

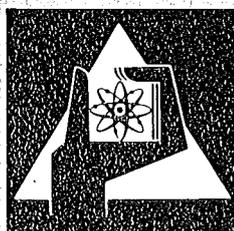
**KERNFORSCHUNGSZENTRUM  
KARLSRUHE**

Juni 1977

KFK 1277/1

Projekt Schneller Brüter

**1. Vierteljahresbericht 1977**



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

**KARLSRUHE**

Als Manuskript vervielfältigt

Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

GESELLSCHAFT FÜR KERNFORSCHUNG M. B. H.  
KARLSRUHE

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

KFK 1277/1

Projekt Schneller Brüter

1. Vierteljahresbericht 1977

*Proccup Car*

Gesellschaft für Kernforschung mbH, Karlsruhe



### Zusammenfassung

Der Bericht beschreibt Arbeiten des 1. Vierteljahres 1977, die im Rahmen des Projektes Schneller Brüter (PSB) bei der Gesellschaft für Kernforschung mbH in Karlsruhe oder in deren Auftrag durchgeführt worden sind.

Einige der wesentlichen Ergebnisse aus den Teilprojekten:

#### Brennstabentwicklung (1.12):

Von 1971 bis 1972 waren zwei 34-Stab-Bündel mit Mischoxidbrennstoff in dem Versuch Rapsodie I bestrahlt worden. Hiervon liegen nunmehr weitere Nachuntersuchungsergebnisse vor.

Gemessene Durchmessererweiterung, Stablängenänderung und Stabverbiegungskurven wurden mit berechneten Werten verglichen. Die Übereinstimmung ist angesichts der ungenauen Kenntnis von Schwell-, Kriech- und Temperaturwerten, der Lagersteifigkeiten in den Abstandshaltern und der Nichtberücksichtigung von transienten Effekten bei An- und Abschaltvorgängen recht gut.

Spaltproduktaktivitäten wurden mit den Programmen ORIGEN und RETRAP berechnet. Einige Diskrepanzen der theoretischen Ergebnisse untereinander sind noch zu klären; ein Vergleich mit entsprechenden Meßwerten in Cadarache soll folgen.

Für die Innenkorrosion hat sich aus dem Rapsodie-Versuch in Verbindung mit Resultaten von Laboruntersuchungen folgendes Kriterium ergeben: Angriff findet im Brennstab nur dort statt, wo lokal das Produkt verschiedener chemischer Aktivitäten eine bestimmte Größe erreicht. Bei diesen Aktivitäten handelt es sich in jedem Fall um die des Cäsiums und des Sauerstoffs, sehr wahrscheinlich auch um die des Wasserstoffs, besonders wenn der Transport der reaktiven Elemente vom Brennstoff zur Hülle eine wichtige Rolle spielt.

An Quer- und Längsschnitten aus drei Stäben mit der Ausgangsstöchiometrie von 1,965, 1,974 und 1,977 wurden die Uran-Plutonium-Entmischungserscheinungen bestimmt. Für das Verteilungsbild sind hauptsächlich die von der Brennstoffstöchiometrie abhängigen Partialdrucke von  $UO_3$ ,  $UO_2$  und  $PuO$  verantwortlich.

Karbidische Brennstäbe sind u.a. in dem Versuch Mol-15/1 in Kapseln bestrahlt worden, mit dem Ergebnis starker Aufkohlung der Hüllrohre. Brennstoffschwellen führte dank der großen Spaltweite (Na-Bindung) zwischen Brennstoff und Hülle nicht zu Hüllanrissen. - Über Karbidstab-Bestrahlungen in der Versuchsgruppe Mol-11/K2 liegt ein Zwischenbericht vor. Er betrifft vor allem Spaltgasdruckaufbau und -freisetzung.

#### Materialuntersuchungen (1.13):

An Hüllrohrabschnitten des Stahls 1.4970 aus dem Bestrahlungsversuch Rapsodie I wurden Zugversuche durchgeführt, um den Einfluß der Verformungsgeschwindigkeit auf die im Zugversuch meßbaren mechanischen Eigenschaften festzustellen. Bei  $400^\circ C$  bestrahlte Proben zeigten eine höhere Festigkeit und geringere Duktilität als bei  $590^\circ C$  bestrahlte. Zugfestigkeit und 0,2-Dehngrenze sind in erster Näherung in dem untersuchten Meßbereich von der Verformungsgeschwindigkeit unabhängig. Lediglich die Zugfestigkeit der  $590^\circ C$ -Proben scheint mit der Verformungsgeschwindigkeit leicht anzusteigen. Die Bruchdehnung und die Gleichmaßdehnung beider Probensorten bleiben mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit zunächst ungefähr konstant.

Zur Verbesserung des Schwellverhaltens von Hüllmaterial wurde das Diffusionsverhalten von etwa 20 chem. Elementen im Stahl 1.4970 untersucht. Dazu wurden bei  $800^\circ C$  Diffusionsglühungen durchgeführt. Die Diffusionsprofile zeigten, daß die Elemente Mg, In, Bi und Cr eine um Größenordnungen höhere Diffusionsgeschwindigkeit in 1.4970 haben als die Grundkomponenten dieses Stahles und Elemente wie V, Mo, Zr und Mn.

Physik (1.21 und 1.22):

Eine ausführliche Darstellung wird von Aufbau, Meßprogrammen und Stand der Auswertungen der Versuchsreihe SNEAK 10 gegeben. Diese diente der Untersuchung neutronenphysikalischer Parameter von großen Brutreaktoren ( $\geq 1000$  MWe) mit Hilfe kompakter kritischer Anordnungen. Wichtigstes Phänomen waren hierbei die beim Verfahren der Kontrollstabbänke auftretenden Flußverwerfungen. Die Summenreaktivität des inneren und äußeren Kontrollstabringes liegt deutlich über der arithmetischen Summe der Einzelreaktivitätswerte der beiden Ringe.

Wirkungsquerschnittsmessungen mit dem Van-de-Graaff-Beschleuniger ergaben u.a. Einfangquerschnitte von Pu-240 und Pu-242 im Energiebereich von 10 bis 100 keV und das Verhältnis von Einfang- zu Spaltquerschnitt von U-235 im Bereich von 10 bis 500 keV.

Im Hinblick auf die Verschlechterung der Materialeigenschaften von rostfreiem Stahl wurden die Wirkungsquerschnitte der Reaktionen  $^{58}\text{Ni} (n, \gamma) ^{59}\text{Ni}$  und  $^{59}\text{Ni} (n, \alpha) ^{56}\text{Fe}$  näher untersucht. Für eine zuverlässige Vorhersage der He-Produktionsraten in Ni-haltigem Stahl bei hohen Neutronenfluenzen hat sich eine Messung von  $^{59}\text{Ni} (n, \alpha) ^{56}\text{Fe}$ -Wirkungsquerschnitten im keV- und MeV-Bereich als unerlässlich gezeigt.

Sicherheit (1.23 bis 1.25):

Für einen 2000 MWe Brüter hat eine theoretische Untersuchung eines Transienten-Überlast-Unfalls ("TOP") eine maximale mechanische Energiefreisetzung von etwa 300 MWs infolge einer Rampenrate von 3 \$/s ergeben. Der Anteil des geschmolzenen Brennstoffs wird als Funktion der einleitenden Rampenrate dargestellt.

Bei den in Zusammenarbeit mit ECN Petten durchgeführten Na-Siederversuchen an einem Bündelausschnitt mit 68,5 % Blockade wurde in mehreren Fällen

Dry-out beobachtet, nachdem in einer ersten Phase leichtes Sieden unter wiederholter Blasenentstehung und -kollabierung und in einer zweiten Phase ein stehendes Siedeggebiet aufgetreten waren. Gemessene Temperaturfluktuationen sowie akustische Signale werden auf ihre Verwendbarkeit zur Siededetektion untersucht.

