden. Durch verschiedene Schwierigkeiten während der Inbetriebnahme der Stromversorgung und Instrumentierung verzögerte sich der Beginn der ursprünglich für August vorgesehenen Inbetriebnahme des Kreislaufes mit Natrium um etwa zwei Monate auf Mitte Oktober. Abb. 11 zeigt den fertigen Kreislauf unmittelbar vor dem Schließen des äußeren Schutzbehälters. Ziel der Inbetriebnahme mit Natrium war die Erprobung der Betriebsinstrumentierung und die Ermittlung des Betriebsverhaltens des Kreislaufes. Ein wesentlicher Punkt waren hierbei die Erprobung und Einstellung der Teststrecken-Eintrittstemperaturregelung. Hierzu wurde an Stelle der Teststrecke ein Heizerbündel mit einer Leistung von 500 kW, das entspricht etwa 60 % der Leistung der 1. Teststrecke, eingesetzt. Zur Regelung, d.h. Konstanthaltung der Teststrecken-Eintrittstemperatur, wird die durch die Teststrecke dem Natrium zugeführte Energie über einen Natrium/Natrium-Wärmetauscher an das in der NABEA befindliche Natrium übertragen und dort gespeichert. Es stehen hierzu ca.  $6 \text{ m}^3$  Natrium zur Verfügung. Da es sich bei den vorgesehenen Experimenten um Kurzzeitversuche von etwa 5 min Dauer handelt, ist diese Art der Energieabfuhr durchaus möglich. Die Inbetriebnahmephase konnte Ende November erfolgreich abgeschlossen werden. Parallel zu den Arbeiten am Kreislauf wurde die erste Teststrecke zum lokalen Sieden, bestehend aus 169 Stäben, davon 91 beheizt und einer zentralen Blockade, gefertigt und montiert. Die Teststrecke ist soweit fertiggestellt, daß sie im Januar 1976 in den Kreislauf eingebaut werden kann.

\*

BzFE-Nr. 532.3a. Letzter Bericht in KFK 1275/1, S. 123-27

Für die bei dieser Teststrecke zum Einsatz kommende Blockade wurden im Wasserkreislauf mit einem beheizten Bündel Voruntersuchungen durchgeführt.

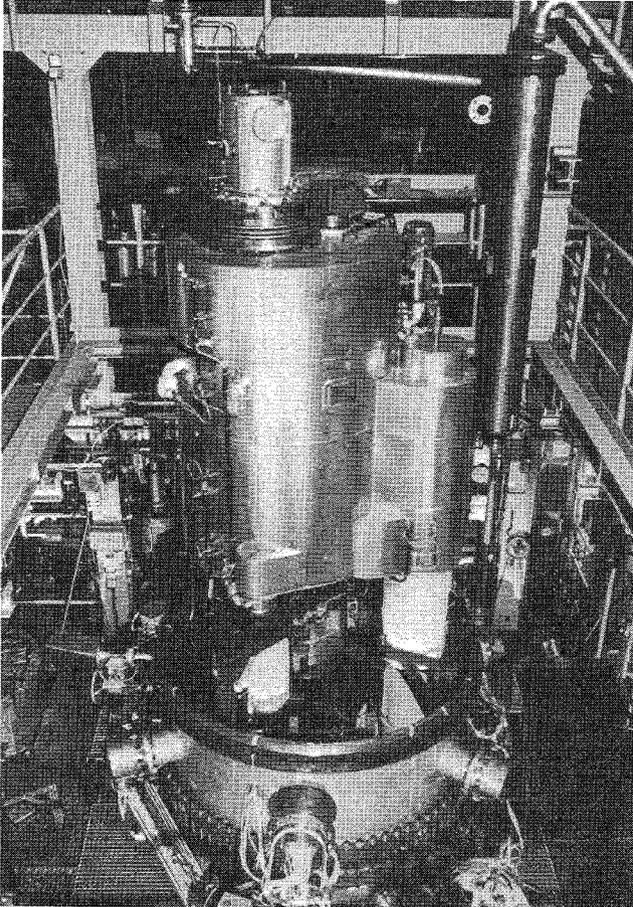


Abb. 11: KNS-Kreislauf während der Montage

1234 Störfallverhalten von Brennstäben1234.3 Bestätigende in-pile Versuche im CABRI-ReaktorDas experimentelle Programm für unbestrahlte Oxid-Brennstäbe \*

(B. Kuczera, IRE)

Im Rahmen des CABRI-Projektes sind 30 "in-pile" Experimente mit Einzelbrennstäben vorgesehen, um das Brennstabverhalten bei Störfällen mit sehr schnellen Leistungspulsen zu untersuchen. Die ersten 10 dieser Experimente werden mit frischem Brennstoff durchgeführt. Das Versuchsprogramm dieser ersten 10 Versuche wurde in Zusammenarbeit zwischen CEA und GfK festgelegt. Ziel ist

- die bestmögliche Simulation der Störfallbedingungen, wie sie sich beim Leistungsstörfall (TOP) und beim Durchsatzstörfall (LOF) ergeben, und
- die Untersuchung des Einflusses unterschiedlich großer, transient freigesetzter Energien auf den Störfallablauf (ca. 500 - 2400 J/g Brennstoff).

Daher setzt sich das Teilprogramm für frische Brennstäbe zusammen aus einer A-Serie, in der speziell TOP-Bedingungen simuliert werden, und einer B-Serie, in der Konsequenzen von LOF-Bedingungen studiert werden, die zu TOP-Situationen im teilweise trockenen Kern führen. Beide Serien umfassen jeweils fünf Experimente.

In den ersten Versuchen der A-Serie, die hauptsächlich der Überprüfung bestehender thermodynamischer und mechanischer Rechenmodelle dienen, ist ein relativ kleines Leistungsintegral vorgesehen. Eine stärkere transiente Energiezufuhr ist notwendig, um TOP-Bedingungen mit BNR-Initialisierung zu erreichen. Leistungsimpulse mit maximaler Amplitude sollen zusätzlich zu partiellem Verdampfen des Testbrennstoffes führen, damit der Dampfdruckeinfluß auf die Bewegungsvorgänge bestimmt werden kann.

---

\* BzFE-Nr. (N.N.) . Letzter Bericht in KFK 1275/2, S. 123-18

Im Referenzversuch der B-Serie wird bei konstanter Stableistung der Kühlmittelstrom im Testkanal entsprechend der Auslaufcharakteristik der Umwälzpumpen auf ca. 25 % des Nenndurchsatzes reduziert. Der Festlegung der Folgeversuche liegt zugrunde, daß Na-Sieden und Ejektion nicht gleichzeitig über den gesamten Kernquerschnitt einsetzen, sondern die Siedebedingungen in verschiedenen Kernzonen zeitlich nacheinander folgend erreicht werden. Dann liegen am Beginn einer Leistungsexkursion (ausgelöst durch "void feedbacks") für die Brennstäbe der verschiedenen Zonen unterschiedliche Randbedingungen vor. Dies wird in den Experimenten dadurch berücksichtigt, daß der Leistungsimpuls entweder unmittelbar vor Siedebeginn oder erst unter "dry-out"-Bedingungen des Teststabes einsetzt. Durch zusätzliche Variation des Impulsintegrals werden weitere Informationen über den Einfluß der Brennstoffverdampfung auf die Brennstoffbewegung und -verteilung im Testkanal erwartet.

Die Brennstoffanreicherung und stationäre Leistung, die für die einzelnen Versuche zu wählen sind, wurden noch nicht abschließend festgelegt. Als Folge der Selbstabschirmungseffekte im thermischen Neutronenfluß nimmt die Leistungsdichte im Teststab zur Brennstoffmitte hin ab. Diese radiale Leistungsdichteverteilung kann bei schnellen Leistungsanstiegen dazu führen, daß infolge der lokal unterschiedlichen Aufheizraten die Temperatur im Randbereich des Brennstoffzylinders größer wird als die Brennstoffzentraltemperatur. Tritt eine derartige Inversion der radialen Temperaturverteilung vor dem Erreichen der Schmelzisoothermen auf, dann ist der Brennstoffschmelzvorgang nicht auf LMFBR-Unfallbedingungen übertragbar. Um dies zu vermeiden, bieten sich zwei Möglichkeiten an:

- die stationäre Brennstoffzentraltemperatur und damit die stationäre Stableistung so hoch zu wählen, daß in der transienten Phase die Zentraltemperatur bereits vor Ausbildung der Inversion die Schmelzisootherme erreicht,
- die U-235-Anreicherung des Testbrennstoffes zu reduzieren, was die Selbstabschirmungseffekte wesentlich vermindert.

Die erste Möglichkeit wird man anwenden, wenn hohe, transiente Energiefreisetzung im Testbrennstoff gefordert werden. Da die thermische Belastbarkeit des CABRI-Reaktors begrenzt ist, wird man versuchen, durch eine relativ hohe Brennstoffanreicherung eine große stationäre Startleistung zu erhalten. In Versuchen mit geringeren Energiefreisetzung wird geringer angereicherter Brennstoff bevorzugt. Die endgültige Auswahl des Testbrennstoffes ( $UO_2$ ) für die einzelnen Versuche (vorgesehene Anreicherungsstufen = 8, 12 und 20 % U-235) und die Entscheidung über die stationär einzustellende Anfangsleistung werden im Rahmen der zur Zeit laufenden Auslegungsrechnungen der geplanten Experimente getroffen.

#### 1234.4 Kühlmittel-Blockade-Experimente im BR2 (Mol 7C)\*

##### 1. Entwicklung der Versuchseinrichtung

(W.Kramer, R.Bartholomay, S.Jacobi, H.A.Rohrbacher,  
K.Schleisiek, IRE;  
L.Schmidt, H.Drexler, S.Groß, H.Lehning, K.Müller, IMF;  
E.Mönnich, EKS)

Im Rahmen eines Vertrages zwischen der GfK und dem S.C.K./C.E.N., Mol, sollen Sicherheitsexperimente in einem Natriumkreislauf im Reaktor BR2 durchgeführt werden. Ziel dieses gemeinsamen Vorhabens ist die Untersuchung des Verhaltens eines Brennstabündels unter gestörten Kühlungsbedingungen. Dabei erfolgt die Ausbildung der lokalen Störung derart, daß in jedem Falle ein Primärschaden an einigen Brennstäben auftreten wird.

Die geplanten drei Experimente mit einem 37-Stabbündel sollen Aussagen insbesondere zu folgenden Fragestellungen liefern:

- Temperaturverteilung in Unterkanälen innerhalb und hinter der örtlichen Blockade.
- Detektion von Siedegeräuschen und evtl. Durchsatzpulsationen.
- Spaltproduktfreisetzung bei Hüllenschäden.
- Druck-Zeit-Verlauf bei einer Brennstoff-Natrium-Reaktion (BNR).
- Fragmentation von flüssigem Brennstoff während der BNR.
- Einfluß defekter Brennstäbe auf benachbarte Stäbe ( Stab-zu-Stab-Propagation).
- Eventueller Transport von Brennstoffpartikeln aus dem Bündelbereich und Ablagerung von Partikeln.
- Bildung neuer örtlicher Störungen in Unterkanälen durch Erstarren von geschmolzenem Hüllmaterial oder Brennstoff.
- Konversionsfaktor (für die Umwandlung von thermischer in mech. Energie).
- Zustand des Stabbündels nach einer BNR (Kühlbarkeit).

Neben dem Studium des Verhaltens eines Stabbündels bei örtlichen Kühlungsstörungen ist beim 3. Experiment geplant, den Einfluß einer zusätzlichen

---

\*  
BzFE-Nr. 538.0. Letzter Bericht in KFK 1274/4, S.123-25

Drosselung des Kühlmitteldurchsatzes zu untersuchen.

Bei allen derzeit geplanten Experimenten wird frischer Brennstoff mit hochangereichertem  $UO_2$  zum Einsatz kommen. Vor Beginn des transienten Versuchsablaufes wird jedes Stabbündel bei voller Leistung mehrere Tage bestrahlt, um als Ausgangszustand eine möglichst brüterspezifische Brennstoffstruktur zu erzielen.

Für die Übertragbarkeit der experimentellen Ergebnisse auf Reaktorverhältnisse ist eine Reihe von weiteren Forderungen zu erfüllen:

- Testbündel mit einer möglichst großen Zahl von Brennstäben: Zum Einsatz gelangt ein 37-Stabbündel mit 30 Brennstäben und 7 Dummy-Stäben.
- Möglichst brüterspezifische Leistungs- und Temperaturverhältnisse für die Brennstäbe: Durch die Verwendung unterschiedlicher Anreicherungen in den drei Stabreihen wird mit sehr geringen Abweichungen eine einheitliche lineare Stableistung von 380 W/cm im Leistungsmaximum erzielt. Zur Abschirmung des thermischen Neutronenflusses ist die Teststrecke mit einem Kadmiumschirm umgeben.
- Brüterspezifische Kühlmitteltemperaturen und Druckverhältnisse: Die Kühlmitteltemperatur am Bündeleintritt beträgt ca. 380 °C, am Bündelaustritt ca. 560 °C. Das Druckniveau wird so gewählt, daß die Sättigungstemperatur in einem repräsentativen Bereich liegt.
- Eine Instrumentierung, die die Erfassung möglicher Störfallabläufe gewährleistet: Gemessen werden an verschiedenen Stellen Kühlmitteltemperaturen, Drücke, Durchsatz, Siedegeräusche, verzögerte Neutronen, Zentraltemperatur einiger Brennstäbe, Gasdruck zur Hülschadensdetektion in einigen ausgewählten Brennstäben (s.hierzu Abb. 12)

Die Versuchseinrichtung für das 1. Experiment ist nahezu vollständig spezifiziert. Die Detailkonstruktion der Versuchseinrichtung steht in Mol kurz vor dem Abschluß. Die out-of-pile-Anlage des Loops basiert auf der vorhandenen und erprobten Mol-7B-Anlage. Die Instrumentierung und Datenerfassungsanlage sind bestellt und zu einem großen Teil bereits ausgeliefert. Die Brennstäbe für das 1. Experiment sind fertiggestellt.

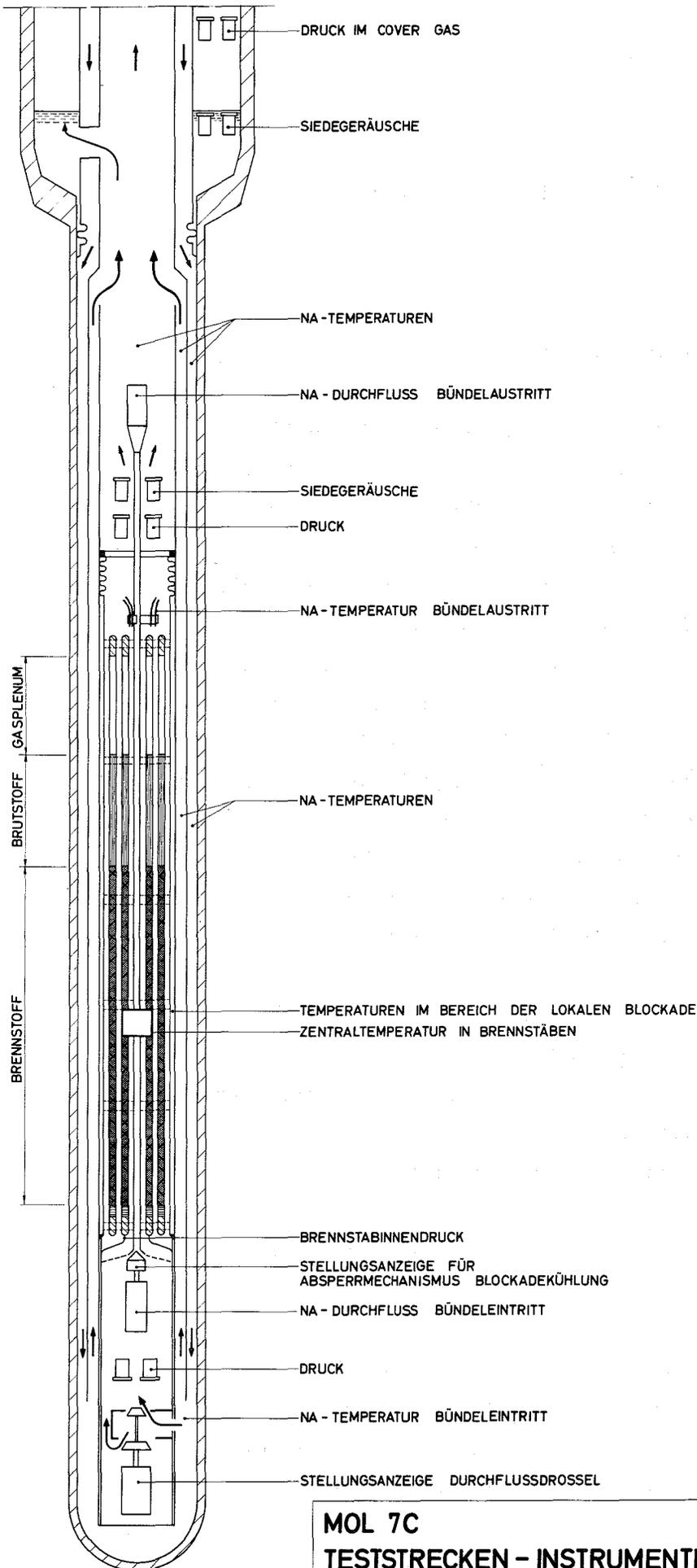
Zur Klärung verschiedener Teilfragen sind Vorversuche technologischer Art sowie Untersuchungen zur Bestimmung der fluiddynamischen Verhältnisse für die Teststrecke und die örtliche Blockade durchgeführt worden; u. a. Versuche in einem Wasserkreislauf und in einem Kreislauf mit organischer Flüssigkeit und Glasbauteilen zur Sichtbarmachung der Strömungsverhältnisse im Bereich der lokalen Blockade [1]. Ein Simulationsbündel mit elektrisch beheizten Stäben für Vorversuche im Natriumkreislauf NSK befindet sich in der Montage.

Bei der Entwicklung der Versuchseinrichtung sind verschiedene technische Probleme aufgetreten, die zusammen mit Fertigungs- und Lieferschwierigkeiten einiger Komponenten zu einer Terminverzögerung gegenüber der ursprünglichen Planung geführt haben. Statt Ende 1975 ist die Durchführung des ersten Experiments nunmehr für den Sommer 1976 geplant.

[1] C.Sauer:

Untersuchung des Strömungsverhaltens und der Betriebskennlinie einer porösen Blockade in einem Stabbündelmodell.

Diplom-Arbeit am Institut für Reaktortechnik, Universität Karlsruhe, 1975



**MOL 7C**  
**TESTSTRECKEN - INSTRUMENTIERUNG**  
 (SCHEMATISCH)

2. Investigation of heterogeneity effects arising in fast-thermal test loops

(H. Borgwaldt, INR, J. Lolich, Comisión Nacional de Energía Atómica, Argentina)

A series of irradiation experiments and calculations is under way in order to assess the heterogeneity effects which may occur in the MOL 7C experiments. The irradiation experiments are performed, on bundles of highly enriched fuel rods, in the 10 cm diameter channel of the central graphite blanket of the Argonaut reactor ARK. A first communication [1] contained preliminary results of experiments and test calculations for a very simple set-up. This set-up, configuration A in the table below, consisted of a central rod and 12 outer rods on a ring of 1.64 cm radius. The rod diameter was 6.9 mm, the U-235 enrichment 20 percent, the rest of the channel was empty (air). For some calculations this true configuration was also transformed into a simplified configuration B, which treats the outer ring of rods as a homogenized ring zone with a suitably reduced smear density; for further details see [1]. This simplified configuration B was needed for calculations with the RABBLE code [2]. The WIMS code [3] and the Monte Carlo code KAMCCO [4] can treat both configurations.

The quantities measured and calculated were:

- $R_1$  ratio of the U-235 fission rate densities in the central and the outer rods of the bundle,
- $R_2$  the same ratio for an inner disc and an outer ring zone of the central rod,
- $R_3$  the same ratio for an inner disc and an outer ring zone of an outer rod.

The results reported in [1] are summed up in the rows 1, 3, 5 and 7 of the table below. One should note the difference between the true configuration A and the simplified B and the large deviation of the RABBLE  $R_1$  value from experimental and Monte Carlo results.

This large deviation led us to make additional calculations and experiments in order to check the reliability of the methods in use.

Firstly, free parameters in the RABBLE code, which determine, e.g., the spatial and energy grids, were changed on a wide scale but without any significant influence.

Secondly, we tested the influence of an assumption made in the RABBLE code, viz. that all partial currents  $J^+$ ,  $J^-$  across region boundaries have a cosine angular distribution. For this purpose we introduced a test modification into the Monte Carlo code KAMCCO, enforcing the same cosine distribution on all neutrons crossing region boundaries.

The result for  $R_1$ , obtained in a 20 minutes run, is included in row 6 in the table. It shows an effect, which is far too small to explain the deviation of RABBLE by this assumed angular distribution.

Thirdly, additional results have been obtained from the WIMS code, rows 2 and 4 of the table, which agree rather well with the experiment and KAMCCO computations (these do not use identical nuclear data). This applies also to the difference between the configurations A and B.

Our conclusion, at this stage, is that the experimental method can be trusted and that the available version of the RABBLE code and/or data can, for unexplained reasons, not be reliably applied.

In addition to this first set-up, a number of rod bundle irradiation experiments with hexagonal and square arrays have been performed, their degree of complication approaches MOL 7C more closely. Without going into the numerical results, which will be reported in due detail elsewhere, we want to mention that, quite generally, the agreement between experiments and calculations with WIMS and/or KAMCCO is satisfactory. It seems advantageous, considering performance and computer costs, to use WIMS for standard calculations and apply KAMCCO selectively, especially for the computation of some important details, which are not covered by the simple geometrical

options and the physics model implemented in WIMS.

Table 3. Comparison of Results

Method	Configuration	R <sub>1</sub>	R <sub>2</sub>	R <sub>3</sub>
Experiment	A	.95 ± 3 %	.95 ± 2 %	.94 ± 2 %
WIMS	A	.96	.95	.97
KAMCCO	A	.94 ± 2.0 %	.93 ± 2.0 %	.95 ± .6 %
WIMS	B	.93	.95	X
KAMCCO	B	.90 ± 2.0 %	.93 ± 2.0 %	
modified KAMCCO	B	.88 ± 1.8 %	-	
RABBLE	B	.81	.95	

References:

- /1/ H. Borgwaldt, V. Brandl, J. Lolich:  
Contribution to Report KFK-1275/3 (1975), S. 122-9
- /2/ P.H. Kier, A.A. Robba:  
Report ANL-7326 (1967)
- /3/ J.R. Askew et al.:  
J. Brit. Nucl. Energy Soc. 5, 564 (1966)
- /4/ G. Arnecke et al.:  
Report KFK-2190 (1975), documented by V. Brandl

1236 Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung1236.3 Niederschmelversuche an Brennstäben mit Natriumkühlung  
durch direkte elektrische Beheizung \*

(H.Deckers, H.Drexler, S.Gross, H.Lehning, D.Piel, H.Reiser, IMF)

Die out-of-pile-Experimente zur Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung bei Reaktivitätsstörfällen wurden entsprechend dem Versuchsprogramm planmäßig fortgesetzt. Ein Siebenstabbündelversuch (Nr. 06) und drei Experimente mit Einzelstäben (Nr. 07 bis 09) wurden durchgeführt. Bei der Auswertung der Bündelversuche 04 bis 06 bestätigte sich, daß die Amplitude und die Zahl der bei der Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung entstehenden Druckpulse insgesamt geringer waren als bei den vergleichbaren Einzelstabversuchen. In Tabelle 4 sind als Beispiel einige kennzeichnende Daten und Ergebnisse des Einstabversuches 01 und des Siebenstabexperimentes 06 zusammengestellt.

Tabelle 4

Versuch Nr.	01	06
Stabzahl	1	7
Strömungs-Querschnitt des Kühlkanals pro Stab / mm <sup>2</sup> /	75	33
Natrium-Temperatur / °C /	520	520
Natrium-Geschwindigkeit / m/s /	3,7	1,0
Brennstab-Füllgasdruck / bar /	5	5
ausgetretene Brennstoffmenge pro Brennstab ( gemittelte ) / g /	6	6
max. Amplitude der Druckpulse / bar /	54	25
ungefähre Anzahl der Druckpulse	10	6

\* BzFE-Nr. 535.4

Die Betriebsbedingungen bei beiden Experimenten waren vergleichbar, wenn man von der Natriumgeschwindigkeit im Kühlkanal absieht, deren Einfluß auf die Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung jedoch nach den bisherigen Erfahrungen gering sein dürfte / 1 /. Wesentlicher scheint zu sein, daß im Bündel - bezogen auf etwa gleiche ausgetretene Brennstoff- und Füllgasmengen pro Stab - ein wesentlich geringerer Natriumquerschnitt zur Verfügung steht, als im ringförmigen Kühlkanal des Einzelstabexperimentes mit 12/7 mm Durchmesser.

Bei der Demontage des Stabbündels 06 zeigte sich, daß erhebliche Beschädigungen dadurch aufgetreten waren, daß Stäbe von außen angeschmolzen wurden. Die Stäbe waren, ebenso wie das umgebende Sechskantrohr, im Bereich der Schadensstelle mit Schichten erstarrten Materials bedeckt. Durch diese Teilblockade der Teststrecke war im Experiment der stationäre Kühlmitteldurchsatz im Loop um mehr als 50 % reduziert worden. Abb. 13 zeigt die Reaktionszone des Bündels 06 nach Entfernen des Sechskantrohres. Hier sind neben hell erscheinenden Natrium-Rückständen die schwarzen Schichten aus erstarrtem Brennstoff und Strukturmaterial zu erkennen.