In Vorbereitung der Transienten-Überlastversuche im Reaktor CABRI wurden der Einfluß erhöhter Brennstoffdichte auf die Belastung des Teststabes sowie das dynamische Verhalten von Druckaufnehmern der Teststrecke und von Gas- und Dampfblasen-Instrumentierungen untersucht. (CABRI ist nach Umbau erstmals im März 1977 kritisch geworden.)

In out-of-pile Versuchen mit Thermit wurden Bewegungsvorgänge eines repräsentativen Mehrstoff-Mehrphasen-Gemisches in 7-Stab-Geometrie simuliert. Die Wechselwirkung ist milder abgelaufen, als es aufgrund früherer Versuche mit 1-Stab- oder 3-Stab-Anordnungen erwartet worden war. - Bei Niederschmelzexperimenten in einem Na-Kreislauf wurden der Einfluß des Füllgasdrucks und der Natriumtemperatur auf den Verlauf einer Brennstoff-Na-Wechselwirkung untersucht.

Nach Spaltproduktmessungen im Fission Product Loop der japanischen Fa. Toshiba wird die Strahlendosis in den Schutzgasräumen nach dem Abklingen von Ar-41 durch die Adsorption der Mutternuklide an den Edelstahloberflächen des Systems beeinflusst.

Aerosolphysikalische Untersuchungen am Reventing-Gebälse des SNR 300 haben den Nachweis für dessen störungsfreien Dauerbetrieb von insgesamt 300 h unter den vorgegebenen Versuchsbedingungen erbracht.

#### Technologie (1.26 bis 1.29):

Die azimuthalen Temperaturverteilungen in Hüllrohren der Wand- und Eckstäbe eines SNR-Brennelementmodells wurden gemessen. - Mit einem erweiterten Programmsystem zur Berechnung lokaler Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in

Wandkanälen wurde die Struktur turbulenter Na-Strömung in Wandkanälen untersucht. Hierbei zeigte sich, daß eine Veränderung der thermischen Randbedingungen an der Bündelkastenwand das Temperaturprofil am Umfang eines Randstabes beträchtlich beeinflußt.

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

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

An den Arbeiten zu Punkt 1.23.43 beteiligt sich das Kerntechnische Institut der Technischen Universität (TU) Hannover.

Dieser Bericht wurde zusammengestellt von R. Hüper.

### S u m m a r y

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 first quarter of 1977.

These are some major results obtained in the subprojects:

#### Fuel Rod Development (1.12):

In the period from 1971 until 1972 two 34-rod bundles containing mixed oxide fuel had been irradiated in the Rapsodie I test. More results on the post-irradiation examinations are now available.

The measured extension in diameter, the variation in rod length, and the rod deformation curves were compared with the values calculated. Considering the uncertainties regarding swelling, creep and temperature values, the stiffness of the spacers and the fact that transient effects occurring during startup and shutdown events have not been taken into account, the agreement is rather good.

Fission product activities were calculated using the ORIGEN and RETRAP programs. Some discrepancies among the theoretical results still wait for an explanation; it is intended to make a comparison with relevant data measured in Cadarache.

From the Rapsodie test and from results of laboratory investigations the following criterion was derived with respect to inner corrosion: an attack in the fuel rod is likely only at locations where the product of different chemical activities attains a given value. These are in all cases the activities of cesium and oxygen, very probably also of hydrogen, above all if the transport of the reactive elements from the fuel to the cladding plays a major part. Uranium-plutonium demixing phenomena were determined on transverse and longitudinal sections prepared of three rods with the initial stoichiometries of 1.965, 1.974 and 1.977. The distribution pattern is determined primarily by the  $UO_3$ ,  $UO_2$  and  $PuO$  partial pressures dependent on the fuel stoichiometry.

Encapsulated carbide fuel rods were irradiated also in the Mol-15/1 test. This led to a considerable carburization of the cladding tubes. Due to the large gap width (sodium bonding) provided between the fuel and the cladding, fuel swelling did not cause the formation of cracks. An interim report is given about carbide rod irradiations performed in the Mol-11/K2 test series. It deals mainly with the buildup and release of fission gas pressure.

#### Material Investigations (1.13):

Tensile tests were performed on cladding tube sections of 1.4970 steel taken from the Rapsodie I irradiation test in order to evaluate the influence of strain rate on the mechanical properties which can be measured in the tensile test. Specimens irradiated at 400 °C showed higher strength and less ductility than those irradiated at 590 °C. In a first approximation the tensile strength and the 0.2 creep limit are independent of the strain rate within the range of measurement considered. Only the tensile strength of specimens irradiated at 590 °C seems to increase slightly with the strain rate. The elongation at fracture and the elongation before reduction of area of both types of specimens remain nearly constant initially with decreasing strain rate.

To improve the swelling behavior of the cladding material, the diffusion behavior in 1.4970 steel was investigated of about 20 chemical elements. Diffusion annealings at 800 °C were performed for this purpose. The diffusion profiles showed that the elements Mg, In, Bi and Cr have higher diffusion rates by several orders of magnitude in 1.4970 than the basic components of this steel and elements such as V, Mo, Zr and Mn.

#### Physics (1.21 and 1.22):

A detailed description is given of the setup, measurement programs and status of evaluations of the SNEAK 10 test series. It served to investigate the neutron physics parameters of large breeder reactors ( $\geq 1000$  MWe) with the help of compact critical assemblies. The most important phenomenon were flux shiftings which occurred while the control rod benches were moved.

The sum reactivity of the inner and outer control rod rings is distinctly higher than the arithmetic sum of the single reactivity values of the two rings.

Cross section measurements with the Van-de-Graaff-accelerator yielded among other results Pu-240 and Pu-242 capture cross sections in the energy range of 10 to 100 keV and the ratio of capture to fission cross sections for U-235 from 10 to 500 keV.

In the light of the deterioration of material properties of stainless steel the cross sections of the reactions  $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}$  and  $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$  were investigated more thoroughly. To predict in a reliable manner the helium production rate in nickel bearing steel at high neutron fluencies, measurement of  $^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$  cross sections in the keV and MeV ranges has proved to be a necessity.

#### Safety (1.23 to 1.25):

For a 2000 MWe breeder reactor a theoretical investigation of a transient overpower accident (TOP) yielded a maximum release of mechanical energy of about 300 MWs due to a ramp rate of \$3 per second. The portion of molten fuel is presented as a function of the initiating ramp rate.

In the sodium boiling tests performed in cooperation with ECN Petten on a bundle segment with a 68.5 % blockage, dryout was observed in several cases, after slight boiling with repeated bubble formation and collapsing had occurred in the first phase and a stagnant boiling zone in the second phase. Measured temperature fluctuations and acoustic signals are examined for their suitability in the detection of boiling.

As a preparation of the transient overpower tests in the CABRI reactor, the influence of increased fuel density on the test rod load as well as the dynamic behavior of pressure transducers provided in the test section and of gas and vapor bubble instrumentations have been investigated. (After conversion CABRI went first critical in March 1977).

In out-of-pile tests using thermite, movements of a representative multi-component multi-phase mixture were simulated in a 7-rod geometry. The interaction has been milder than had been expected from previous experiments on single-rod or three-rod configurations. In meltdown experiments performed in a sodium loop the influence was examined of the filling gas pressure and of the sodium temperature on the development of a fuel-sodium interaction.

According to fission product measurements performed in the fission product loop of the Japanese Toshiba company, the radiation dose in the cover-gas spaces is influenced after Ar-41 decay by the adsorption of mother nuclides on the stainless steel surfaces of the system.

Aerosol physics investigations at the reventing blower of SNR 300 furnished the proof of reliable permanent operation of 300 h total duration under the given test conditions.

Technology (1.26 to 1.29):

The azimuthal temperature distributions were measured in the cladding tubes of wall and corner rods of an SNR fuel element mockup. Using an extended program to calculate local velocity and temperature fields in the wall channels, the pattern of turbulent sodium flow in the wall channels was investigated. It appeared that a change in the thermal boundary conditions prevailing at the bundle box wall exerts a considerable influence on the temperature profile at the circumference of a peripheral rod.

This report was compiled by R. Hüper.

## INHALTSVERZEICHNIS

	Seite
Zusammenfassung	1
Summary	6
1.12 BRENNSTABENTWICKLUNG	
1.12.0 Brennstab- und Brennelement-Modelltheorie	112-1
1. Vergleich von gemessenen und berechneten Dimen- sionsänderungen der Brennstäbe im Rapsodie-I- Experiment	112-1
2. Determination of Fission Product Radioactivities in the SNR-300 Pin AU 13 Irradiated in the Fast Sodium Cooled Reactor RAPSODIE	112-4
1.12.1 Laborversuche - Oxidbrennstoff	112-10
1.12.10 Herstellung von oxidischem Brennstoff	112-10
Untersuchungen zum Lagerverhalten von Mischoxid- brennstoff	
1.12.11 Charakterisierende Untersuchungen und Qualitäts- kontrolle an Mischoxid	112-16
Bestimmung von Plutoniumteilchengrößen in Mischoxid-Brennstofftabletten	
1.12.12 Versuche zur Verträglichkeit oxidischer Brenn- stoff/Hülle	112-18
Zum Mechanismus und der Temperaturabhängigkeit des Hüllangriffs in Oxidstäben	
1.12.14 Mikrobereichsanalyse bestrahlter Oxid-Brennstäbe	112-24
Nachuntersuchungen am Bestrahlungsexperiment Rapsodie-Bündel	
1.12.2 Bestrahlungsexperimente - Oxidbrennstäbe	112-28
1.12.21 Messung des bestrahlungsbedingten Kriechens von UO <sub>2</sub> -PuO <sub>2</sub> bis zu hohem Abbrand im Versuch Mol 12 B 2	112-28

	Seite	
1.12.4	Karbidischer Brennstoff	112-32
1.12.43	Parameter-tests im thermischen Fluß (Karbid)	112-32
	1. Zur Aufkarburierung in Na-gebundenen Stäben mit unterschiedlichen $M_2C_3$ -Gehalten - Bestrahlungsversuch Mol-15/1	112-32
	2. Zwischenbericht zum Bestrahlungsexperiment Mol-11/K2/3	112-35
1.13	MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG	113-1
1.13.1	Materialuntersuchungen an technischen Legierungen	113-1
1.13.11	Mechanische und physikalische Eigenschaften unbestrahlter technischer Legierungen	113-1
	Mechanische Eigenschaften	
1.13.14	Bestrahlungsversuche	113-3
	1. Mechanische Eigenschaften nach Bestrahlung	113-3
	2. Physikalische Untersuchungen und Strahlenschäden	113-7
1.13.18	Untersuchungen an SNR-Anlagenstrukturwerkstoff 1.4948	113-10
	Versuche an bestrahltem Material (GRIM-Programm)	113-10
	Zugversuche an unbestrahltem Material (Inelastische Analyse)	113-11
1.21	PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE	
1.21.3	SNEAK	121-1
	Aufbau, Meßprogramm und Stand der Auswertungen von SNEAK-10	
	1. Einleitung	121-1
	2. SNEAK-10-A	121-2
	3. SNEAK-10-B	121-5
	4. SNEAK-10-C	121-6
1.21.5	Wirkungsquerschnittsmessungen Van-de-Graaff-Beschleuniger	121-12

	Seite	
1.22	REAKTORTHEORIE	
1.22.1	Kerndaten	122-1
	Stand der $(n, \alpha)$ -Wirkungsquerschnitte für die Be- rechnung von Helium-Erzeugungsraten in Reaktor- Materialien	122-1
1.23	SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN	
1.23.1	Untersuchungen zur Reaktordynamik	123-1
	1. Status of the two dimensional reactor dynamics code KINTIC-2	123-1
	2. Der Mehrkomponenten-Hydrodynamik-Neutronik- Code KOMIK	123-5
	3. Dynamik im Kühlkanal eines Brennelementes des schnellen Brütters	123-7
	4. Transient Over-Power Safety Analysis for a 2000 MWe LMFBR Core (SNR-2000)	123-11
1.23.3	Untersuchung von Kühlungsstörungen	123-16
1.23.33	Lokales Sieden in einem $60^\circ$ -Bündel-Ausschnitt im ECN, Petten	123-16
1.23.4	Störfallverhalten von Brennstäben	123-21
1.23.43	Bestätigende in-pile Versuche im CABRI-Reaktor	123-21
	1. Einfluß der höheren Brennstoffdichte auf die transiente Teststabelastung	123-21
	2. Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Druckaufnehmern der CABRI-Teststrecke	123-25
	3. Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Natrium-Instrumentierungen auf Gas- und Dampf- blasen in fließendem Natrium	123-27
1.23.5	Coreverformung infolge lokaler Störfälle	123-29
	Entwicklung eines Rechenmodells zur dynamischen Strukturanalyse eines Brennelements	

	Seite
1.23.6 Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung	123-35
1.23.62 Experimentelle Untersuchung der Bewegungsvorgänge eines Mehrstoff/Mehrphasen-Gemisches nach einem simulierten Reaktorstörfall	123-35
1.23.63 Niederschmelzversuche an Brennstäben mit Natriumkühlung durch direkte elektrische Beheizung	123-40
 1.24 INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERN- ÜBERWACHUNG	
1.24.1 Nachweis von Durchflußströmungen am Brennelement	124-1
1.24.11 Entwicklung von permanentmagnetischen Na-Geschwindigkeitsmeßsonden	124-1
1.24.13 Messung der Temperatur und Durchsatzfluktuation am elektrisch beheizten Brennelement	124-3
1.24.2 Hüllenüberwachung an Brennelementen	124-5
1.24.22 Verhalten von Spaltprodukten in Natrium-Kreisläufen	124-5
1.24.4 Akustische Meßverfahren in Natrium-Systemen	124-10
 1.25 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT	
1.25.2 Aerosolphysikalische Untersuchungen am Reventinggebläse des SNR-300	125-1
1.25.4 Systemkontamination Na-gekühlter Reaktoren	125-6
 1.26 NATRIUM-TECHNOLOGIE-VERSUCHE	
1.26.2 Verschleißuntersuchungen in Natrium	126-1
1.26.3 Thermo- und fluiddynamische Untersuchungen in Natrium	126-3
1.26.33 Lokale thermo-und fluiddynamische Untersuchungen an Bündelgeometrien	126-3
1. Untersuchungen in Wasserströmung	126-3
2. Untersuchungen in Natriumströmung	126-6

	Seite
1.26.37 Einfluß von Gasblasen auf die Temperaturverteilung einer thermisch hochbelasteten Oberfläche	126-9
1.27        UNTERSUCHUNGEN ZU GASGEKÜHLTEN SCHNELLEN BRÜTERN Die Berücksichtigung von Spaltprodukten und Helium im Brennstoff bei einem hypothetischen Unfall des GSB 1000	127-1
1.29        ENTWURFSSTUDIEN ZU NA-GEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN	
1.29.1     Forschungsarbeiten zur Reaktorkernauslegung	129-1
1.29.11    Berechnung der Temperaturfelder in einem Stab- bündelwandkanal mit dem Programmsystem VERA/TERA unter Berücksichtigung der thermischen Randbedingungen der umgebenden Struktur	129-1
1.29.13    Untersuchung der Austauschkoefizienten für Impuls und Enthalpie in turbulenter Kanalströmung Überprüfung der berechneten Geschwindigkeitsfelder am Beispiel eines einseitig rauhen Plattenkanals	129-6

Erläuterungen:

Beiträge zu den Teilprojekten

1.14 NATRIUMEINFLUSS AUF DAS FESTIGKEITSVERHALTEN        und

1.15 ARBEITEN ZUM BRENNSTOFFZYKLUS

erscheinen in einem späteren PSB-Vierteljahresbericht.