#### Veröffentlichungen

---

- (1) H. Deckers et al.: Natrium-Loopanlage zur Untersuchung der Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung mit elektrisch beheizten  $UO_2$ -Stäben  
KFK-Bericht 2196
- (2) D. Piel: ELEKTRA, Rechenprogramm für die Temperaturverteilung in einem direkt elektrisch beheizten  $UO_2$ -Stab bei transientem Leistungsverlauf  
KFK-Bericht 2197

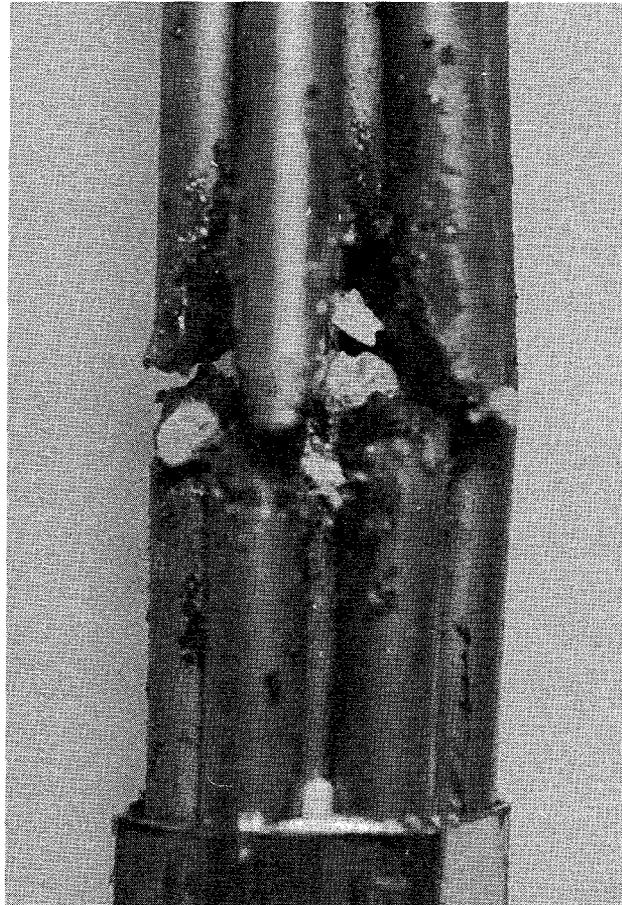


Abb. 13: Siebenstabbündel nach der Leistungsexkursion  
( Ausschnitt )

1239.1 Untersuchung zur Kühlung von Kernschmelzen\*

( G. Fieg, INR )

Nach schweren hypothetischen Reaktorunfällen können größere Mengen geschmolzener Kernmassen mit innerer Wärmeproduktion im unteren Containmentbereich auftreten. Eine Rückhaltung solcher Kernmassen innerhalb des Containments muß gewährleistet sein. Dazu ist die Kenntnis des Wärmetransports aus volumbeheizten Schichten notwendig.

Eine ausführliche Auflistung an bisher vorliegenden sowohl theoretischen als auch experimentellen Arbeiten über Naturkonvektion in volumbeheizten Flüssigkeitsschichten ist in /1/ angegeben. Sämtliche Arbeiten befassen sich mit ebenen Schichtungen von Flüssigkeiten zwischen festen Wänden, die seitlichen Begrenzungen sind adiabat. Die Arbeiten von Kulacki und Goldstein /2/ und Jahn und Reineke /3/ einerseits, Fiedler-Wille /4/, Kulacki-Nagle /5/ und Kulacki-Emara /1/ andererseits unterscheiden sich durch verschiedene Randbedingungen: Während bei ersteren die oberen und unteren Begrenzungen gleiche Temperaturen haben, liegen bei letzteren an der unteren Begrenzung adiabate Bedingungen vor.

Bei einer Kernschmelze kann nicht von vornherein angenommen werden, daß die Oberfläche eine feste Kruste aufweist und damit oben und unten die gleiche Temperatur (Schmelztemperatur) vorliegt. Daher ist experimentell zu untersuchen, wie sich die Wärmeflußverhältnisse ändern, wenn zwischen der oberen und unteren Begrenzung verschiedene Temperaturdifferenzen auftreten.

---

\* BzFE Nr. 549.5

In der vorliegenden Arbeit werden neue Ergebnisse von Experimenten dargestellt, welche bei variierenden Randbedingungen vorgenommen wurden. Das Spektrum der an die Experimente gestellten Randbedingungen reichte von der Adiabase an der unteren Begrenzung bis zu der an der oberen, wobei der Fall gleicher Temperaturen oben und unten mit eingeschlossen wird.

Der Aufbau des thermohydraulischen Experiments wurde in /6/ und /7/ beschrieben. Im Gegensatz zu den bisherigen Experimenten wurde zusätzlich zur internen Rayleigh-Zahl

$$Ra_{int} = \frac{g\beta}{\nu\alpha} \cdot \left(\frac{L}{2}\right)^3 \cdot \left(\frac{QL^2}{8\lambda}\right)$$

durch eine an die horizontalen Wände angelegte Temperaturdifferenz  $\Delta T = T_{oben} - T_{unten}$  eine externe Rayleigh-Zahl aufgeprägt:

$$Ra_{ext} = g\beta L^3 \Delta T / \nu\alpha$$

Bei konstant gehaltener interner Rayleigh-Zahl wurden die externe Rayleigh-Zahl (d.h.  $\Delta T$ ) variiert und jeweils die Wärmeflüsse bestimmt. Abb.14 zeigt das Ergebnis dieser Messungen.  $Ra_{ext} = 0$  entspricht dem bekannten Fall  $T_{oben} = T_{unten}$ . Bei  $(q_{oben}/Q \cdot L) = 1$  ist der Fall der Adiabase an der unteren Begrenzung erreicht; hierzu wurde die externe Rayleigh-Zahl mit den Ergebnissen aus /4/ und /6/ verglichen. Die Übereinstimmung der einzelnen Experimente ist befriedigend, wenn man berücksichtigt, daß die dabei angewendeten Meßmethoden vollkommen verschiedener Natur sind.

Die Kurvenschar in Abb.15 gibt an, welche externen positiven Rayleigh-Zahlen gewählt werden müssen, damit bei vorgegebener interner Rayleigh-Zahl der Wärmefluß nach unten um 25 %, 50 % und 100 % gegenüber dem Fall  $Ra_{ext} = 0$  zunehmen soll.

Zuerst soll anhand eines kurzen Beispiels die Auswirkung der oben behandelten Phänomene aufgezeigt werden: Bei einer angenommenen Schichthöhe von  $L = 10 \text{ cm}$  und einer Wärmeproduktion von  $Q = 7 \frac{\text{W}}{\text{cm}^3}$  ( bei  $Q = 10 \frac{\text{W}}{\text{cm}^3}$  tritt bereits Sieden im Innern des Fluids auf, siehe Abb.16 ) ist  $Ra_{\text{intern}} \approx 10^9$ . Damit stellt sich folgendes Wärmeflußverhältnis ein:

$$\frac{q_{\uparrow}}{Q \cdot L} \approx 85 \% , \quad \frac{q_{\downarrow}}{Q \cdot L} \approx 15 \%$$

Um nun den Wärmefluß nach unten um den Faktor 2 zu erhöhen, d.h. von etwa  $10 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$  auf  $20 \frac{\text{W}}{\text{cm}^2}$ , müßte die externe Rayleigh-Zahl bei mehr als  $10^9$  liegen, was einer Temperaturdifferenz von  $\Delta T = T_{\text{oben}} - T_{\text{unten}} \approx 500^{\circ} \text{C}$  entsprechen würde. Dies zeigt, daß bei den vorliegenden internen Rayleigh-Zahlen die Wärmeflußverhältnisse sich erst bei solch hohen Temperaturdifferenzen wesentlich verändern, die für den Fall der einphasigen Strömung nicht mehr charakteristisch sind.

Abb.16 zeigt die Siedekurve als Funktion der Volumwärme  $Q$  ( $\text{W}/\text{cm}^3$ ) und der Höhe  $L$  der Schicht. Diese Kurve wurde aus dem experimentell gewonnenen "Convective cooling parameter" ermittelt /6/. Daraus ist zu sehen, daß im Bereich der einphasigen Strömung an der Oberfläche der Wert  $q_{\text{oben}} \approx 100 \text{ W}/\text{cm}^2$  nicht überschritten wird. Unter der Annahme, daß das Emissionsvermögen einer freien Kernschmelzenoberfläche etwa gleich dem von Thoriumoxyd bei gleicher Temperatur ist (Hemisphärische Emissivität  $\epsilon \approx 0,5$ ), werden bei  $T = 2800^{\circ}$  etwa  $250 \text{ W}/\text{cm}^2$  abgestrahlt. Unter dieser Voraussetzung kann die Folgerung gezogen werden, daß sich im Bereich der einphasigen Strömung an der Oberfläche stets eine feste Kruste ausbildet, deren Dicke durch den Wärmestrom bestimmt ist.

Die Kenntnis des Emissionsvermögens einer Kernschmelzenoberfläche ist sehr ungenau. Sollte die hemisphärische Emissivität kleiner sein als die oben angenommene, so kann aus den vorliegenden Messungen gefolgert werden, daß sich die Wärmeflußverhältnisse nicht wesentlich ändern werden, selbst wenn sich sehr hohe externe positive Rayleigh-Zahlen einstellen. Ein größerer Wärmefluß nach unten und damit eine höhere Wärmebelastung unten werden daher nicht auftreten.

### Referenzen

- /1/ F.A. Kulacki and A.A. Emara  
Heat Transfer Correlations for Use in PAHR Analysis  
and Design  
ANS Transactions 22, pp. 447 - 448 (1975)
- /2/ F.A. Kulacki and R.J. Goldstein  
J. Fluid. Mech. 55, 2, pp. 271 - 287 (1972)
- /3/ M. Jahn und H.H. Reineke  
Proc. of the 5th Intern. Heat Transfer Conference,  
Tokyo, 1974, NC 2.8
- /4/ H.E. Fiedler und R. Wille  
Heat Transfer, Vol. IV (1970)
- /5/ F.A. Kulacki and M.E. Nagle  
J. Heat Transfer 97 C, 204 (1974)
- /6/ G. Fieg  
Zur Veröffentlichung eingereicht
- /7/ I. Catton and W.E. Kastenbergl  
Post-Accident Core Retention for LMFBR's  
VCLA-ENG 7472, Sept. 1974
- /8/ I. Catton and R.C. Erdmann  
Post-Accident Core Retention for LMFBR's  
VCLA-ENG 7343, July 1973

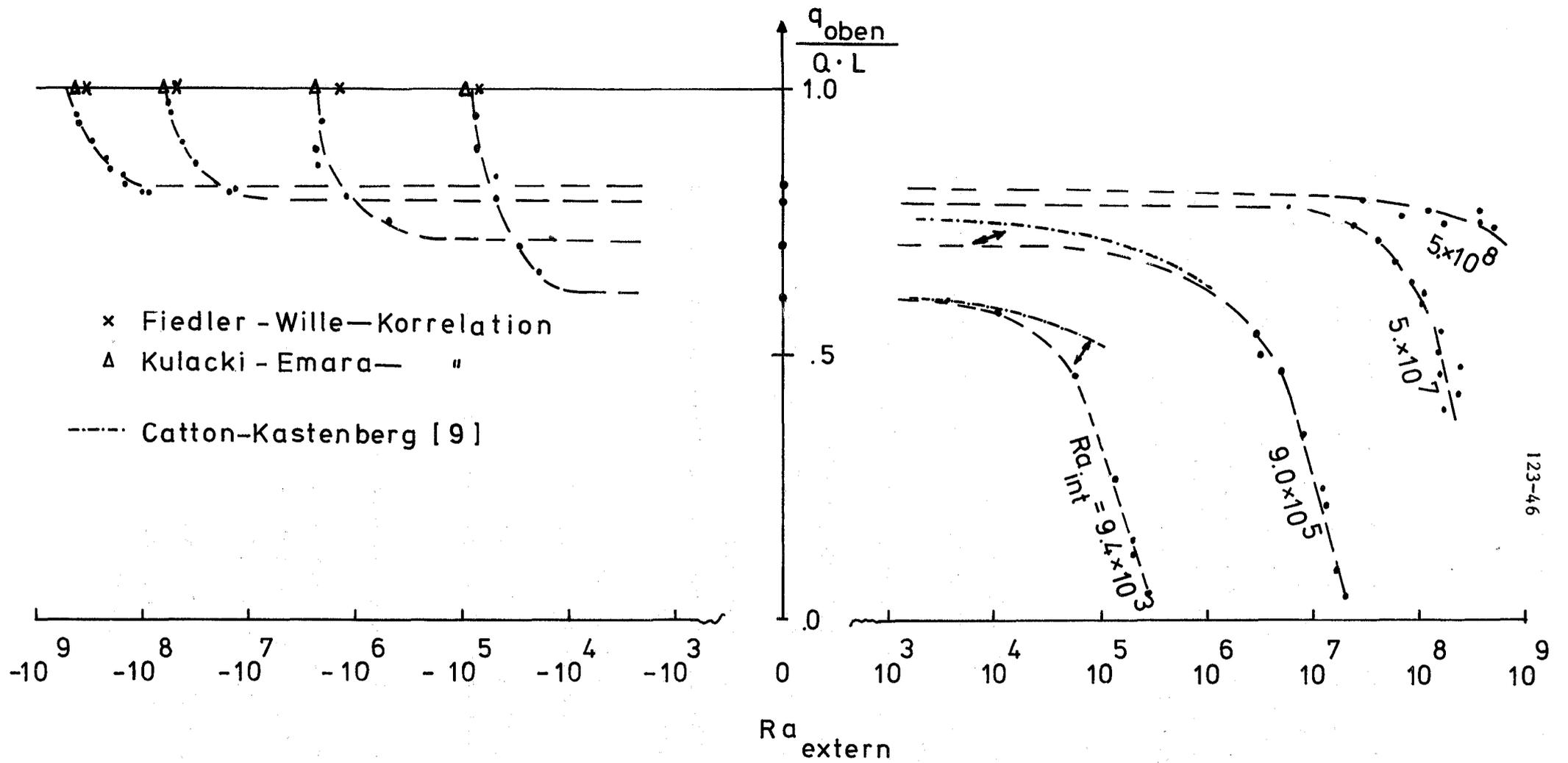


Abb. 14 Das Verhältnis der durch die obere Begrenzung abgeführten Wärme  $q_{\text{oben}}$  zur gesamten inneren Wärmeproduktion  $Q \cdot L$  in Abhängigkeit von der externen Raleigh-Zahl bei verschiedenen internen Raleigh-Zahlen.

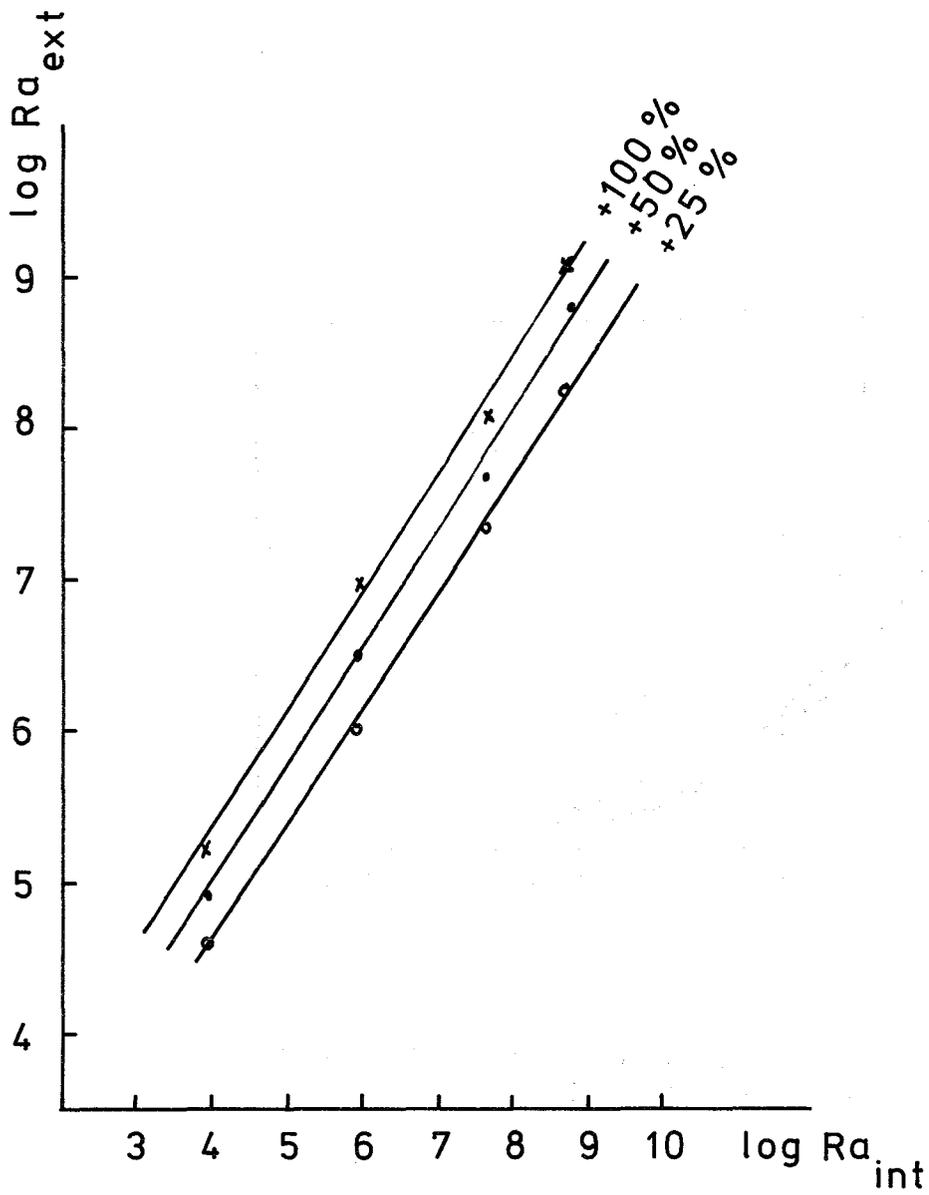


Abb. 15 Abhängigkeit des Wärmetransports zur unteren Begrenzung von der externen Raleigh-Zahl, bezogen auf den jeweiligen Wert bei  $Ra_{ext. = 0}$

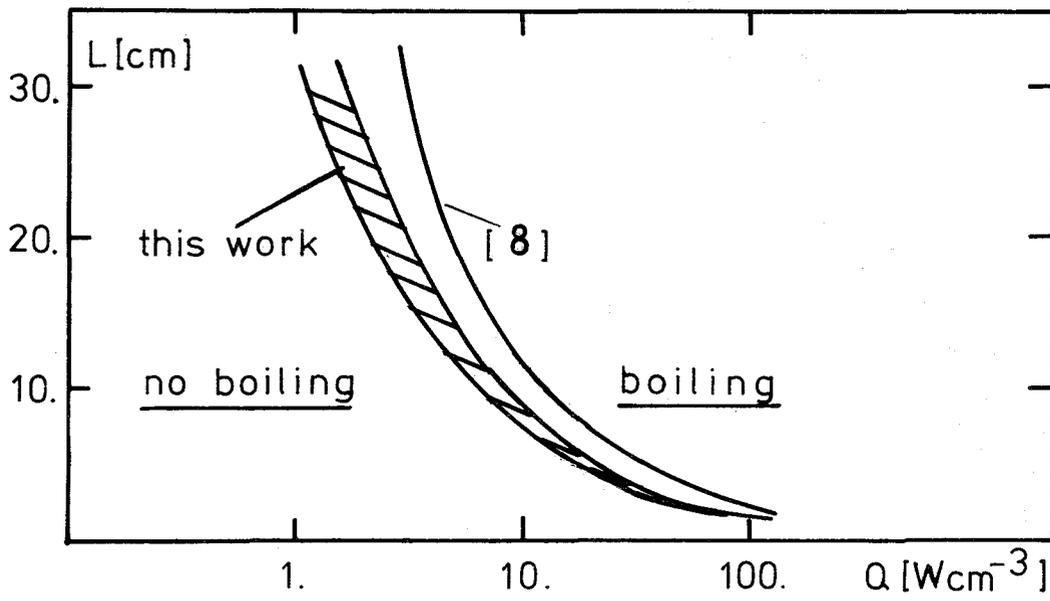


Abb. 16 Flow Regimes in  $\text{UO}_2$  as a Function of Power Density  $Q$  and Layer Depth  $L$

1.23.94 Kühlung von Coreschmelzen\*

Stabilität einer Fest-Flüssig-Fest-Schichtung mit inneren Wärmequellen und Phasenwechsel an den Trennflächen.

(W. Hame, IRB)

Für die Auslegung von Corecatchern ist die Kenntnis des Wärmeübergangs und die Lage der Phasentrennflächen von großem Interesse. Hier wird davon ausgegangen, daß in einer flachen niedrigen Wanne geschmolzenes Kernmaterial vorliegt, auf dem sich oben infolge der Kühlung durch das umgebende Kühlmittel (bzw. durch den Kühlmitteldampf) und unten infolge der Zwangskühlung im Corecatcher selbst feste Krusten ausgebildet haben.

Für die Lösung wird das Problem auf die Untersuchung einer horizontal erstreckten ebenen Schicht reduziert, bei der nur oben und unten an den Rändern der festen Krusten Randbedingungen vorgegeben werden und zwar wahlweise die Temperatur selbst oder der Wärmefluß in Richtung der Vertikalen. Die Massen-Impuls- und Energiebilanz wird im Sinne der Boussinesq - Approximation formuliert, d.h. es wird die Dichte in allen Termen als konstant angesehen, nur im Auftriebsterm wird ein linearer Zusammenhang zwischen Dichte und Temperatur angesetzt. Die Differentialgleichungen für die einzelnen Schichten werden an den nichtfixierten Phasengrenzen über Temperatur und Wärmefluß gekoppelt. Für die Temperatur an dieser Stelle gilt, daß sie zu allen Zeiten den Wert der Schmelztemperatur annimmt, d.h. es wird ein Medium mit wohldefinierter Schmelztemperatur vorausgesetzt, also ein homogener Stoff oder eine eutektische Zusammensetzung mehrerer Komponenten. Diese Annahme ist unter dem Aspekt gerechtfertigt, daß der wesentliche physikalische Effekt durch die latente Wärme beim Erstarren oder Schmelzen bestimmt wird und nicht so sehr durch den eigentlichen Vorgang.

Für die Kopplung des Wärmeflusses wird die Stefan-Bedingung für konstante Dichte angesetzt. Diese Beziehung stellt eine Bilanz der Wärmeflüsse zur oder von der Phasengrenze her und der durch Erstarren oder Erschmelzen freigesetzten Wärme dar.

\*

Die Restriktion auf Phasenwechsel bei konstanter Dichte erfolgt auch hier unter dem Aspekt die hauptsächlichlichen Einflüsse zu erfassen, sie stellt aber im Gegensatz zur Temperaturbedingung keine wesentliche Einschränkung dar.

Für die Geschwindigkeiten in der mittleren Flüssigkeitsschicht ist an der Phasengrenze wegen der dort konstanten Dichte zu fordern, daß sowohl die Tangential- als auch die Normalkomponenten verschwinden.

Die Gleichungen werden in dimensionsloser Form mit Hilfe eines Störungssatzes gelöst. Als zu störende Grundlösung wird zunächst eine eindimensionale stationäre Wärmeleitlösung berechnet, die hier, im Gegensatz zum gewöhnlichen Stefan - Problem ohne innere Wärmequellen, existiert.

Die Situation, die sich daraus ergibt, daß für die Wärmeleitlösung zu viele Randvorgaben vorliegen, macht es notwendig, daß zwei Parameter (es sind dies anschaulich die Höhe und die axiale Position der Flüssigkeitsschicht) mit überzähligen Bedingungen angepaßt werden.

Im linearen Teil der Stabilitätsuntersuchung werden die konvektiven Terme, in denen Produkte der Störgrößen auftreten, unter der Annahme kleiner Amplituden vernachlässigt. Die Phasengrenze, die aus der Wärmeleitlösung definiert ist, wird als wellenförmig (in horizontaler Richtung stehend) mit exponentiell abklingender bzw. angefachter kleiner Amplitude angesehen. Dies erlaubt die Kopplungsbedingungen im Sinne des Störungsansatzes um die unausgelenkte Stelle nach Taylor zu entwickeln. Ferner können die partiellen Differentialgleichungen durch einen Trennungsansatz auf ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen reduziert werden, von denen die für die Geschwindigkeit in der Flüssigkeitsschicht sechster Ordnung linear jedoch mit variablen Koeffizienten ist. Das gesamte Gleichungssystem mit Rand- und Koppelungsbedingungen stellt ein Eigenwertproblem dar, das durch ein Shooting-Verfahren einerseits und durch ein Galerkin-Verfahren andererseits gelöst wird.

Die bereits durchgeführten Rechnungen stellen für eine Parameterkombination die Beziehung Rayleigh-Zahl  $Ra$  über Wellenzahl  $k$  bei neutralstabiler Störung dar (Bild 17).

Neutralstabil heißt hier, daß die Anfachungsrate der Amplitude Null ist.

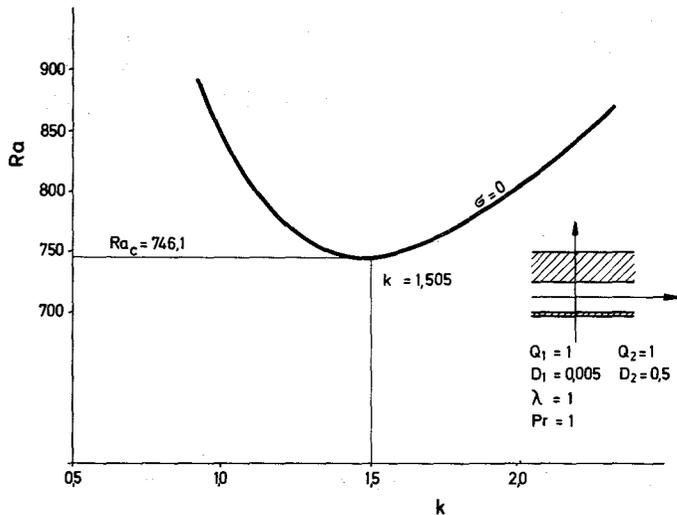


Bild 17

Stabilitätsdiagramm für neutralstabile Konvektion

Des Weiteren wurden bei festgehaltener Dicke der unteren Kruste die Temperaturvorgaben an der oberen Kruste variiert und die Beziehung kritische Rayleighzahl über Temperaturparameter aufgetragen (Bild 18).

Die eingehenden Parameter sind:

- $Q_1$  und  $Q_2$  - Verhältnis der Wärmequellen in der festen Phase oben (1) und unten (2) zur Wärmequelle im Fluid
- $D_1$  und  $D_2$  - bezogene Wandtemperaturen
- $\lambda$  - Verhältnis der Wärmeleitfähigkeiten Fluid zu Feststoff
- $S$  - bezogene latente Wärme

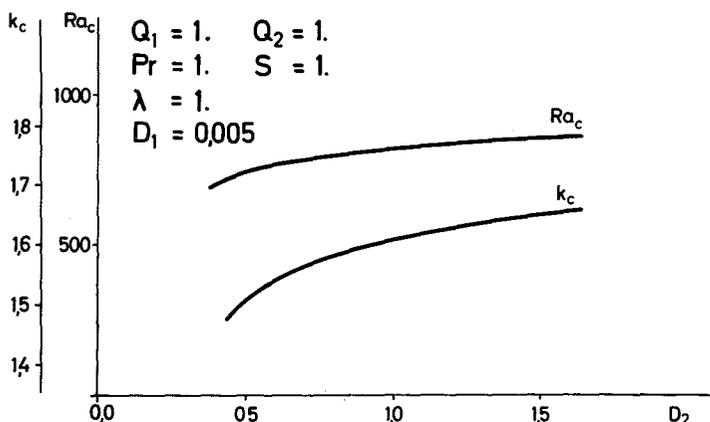


Bild 18

Variation der kritischen Rayleighzahl und der zugehörigen Wellenzahl in Abhängigkeit der oberen Schichtdicke

Für den Fall einer kritischen Schichtung sind ferner die zugehörigen Eigenlösungen dargestellt (Bild 19).

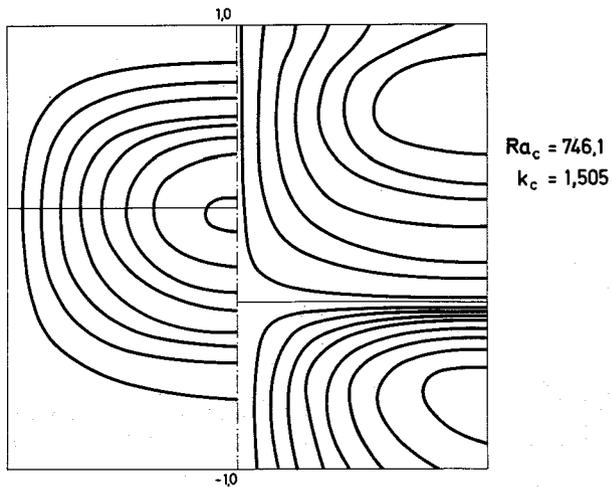


Bild 19

Stromlinien (links)  
und Isothermen (rechts)  
zu den Eigenlösungen

Die Wahl der Parameter erfolgte noch nicht im Hinblick auf die physikalischen Gegebenheiten, sondern lediglich im Hinblick auf numerische Tests.

Weitere Rechnungen mit physikalisch relevanten Parameterkombinationen insbesondere nach dem Galerkin - Verfahren werden zur Zeit durchgeführt.

124 INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERNÜBERWACHUNG

---

1241 Nachweis von Durchflußstörungen am Brennelement1241.1 Entwicklung von Dauermagnet-Durchflußmessern <sup>F</sup>

Die in-pile-Tauglichkeit des magnetischen Durchflußmessers soll durch einen Bestrahlungstest im BR2 (Projekt Mol 3K) geprüft werden. Das Konzept des Bestrahlungseinsatzes ist schematisch in Abb. 1 dargestellt:

Der obere Teil des Bestrahlungseinsatzes enthält mehrere Magnete, die durch Abstandshalter voneinander getrennt in einem Rohr eingeschweißt sind. Diese Magnete werden im Reaktor durch  $\gamma$ -Strahlung aufgeheizt ( $600^{\circ}$  C). Die Bestrahlungstemperatur wird geregelt. Im unteren Teil sind zwei magnetische Durchflußmesser aufgebaut. Die Veränderung ihrer Magnetstärke wird aufgrund der induzierten Spannungen festgestellt. Der dazu notwendige Durchfluß wird innerhalb der Kapsel durch das Verlängern und Verkürzen des Na-Verdrängerbalges erzeugt. Dieser ist über eine Rohrleitung mit dem äußeren Balg verbunden, der zu den Meßzeiten von einer motorgetriebenen Vorrichtung langsam gespannt und schnell entspannt wird.

Die Vorgänge wurden in einem Prototypversuch bei Na-Temperaturen bis zu  $600^{\circ}$  C im IRB untersucht.

Bei einem zu erwartenden statischen Überdruck von etwa 6 at im Plenum der Kapsel ergeben sich die in Abb. 2 dargestellten Abläufe des Differenzdruckes (Plenum-Balg) und der Spannungen an den Elektroden.

Der langsame Druckerhöhung "a" bewirkt eine kleine Na-Geschwindigkeit und damit auch nur ein leichtes Abweichen des Potentialniveaus. Die schnelle Druckentlastung "b" bewirkt das hohe Potentialmaximum, das bei gleichbleibender Temperatur und gleichbleibender Na-Geschwindigkeit, unabhängig von überlagerten statischen Thermospannungen, direkt als Maß für die Magnetstärke herangezogen werden kann. Nach diesen letzten Ergebnissen der out-of-pile Untersuchungen konnte vom IMF der komplette, äußere Bestrahlungseinsatz bestellt werden.

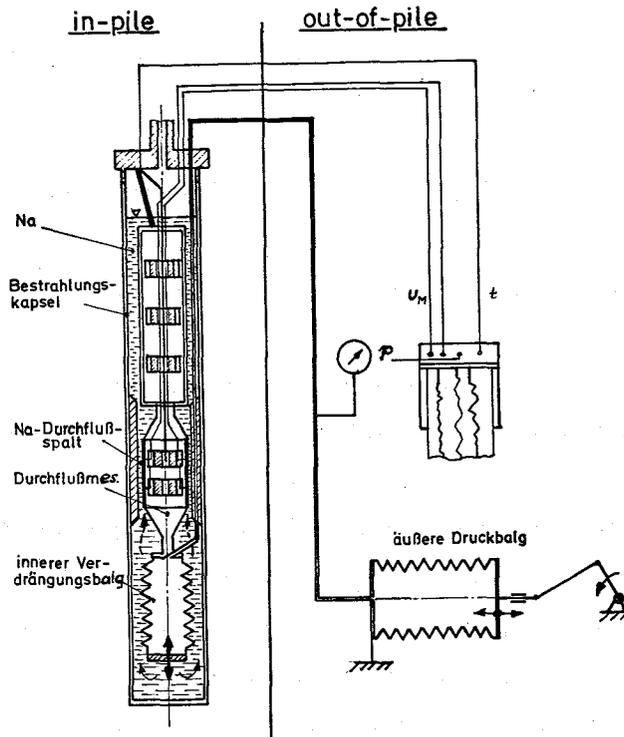


Abb.1 Schematischer Aufbau des Bestrahlungsein-  
satzes u. Wirkungsweise d. Magnetüberwachung

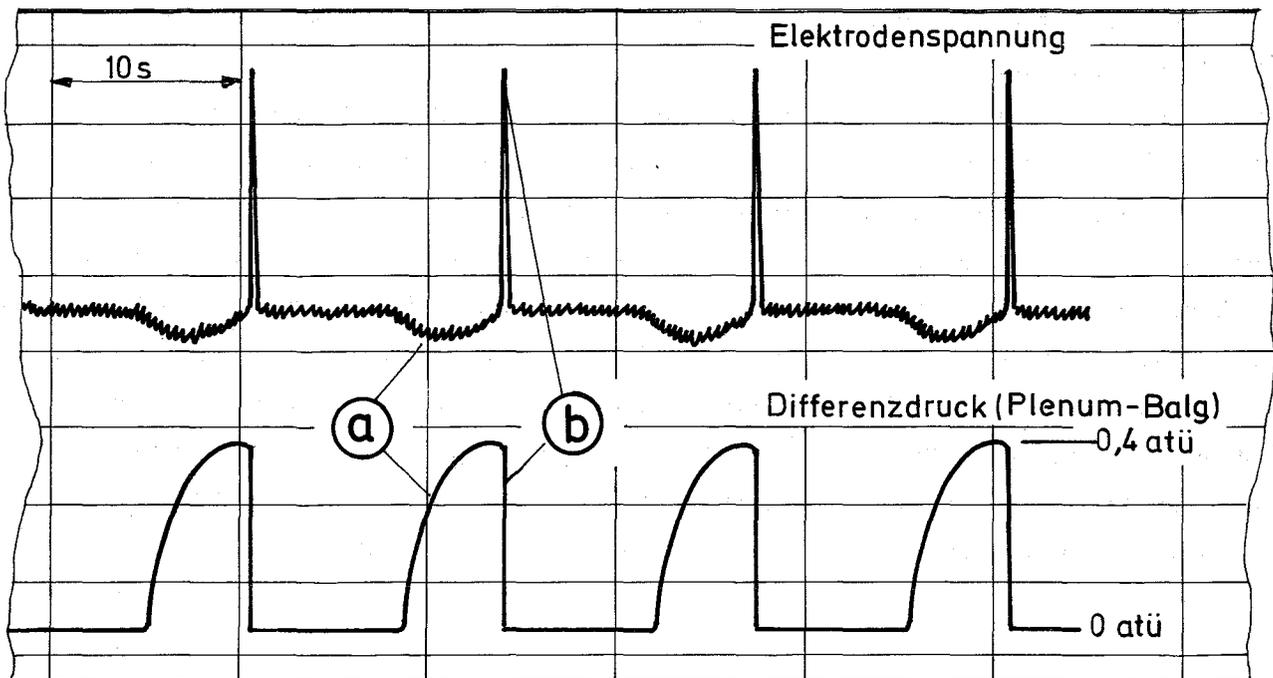


Abb.2 Druckverlauf und Elektrodenpotential des  
Bestrahlung-Einsatz-Prototypes

1241.3 Messung der Temperatur- und Durchsatzfluktuation  
am elektrisch beheizten Brennelement und in der  
KNK\*

( L. Krebs, G. Weinkötz, IRB)

Die mit Dreileiter-Thermoelementen bestückten Meßlanzen für die Messungen von Temperaturfluktuationen am 60°-Auschnittbündel (RCN-IRE-Experiment) und am 169-Stab-KNS-Experiment (vgl. 1233) wurden fertiggestellt.

Meßlanzen für RCN-IRE-Experiment:

Es wurden 6 Meßlanzen mit insgesamt 28 Dreileiter-NiCr-Ni/SS-Na-Elementen von 0,5 und 1,0 mm  $\emptyset$  bestückt. Jeweils 3 Meßlanzen sind in einer Meßebene angeordnet. Die Meßlanzen wurden bereits in die Teststrecke bei RCN eingebaut.

Meßlanzen für KNS-Experiment:

Angefertigt wurden 2 Meßlanzen und eine Referenzsonde mit zusammen 20 Dreileiter-NiCr-Ni/SS-Na-Thermoelementen von 0,5 und 1 mm  $\emptyset$  (Abb. 3).

Jeweils eine Meßlanze wird in einer Meßebene angebracht. Der Einbau der Meßlanzen in die Teststrecke erfolgt Anfang 1976.

Ziele der Untersuchungen am RCN-sowie KNS-Experiment sind:

- Messungen der radialen Temperaturfluktuationen am Austritt eines elektrisch beheizten Bündels mit definierter Blockade im Einphasen- und nach Möglichkeit im Zweiphasenbereich.
- Einfluß des in beiden Experimenten eingesetzten Mischsystems am BE-Austritt auf die dynamischen Temperatursignale.

---

\* BzFe-Nr. 634.3. Letzter Beitrag in KFK 1275/1, S.124-1

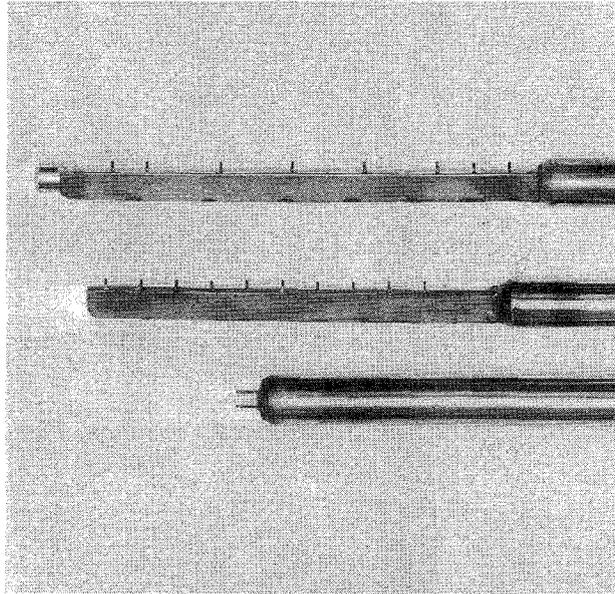


Abb. 3

Dreileiter-NiCr-Ni/SS-Na-Meßlanzen  
für KNS-Experiment.

1246 Untersuchungen zur Signalverarbeitung für das Reaktorschutzsystem

1246.1 Zuverlässigkeitsnachweis für das Reaktorschutzsystem \*

(O.Eggenberger, W.Geiger, W.Lemperle, J.Nehmer, U.Voges, IDT)

Neben einem integralen Schutzsystem in konventioneller Technik soll der SNR 300 ein rechnerbestücktes Schutzsystem zur Detektion lokaler Brennelement-Kühlstörungen erhalten. Hauptaufgabe des IDT soll es sein, dieses Brennelementenschutzsystem BESSY - speziell seine Schutzprogramme - auf richtige und sichere Funktionsweise zu überprüfen.

Um die Überprüfung der Programme zu ermöglichen und zu erleichtern, sind zunächst Programmierrichtlinien (1) aufgestellt worden, die während der Erstellung des Systems vom Hersteller zu berücksichtigen sind.

Über die optimale Struktur für eine BESSY-Rechnerbetriebsorganisation sind vom IDT Vorschläge unterbreitet worden, die von Siemens berücksichtigt wurden.

Ausgehend von den Spezifikationen von BESSY wurde ein Prüfplan entwickelt; die geplanten Prüfungen lassen sich grob einteilen in:

1. Entwicklungsbegleitende Voruntersuchungen

Systementwurf und Detailentwurf des Schutzsystems sollen untersucht und die Einhaltung der Anforderungen und Entwurfsrichtlinien überprüft werden.

2. Software-Tests

Die BESSY-Schutzprogramme werden mit den Anforderungen, den Programmspezifikationen und den Software-Richtlinien verglichen. Mit Hilfe eines Programmanalysators werden die Programme insbesondere bzgl. Datenfluß und Programmablauf untersucht. Ausgehend von der Programmlogik sollen Tests auf Modul- und Gesamtprogrammebene auf einem Prüfrechner durchgeführt werden.

\*

### 3. System-Tests

Mit Hilfe eines vom Prüfrechner gesteuerten Prüfsignalgenerators sollen realistische Thermoelement-Meßwerte erzeugt und dem Schutzsystem angeboten werden. Neben normalen Reaktorzuständen sollen vor allem Störfälle simuliert werden, um die richtige Reaktion von BESSY zu überprüfen. Außerdem sind Defekte-Tests geplant (gestörte Rechner, Rechnerkopplung, Dateneingabe u.ä.).

Als Prüfrechner wurde ein Prozeßrechner Siemens 330 mit 64K Kernspeicher, Platte, Magnetband, Magnetkassette, Lochkartenleser und Bedienblattschreiber ausgewählt, der im Herbst installiert wurde.

Zur Erleichterung bei der Programmentwicklung konnte ein Crosscompiler für die höhere Programmiersprache GBL1 - einen PL/1-Subset - fertiggestellt werden. Dieser Crosscompiler läuft auf der IBM 370 und erzeugt Code für die Siemens 330. So können die GBL1-Programme auf der komfortableren Großrechenanlage besser ausgetestet werden und anschließend ohne Änderungen auf der Prozeßrechneranlage laufen.

#### Veröffentlichung zu 1246.1:

(1) U. Voges, W. Ehrenberger

Vorschläge zu Programmierrichtlinien für ein Reaktorschutzsystem  
KFK-Ext. 13/75-2, Mai 1975

1249 Rauschmessungen an der KNK und Erprobung von Neutronenfluß-  
detektoren <sup>F</sup>

Überwachung des Schutz- und Regelsystems von Leistungs-  
reaktoren durch Korrelationsmessungen

(M.Edelmann, INR)

Es wurde untersucht, ob eine für die Überwachung von Neutronenkanälen entwickelte Methode / 1 / auch zur Überwachung von Thermoelementen (TE) im Primärkreis, insbesondere der TE's über den Brennelementköpfen, geeignet ist. Es war zu erwarten, daß die durch die Regelung verursachten Leistungsschwankungen auch entsprechende Temperaturschwankungen zur Folge haben, die mit normal funktionierenden TE's durch Korrelationstechniken gut meßbar wären.

Bei Kreuzkorrelationsmessungen zwischen der Regelstabstellung und verschiedenen TE-Signalen aus der Betriebsinstrumentierung von KNK I <sup>1)</sup>, war der in den Neutronensignalen gut meßbare prompt Leistungssprung in den Temperatursignalen nicht feststellbar. Die relativ großen Zeitkonstanten des Wärmeüberganges und der Thermoelemente bewirken, daß die schnellen Leistungssprünge während der Regelung nur langsame Änderungen der Temperatursignale zur Folge haben. Im niederfrequenten Bereich sind aber die durch das normale Leistungsrauschen verursachten Schwankungen der Reaktorleistung erheblich größer als die durch die Regelung verursachten. Eine Messung der durch die Regelung verursachten Temperaturschwankungen erwies sich daher als sehr schwierig und als für die Funktionskontrolle der Temperaturmeßkanäle ungeeignet.

---

1) Die Signale wurden durch P.Hoppè und F.Mitzel an der KNK I auf Magnetband aufgezeichnet und für diese Untersuchung freundlicherweise zur Verfügung gestellt.

Für die Kontrolle dieser Kanäle mußte daher ein anderes Prüfsignal gefunden werden, das im Reaktor ebenfalls dauernd zur Verfügung steht. Es lag nahe, hierfür die betrieblichen Leistungsschwankungen zu benutzen. Diese sind durch die Neutronenflußinstrumentierung direkt meßbar. Durch eine Kreuzkorrelationsmessung zwischen Neutronen- und Temperatursignalen können die durch die Leistungsschwankungen allein, d.h. nicht durch Schwankungen des Kühlmitteldurchsatzes oder der Eintrittstemperatur verursachten Temperaturschwankungen, ebenfalls laufend bestimmt werden. Für hinreichend niedrige Frequenzen sollte Proportionalität zwischen Leistungs- und Temperaturschwankungen im heißen Teil des Primärkreises bestehen. Entsprechendes gilt für die Effektivwerte beider Rauschsignale.

In Abb. 4 sind Beispiele für die Autokorrelationsfunktion des Neutronensignals und die Kreuzkorrelationsfunktion zwischen Neutronen- und Temperatursignal aus Messungen an KNK I wiedergegeben. Die Maxima beider Funktionen entsprechen den oben definierten Effektivwerten der beiden Rauschsignale. Der Quotient aus Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion und Effektivwert der Leistungsschwankungen ist nur vom Wärmeübergang zwischen Brennstoff und Thermoelement sowie den Eigenschaften des TE-Meßkanals abhängig. Dieser Quotient kann daher in ähnlicher Weise zur Überwachung von Temperaturkanälen herangezogen werden wie die Sprungantwort bei Neutronenkanälen. Dazu ist kontinuierlich der Effektivwert des Leistungsrauschens und ein Punkt (Maximum) der Kreuzkorrelationsfunktion zu messen und das Verhältnis aus beiden Werten zu bilden. In der Praxis empfiehlt sich eine digitale Verarbeitung der Signale mit einem exponentiellen Mittelungsverfahren.

Diese Methode wurde an Rauschsignalen von 2 auf verschiedenen Radialpositionen über dem Core von KNK I installierten Thermoelementen erprobt. Das auf den Effektivwert eines Neutronenrauschsignals bezogene Maximum der Kreuzkorrelationsfunktion wurde in aufeinanderfolgenden Zeitintervallen fester Länge gemessen. Durch Variation des Meßintervalls wurde die zur Überschreitung des Minimalschwellwertes ( $\sigma$ ) für die Prüfgröße erforderliche Mittelungszeit bestimmt. Sie beträgt bei Vollast (58 MW) 2 min. Dabei ergab sich für die beiden TE's eine Streuung der Überwachungsgröße von  $\pm 50$  bzw.  $57\%$  um den Mittelwert. Die Signale wurden mit einem Bandpaß

von  $3 \cdot 10^{-3}$  bis 0,3 Hz gefiltert. Die Streuung kann durch längere Mittelung verringert werden. Durch kombinierte Messungen mit verschiedenen langen Mittelungszeiten kann eine relativ schnell ansprechende Grobüberwachung und eine genauere Kontrolle in größeren Zeitabständen vorgenommen werden.

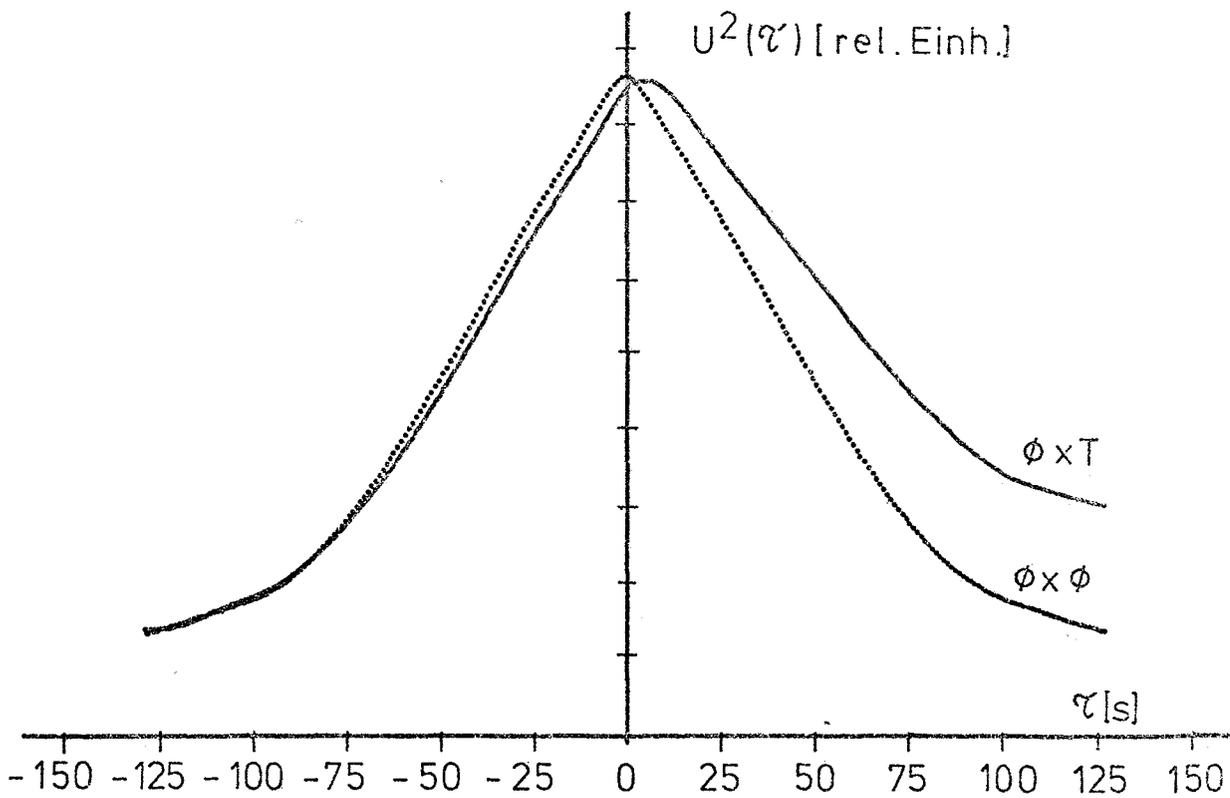


Abb.4 : Auto- und Kreuzkorrelationsfunktion von Neutronen- und Temperatursignalen



125 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT, AKTIVITÄTSFREISETZUNG

---

## 1254 Systemkontamination natriumgekühlter Kernreaktoren \*

(H.H. Stamm, IRCh)

Im 500 kW-Kreislauf MOL 7D des BR 2 begann im Juni 1975 die Bestrahlung eines 19-Stab-Bündels mit Oxidbrennstoff in Sechsrinnenrohren. An zwei Stellen des primären Na-Kreislaufes mit verschiedenen Temperaturen sind 32 Materialproben (Coupons) aus Nickel, dem SNR-BE-Hüllrohrstahl W.Nr. 1.4970 (15 % kaltverformt) und dem Referenzstahl AISI-316 eingebaut.

Wie schon bei MOL-7B und dem belgischen Loop MFBS-7 wurden mit einer neu eingerichteten Probenahmestation Filtrationsproben des Schutzgases (He) entnommen. Bis zum Jahresende wurden sechs Filtermembranen (Millipore HAWP, 0.45 µm Porenweite) eingesetzt. Abb. 1 zeigt die Rasterelektronenmikroskop-Aufnahme der Oberfläche eines solchen Filters bei 2000-facher Vergrößerung; als Vergleich dazu (Abb. 2) die REM-Aufnahme eines Silber-Membranfilters (Selas Flotronics) gleicher Porenweite. Ein solches Silberfilter wurde erstmals im Dezember in die Probenahmestation eingebaut.

Im Gegensatz zu MFBS-7 wurden bei MOL-7D von Anfang an  $^{137}\text{Cs}$  und  $^{134}\text{Cs}$  auf den Filtern gemessen; die Aktivitäten lagen bei einer filtrierten Gasmenge von ca.  $1 \text{ m}^3 \text{ He}$  im Nanocurie-Bereich. Im Schutzgas von MOL-7B waren die Aktivitäten der beiden Radionuklide nach Eintritt des Hüllrohrschadens mit Brennstoff-Natrium-Kontakt um den Faktor  $10^3$  höher. Es ist daher anzunehmen, daß die beobachteten Spaltdrucke aus einer Oberflächenkontamination der Testbrennstäbe mit Brennstoff stammen oder aus einem "pinhole defect" (Spaltgasleck im Hüllrohr) freigesetzt werden. Da sich aus den bisher vorliegenden Daten keinerlei Beziehungen zwischen Gasdurchsatz und abgeschiedener Cs-Aktivität erkennen lassen, liegt der Verdacht eines Spaltgaslecks nahe, der die Spaltprodukte nicht gleichmäßig, sondern in Form einzelner "Ausbrüche" in das Primärkühlmittel freisetzt.