Beiträge zu den bisherigen Teilprojekten 1.27 und 1.28 erscheinen fortan zusammen unter 1.27 UNTERSUCHUNGEN ZU GASGEKÜHLTEN SCHNELLEN BRÜTERN.

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

1.12 BRENNSTABENTWICKLUNG1.12.0 Brennstab- und Brennelement-Modelltheorie

1. Vergleich von gemessenen und berechneten Dimensionsänderungen der Brennstäbe im Rapsodie-I-Experiment (W. Ernst, L. Steinbock, IMF)

Bei den Stäben der Rapsodie-Bündel Nr. 102 und 103 wurden im Rahmen der Nachuntersuchung die Durchmessererweiterung, Stablängenänderung und die Stabverbiegungskurven gemessen. Die Durchmessererweiterung und Stablängenänderung wurden bereits an anderer Stelle mit den Programmen IAMBUS bzw. COMETHE für einzelne Stäbe berechnet /1/. Dabei stand der Einfluß des Brennstoffs mit im Vordergrund, und das angenommene Temperaturfeld war azimuthal symmetrisch. Jetzt wurden mit dem Programm KASTEN-S (Stabversion) /2/ die Dimensionsänderungen ohne Brennstoffeinfluß, aber mit Berücksichtigung der azimuthalen Temperaturfelder und der Stützwirkung der Abstandshalter für insgesamt 16 Stabklassen nachgerechnet. Die Abb. 1 zeigt eine Zusammenstellung aller gemessenen und berechneten Geometrieänderungen für das Bündel Nr. 102 mit dem Hüllrohrmaterial der Werkstoff-Nr. 1.4988.

Bei den Durchmessererweiterungen (Abb. 1) wurden vom Programm keine Brennstoffdrücke berücksichtigt, so daß die geringere berechnete Aufweitung ohne weiteres durch zusätzliche plastische oder Kriechdehnungen infolge Festkörperdruck erklärt werden kann.

Die gemessenen Längenänderungen (Abb. 2) lassen eine Korrelation zu der Lage der Stäbe erkennen: Die Außenstäbe sind generell weniger gedehnt als innen, und die zur Kernmitte gelegenen Stäbe sind ebenfalls wegen des höheren Flusses stärker gedehnt. Die Übereinstimmung zwischen Berechnungen und Messungen liegt innerhalb der Genauigkeit der Schwellformel, die durch dieses Experiment ja wesentlich mitbestimmt wurde.

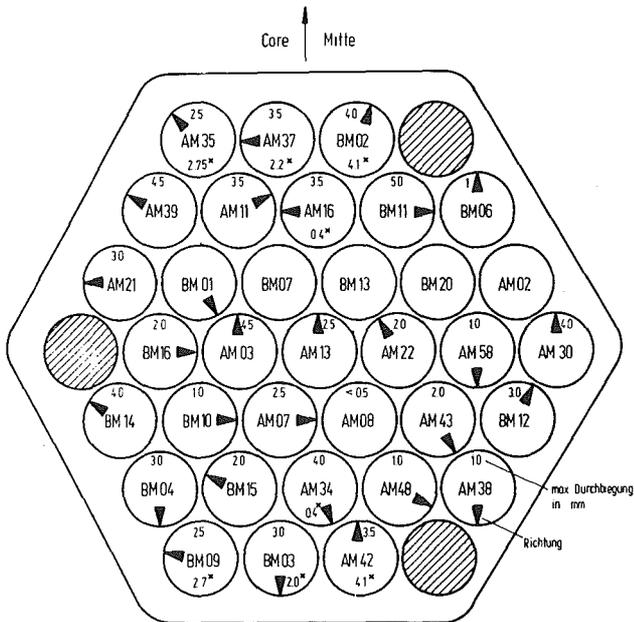
Bei Größe und Richtung der Stabverbiegung (Abb. 3 und 4) besteht für die Außenstäbe ebenfalls eine Korrelation zu den an anderer Stelle berechneten Temperaturfeldern /3/. Die Stabverbiegungen liegen überwiegend in Richtung des maximalen Temperaturgradienten und steigen mit seinem Betrag.

Die Stäbe sind im erkalteten Zustand in der ehemals heißen Ebene überwiegend zur kalten Seite verbogen. Entsprechend der Rechnung mit KASTEN-S entsteht dieser Zustand wie folgt: Der Stab wird zunächst auf der heißen Seite durch thermische Dehnung und neutroneninduziertes Schwellen stärker gedehnt als auf der kalten, aber durch die Abstandshalter auf einer fast geraden Linie gehalten. Die entsprechenden Rückbiegespannungen werden durch das thermische und neutroneninduzierte Kriechen während der Bestrahlung durch Kriechdehnungen abgebaut. Bei der Abkühlung des Stabes schrumpft jetzt die kalte Seite weniger stark als die heiße, und der Stab biegt sich nach außen zur kalten Seite. Die Übereinstimmung zwischen berechneten Stabverbiegungen und gemessenen ist angesichts der ungenauen Kenntnis von Schwell-, Kriech- und Temperaturwerten, der Lagersteifigkeiten in den Abstandshaltern und der Nichtberücksichtigung von transienten Effekten bei An- und Abschaltvorgängen recht gut.

#### Literatur:

- /1/ Többe et al.:  
Analysis of Rapsodie I PIE Results by the Fuel Rod Modelling Codes IAMBUS and COMETHE for use in SNR-Design,  
Reaktortagung 1976, S. 466
  
- /2/ Steinbock:  
Das Bündelmechanikprogramm KASTEN,  
KFK-Bericht in Vorbereitung
  
- /3/ Haas:  
Rapsodie, two mixed oxide fuel subassemblies,  
Irradiation Report (unveröff. Bericht)