Im KNK-Schutzgas war die Aktivitätskonzentration der Radionuklide in gleichmäßiger Weise von der Reaktorleistung abhängig. Zwar war diese Abhängigkeit

\* BzFE-Nr. 614.3

nicht linear - wie bei reiner Rückstoßfreisetzung aus einer sehr dünnen Schicht von Spaltstoff eigentlich zu erwarten -, jedoch ist dies leicht zu verstehen: Hier kommt ein Einfluß des Phasenübertrittes vom Natrium in das Schutzgas zum Tragen. Bei Leistungsänderungen der KNK ändern sich in bestimmten Grenzen auch Na-Temperatur und Na-Umlaufgeschwindigkeit; beides hat einen Einfluß auf den Übertritt von Spaltdelgasen aus dem Primärkühlmittel in das Schutzgas.

Bemerkenswert war jedoch, daß  $^{41}\text{Ar}$  eine andersartige Leistungsabhängigkeit seiner Aktivitätskonzentration im Schutzgas zeigte als Spaltdelgas-Nuklide (vgl. Abb. 3). Dies läßt sich dadurch erklären, daß für Argon ein echtes Verteilungsgleichgewicht zwischen flüssiger Phase und Gas vorliegt, für die in äußerst geringen Mengen vorhandenen Spaltdelgase jedoch nicht. Man muß daraus den Schluß ziehen, daß sich die Edelgase beim Übertritt aus flüssigem Natrium in die Gasphase verschiedenartig verhalten, denn sonst müßte Ar als Trägergas für Kr und Xe wirken und eine gleichartige Leistungsabhängigkeit der Aktivitätskonzentrationen im Schutzgas gefunden werden.

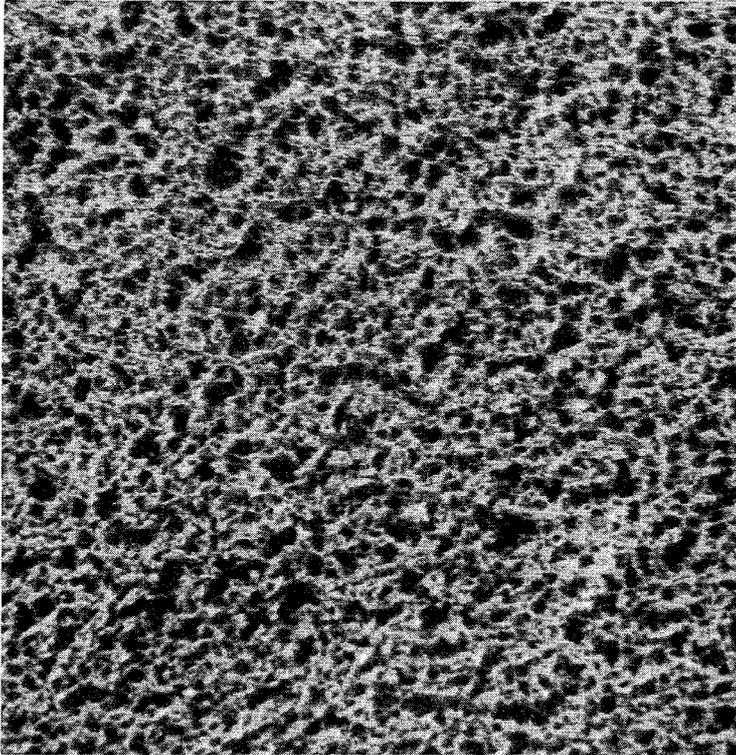


Abb.1 REM-Aufnahme einer Filtermembran  
Millipore HAWP 0.45 µm Porenweite  
Vergrößerung 2000-fach

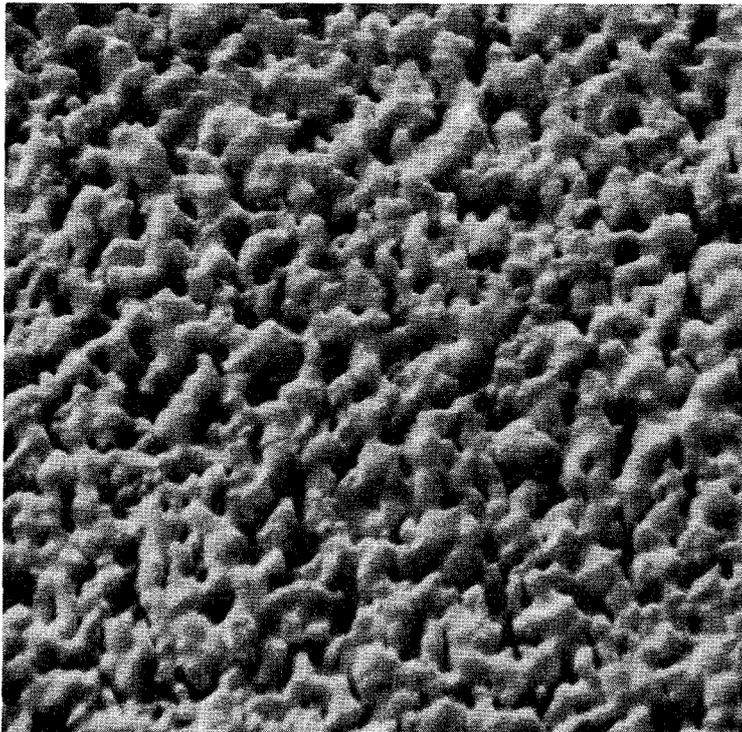


Abb.2 REM-Aufnahme einer Ag-Filtermembran  
Flotronics FM-25 0.45µm Porenweite  
Vergrößerung 2000-fach

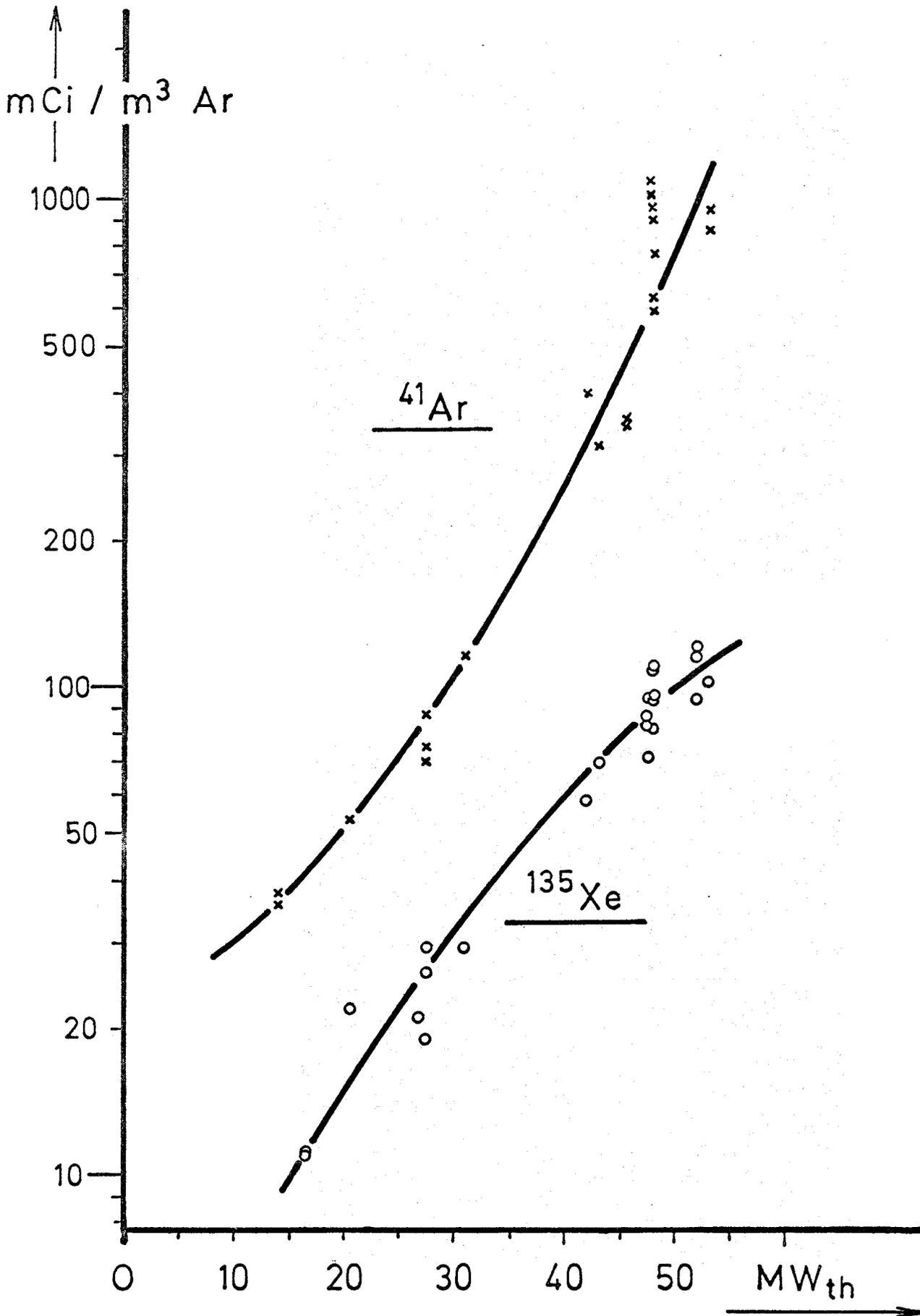


Abb.3 Aktivitätskonzentrationen von <sup>41</sup>Ar und <sup>135</sup>Xe im KNK-Schutzgas in Abhängigkeit von der Leistung

Veröffentlichungen  
-----

- (1) H.H.Stamm, K.Ch.Stade

Corrosion Product Behaviour in the Primary Circuit of the  
KNK Nuclear Reactor Facility

Presented at the IAEA Specialists' Meeting on "Fission  
and Corrosion Product Behaviour in Primary Circuits of  
LMFBR's" at Dimitrovgrad, USSR, Sept. 8 - 11, 1975

- (2) S.Jacobi, G.Schmitz, K.Ch.Stade, H.H.Stamm

Failed Fuel Detection Systems at the KNK Nuclear Power  
Station

Presented at the IAEA Specialists' Meeting on "Fission  
and Corrosion Product Behaviour in Primary Circuits of  
LMFBR's" at Dimitrovgrad, USSR, Sept. 8 - 11, 1975



126 NATRIUM - TECHNOLOGIE - VERSUCHE1262 Verschleißuntersuchungen in Natrium\*

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

Mit den Werkstoffen Inconel 718, Stellite 6 und Hastelloy C wurden Versuche nach einem Ablaufprogramm durchgeführt, das von der GfK für Vergleichsversuche mit der ERDA (USA) vorgeschlagen worden war. Die Werkstoffproben wurden teils im eigentlichen Testbehälter, teils im Prüfstand NVP I vorkorrodieren (240 h; 230 °C; mit abgehobenen Proben).

Der größte Teil der bei diesen Versuchen aufgezeichneten Reibungsbeiwerte, sowohl für die beiden Nickelbasislegierungen als auch für Stellite 6, liegt im gleichen Streubandbereich wie bei früheren, unter anderem Programmablauf gefahrenen Versuchen (Abb. 1). Unverändert zeigt sich ebenfalls der für Inconel 718 typische Anstieg des Reibwertes als Funktion des Gleitweges. Nach den Zwischenkorrosionszeiten (Dwell) wurden extreme Haftkräfte nur in einem Fall, nämlich bei Stellite nach ca. 100 h Stillstand unter Last, registriert. Bei Vorversuchen aufgetretene Schwierigkeiten in der Versuchsanlage konnten teilweise behoben werden. Aus der neuen Teststrecke 5 Ti, mit kippender Ebene (Abb. 2), liegen die ersten Ergebnisse von Versuchen mit langfristig (6500 h) vorkorrodierendem Stellite 6 vor. Da die Resistenz der Korrosionsschichten gegen Reibbelastung bisher nicht bekannt war, wurden die Versuche zunächst mit sehr geringer Flächenpressung ( $\sigma \approx 0,1 \text{ kp/mm}^2$ ) gefahren. Dabei zeigte sich im wesentlichen, daß der Einlaufvorgang vom Abtrag der Korrosionsschicht überlagert ist. Bis zu einem Gleitweg von ca. 10 m wurden Haftreibungsbeiwerte  $\mu_s \approx 0,32$  bis 0,43 gemessen. Nach einer Zwischenkorrosion von 18 h wurde der vom Reaktorhersteller vorgegebene, maximal zulässige Wert  $\mu \leq 0,5$  nur unwesentlich überschritten.

Ein Vergleich mit früheren Versuchen läßt erkennen, daß mit dieser Teststreckenkonstruktion störende apparative Einflüsse weitgehend neutralisiert werden konnten.

\* BzFE-Nr. 212.7

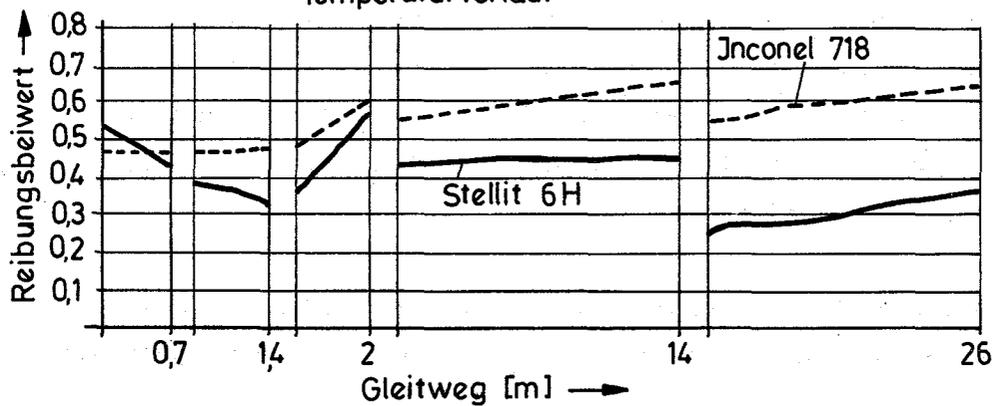
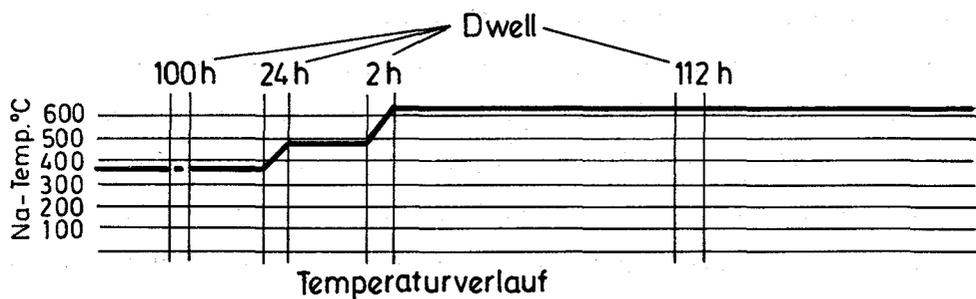
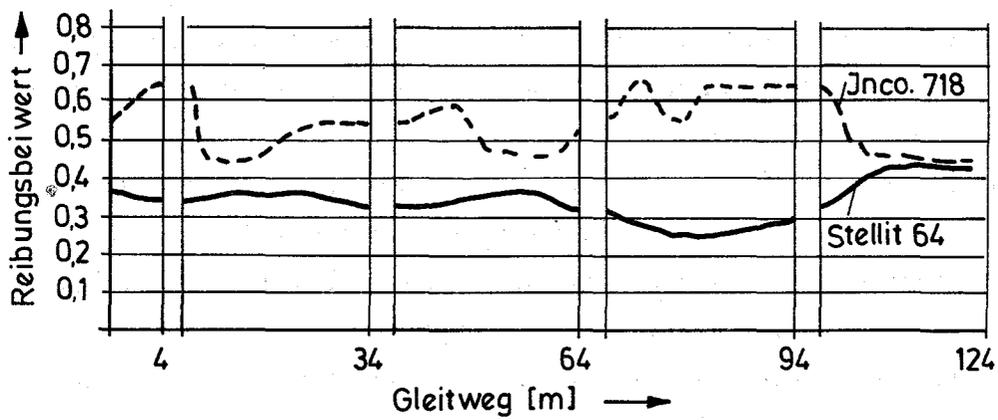
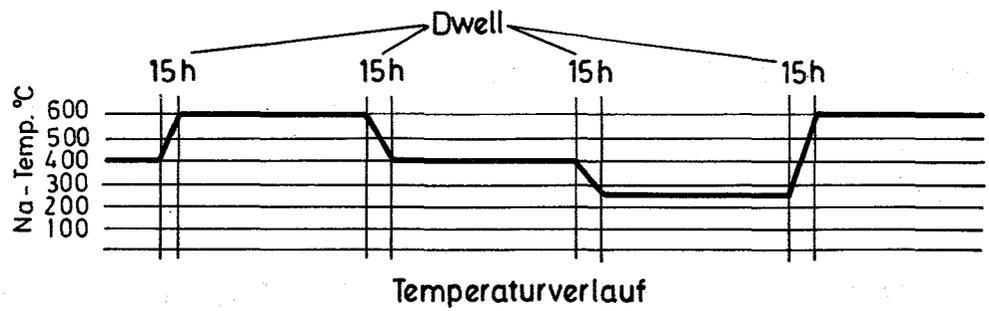


Abb.1 Reibungsbeiwerte von Inconel 718 und Stellite 6H in Na variable Zwischenkorrosion (Dwell)

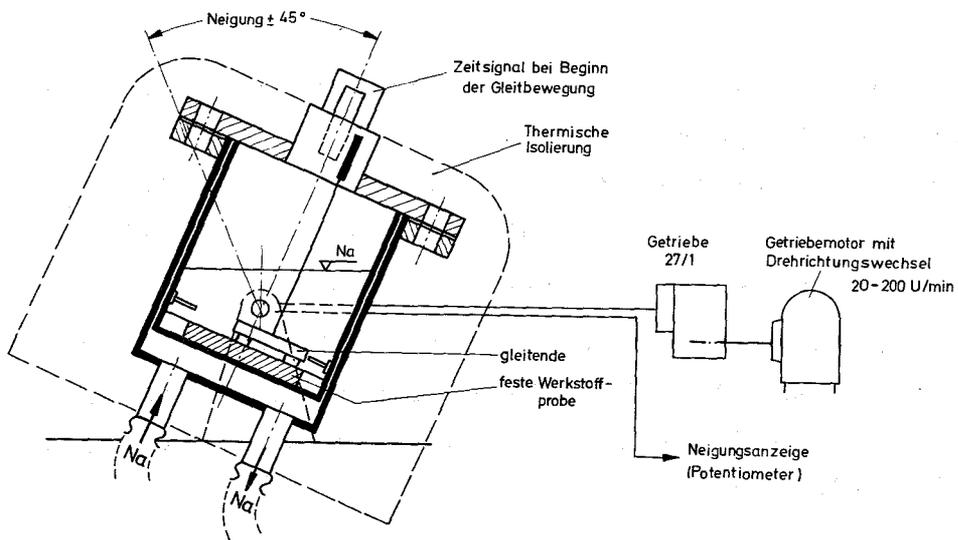


Abb. 2 Teststrecke zur Ermittlung von Haftreibungskoeffizienten in Na.  
(kippende Ebene)

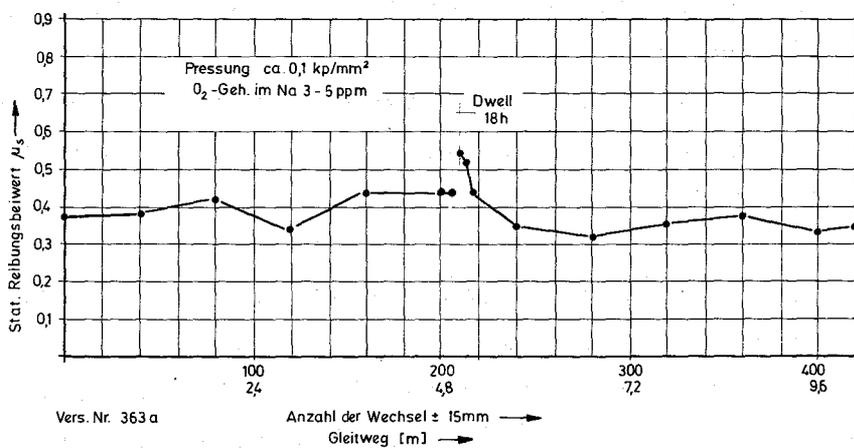


Abb. 3 Statischer Reibungskoeffizient von Stellite 6 in Na  
Teststrecke 5 Ti, Vorkorrosion 6500 h

1.26.32 Untersuchungen im exzentrischen Ringraum \*

(D. Weinberg, D. Ulmanu, IRB)

Die Untersuchungen zu diesem Vorhaben konzentrierten sich auf folgende Punkte:

1. Bestimmung der Geschwindigkeitsprofile im zentrisch/exzentrischen Ringraum in Wasser.  
An Hand des folgenden Beispiels, Abb. 4 - 7, ( $r_1/r_2 = 0,25$ ;  $\epsilon = 0,25; 0,30$ ;  $Re = 34 \cdot 10^3$ ;  $1/dh = 15, 38, 52$ ) sind die wichtigsten allgemeingültigen Ergebnisse:
  - Das Geschwindigkeitsprofil zeigt die bekannte unsymmetrische Form. Die maximale Geschwindigkeit im engen Spalt ( $\psi = 180^\circ$ ) liegt gegenüber der im weiten Spalt um 20% niedriger.
  - Der Ort des Geschwindigkeitsmaximums erfährt im hydraulischen Einlauf eine Veränderung:  
Im engen Spalt ( $\psi = 180^\circ$ ) wandert es entlang der Einlauf-länge vom Innenstab weg. Im weiten Spalt ( $\psi = 0^\circ$ ) ist die umgekehrte Tendenz festzustellen.
  - Der hydraulische Einlauf wird durch das Radienverhältnis und die Exzentrizität bestimmt.  
Die Messungen zeigen für das angegebene Beispiel im Gegensatz zu V.K. Jonsson / 1 / bei  $1/dh = 52$  noch keinen eingelaufenen Zustand.
  
2. Bestimmung einer Wärmeübergangscharakteristik für die Eichung von zylindrischen Heißfilmsonden in Wasserströmung.  
Zur Eichung von Heißfilmsonden bei konstanter Fluidtemperatur bedient man sich der funktionellen Abhängigkeit der Anemometer-Spannung  $V$  von der Geschwindigkeit  $v$ , z.B. des Kingschen Gesetzes  $V^2 = A + B v^{0,5}$ .

---

\* BzFE-Nr. 451.8. Letzter Beitrag in KFK 1274/4, S.126-4

Da schon geringe Temperaturschwankungen bei Wasserströmung erhebliche Auswirkungen auf die Anemometer-Spannung infolge Änderungen der Stoffdaten haben, muß der Zusammenhang in der Form  $v^2 = f(T, v)$  dargestellt werden.

Für eine praktische Handhabung wählten wir für jede einzelne Geschwindigkeit die Gleichung in der vereinfachten Form

$$v^2 = A + B (\Delta T)^c$$

Es bedeuten:

V	Anemometer-Spannung
A, B	Sondengrößen, durch Eichung zu bestimmen
$\Delta T$	Temperaturdifferenz Heißfilm-Medium
c	empirischer Exponent
v	Fluidgeschwindigkeit

Der Exponent c wurde experimentell für zylindrische Heißfilmsonden bestimmt, er ist für verschiedene Geschwindigkeitsbereiche konstant und wird in /2/ angegeben.

Die unter den Punkten 1. und 2. aufgeführten Ergebnisse wurden abgeschlossen und werden dokumentiert / 2 /, / 3 /.

Die noch durchzuführenden Versuche haben zum Ziel:

1. Im mit Natrium axial durchströmten zentrisch/exzentrischen Ringraum werden die Oberflächen-Temperaturvariationen am Umfang des Heizstabes gemessen.
2. Im Natrium werden durch verschiebbare Thermoelemente die Temperaturprofile im Fluid des zentrisch/exzentrischen Ringraums ausgemessen.

Die hierzu notwendigen Test- und Meßeinrichtungen befinden sich kurz vor der Fertigstellung.

/ 2 / D.Ulmanu: Bestimmung der Eichcharakteristik von zylindrischen Heißfilmsonden in Wasser (in Vorbereitung)

/ 3 / D.Weinberg: Messungen zur Geschwindigkeitsverteilung im zentrisch/exzentrischen Ringraum.  
1976 (unveröffentlicht)

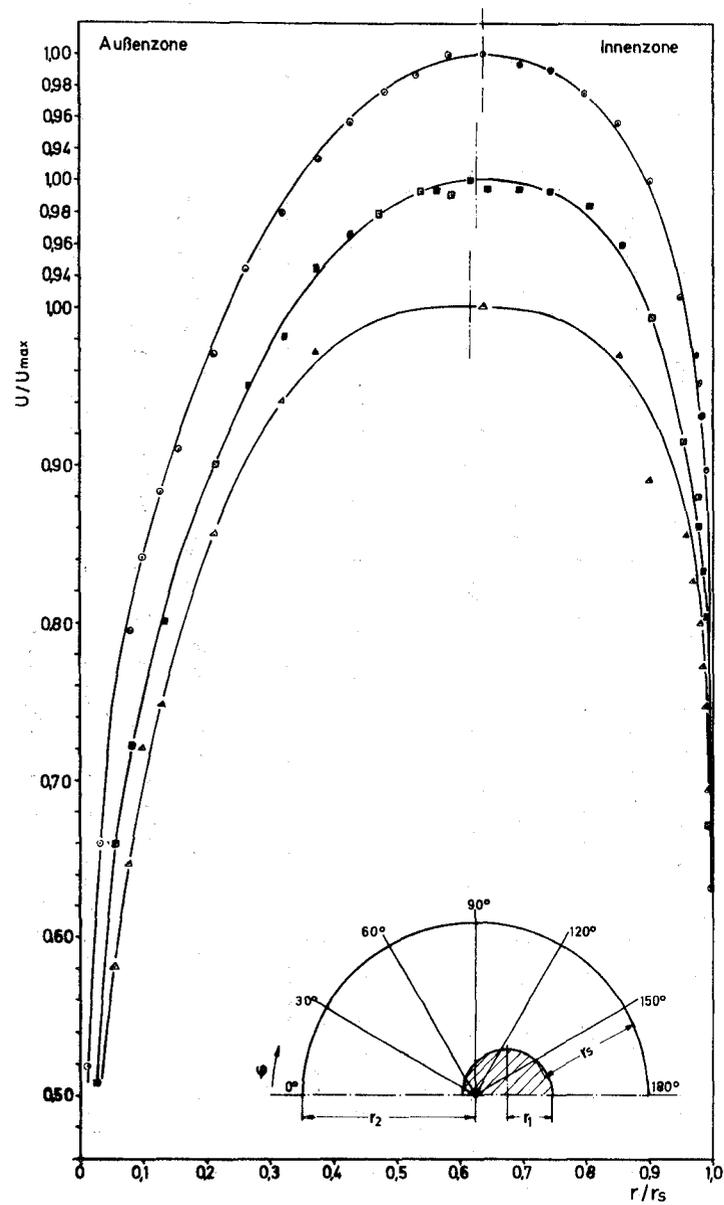


Abb. 4 Geschwindigkeitsprofil im exzentrischen Ringraum  $\psi=0^\circ$   
 $r_1/r_2=0,25; \epsilon=0,25; Re=34,38 \cdot 10^3; l/d_h=150$  ( $\Delta$ ) 378 ( $\square$ ) 520 ( $\circ$ )

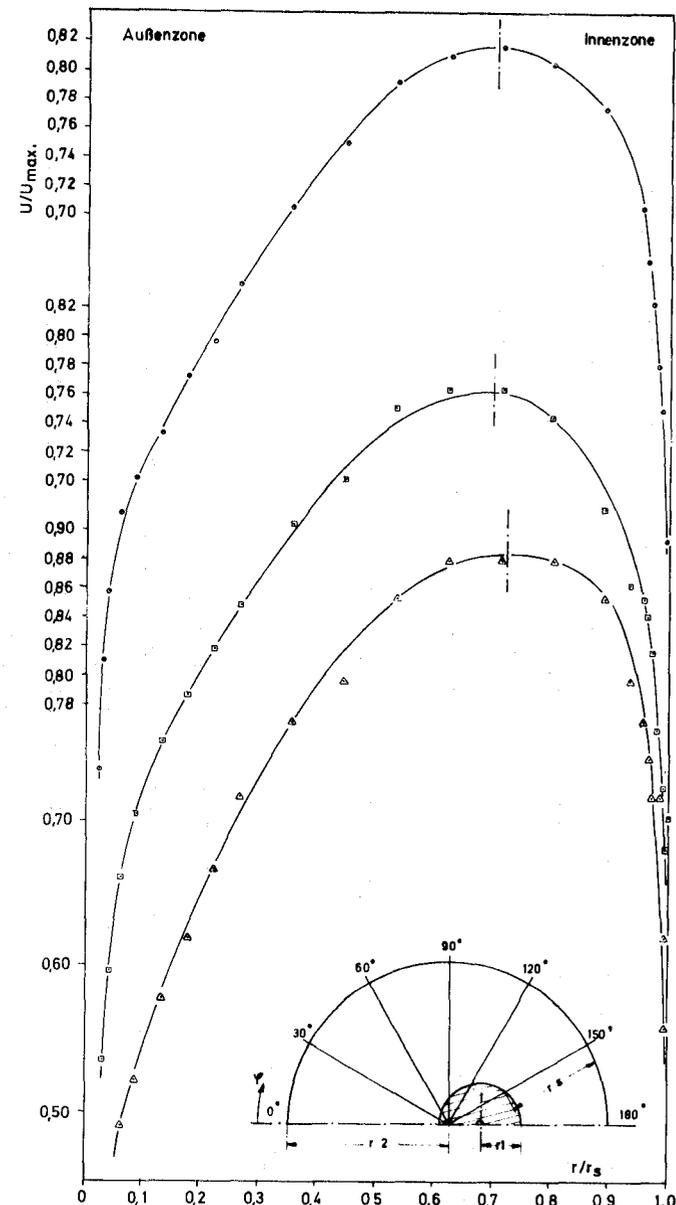


Abb. 5 Geschwindigkeitsprofil im exz. Ringraum  $\Psi=180^\circ$   
 $r_1/r_2=0,25; E=0,25; Re=34,38 \cdot 10^3; l/d_h=150$  ( $\Delta$ ); 378 ( $\square$ ); 520 ( $\circ$ )

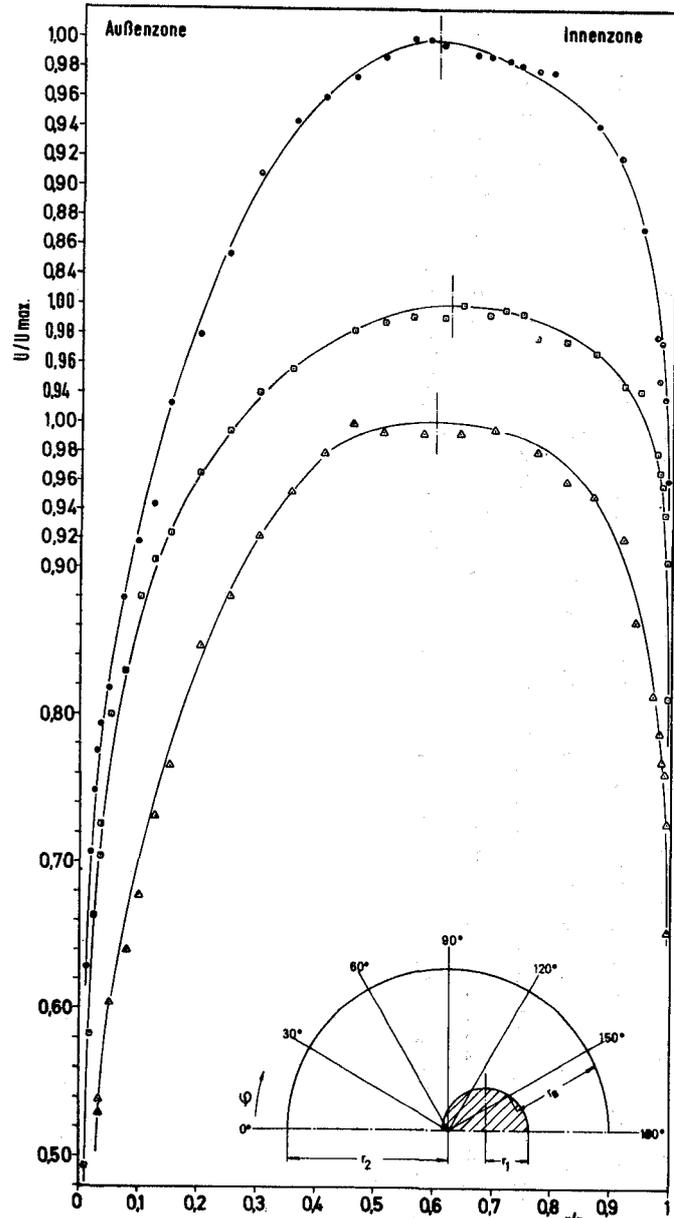


Abb. 6 Geschwindigkeitsprofil im exzentrischen Ringraum  $\varphi = 0^\circ$   
 $r_1/r_2 = 0,25$ ;  $\epsilon = 0,30$ ;  $Re = 34,38 \cdot 10^3$ ;  $l/d_h = 15,0$  ( $\Delta$ ) 37,8 ( $\square$ ) 52,0 ( $\circ$ )

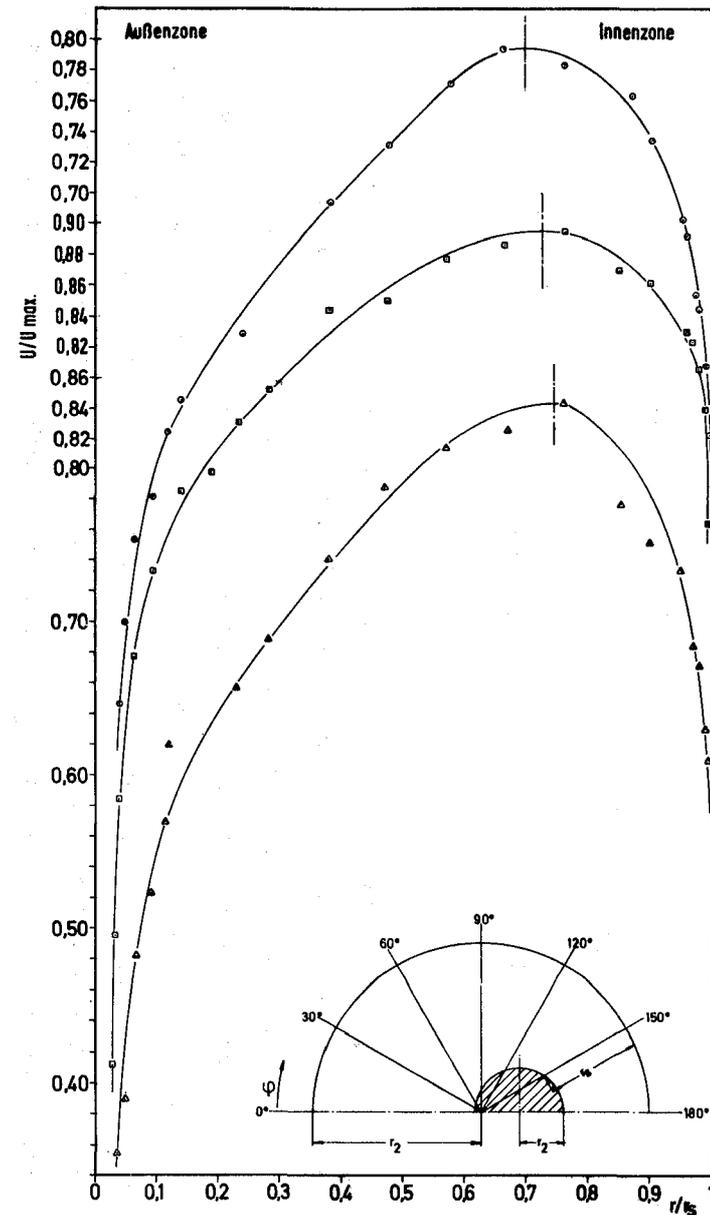


Abb. 7 Geschwindigkeitsprofil im exzentrischen Ringraum  $\varphi = 180^\circ$   
 $r_1/r_2 = 0,25$ ;  $\epsilon = 0,30$ ;  $Re = 34,38 \cdot 10^3$ ;  $l/d_h = 15,0$  ( $\Delta$ ) 37,8 ( $\square$ ) 52,0 ( $\circ$ )

1263.3 Lokale thermo- und fluiddynamische Untersuchungen an Bündelgeometrien \*

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

An einem natriumdurchströmten 19-Stabbündel-Modell wurden in der Versuchsserie I / 1 / axiale Wandtemperatur-Verteilungen im Bereich der funken-erodierten Abstandshalter (AH) gemessen. Die äußerst komplizierten Strömungsverhältnisse im Bereich der gitterförmigen Abstandshalter sind theoretisch bisher nicht darstellbar. Daher liefern diese in Flüssigmetall-Strömung erstmalig durchgeführten Experimente wichtige Erkenntnisse über die lokalen Temperaturverhältnisse im Gitterbereich. Im Experiment wurden 4 funken-erodierte Abstandshalter (Abb. 8) in axialer Richtung relativ zu den in die Heizstabhüllen fest eingebauten BN-Thermoelementen verschoben. Representative Meßergebnisse der ausschließlich durch die AH-Gitter bewirkten axialen Temperaturänderung in den Hüllrohren sind in den Abb. 9 und 10 dargestellt. Querschnitt der Heizstäbe, Lage der Temperaturmeßstellen in der Hüllwand sowie wesentliche Abmessungen und Versuchsdaten sind angegeben.

Abb. 9 zeigt die durch das Gitter hervorgerufenen axialen Temperaturänderungen auf axialen Mantellinien des Hüllrohres unter den Abstützstegen des 15 mm hohen Gitters (TE Nr. 75, 78, 92). Man erkennt erhebliche Temperaturerhöhungen mit steilen Gradienten innerhalb des Gitters. Die örtlichen Temperaturspitzen liegen für  $\bar{q} = 73 \text{ W/cm}^2$  und  $Pe = 346$  zwischen 5 und 8 K Erhöhung.

Abb. 10 zeigt entsprechende axiale Temperaturänderungen in der Hüllwand noch im Bereich des stützenden Gittersteges (TE Nr. 24, 48, 60).

Man erkennt hieraus sehr klar, daß die Hüllwandtemperatur in axialer Richtung in jenen Bereichen stark vom AH-Gitter beeinflußt wird, wo sich Gittersteg und Hüllrohr berühren bzw. geringe Spalte mit praktisch stagnierendem Natrium bilden.

\* BzFE-Nr. 451.1

Die geplanten Messungen der azimuthalen Temperaturverteilung innerhalb der Abstandshalter werden weitere Aufschlüsse liefern.

Zusammenfassend können derzeit folgende Feststellungen getroffen werden:

- Deutliche axiale Temperaturerhöhungen werden durch die Gitterabstützpunkte erzeugt. Die Temperaturerhöhungen sind jedoch nicht auf die eigentlichen Abstützpunkte beschränkt, sondern erstrecken sich über den größten Teil der Gitterhöhe mit steilen Temperaturgradienten am oberen und unteren Gitterende.
- Der Einfluß des Gitters auf die Hüllwandtemperaturen der Stäbe scheint nach etwa 2 Gitterhöhen in Strömungsrichtung abgeklungen zu sein.
- Die der freien Na-Strömung zugänglichen Hüllrohrabschnitte weisen innerhalb des Gitters nur unbedeutende Temperaturänderungen auf. In dieser Erkenntnis liegt ein wichtiger Hinweis für die Konstruktionsprinzipien eines gitterförmigen Abstandshalters und die Grenzen seiner Einsetzbarkeit bei kleinen Stabteilungsverhältnissen.
- Eine zuverlässige Extrapolation der gemessenen Temperaturänderungen auf die Verhältnisse im SNR-300-Brennelement ist z.Zt. noch nicht möglich, zunächst müssen weitere Parameter im Experiment untersucht werden. In erster Näherung dürften die örtlichen Temperaturerhöhungen innerhalb des Gitters mit der Wärmestromdichte linear ansteigen.
- Die Fortsetzung laufender Untersuchungen zu dieser Thematik ist notwendig.

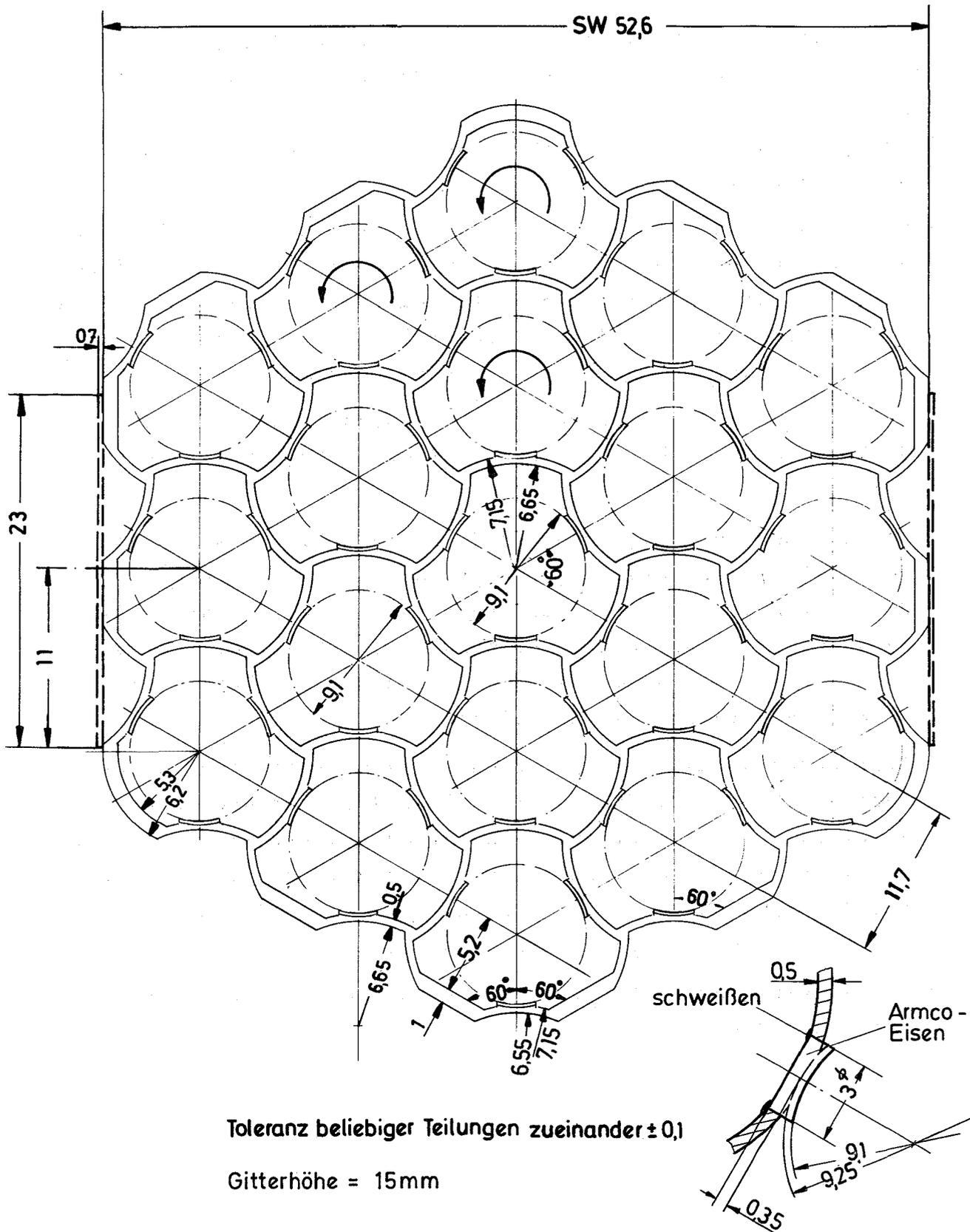
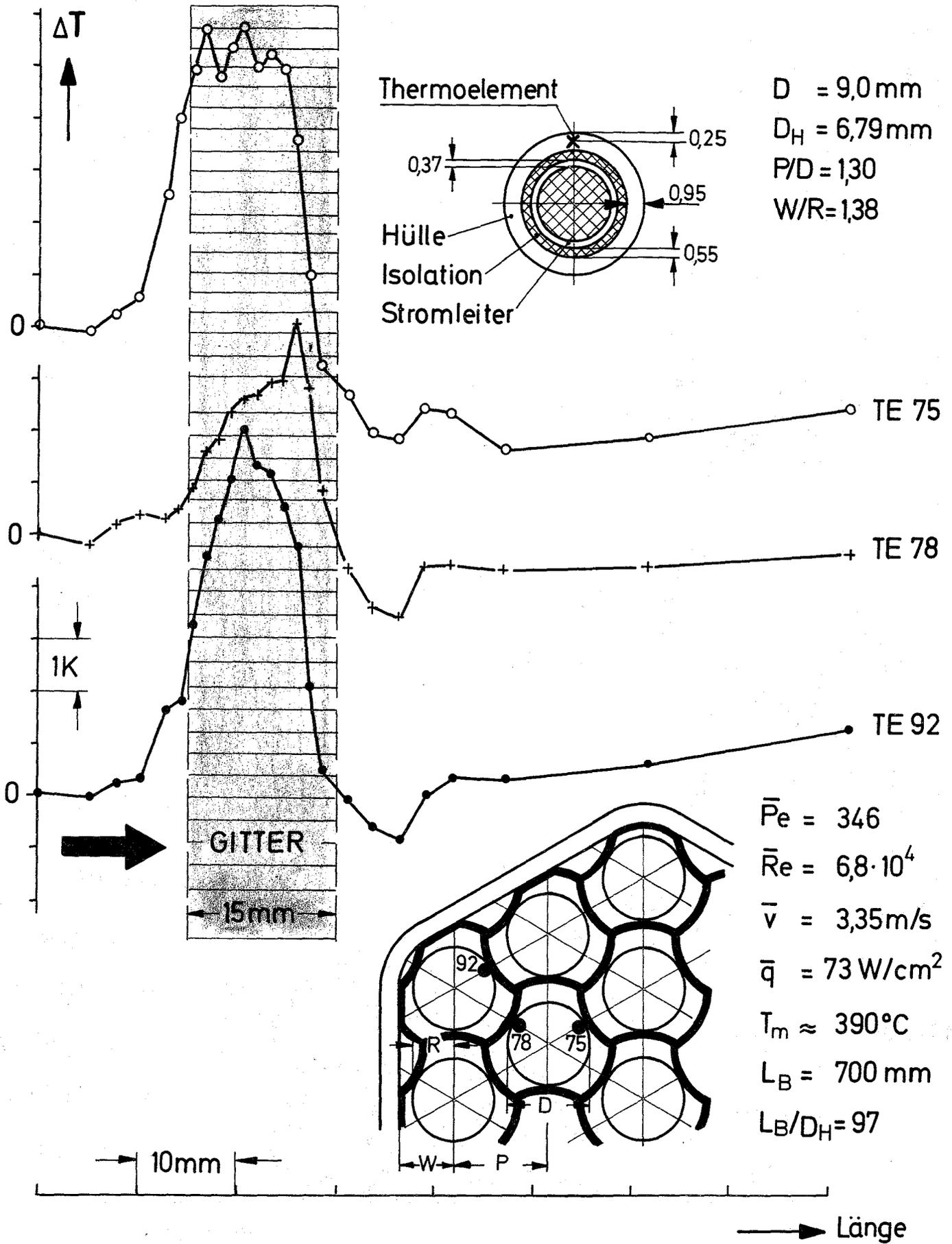
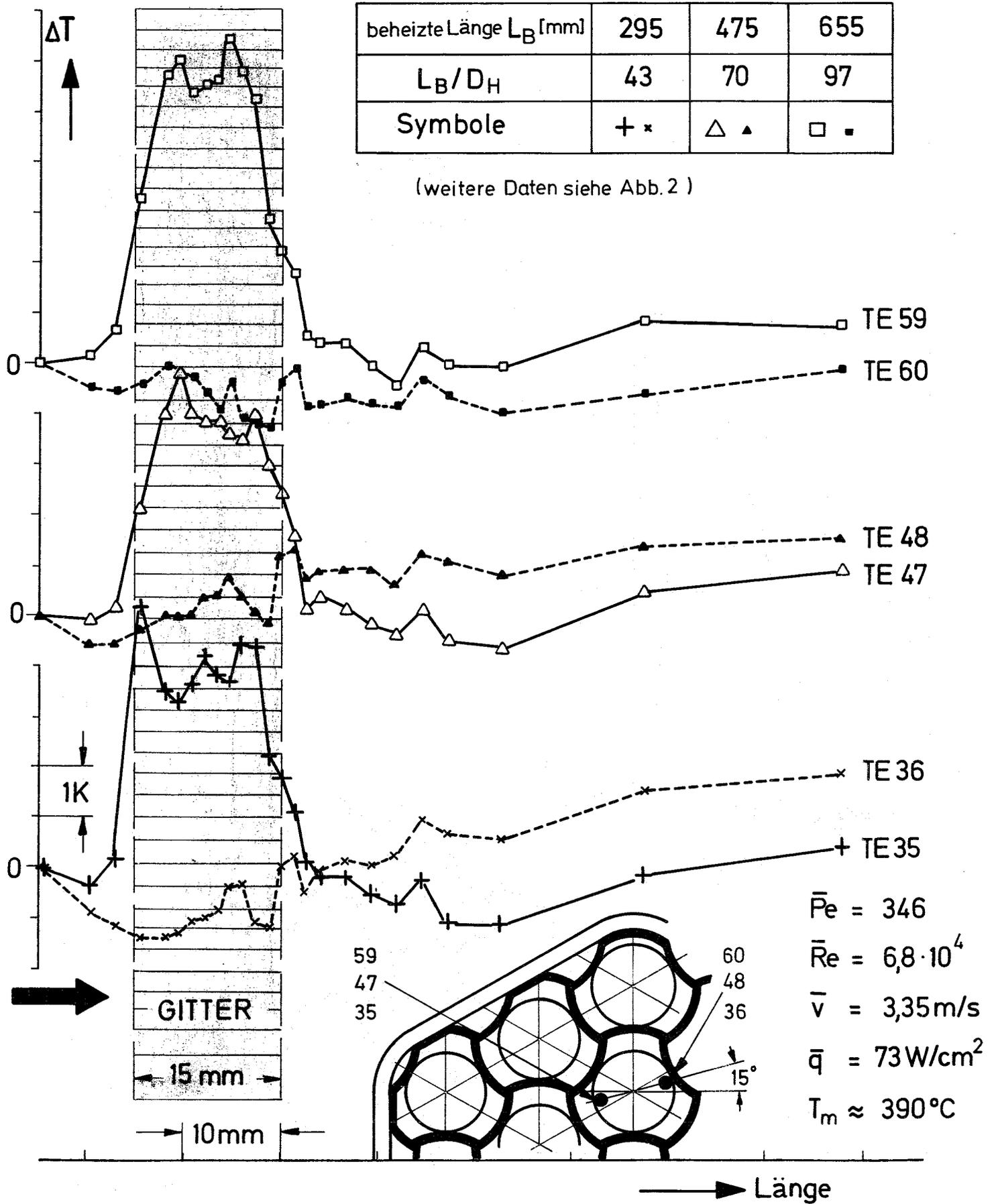


Abb. 8 Funkenerodierter Abstandshalter



GfK-IRB	Axiale Änderung der Hüllwand-Temperatur durch funkenerradierte Abstandshalter (19 - Stabbündel - Modellexperiment)	
		Abb. 9



GfK-IRB	Axiale Änderung der Hüllwand-Temperatur durch funkenerrodierte Abstandshalter (19-Stabbündel - Modellexperiment)	
		Abb. 10

1263.7 Einfluß von Gasblasen auf die Temperaturverteilung einer thermisch hochbelasteten Oberfläche in einer Natriumströmung\*

(K. Marten, K. Rust, E. Baumgärtner, IRB)

Um den Einfluß der Geschwindigkeit des Natrium-Gas-Gemisches, des Gasblasenanteils und die Länge der Gasblasen auf die Stabtemperaturen zu untersuchen, wurde ein theoretisches Modell entwickelt. Hierbei wurde die zeitliche Änderung der Flüssigkeitseenthalpie und damit die Temperaturänderung in einem Stab unter Verwendung der Lagrange'schen Betrachtungsweise bestimmt. Zum Nachweis der Gültigkeit der in /1/ beschriebenen Modellvorstellungen wurden Experimente durchgeführt.