RAPSODIE - Bündel ICN 102



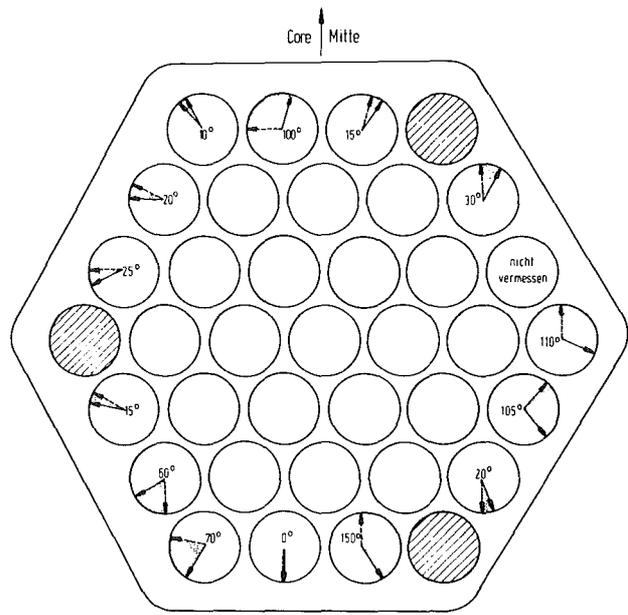
W.Nr 1.4988

\* berechnete Stabverbiegung

Größe und Richtung der Stabdurchbiegung

Abb. 1

RAPSODIE - Bündel ICN 102



W Nr 1.4988

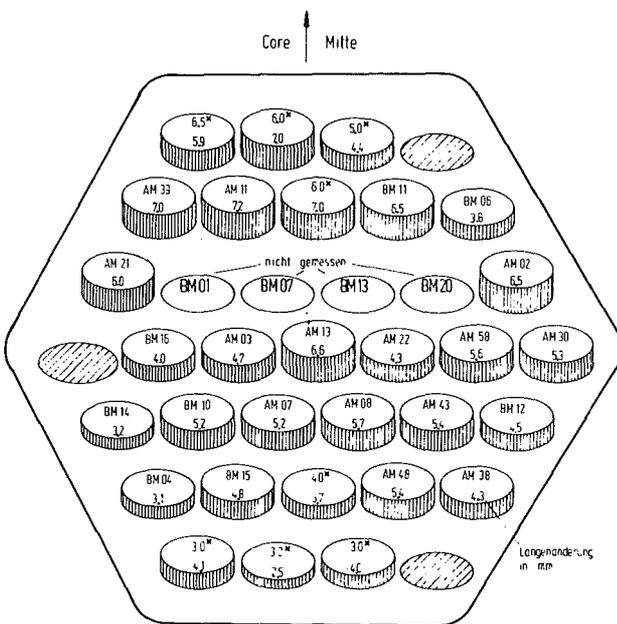
--- Richtung der Stabverbiegung

→ Richtung des azimut. Tempgrad

Differenz zwischen Richtung der Stabverbiegung und Richtung des max. azimutalen Temperaturgradienten

Abb. 2

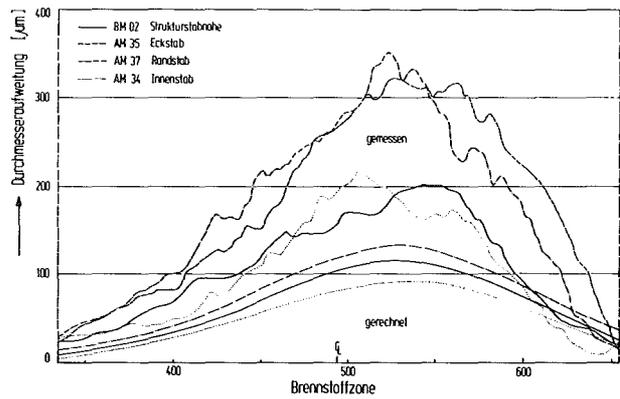
RAPSODIE - Bündel ICN 102



\* berechnete Längenänderung

Längenänderung der Brennstäbe im Bündel 102

Abb 3



Durchmessererweiterung im Bereich der Brennstoffzone gemessen und gerechnet

Abb. 4

2. Determination of Fission Product Radioactivities in the SNR-300 Pin AU 13 Irradiated in the Fast Sodium Cooled Reactor RAPSODIE

(M. Lalović, H.W. Wiese, INR)

On the basis of the irradiation data for the SNR-300 pin AU 13 reported by D. Haas /1/, burn-up and decay calculations with the zerodimensional one-group code ORIGEN /2/ were performed at Karlsruhe. The group constants and decay data were those from the ORIGEN LMFBR constants set, version 1973.

Input data required by ORIGEN are the fresh-fuel nuclide concentrations and the irradiation power history.

Determination of the fresh-fuel nuclide concentrations

For the fuel region of the pin AU 13 we find in ref. /1/, Appendix II,

mass of fuel $M_{\text{UO}_2} + \text{PuO}_2$	= 61.8 gr.
total mass of Pu, $M_{\text{Pu}}$	= 16.32 gr.
mass of U 235, $M_5$	= 31.74 gr.

The plutonium vector is given as

89.99 % Pu 239, 9.12 % Pu 240, 0.817 % Pu 241,

later referred to as  $p_9, p_0, p_1$ .

Noting that

$$M = M_{\text{UO}_2} + \text{PuO}_2$$

$$= (\beta_5 p_5 + \beta_8 p_8) M_{\text{U}} + (\beta_9 p_9 + \beta_0 p_0 + \beta_1 p_1) M_{\text{Pu}}$$

with, e.g.,

$$\beta_5 = \frac{M_{\text{U}^{235}}}{M_5} = \frac{A_5 + 2 \cdot A_{16}}{A_5}, \quad p_5 = \frac{M_5}{M_{\text{U}}}$$

$M_{U^5O_2}$  = mass of  $U^{235}O_2$ ,  $M_U$  = total mass of uranium,

$A_5$  = atomic weight of  $U^{235}$  etc., we find

$$\frac{p_5}{p_8} = \frac{1}{\beta_8 M_5} \cdot \left[ M - (\beta_9 p_9 + \beta_0 p_0 + \beta_1 p_1) M_{Pu} \right] - \frac{\beta_5}{\beta_8} .$$

From this and from  $p_5 + p_8 = 1$ ,  $M_9 = p_9 \cdot M_{Pu}$  etc., we can easily calculate the initial nuclide masses  $M_5$ ,  $M_8$ , etc. In Table 1 initial gram atoms required by ORIGEN are listed.

Table 1: Initial nuclide concentrations in gram atoms Mi/Ai

Nuclide	U 235	U 238	Pu 239	Pu 240	Pu 241	O 16
gr.at	1.351	2.684	6.145	6.202	5.533	4.593
	$\cdot 10^{-1}$	$\cdot 10^{-2}$	$\cdot 10^{-2}$	$\cdot 10^{-3}$	$\cdot 10^{-4}$	$\cdot 10^{-1}$

#### Determination of the power history of the pin AU 13 in RAPSODIE

For the determination of the pin power history Table VII, Table VIII, and Fig. 9 from ref. /1/ were used. In order to obtain a good approximation of the time dependence of the pin power, the values of the nominal reactor power given in Table VIII we subdivided in accordance with Fig. 9. By means of this subdivision we get a nominal reactor power history with 45 time steps, given in Table 2, line 2 (this report). Now the pin power history was calculated from the following conditions:

- its time dependence has to be consistent with that of the reactor power
- in the first and last run the pin power has to be  $P_{P,3} = 12.737$  kW and  $P_{P,43} = 11.349$  kW, respectively, as given in Table VII, ref. /1/.

The first and last run comprise the irradiation intervals (0d, 49 d) and (519 d, 563 d), respectively, with corresponding nominal reactor powers  $P_{R,3} = 36.3$  MW and  $P_{R,43} = 36.8$  MW.

Since  $P_{P,3}/P_{R,3} = 3.5 \cdot 10^{-4}$  and  $P_{P,43}/P_{R,43} = 3.17 \cdot 10^{-4} \neq 3.5 \cdot 10^{-4}$ , the pin power is not proportional to the reactor power. This can numerically be accounted for by the ansatz

$$P_{P,i} = F_i \cdot \frac{P_{P,3}}{P_{R,3}} \cdot P_{R,i} \quad i = 1, 2, \dots, 45$$

with the linear fitting function  $F_i = c \cdot (t_i - t_3) + 1$ .

The constant  $c$  is determined as

$$c = \left[ \frac{P_{R,3}}{P_{P,3}} \cdot \frac{P_{P,43}}{P_{R,43}} - 1 \right] / (t_{43} - t_3)$$

$$= 2.57 \cdot 10^4 \left[ \frac{1}{\text{d}} \right]$$

The fitting function varies from 1. to . 878 from the first to the last run. The pin powers  $P_{P,i}$ ,  $i = 1, \dots, 45$ , calculated by means of the above formula, are given in Table 2, line 3.

#### Calculational results

The pin AU 13 was irradiated in RAPSODIE from February 2nd, 1971 until September 6th, 1972, the latter date being the time of discharge. With ORIGEN, radioactivities in Curies/pin were calculated at the time of discharge and at 1670 days after discharge (April 1st, 1977). The results are given in Table 3 for selected nuclides.