Für diese Experimente wurde die in Abb.11 dargestellte, vom IRE (2) für Siedeexperimente konzipierte Versuchsanordnung einschließlich der Instrumentierung verwendet. Die 7 indirekt elektrisch beheizten Stäbe (3) mit einem Durchmesser von 6 mm sind hexagonal mit einem Stabmittenabstand von 7,9 mm durch gitterförmige Abstandhalter in dem Führungsrohr fixiert. Die beheizte Länge der Stäbe beträgt 600 mm. Die Instrumentierung des von unten nach oben durchströmten Bündels besteht aus Durchflußmessern am Ein- und Austritt der Teststrecke, MgO-isolierten Thermoelementen in den Hüllrohren und in den Kühlkanälen sowie Blasendetektoren (Chen-Sonden). Die Meßfühler sind in mehreren Meßebenen angeordnet. Das Gas (Argon) und das Natrium werden über eine Einströmkammer eingespeist.

In den Versuchen wurden folgende Einflußgrößen variiert:

- Die Wärmestromdichte von 45 bis  $139 \text{ W/cm}^2$ ,
- der Natriumdurchsatz von 0,1 bis 0,55 hg/sec und
- der Gasanteil in der Strömung von 20 bis 55%.

Für den Vergleich von rechnerisch und experimentell ermittelten Ergebnissen wurde der in Abb.12 im Querschnitt dargestellte Heizstab verwendet.

In dieser Abbildung sind in Abhängigkeit von der Zeit die Temperaturen an der Staboberfläche und in verschiedenen Schichttiefen des Hüllrohres aufgetragen, die sich beispielsweise ergeben bei einer Wärmestromdichte von  $45,1 \text{ W/cm}^2$ , einer mittleren Kühlmitteltemperatur von 817 K, einer Strömungsgeschwindigkeit von 1,03 m/sec,

\* BzFE - Nr. 451.1

einem Gasblasenanteil von 53,4% und einer Blasenlänge von 6 cm. Diese Blasenlänge wurde bei dem vergleichbaren Versuch am häufigsten beobachtet. Für diese Blasenlänge wurden die Temperaturschwankungen im quasistationären Zustand bestimmt. Ausgehend von einem derartigen Temperaturfeld im Stab wurde die instationäre Temperaturverteilung untersucht, die sich ergibt, wenn plötzlich eine 14 cm lange Gasblase von der Strömung mitgeführt wird. Größere Gasblasen wurden in den korrespondierenden Versuch nicht registriert.

Im einzelnen ergaben sich aus der Rechnung und dem Experiment folgende Temperaturschwankungen:

Abstand von der Staboberfläche [mm]	Temperaturschwankungen [K] + aus Versuch Nr. 77	
	Blasenlänge 6 cm  (nach Beendigung des "Anlaufvor- ganges")	Blasenlänge 14 cm
0	19	29
0,125	16	26
0,250 (Meßstelle)	13      10 <sup>+</sup>	23      20 <sup>+</sup>
0,375	10	21

Bei der Berücksichtigung eines Natriumrestfilmes von 0,1 mm zwischen der Staboberfläche und der Gasblase wurden die Temperaturschwankungen, wie die Rechnungen ergaben, um ca. 10% vermindert.

Sowohl aus den Rechnungen als auch aus den Messungen geht hervor, daß es nur auf die Dauer der durch Gasblasen unterbrochenen Kühlung ankommt. Somit ist das Verhältnis der Gasblasenlänge zur Strömungsgeschwindigkeit kennzeichnend für das transiente Temperaturfeld im Stab. Die Amplitude der Temperaturänderung ist proportional zur Stableistung.

In Abb.3 sind daher die normierten Temperaturamplituden aus der Rechnung und den Experimenten als Funktion der Verweilzeit der Gasblase aufgetragen, wobei der Gasblasenanteil als Parameter variiert wurde.

Die Meßergebnisse werden beeinflußt durch den inneren Aufbau der Stäbe, die Lage der Thermoelemente und deren Ansprechzeit. Trotz der Vernachlässigung dieser Einflußgrößen und der Vereinfachungen bei der modellmäßigen Beschreibung der thermodynamischen Vorgänge stimmen die Ergebnisse aus den Messungen und den Rechnungen gut überein. Die im Betriebszustand zu erwartenden Temperaturschwankungen an den thermisch belasteten Hüllrohroberflächen sind damit abschätzbar.

- Literatur: /1/ K. Rust: KFK - 1275/3, S. 126-17  
 /2/ K. Schleisiek: Bericht 140, Reaktortagung 1975  
 /2/ V. Casal: KFK - 1275/3, S. 126-14

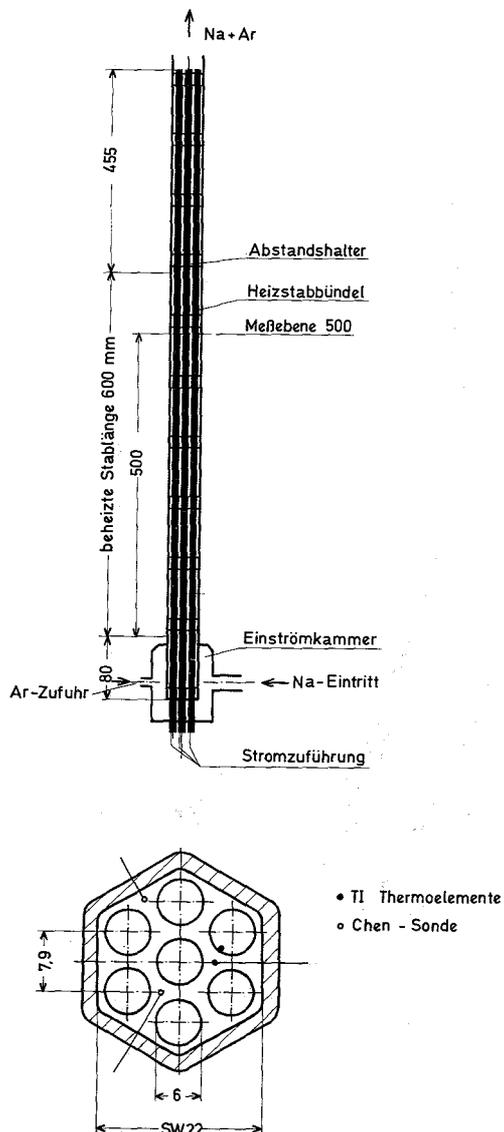


Abb.11. Teststrecke

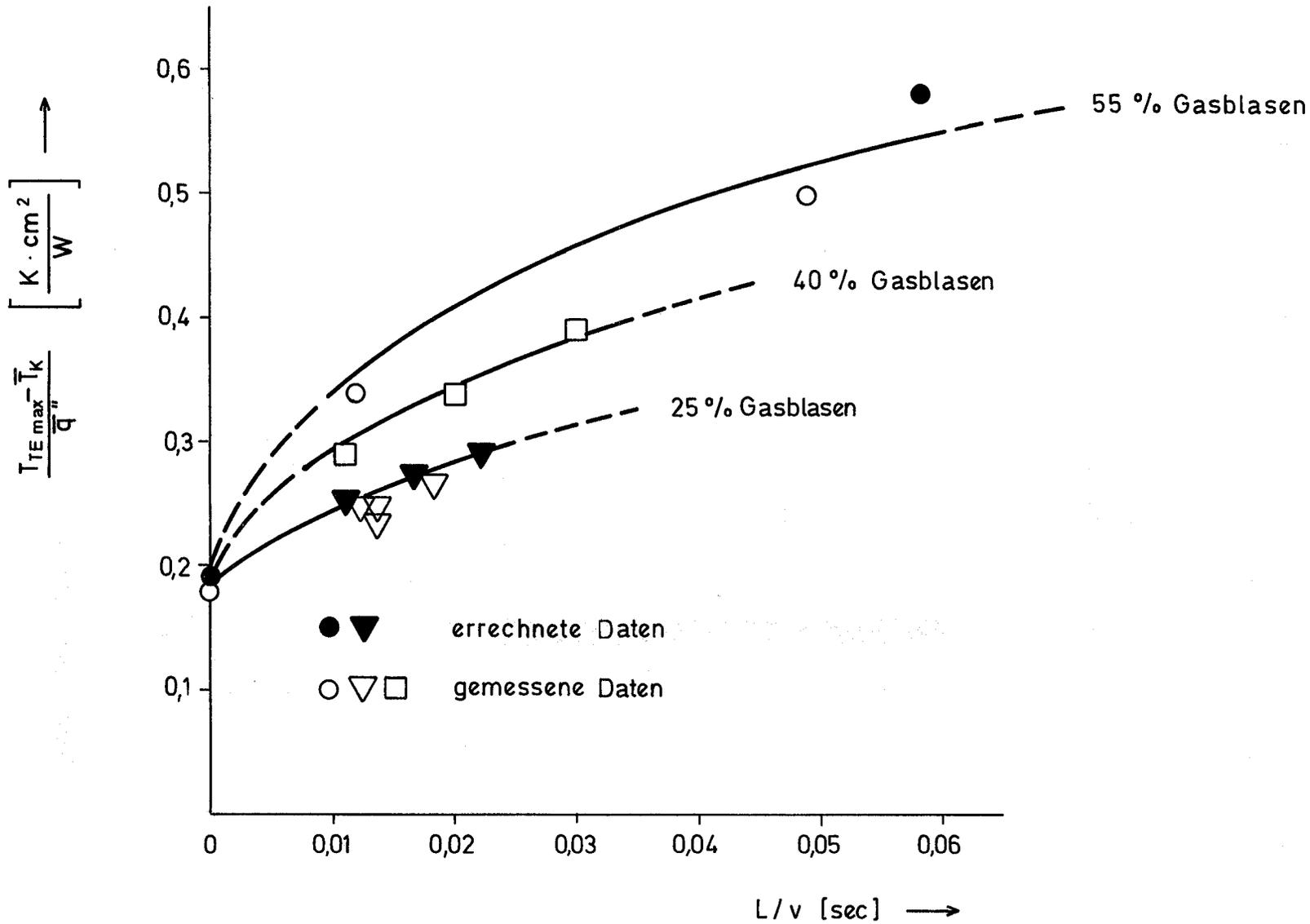


Abb.13 Hüllrohrtemperaturen als Funktion des Verhältnisses Gasblasenlänge zur Strömungsgeschwindigkeit

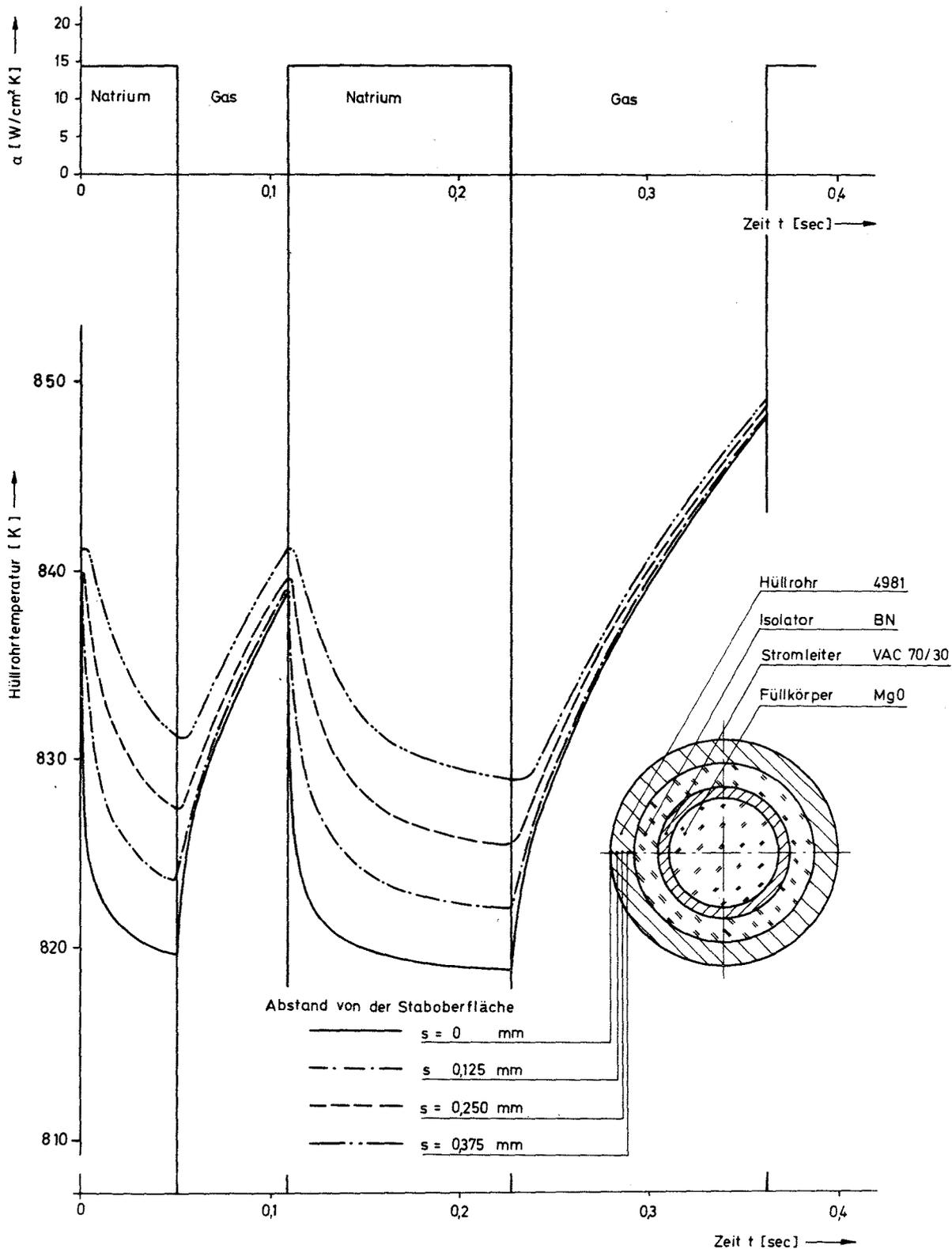


Abb.12 Temperaturprofil in der Hülle des Heizstabes beim Übergang von einer 6cm auf eine 14cm lange Gasblase



127 THERMO- UND FLUIDDYNAMISCHE VERSUCHE IN GAS1271 Arbeiten an den wärmetechnischen Versuchsständen1271.1 Arbeiten für gasgekühlte schnelle Brüter

Thermo- und fluiddynamische Untersuchungen an einem  
Stabbündel mit 12 Stäben (MOL-Kalibrierelement)<sup>G</sup>  
(J. Marek, E. Mensinger, K. Rehme, A. Roth, INR)

Am Heliumversuchsstand des INR wurden die experimentellen Untersuchungen des thermo- und fluiddynamischen Verhaltens eines 12-Stabbündels weitergeführt. Das Stabbündel ist ein Kalibrierelement für den Bestrahlungsversuch im BR-2 in MOL.

Aufgrund der Ergebnisse der ersten Testserie (KFK 1275/2) hatte sich eine Temperaturdifferenz zwischen der kälteren Zentralzone und der Wandzone von maximal 110 K ergeben. Darüberhinaus war der Druckverlust des Stabbündels sehr groß. Deshalb wurde eine zweite Versuchsserie mit Helium als Kühlmittel gefahren, wobei die Abstandshalter geändert waren, und zwar war die Einlaufkante abgeschrägt. Die Ergebnisse dieser zweiten Versuchsserie (13 isotherme und 31 Versuche mit Beheizung) zeigten allerdings gegenüber den Resultaten der ursprünglichen Versuchsserie kaum Unterschiede. Der Hauptgrund für den gleichbleibenden Druckverlust war wohl die Tatsache, daß die abgeschrägten Kanten der Abstandshalter einen Grat aufweisen, wie sich beim Ausbau der Teststrecke zeigte. Hierdurch war die Versperrung des Strömungsquerschnittes noch größer als bei der ursprünglichen Versuchsserie.

Daraufhin wurde das Stabbündel umgebaut in zweierlei Hinsicht: erstens wurde der das Stabbündel umgebende Kanal erweitert, zweitens wurden die Abstandshalter neu konstruiert und zwar so, daß die Versperrung des Strömungsquerschnittes in den Stab- und Wandkanälen möglichst gleichmäßig und insgesamt geringer als bei den Serien I und II war.

Eine dritte Versuchsserie mit Helium wurde mit dem so veränderten Stabbündel gefahren (13 isotherme und 19 Versuche mit Beheizung). Als wesentliches Ergebnis stellte sich heraus, daß die bei den Serien I und II auftretende Temperaturdifferenz von  $\sim 110$  K sich jetzt umgekehrt hatte, inso-

<sup>G</sup> Letzter Bericht 1275/2, S. 127-1

fern als sich maximal eine Temperaturdifferenz von 100 K ergab, wobei jetzt in der Zentralzone die Temperaturen höher waren.

Durch den neu angefertigten Abstandshalter mit gut abgerundeten Anströmkannten wurde der Druckverlust im Stabbündel außerdem merklich gesenkt.

Abb. 1 zeigt die ermittelten Gesamtdruckverlustbeiwerte. Auffällig ist, daß die isothermen Druckverlustbeiwerte 10 - 15 % höher sind als die bei den Versuchen mit Heizung. Wegen der geringeren Versperrung des Strömungsquerschnitts und der guten Abrundungen ergibt sich gegenüber der Meßreihe I für  $Re > 3 \cdot 10^4$ , daß der Druckverlustbeiwert  $\sim 12.5$  % kleiner ist bei den isothermen Versuchen und etwa 19 % kleiner bei den Versuchen mit Heizung.

Die Nusselt-Zahlen wurden wiederum für den Zentralkanal berechnet (s. KFK 1275/2) und sind als  $Nu^* (T_E/T_W)^{0.2}$  über der Reynoldszahl in Abb. 2 dargestellt. Während bei der Meßreihe I die Nusseltzahlen etwa  $2.6 \div 3$  mal höher als die Kreisrohrwerte lagen, ergibt sich für die geänderte Teststrecke nur noch ein Faktor  $1.6 \div 2$  auf die Kreisrohrwerte. In der gleichen Abbildung sind ebenfalls die Nusseltzahlen dargestellt, die sich aus einer weiteren Versuchsreihe mit Stickstoff statt Helium ergaben.

Diese  $N_2$ -Daten sind für die Position  $x = 624.6$  mm etwa 21 % und für  $x = 824.6$  mm etwa 25 % höher als die Nusseltzahlen für Helium. Der Einfluß der unterschiedlichen Prandtl-Zahl auf die Nusseltzahlen ist

$$\frac{Nu_{N_2}}{Nu_{He}} = \left( \frac{Pr_{N_2}}{Pr_{He}} \right)^n = \left( \frac{0.718}{0.667} \right)^n.$$

Je nachdem der Exponent  $n$  zu 0.4 bzw. 0.6 gewählt wird, ergibt sich für Stickstoff eine um 3 oder 4.5 % höhere Nusseltzahl gegenüber Helium. Ein anderer Effekt ergibt sich aufgrund der unterschiedlichen Wärmeleitzahlen der beiden Gase. Nach /1/ ist für rauhe Rohre die maßgebende Größe für die Wirksamkeit der Rauigkeit die Biot-Zahl

$$Bi = St \cdot Re \cdot Pr \frac{h}{d_h} \cdot \frac{\lambda_G}{\lambda_M},$$

wobei  $h$  die Rauigkeitshöhe,  $d_h$  der hydraulische Durchmesser,  $\lambda_G$  die Wärmeleitfähigkeit des Gases und  $\lambda_M$  die Wärmeleitfähigkeit der Metallwand ist.

Mit

$$St = \frac{Nu}{Re Pr}$$

wird

$$Bi = Nu \frac{h}{d_h} \frac{\lambda_G}{\lambda_M}$$

Unter Verwendung der in /1/ angegebenen Diagramme zur Berechnung der unterschiedlichen Wirksamkeit E ergibt sich

$$\frac{E_{N_2}}{E_{He}} = 1.05$$

d.h. daß die Nusseltzahl bei  $N_2$  etwa 5 % höher liegt als bei Helium. Beide Effekte zusammengenommen können die Differenz von 21 - 25 % zwischen den Nusseltzahlen bei Kühlung mit Stickstoff oder Helium nicht erklären. Es scheint daher notwendig zu sein, Einfluß verschiedener Kühlgase auf die Wärmeübertragung genauer zu untersuchen, da alle grundlegenden Untersuchungen an künstlichen Rauigkeiten mit Luft durchgeführt werden (80 %  $N_2$ ), die später auf Helium übertragen werden müssen.

Erwähnenswert ist außerdem, daß die Teststrecke (MOL-Kalibrierelement gefertigt durch KWU-Erlangen) bislang 50 isotherme und 110 Versuche mit Heizung ohne Schwierigkeiten überstanden hat. Die bei den Versuchen erreichte Stableistung betrug maximal 460 W/cm, was einer Flächenleistung von 585 W/cm<sup>2</sup> entspricht. Die gemessene maximale Wandtemperatur betrug 790°C.

#### Literatur:

/1/ P.L. Mantle, A.R. Freeman and J. Watts, Conductivity Effects on Ribbed Surface Heat Transfer, Int. J. Heat Mass Transfer 14, 1825-1834 (1971).

#### Veröffentlichung im Berichtszeitraum:

(1) K. Rehme, Turbulence measurements in smooth concentric annuli with small radius ratios. J. Fluid Mech. 72, 189-206 (1975)

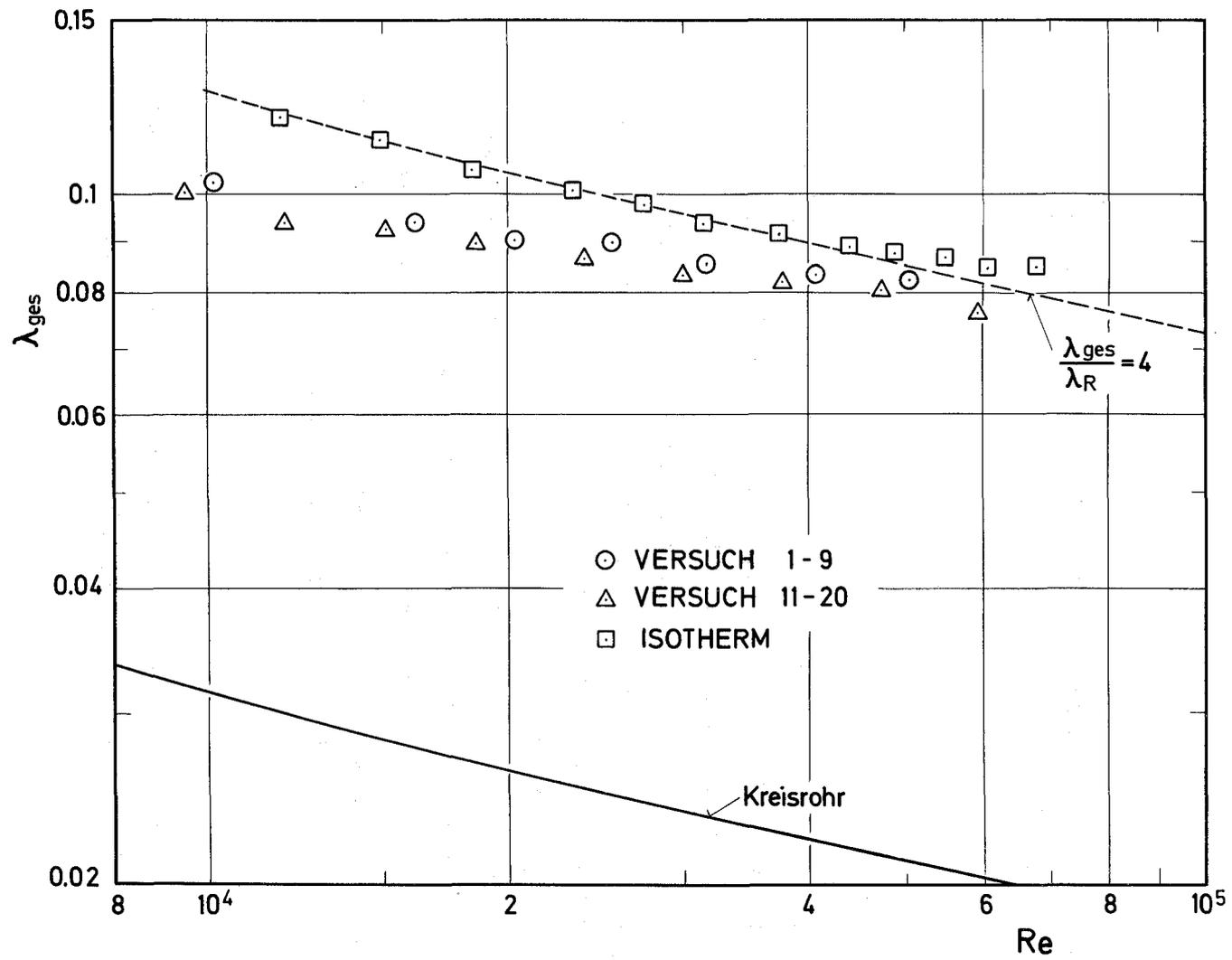


Abb. 1 Gemessener Gesamtdruckverlustbeiwert als Funktion der Reynoldszahl

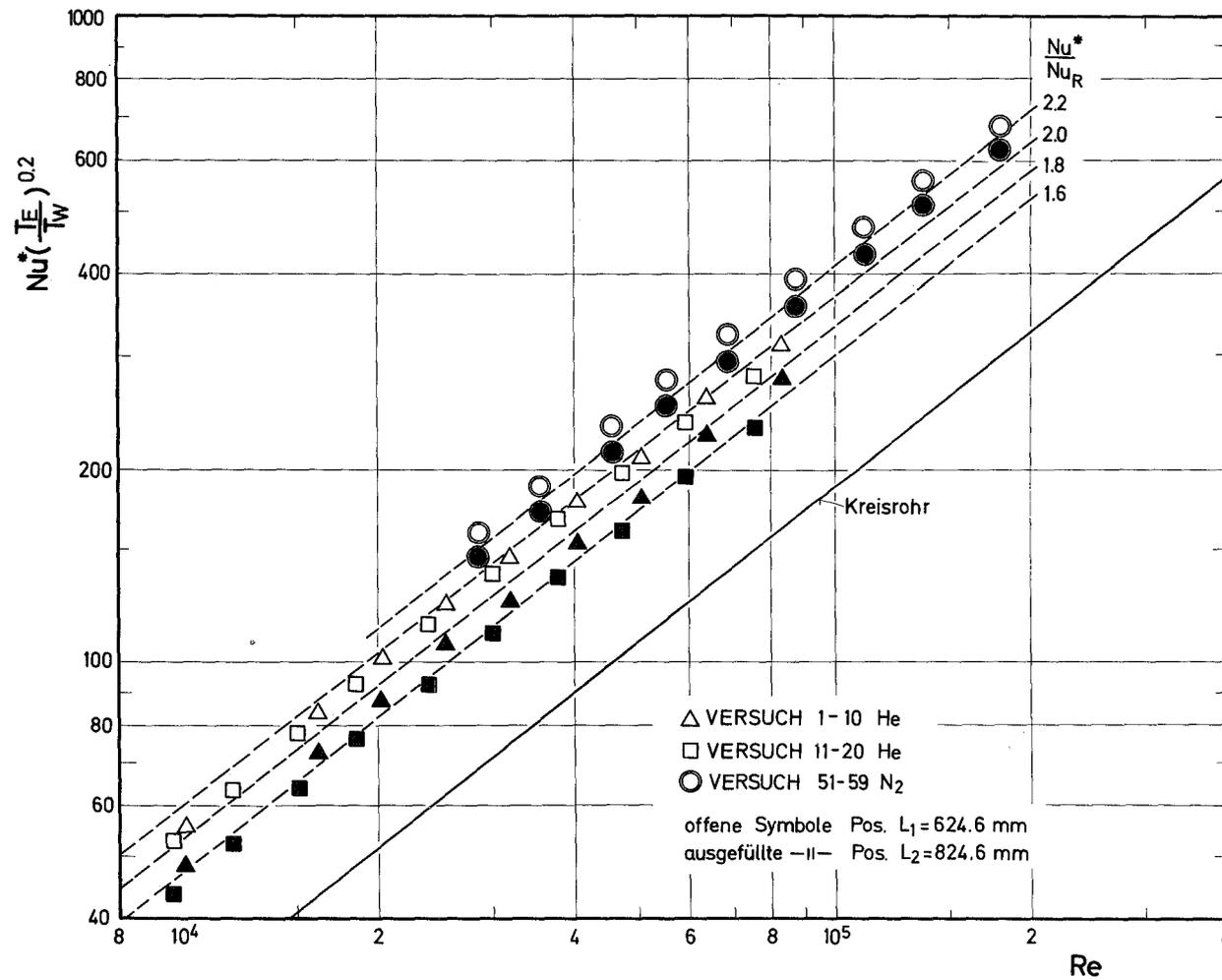


Abb. 2 Gemessene Nusseltzahlen bezogen auf die Zentralkanäle als Funktion der Reynoldszahl