A comparison was made with results obtained in Cadarache with the code RETRAP. At the time of discharge the agreement between activities calculated by ORIGEN and RETRAP for most nuclides is better than  $\pm 20$  %. The deviations might arise from different nuclear data and calculational models, or from different representations of the pin power history.

There exist some discrepancies between the results calculated with ORIGEN and RETRAP which have not yet been clarified. Partly these discrepancies may be due to the different data sets used, partly they may be a consequence of the simpler calculational model RETRAP. Since, furthermore, ORIGEN is a one-group zerodimensional code and does not account for cross-section changes during irradiation, the ORIGEN results as well have to be taken as rough estimates only.

A comparison of fission product radioactivities calculated by ORIGEN and RETRAP with corresponding values measured in Cadarache is foreseen for the check of nuclear data and methods.

/1/ D. Haas,

RAPSODIE, Two Mixed Oxide Fuel Subassemblies Irradiation Report  
(unveröff. Bericht)

/2/ M.J. Bell,

ORIGEN - The ORNL Isotope Generation and Depletion Code  
ORNL-4628 (1973)

Table 2: Reactor and pin power history (Pin AU13 in RAPSODIE)

Time (Days)	1.438	7.244	*49.000	53.000	74.460	84.260	84.317	86.564	101.000
Reactor power (MW)	21.900	0.0	36.300	0.0	36.700	0.0	20.000	0.0	36.700
Pin power (MW)	0.00778	0.0	0.01274	0.0	0.01279	0.0	0.00695	0.0	0.01271
Run		16					17		

Time (Days)	107.000	124.750	136.683	153.000	157.000	174.565	176.500	196.000	200.000
Reactor power (MW)	0.0	37.400	0.0	37.400	0.0	38.200	0.0	38.200	0.0
Pin power (MW)	0.0	0.01287	0.0	0.01278	0.0	0.01297	0.0	0.01290	0.0
Run			18				19		

Time (Days)	227.400	229.055	237.000	241.000	257.382	259.800	271.000	278.000	291.781
Reactor power (MW)	38.000	0.0	38.000	0.0	38.300	0.0	38.300	0.0	38.100
Pin power (MW)	0.01273	0.0	0.01269	0.0	0.01272	0.0	0.01268	0.0	0.01254
Run		20				21			22

Time (Days)	305.092	308.140	310.940	314.032	318.132	322.000	408.000	457.500	460.901
Reactor power (MW)	0.0	25.200	0.0	25.300	0.0	38.000	0.0	36.400	0.0
Pin power (MW)	0.0	0.00826	0.0	0.00828	0.0	0.01241	0.0	0.01144	0.0
Run				22					23

Time (Days)	470.000	476.000	497.425	500.300	513.000	519.000	*524.000	532.182	563.000
Reactor power (MW)	36.400	0.0	37.000	0.0	37.000	0.0	36.800	0.0	36.800
Pin power (MW)	0.01140	0.0	0.01150	0.0	0.01145	0.0	0.01135	0.0	0.01122
Run	23			24				25	

\* Reference times for the first and the last run

Table 3: Calculated radioactivities in Curies/pin  
at discharge and at 1670 d after discharge

Nuclide	At discharge ORIGEN	1670 days after discharge ORIGEN	* $\tau_{1/2}$
ZR 93	$2.52 \cdot 10^{-4}$	$2.52 \cdot 10^{-4}$	$1.5 \cdot 10^{-6}$ y
ZR 95	421	$7.76 \cdot 10^{-6}$	64d
NB 95 M	8.22	$1.65 \cdot 10^{-7}$	86.6h
NB 95	370	$1.68 \cdot 10^{-5}$	35.1d
RU 103	311	0	39.3d
RH 103 M	311	0	56.1m
RU 106	89.8	3.83	368d
RH 106	89.8	3.83	2.2h
I 129	$5.15 \cdot 10^{-6}$	$5.23 \cdot 10^{-6}$	$1.5 \cdot 10^7$ y
I 131	285	0	8d
I 133	593	0	20.8h
CS 134	0.96	0.205	2.06y
CS 135	$1.56 \cdot 10^{-4}$	$1.56 \cdot 10^{-4}$	$2 \cdot 10^6$ y
CS 136	28.6	0	13d
CS 137	14.6	13.2	30y
BA 137 M	13.7	12.3	2.5m
BA 140	463	0	12.8d
LA 140	470	0	40h
CE 141	420	0	35.5d
CE 144	220	3.74	284d

\* half-lives taken from Karlsruher Nuklidkarte 1974

1.12.1 Laborversuche - Oxidbrennstoff1.12.1o Herstellung von oxidischem BrennstoffUntersuchungen zum Lagerverhalten von Mischoxidbrennstoff(H. Wedemeyer, S. Majumdar<sup>1)</sup>, H. Nagel, IMF)1. Einleitung

Unterstöchiometrischer Schnellbrüter-Brennstoff oxidiert bei Lagerung an Luft langsam auf. Dieses ist wegen der engen Stöchiometriespezifikation bei der industriellen Brennstoffherstellung von besonderer Bedeutung, da die Tabletten nicht immer unmittelbar nach der Fertigung in die Hüllrohre abgefüllt werden können. Mit dem Stöchiometriedrift ist auch eine Änderung der Geometrie (Durchmesser und Höhe) zu erwarten. Bei der Oxidation des Brennstoffs sind die Lagertemperatur und die Feuchtigkeit der Lageratmosphäre wesentliche Parameter.

Ziel der vorliegenden Untersuchungen ist es, Stöchiometriedrift und Durchmesseränderungen über einen längeren Zeitraum zu beobachten. Obwohl bei der industriellen Fertigung eine Lagerung unter Luft angestrebt werden dürfte, sind zum Vergleich auch die Stöchiometrie- und Durchmesseränderungen nach Auslagerung unter inerter Atmosphäre (Argon und Vakuum) beobachtet worden.

2. Experimentelles

Für die Lagerversuche sind Kernbrennstofftabletten mit einem Plutoniumgehalt von 30 Gew.% verwendet worden. Die Tabletten wurden durch Verdichten mechanisch gemischter Ausgangspulver ( $\text{UO}_2$  und  $\text{PuO}_2$ ) hergestellt. Die Sintertemperatur betrug  $1700^\circ\text{C}$ . Um die geringfügigen Durchmesseränderungen nach der Auslagerung erfassen zu können, wurden die hergestellten Tabletten geschliffen. Hierdurch wurde eine weitere Reduktionsglühung unter Argon-Wasserstoff notwendig, um die Auslagerung mit möglichst niederen Stöchiometriewerten zu beginnen. Die Dichte der hergestellten Tabletten betrug etwa 85 %TD.

<sup>1)</sup> IAEA-Delegation vom Bhabha Atomic Research Centre, Indien

Die Auslagerung der Tabletten erfolgte unter strömendem Gas ("dynamische Lagerung"). Verwendet wurden Preßluft und Argon (reinst). Durch die Ventilation der Plutoniumboxen ist auch die Auslagerung in normaler Boxatmosphäre als "dynamische Lagerung" zu bezeichnen. Zur Lagerung im Vakuum wurden die Tabletten in einem Exsikkator aufbewahrt, der über eine Pumpe ständig auf einen Druck unterhalb  $2,5 \cdot 10^{-2}$  Torr gehalten wurde ("dynamisches Vakuum").

Die Vermessung der Tablettengeometrie wurde mit einer Mikrometermeßuhr bei einer Ablesegenauigkeit von  $\pm 1 \mu\text{m}$  durchgeführt. Die Brennstoff-Stöchiometrie wurde thermogravimtrisch nach Oxidation der zu messenden Tabletten bei  $450^\circ\text{C}$  und anschließender Reduktion unter Helium-Wasserstoff (bei  $0^\circ\text{C}$  mit Wasser gesättigt) bei  $900^\circ\text{C}$  auf einen Stöchiometriewert von 2,00 ermittelt. Die Meßgenauigkeit dieses Verfahrens beträgt  $\pm 0,005$  Stöchiometrie-Einheiten.

### 3. Ergebnisse

Die Ergebnisse der Stöchiometrieänderungen sind in den Abbildungen 5 und 6 zusammengestellt. Hiernach ist eine trockene Argonatmosphäre zur Lagerung besser geeignet als eine normale Boxatmosphäre. Insbesondere wird bei Lagerung unter normalen Boxbedingungen zunächst ein steiler Anstieg der Stöchiometriewerte beobachtet, der nach etwa zwei Tagen in eine erheblich verlangsamte, aber stetige weitere Oxidation des Brennstoffs übergeht. Auch extrem geringe Feuchtigkeitsgehalte im Inertgas bewirken noch einen stetigen Anstieg der Stöchiometrie bei "dynamischer Lagerung".

Aus der Abbildung 6 wird deutlich, daß neben der Feuchtigkeit insbesondere eine erhöhte Lagertemperatur die Brennstoffoxidation begünstigt. So wird bei Lagerung in einem Luftstrom bei  $50-55^\circ\text{C}$  mit einem Feuchtegehalt von 1000 ppm schon nach einer Lagerzeit von etwa drei Wochen ein Stöchiometriewert von nahezu 2,00 beobachtet, ausgehend von einem O/Me-Wert von 1,93. In diesem Fall würde eine Spezifikationsgrenze von z.B.  $\text{O/Me} = 1,985$  bereits nach einer Lagerzeit von 12 Tagen überschritten. Unter sonst gleichen Bedingungen wird bei Lagerung bei Raumtemperatur nach etwa drei Wochen nur ein Stöchiometriewert von etwa 1,96 erreicht. Aus dem oberen Teil der Ab-

bildung 6 wird deutlich, daß ein weiterer Parameter bei der Brennstoffoxidation die Ausgangsstöchiometrie darstellt, da zu Beginn der Auslagerung ein steilerer Anstieg der Stöchiometriewerte beobachtet wird. Es wird daher notwendig sein, bei der Fertigung der Brennstofftabletten stets die untere Grenze der Stöchiometrie-Spezifikation anzustreben.

Die beobachteten Durchmesseränderungen sind in der Tabelle 4 zusammengestellt.

Tabelle 4 Durchmesseränderungen von Brennstofftabletten nach verschiedenen Lagerbedingungen

Lagerdauer (Tage)	Argon ( $\mu\text{m}$ )	Vakuum ( $\mu\text{m}$ )	Box ( $\mu\text{m}$ )	Luft RT/2 ppm ( $\mu\text{m}$ )	Luft RT/1000 ppm ( $\mu\text{m}$ )	Luft 50°C/2 ppm ( $\mu\text{m}$ )	Luft 50°C/1000 ppm ( $\mu\text{m}$ )
1	0		0	0	0	- 5	0
2		+ 3	0	- 3		- 5	
3	- 2		+ 1				
4					0		- 2
5	+ 2	- 1					
6			0				
7	+ 1	0		+ 4	- 1	- 8	- 7
14			0		0		-17
15	- 3						
16		+ 3					
18							-18
21				+ 1	0	-15	
28	0	+ 1	0				
56	- 5	- 5					
60			- 5				
105	- 3	- 3	- 6				
175	- 9	- 9					
203	-10	- 5	-15				

Die Ergebnisse der Durchmesseränderungen lassen vorerst keine umfassende Deutung zu. Nach sehr langer Lagerzeit oder Lagerung unter erhöhter Temperatur wird eine deutliche Abnahme des Durchmessers beobachtet.

#### 4. Weiterführende Versuche

Bei weiterführenden Versuchen sollte die Abhängigkeit der Stöchiometriedrift von der Ausgangsstöchiometrie als weiterer Parameter einbezogen werden. Daneben sollte eine weitergehende Charakterisierung des Brennstoffs vorgenommen werden, da Brennstoff-spezifische Parameter wie der Anteil der offenen Porosität auch das Lagerverhalten des Schnellbrüterbrennstoffs mitbestimmen dürften.

Obwohl die Durchmesseränderungen nach kurzer Auslagerung des Brennstoffs nur gering sind, sollte dieser Effekt eingehender untersucht werden. Spezielle Untersuchungen hierzu könnten wertvolle Hinweise auf den Mechanismus der Oxidationsvorgänge während der Lagerung geben.

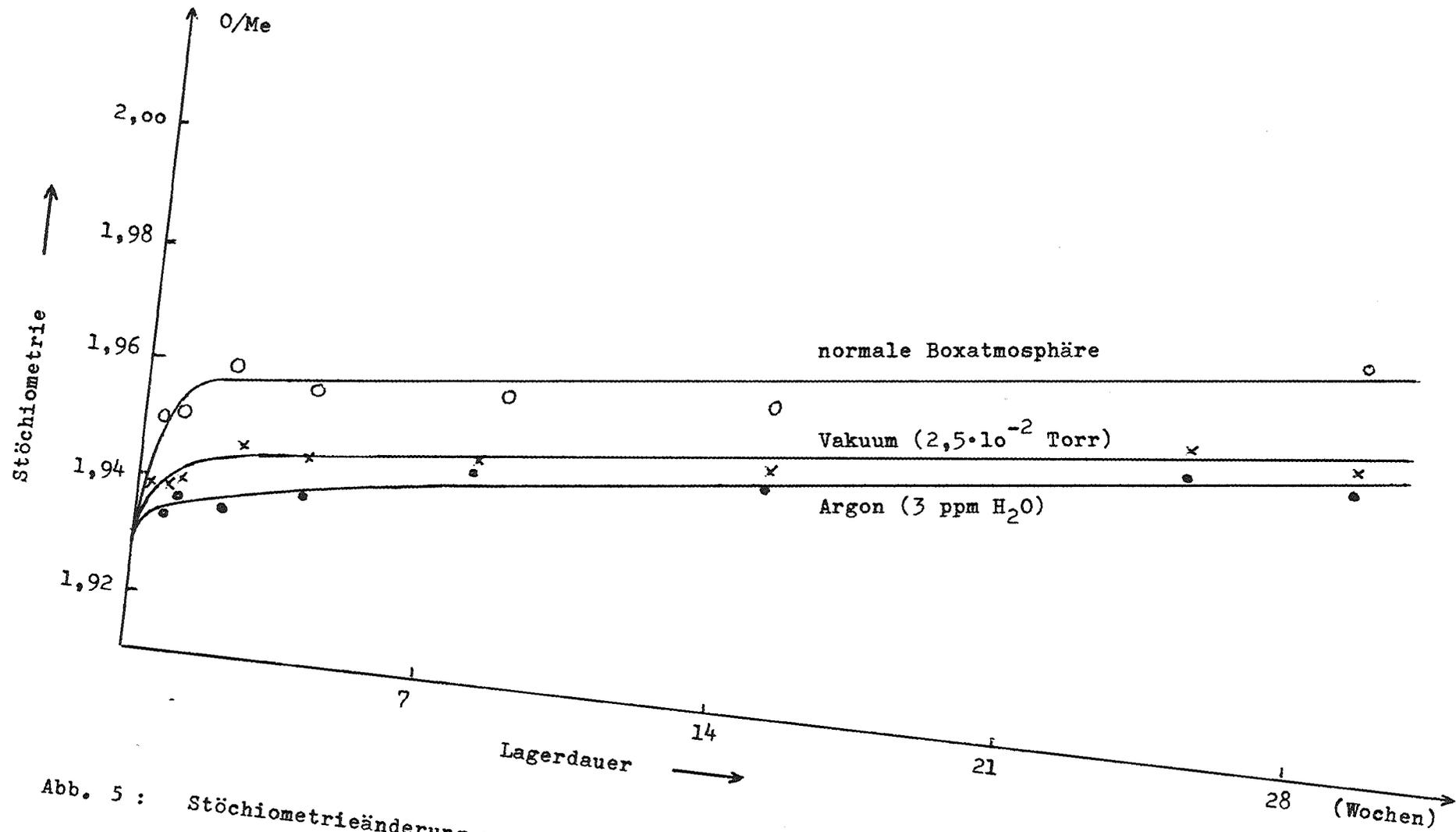


Abb. 5 : Stöchiometrieänderung von  $UO_2$ -30%  $PuO_2$  -Brennstofftabletten nach Lagerung unter verschiedenen Atmosphären bei Raumtemperatur