128 ENTWURFSTUDIEN FÜR GASGEKÜHLTE BRUTREAKTOREN1281 Studien zu gasgekühlten schnellen ReaktorenCore-Catcher-Kühlung für einen gasgekühlten schnellen Brüter<sup>G</sup>

(M.Dalle Donne, S.Dorner, K.Schretzmann, INR)

1. Einleitung

Das Niederschmelzen eines Reaktorkernes wird bislang als so unwahrscheinlich angesehen, daß man es nicht als Auslegungsunfall betrachtet hat. Um das Restrisiko eines solchen hypothetischen Unfalles abzudecken, wird bei der Konzipierung eines gasgekühlten schnellen Brüters das Auffangen und Kühlen des niedergeschmolzenen Kerns in einer Auffangwanne - Core-Catcher - mituntersucht.

Eine differenzierte Betrachtung der Reaktoren mit verschiedenen Kühlmitteln zeigt, daß die dynamischen Vorgänge, die zum Niederschmelzen führen könnten, sehr unterschiedlich sind und verschiedenartige Probleme aufwerfen. In mancher Hinsicht erscheinen die Vorgänge beim heliumgekühlten Brüter weniger komplex. Wegen der geringen Wärmekapazität und der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Heliums käme es auch im Falle eines tropfenweisen Abschmelzens des Kerns nicht zur Kompaktierung des Brennstoffs, da sich bei diesem Vorfall der Brennstoff als Schmelze am Boden der Auffangwanne - des Core-Catchers - verteilt.

2. Ausgangsproblematik

Wegen der geringen Wärmekapazität und der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Heliums kann sich die Kernschmelze eines gasgekühlten schnellen Brüters auch bei intensiver Bodenkühlung bis zu ihrem Siedepunkt aufheizen [1].

Ein Abschmelzen der restlichen Reaktoreinbauten, z.B. der Wärmeschilde durch die Wärmestrahlung, sowie ein unkontrolliertes Durchschmelzen des

<sup>G</sup> Zuletzt berichtet in KFK 1275/1, S.128.1

Reaktorgebäudes kann im Prinzip, wenn keine direkte Kühlung der Einbauten vorgesehen ist, durch:

- a) eine gekühlte Abdeckung und Bodenkühlung oder
- b) durch ein zusätzliches Kühlmittel verhindert werden.

Bei einer gekühlten Abdeckung, d.h. wenn die Schmelze nur durch Wärmestrahlung gekühlt wird, treten neben Materialproblemen auch konstruktionstechnische Fragen auf. So muß die Abdeckung so konstruiert sein, daß gewährleistet ist, daß die heiße Kernmasse möglichst schnell in den abgedeckten Bereich des Core-Catchers gelangt [2]. Es werden auch modifizierte Vorrichtungen dieser Art diskutiert, z.B. eine in mehrere Zellen unterteilte Wanne. Bei allen diskutierten Vorschlägen tauchen entweder konstruktions- oder funktionstechnische Schwierigkeiten auf. Deshalb liegt es nahe, zur Kühlung der Schmelze nach geeigneten Mitteln Ausschau zu halten. Dazu bieten sich an: Wasser, Salzschnmelzen und flüssiges Metall.

### 3. Kühlung mit Wasser

Bei der Kühlung mit Wasser wird eine entsprechende Menge Wasser in die Reaktorkaverne gespült. Der an den erhitzten Reaktoreinbauten und an der Kernschmelze erzeugte Wasserdampf wird an Wärmesenken der Sicherheits-hülle kondensieren und damit den Wärmeabtransport von der Schmelze bewirken. Eine der wichtigsten Fragen in Zusammenhang mit der Wasserkühlung ist die Wasserstofffreisetzung. Dabei spielt die Radiolyse und thermische Dissoziation von Wasser eine geringere Rolle als die chemische Reaktion des Wassers mit den Komponenten der Coreschmelze, insbesondere mit Metall. Die Metall-Wasser-Reaktion kann sehr schnell verlaufen, und daher können größere Mengen Wasserstoff freigesetzt werden. Wird der Wasserstoff auf seinem Wege von der Entstehungsstelle so abgekühlt, daß er bei einem Zusammentreffen mit dem Sauerstoff aus der Containmentluft nicht sofort rekombiniert, wäre eine Knallgasbildung möglich. Die vorhandenen chemisch inerten Gase engen den Zündgrenzenbereich aber ein. So nimmt der Einfluß der nachfolgenden Substanzen in der aufgestellten Rangfolge zu: Ar - N<sub>2</sub> - He - CO<sub>2</sub> - H<sub>2</sub>O. Es steht fest, daß das Helium einen starken Inertisierungseinfluß ausübt, Abb.1.

Bei der Abschätzung des Einflusses des Heliums auf die Zündgrenze des Wasserstoffs in einem Containment ist es erforderlich, die Volumendaten des entsprechenden Reaktors zu beachten. Dabei stellt sich heraus, daß die Konzentration des Sauerstoffs im Containment eines 1000 MWe-Gasbrüters bei vollständigem Gasausgleich auf ca. 8,5% absinkt. Mit dieser Sauerstoffkonzentration befindet man sich an der Grenze der Entflammbarkeit, so daß es auf keinen Fall zu einer Knallgasdetonation kommen kann. Andererseits macht auch die erzeugte Wasserstoffmenge die Erreichung der Zündgrenze unwahrscheinlich. Die theoretischen Untersuchungen des zeitlichen Verlaufs eines Störfalles mit  $H_2$ -Freisetzung bei Leichtwasserreaktoren [4] zeigen, daß zuerst Wasserdampf erzeugt wird und danach eine gleichzeitige Wasserstoff- und Wasserdampfproduktion einsetzt. Nimmt man die gleichen Vorgänge bei einem Coreschmelzen-Unfall eines GSB an, dann folgt, daß der entstehende Wasserdampf die Konzentration des Inertisierungsmittels erhöht. Aber bereits die Tatsache, daß die Wasserstofffreisetzung verzögert und zugleich mit Wasserdampferzeugung einhergeht, sollte es möglich machen, durch Rekombination oder Absorption einer Komponente des Knallgases, d.h. durch Absorption des Sauerstoffs oder Wasserstoffs die Konzentration der Gase stets sicher unterhalb der Zündgrenze zu halten. In Abb.1 und 2 sind die Zündgrenzen von Wasserstoff mit Helium bzw. Luft aus früheren Untersuchungen eingetragen. Damit lassen sich die vorher gemachten Schlußfolgerungen bestätigen.

#### 4. Kühlung mit flüssigem Metall, insbesondere mit Blei

Von den in Frage kommenden Metallen scheiden bei einer eingehenderen Nachprüfung viele aus, z.B. die Alkalimetalle wegen ihrer Aktivität; Zinn, Zink, Indium und Gallium wegen ihrer Korrosivität im flüssigen Zustand gegenüber Stahl. Quecksilber hat eine höhere Dichte als die Kernschmelze, daher würde die Schmelze auf dem Quecksilber schwimmen. Ernsthaft wurde lediglich das Blei als Kühlmittel für eine Kernschmelze ins Gespräch gebracht [6,7]. Nach den Vorstellungen im Battelle Memorial Institut sind zwei Möglichkeiten zur Kernschmelzenkühlung nach dem sog. "Lead-Slurry-Concept" diskutiert worden:

- a) das Blei wird mit Wasser überschichtet,
- b) der Core-Catcher besteht nur aus Blei, ohne Wasser.

In beiden Fällen wird angenommen, daß die oxidische Schmelze, d.h. der Brennstoff im Blei, wegen der ähnlichen Dichten suspendiert. Auch nach den Vorschlägen von C.A.Goetzmann [7] soll die oxidische Phase der Kernschmelze in Blei suspendiert sein. Obwohl die Diskussion über dieses Verfahren noch anhält, können Bedenken gegen diese Verfahren vorgebracht werden, da Dichteänderungen der einzelnen Phasen während und nach dem Kernniederschmelzen nicht auszuschließen sind. Ob sich durch andere Effekte eine Kühlung der Kernschmelze mit flüssigem Metall erreichen läßt, muß noch näher untersucht werden.

### 5. Kühlung mit geschmolzenen Salzen

Die Auswahl eines Salzes als Kühlmittel einer Kernschmelze kann ähnlich erfolgen wie die Auswahl von geschmolzenen Salzen für die Kühlung von Reaktoren. Dabei kämen einige Kriterien ganz in Wegfall, und bei einigen wären geringere Anforderungen zu stellen. Für die Coreschmelze-Kühlung ist ein Salz erforderlich, das bei relativ niedrigen Temperaturen einen hohen Dampfdruck oder aber eine sehr gute Leitfähigkeit aufweist. Im ersten Falle würde der Wärmetransport mittels Verdampfen des Salzes von bzw. aus der Schmelze und Kondensation an vorgesehenen Wärmesenken der Sicherheitshülle bzw. der Wärmetauscher erfolgen, d.h. man hätte einen ähnlichen Vorgang wie bei der Wasserkühlung. Für den zweiten Fall müßten ähnliche Bedingungen geschaffen werden wie bei der Metallkühlung, d.h. das geschmolzene Salz müßte durch Konvektion und gute Wärmeleitung die Nachwärme an die Seitenwände abführen. Die Bedingungen für den zweiten Fall erscheinen nicht erfüllbar.

Die Fluoride und Chloride erscheinen wegen ihrer chemischen Stabilität am geeignetsten und hier insbesondere die ein- und zweiwertigen Salze. Einen relativ niedrigen Schmelz- und Siedepunkt besitzt das Zinkchlorid,  $ZnCl_2$ . Von einem geschmolzenen Salz als Kühlmittel wäre u.a. zu verlangen, daß es keine starke Korrosivität aufweist. Die Wechselwirkung mit den Komponenten der Coreschmelze läßt sich aus den entsprechenden Bildungsenergien abschätzen. Es zeigt sich, daß  $ZnCl_2$  auch von diesem Standpunkt brauchbar erscheint, vgl. Abb.3. Eingehendere Untersuchungen sind noch durchzuführen. Bei der Kühlung mit geschmolzenen Salzen ist auch auf geeignete Gemische hinzuweisen. Unter den Zwei- und Mehrstoffsystemen der Chloride findet man Eutektika mit relativ niedrigen Schmelz-

punkten. Das Salz bzw. Salzgemisch könnte entweder im Core-Catcher bereitgehalten oder nach einem Unfall geeignet zugeführt werden. Die Zufuhr könnte auch durch Pulversprühung erfolgen.

Zusammenfassend ist festzustellen, daß bis jetzt kein bis zur technischen Reife entwickeltes Verfahren zur Kühlung einer Kernschmelze vorliegt. Aber aus den bisherigen Untersuchungen kann geschlossen werden, daß sich dieses Problem lösen läßt.

#### Literatur:

- [1] L.Barleon, M.Dalle Donne, S.Dorner: KFK-1755, EUR-4852c (1972)
- [2] L.Barleon, M.Dalle Donne, S.Dorner: KFK-2036, EUR-4977e (1974)
- [3] R.Wischnewski: Dissertation T.H. Aachen, 1973
- [4] H.Köster: Bericht Nr. 2-12 Inst.f.Kernenergetik, Stuttgart 1975
- [5] H.J.Weise: Statusbericht SB-2, IRRRA Garching 1973
- [6] L.David et al.: BMI-1910 (Battelle Memorial Inst., Juli 1971)
- [7] C.A.Goetzmann: KWU-Erlangen, pers. Mitteilung 25.7.1975.

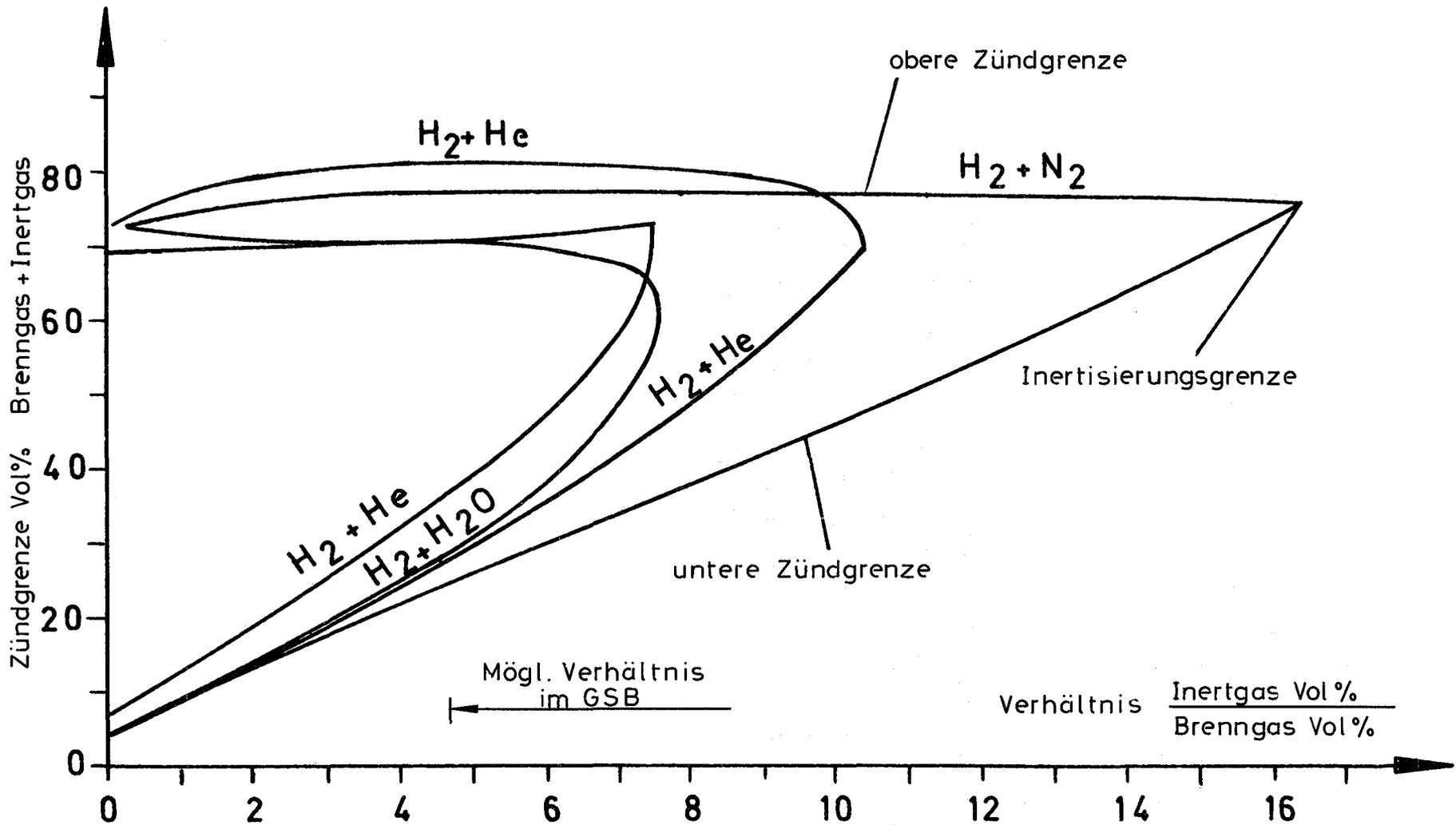


Abb.1 Zündgrenze von Wasserstoff in Luft mit verschiedenen Verdünnungsmitteln [3]



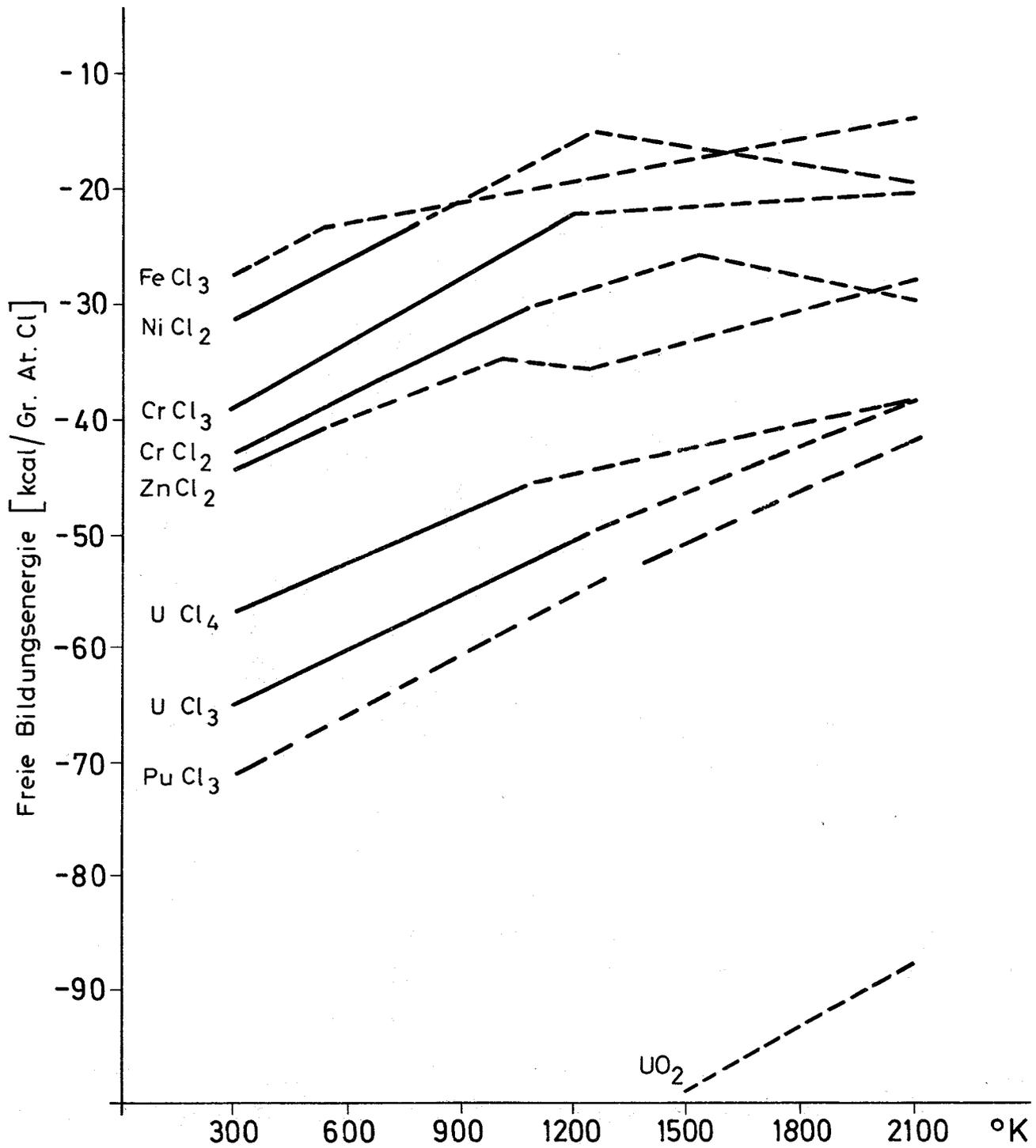


Abb. 3 Freie Bildungsenergie einiger Chloride und UO<sub>2</sub>

Vervollständigung der Mischoxidzustandsgleichung des Core-Disassembly-  
Programms KADIS durch Einbeziehung einphasiger Flüssigkeitsdrücke<sup>G</sup>

(G. Jacobs, INR)

1. Theorie

Die in dem Disassemblyprogramm KADIS verfügbare Zustandsgleichung für Mischoxidbrennstoff /1/ erlaubt nur die Berechnung der Sattedampfdrücke der einzelnen Mischoxidkomponenten. Das Fehlen der hohen Flüssigkeitsdrücke des Brennstoffs im einphasigen Zustand kann in den hydrodynamischen Berechnungen des Programms zu unrealistischen Materialverschiebungen führen. Als Folge davon verschlechtert sich die numerische Stabilität, was den Abbruch der Rechnung bedeuten kann. Dieser Mangel der Zustandsgleichung wurde beseitigt. Dabei wurde weniger Wert darauf gelegt, den einphasigen Zustand des Mehrkomponentensystems (U, Pu)O<sub>2</sub> physikalisch möglichst genau zu erfassen. Vielmehr kam es darauf an, einen hohen, einphasigen Druck zu erzeugen, der die unrealistischen Bewegungen verhindert. Deshalb genügte es, eine altbekannte Berechnungsmethode anzuwenden.

In Anlehnung an die BNWL-Zustandsgleichung, die im Anhang zu ANL 7701 /2/ von A.E. Waltar beschrieben ist, wird für den einphasigen Flüssigkeitsdruck folgende dichteabhängige Druck-Temperatur-Beziehung verwendet:

$$P = \left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{\rho} (T - T_s) + P_s \quad (1)$$

P : einphasiger Flüssigkeitsdruck, atm

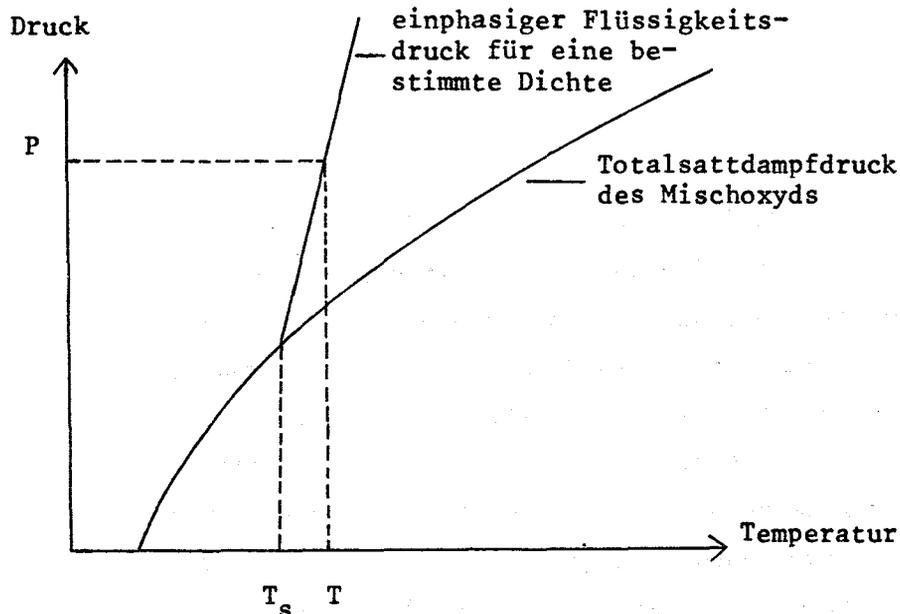
T : Temperatur, K

$\rho$  : Dichte, g/cm<sup>3</sup>

T<sub>s</sub> : Sättigungstemperatur, K

P<sub>s</sub> : Totalsattedampfdruck bei Sättigungstemperatur T<sub>s</sub>, atm

<sup>G</sup> Letzter Beitrag im KFK 1274/4, S. 128-1



$T_s$  ist diejenige Temperatur (siehe Skizze), bei der die Druckkurve bei vorgegebener Dichte von der Sättigungskurve in den einphasigen Bereich abknickt. Zur Bestimmung von  $T_s$  wird folgende Beziehung verwendet:

$$T_s = \left(1 - \frac{\rho}{\rho^*}\right) \frac{1}{\alpha} + T^* \quad (2)$$

$T^*$  : Schmelzpunkt, K

$\rho^*$  : Flüssigkeitsdichte beim Schmelzpunkt,  $\text{g/cm}^3$

$\alpha$  : volumetrischer Ausdehnungskoeffizient,  $\text{K}^{-1}$

Die Bestimmung von  $\left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{\rho}$  geschieht mit Hilfe eines analytischen Fits an Tafelwerte aus dem Buch von Hougen u.a. /3/, die auf dem Prinzip der korrespondierenden Zustände beruhen.  $\left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{\rho}$  ist konstant für eine vorgegebene Dichte:

$$\left. \frac{\partial P}{\partial T} \right|_{\rho} = \rho \cdot \frac{R}{M} \cdot Z_C \exp \left[ 2,0958 + 0,430 (\rho_r - 0,832)^2 \right] \quad (3)$$

- $R$  : allgemeine Gaskonstante,  $\text{atm cm}^3/\text{g mol}\cdot\text{K}$   
 $M$  : Molekulargewicht,  $\text{g mol}$   
 $Z_C$  : kritischer Kompressibilitätsfaktor,  
 $\rho_r$  :  $\rho/\rho_C$  reduzierte Dichte  
 $\rho_C$  : kritische Dichte,  $\text{g/cm}^3$

Die in den Gleichungen (2) und (3) verwendeten Zahlenwerte sind in der folgenden Tabelle aufgeführt. Es handelt sich um  $\text{UO}_2$ -Daten, die /2/ entnommen sind:

$T^*$	3070 K
$\rho^*$	8,74 $\text{g/cm}^3$
$\alpha$	$1,05 \cdot 10^{-4} \text{K}^{-1}$
$R$	82 $\text{atm cm}^3/\text{g mol}\cdot\text{K}$
$M$	270 $\text{g mol}$
$Z_C$	0,27
$\rho_C$	3,0 $\text{g/cm}^3$

## 2. Anwendung

Diese in der obigen Weise modifizierte Mischoxidbrennstoff-Zustandsgleichung wird erprobt in einer Disassembly-Berechnung für einen hypothetischen Abschaltstabauswurf des im Entwurf befindlichen 1000-MW(e)-Gasbrüters. Einzelheiten zur Analyse dieses Unfalls findet man in (1).

Die Abbildungen 4 und 5 zeigen die Deformation des Lagrange-Gitters am Ende der Disassemblyrechnung bei Verwendung der bisher verwendeten Mischoxidzustandsgleichung (Abb.4) und bei Verwendung der modifizierten Zustandsgleichung (Abb.5). Im Unterschied zum ersten Fall treten bei Mitnahme einphasiger Drücke (Fall 2) keine Überschneidungen, d.h. negative Volumina, und keine unrealistischen Kompressionen auf. Dieser deutliche Unterschied in der Hydrodynamik beeinflusst die Schlüsselresultate wie Energieausbeute und Leistungsmaximum praktisch nicht, weil die Abweichungen relativ spät im Disassembly einsetzen. Allerdings gibt es einen weiteren, numerisch bedeutsamen Unterschied: Fall 1 benötigt 535, Fall 2 nur 289 Zeitschritte, was sich entsprechend auf die Rechenzeiten auswirkt.

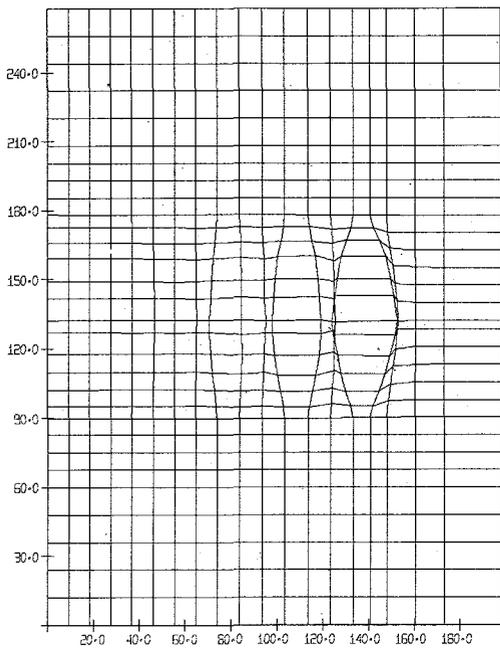


Abb.4 Mischoxidgl. ohne Mod.

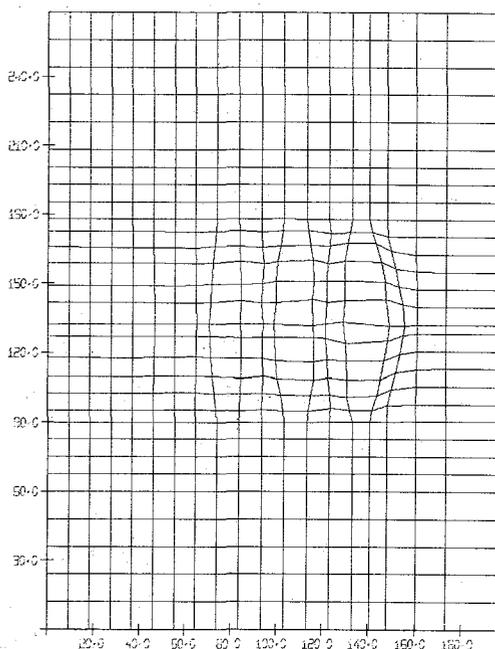


Abb.5 Mischoxidgl. mit Mod.

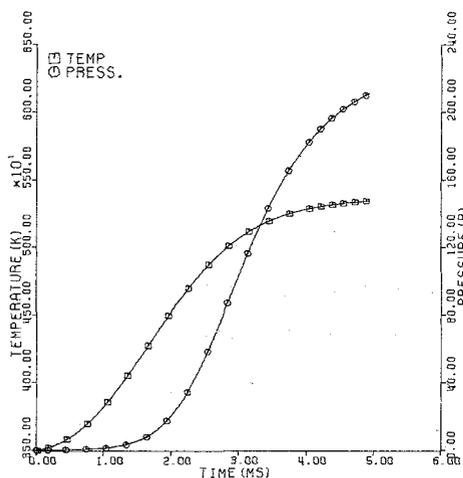


Abb.6 Mischoxidgl. (Fall 2)

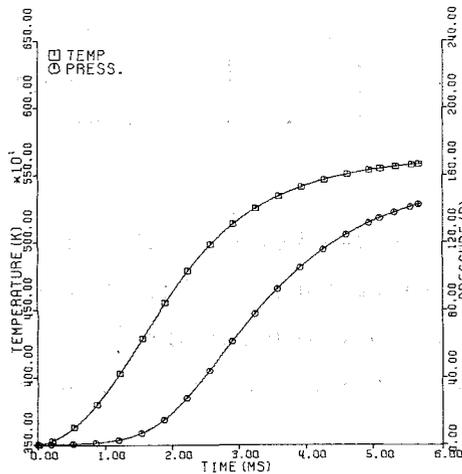


Abb.7 ANL-G1. (Fall 3)

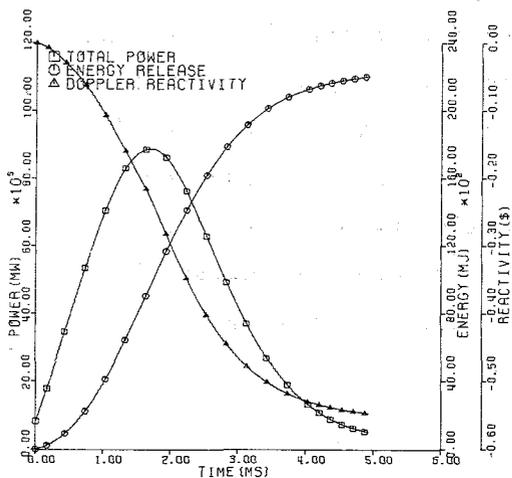


Abb.8 Mischoxidgl. (Fall 2)

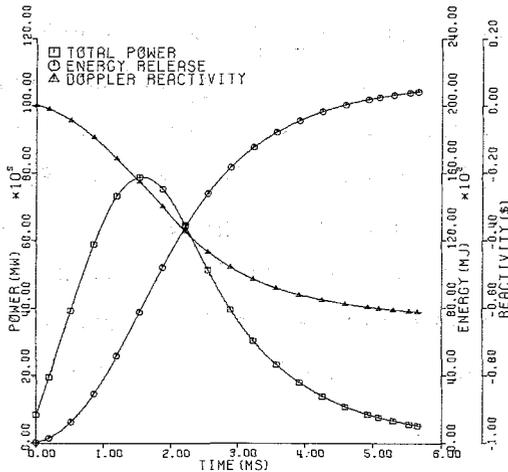


Abb.9 ANL-G1. (Fall 3)

Zum Vergleich mit den KADIS-Ergebnissen, die mit der ANL-Zustandsgleichung erzielt wurden /5/ (Fall 3), sind in den Abbildungen 6, 7, 8 und 9 der zeitliche Verlauf von Druck und Temperatur im Kernzentrum (Abb.6 u.7) sowie Leistung, Energieausbeute und Dopplerrückwirkung (Abb.8 u.9) im ganzen dargestellt. Verantwortlich für die unterschiedliche Zunahme der Temperatur (Abb.6 u.7) ist die spezifische Wärme des Brennstoffs. In der ANL-Zustandsgleichung ist sie implizit enthalten, in der Mischoxidzustandsgleichung ist sie als Funktion der Temperatur von außen eingebbar. Eine Einsicht in das Programm und die verwendeten Eingabedaten lehrt, daß die spezifische Wärme insgesamt im Fall 2 größer als im Fall 3 ist. Bei gleicher Temperaturzunahme dürfte das Leistungsmaximum und folglich die Energieausbeute im Gegensatz zu den Kurven in Abb.8 u.9 etwa gleich hoch sein. Zugleich würde der Druck im Fall 2 nicht ganz so stark ansteigen, wie in Abb.6 u.7 zu sehen ist. Aber trotzdem käme es im Fall 2 zu einem früheren Disassembly und damit zu einer kürzeren Disassemblydauer als im Fall 3.

Zusammenfassend läßt sich feststellen: Die Einbeziehung eines einphasigen Flüssigkeitsdruckes in die Mischoxidzustandsgleichung in KADIS verhindert unrealistische Materialbewegungen und stabilisiert den Rechenablauf. Die Disassemblyergebnisse werden davon jedoch nicht wesentlich beeinflusst. Die Unterschiede in den KADIS-Ergebnissen, die mit der ANL- und der Mischoxidzustandsgleichung (mit oder ohne Modifikation) erzielt wurden, beruhen im wesentlichen darauf, daß unterschiedliche Werte für die spezifische Wärme des Brennstoffs verwendet werden.

### 3. Referenzen

/1/ H.G. Bogensberger, E.A. Fischer, P. Schmuck

On the Equation of State of Mixed Oxide Fuel for the Analysis of Fast Reactor Disassembly Accidents, ANS Topical Meeting on Fast Reactor Safety, Los Angeles 1974.

/2/ W.T. Sha, T.H. Hughes,

VENUS: A Two-dimensional coupled Neutronics-Hydrodynamics Computer Program for Fast-Reactors Power Excursions, ANL-7701, 1970

/3/ O.A. Hougen, K.M. Watson, R.A. Ragatz,

Chemical Process Principles, Part II, 2nd Edition, New York 1959

/4/ G. Jacobs,

Disassembly-Rechnungen zur Analyse hypothetischer Unfälle des 1000 Mw(e)-heliumgekühlten schnellen Brutreaktors GSB, 4. PSB-Vierteljahresbericht 1974, KFK 1274/4.

### 4. Veröffentlichung im Berichtszeitraum:

(1) G.Jacobs, M.Schatz,

Rechnerische Analyse einer hypothetischen Abschaltstabejektion in einem heliumgekühlten schnellen Brutreaktor von 1000 Mw elektrischer Leistung, KFK-2264, im Erscheinen begriffen, 1976

- 129 ENTWURFSSTUDIEN ZU Na-GEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN
- 1291 Forschungsarbeiten zur Reaktorkernauslegung
- 1291.1 Geschwindigkeits- und Temperaturfeinstrukturberechnungen  
mit dem Programmsystem VERA-TERA<sup>G</sup>

(Z.Farago, IRE)

Letzter Bericht in KFK 1275/2

Die Rechenprogramme VERA, TERA bzw. VETERA für die Bestimmung von Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in der Brennstabgeometrie arbeiten nach dem Prinzip des Differenzenverfahrens im (viereckigen) krummlinig orthogonalen Maschennetz. Für den zentralen Unterkanal eines unendlich ausgedehnten Stabbündels wurden bereits mehrere thermohydraulische Berechnungen durchgeführt [1].

Inzwischen wurde ein Geometrieprogramm entwickelt, das Rechnungen mit VERA-TERA auch für die Wandkanäle eines Bündels ermöglicht. Abbildung 1 zeigt das krummlinig-orthogonale Koordinatensystem für einen Wandkanal, dessen Abmessungen mit denen des im IRB untersuchten 19-Stabbündels [2] übereinstimmen. Abbildung 2 zeigt die Isotachen einer Laminarströmung in dem entsprechenden Wandkanal.

Um die Eigenschaften des neuen Geometrieprogrammes für den ganzen in der Praxis interessierenden Bereich beurteilen zu können, wurde die laminare Navier-Stokes-Gleichung für P/D-Verhältnisse 1.15, 1.3, 1.6, 2.2 und Verhältnisse lichter Wandabstand zu lichtem Stababstand  $((W/D-1)/(P/D-1))$  2.0, 1.0, 0.5, 0.25 gelöst. Als Beurteilungskriterium für die Güte der Lösung wurde ein Vergleich zwischen dem errechneten Geometriefaktor K (s.Tab. 1) mit den von Rehme [3] veröffentlichten Geometriefaktoren der Wandkanäle für Laminarströmung angestellt. Dabei ist

$$Re = \frac{\bar{u} D_h}{\nu},$$

$$\frac{\Delta p}{\Delta L} = \lambda \cdot \frac{1}{2} \cdot \rho \cdot \bar{u}^2 \cdot \frac{1}{D_h}$$

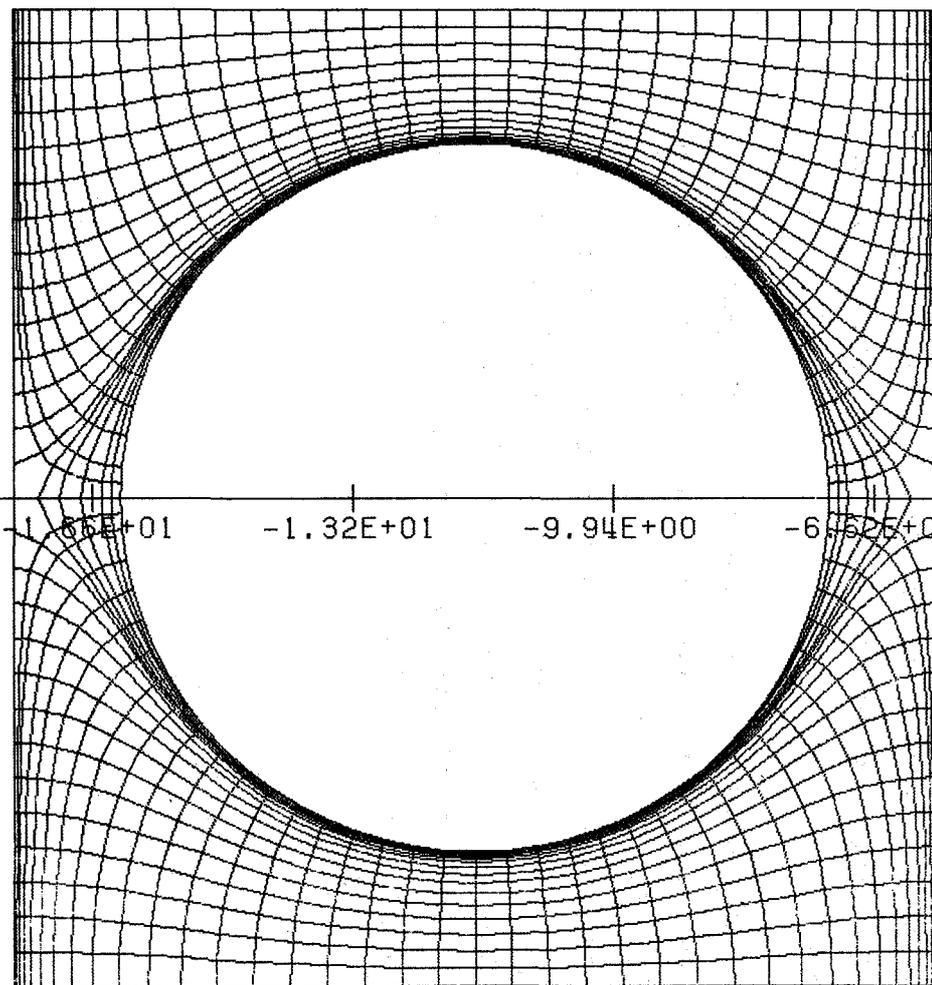


Abb. 1: Kummlinig-orthogonales Koordinatensystem mit 19 x 19 Maschenpunkten pro Kanaleinheit. Bei diesem Plot sind die Maschenpunkte miteinander linear verbunden.

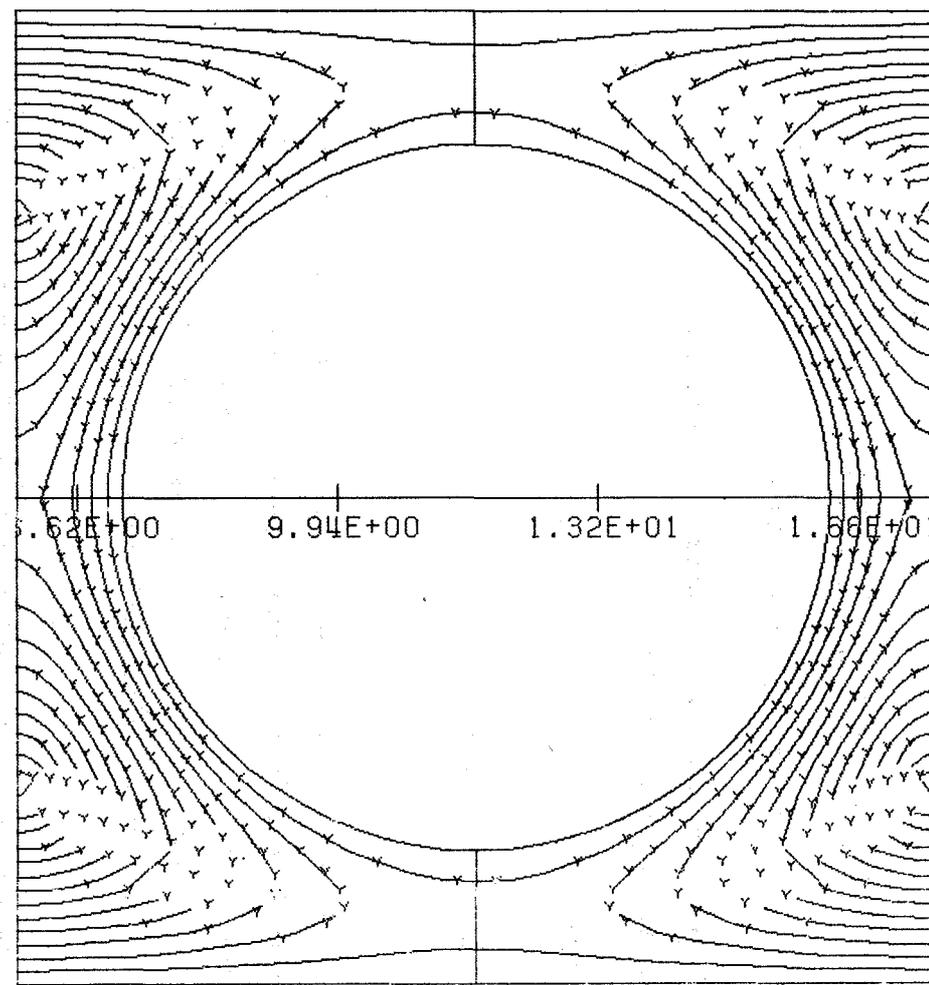


Abb. 2: Isotachen der Laminarströmung im Wandkanal ( $D=9$ ,  $P/D=1.3$ ,  $W/D=1.19$ ). Die Navier-Stokes-Gleichung wurde in Differenzform mit dem daneben gezeichneten Maschennetz gelöst.

$$K = \lambda \cdot Re = \frac{2 \frac{\Delta p}{\rho} / \Delta L}{\bar{u}} D_h^2$$

Aus Abb. 3 ist ersichtlich, daß die Übereinstimmung der Geometriefaktoren in dem Bereich der Ablesegenauigkeit des von Rehme veröffentlichten Diagrammes liegt (1-2 %).

P/D	W/D	K	Wandabstand/Stababstand
1.15	1.0375	49.7	0.25
	1.075	61.8	0.5
	1.15	78.1	1
1.3	1.075	56.9	0.25
	1.15	75.7	0.5
	1.3	95.7	1
	1.6	102	2
1.6	1.15	62.3	0.25
	1.3	87.6	0.5
	1.6	109.7	1
	2.2	115.3	2
2.2	1.6	92.7	0.5
	3.4	133.7	2

Tabelle 1: Vergleich  $K = \lambda \cdot Re$  - Werte für Wandkanäle

#### Literatur

- [1] R.Meyder:  
Bestimmung des turbulenten Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes in Stabbündeln mit Hilfe von krummlinig orthogonalen Koordinaten.  
KFK 2029
- [2] Kolodziej, R.Möller, H.Tschöke:  
PSB-Vierteljahresbericht  
KFK 1275/2 - S.126-5

[3]

K. Rehme:

Laminarströmung in Stabbündeln.

Chemie Ingenieur Technik 43, Jahrgang 1971/Nr. 17, pp. 962-966

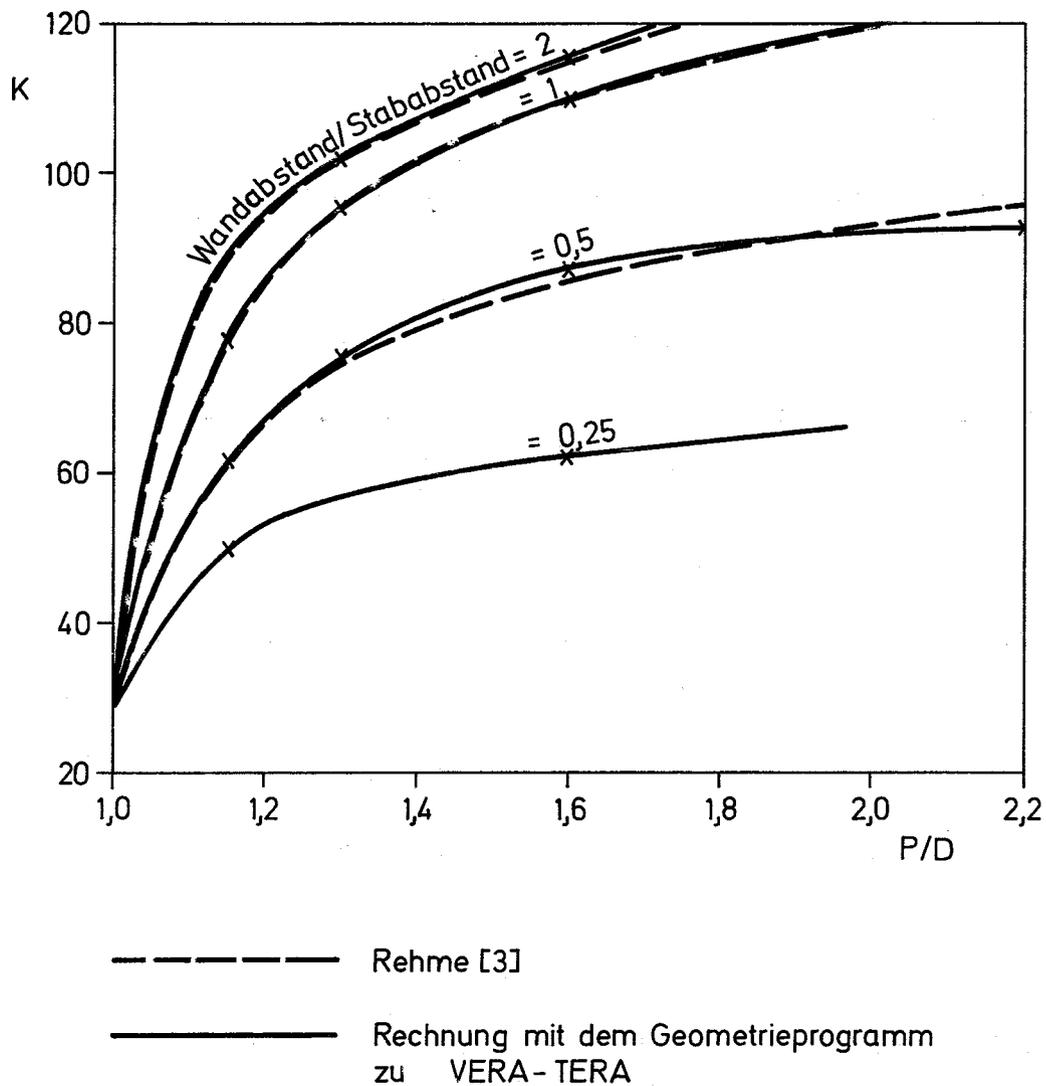


Abb. 3 Geometriefaktor K eines Wandkanals für verschiedene Wandabstandsverhältnisse