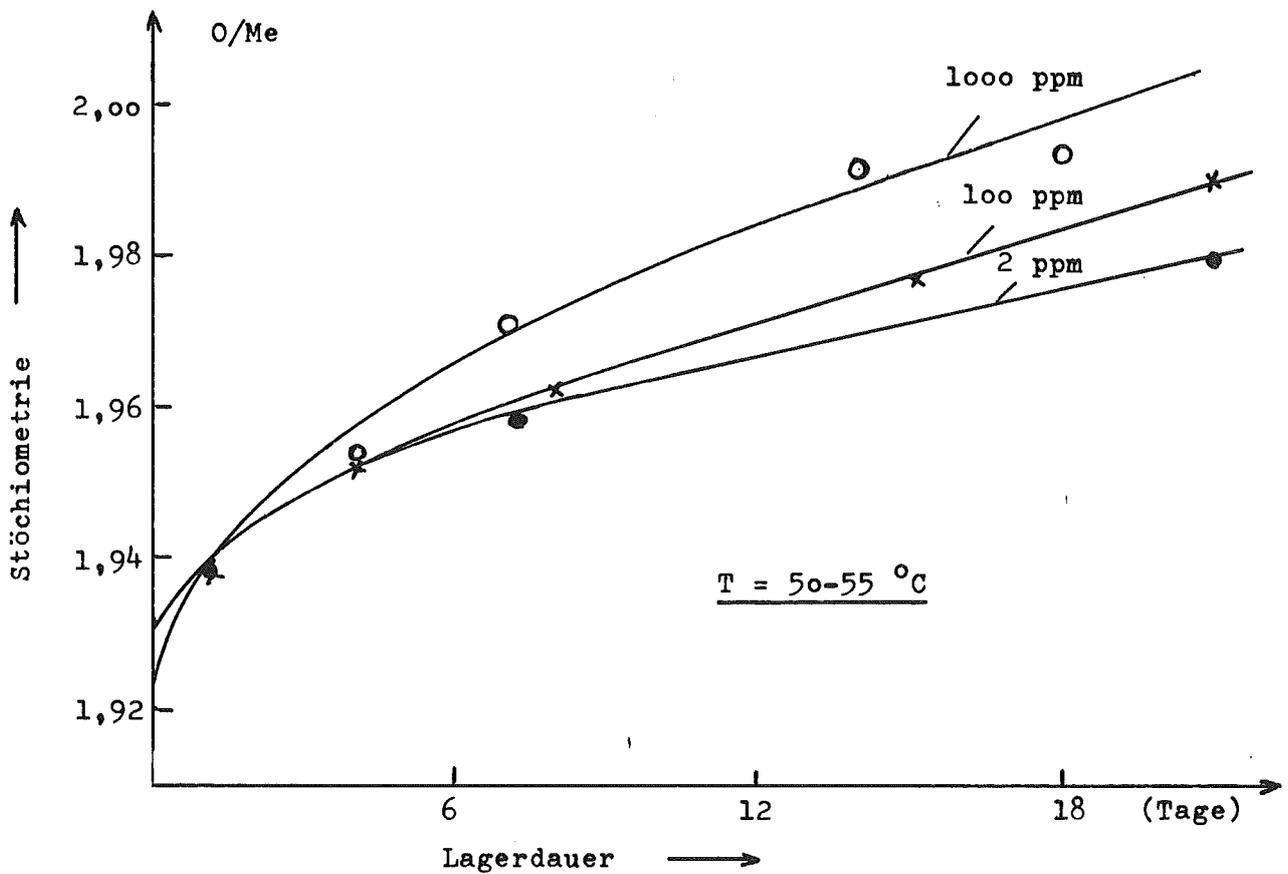
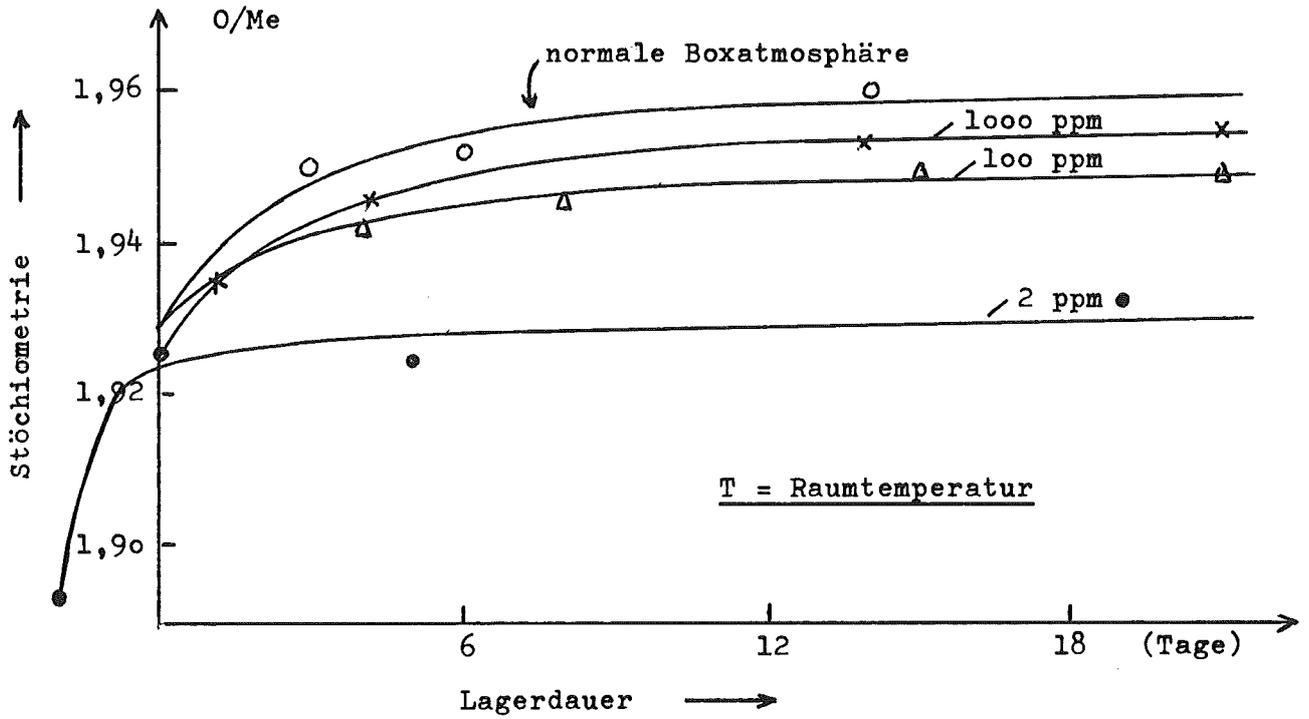


Abb. 6a u. 6b : Stöchiometrieänderung von  $UO_2-30\% PuO_2$  -Brennstofftabletten nach Lagerung unter Luft verschiedener Feuchtigkeit bei konstanter Temperatur

1.12.11 Charakterisierende Untersuchungen und Qualitätskontrolle an Mischoxid

Bestimmung von Plutoniumteilchengrößen in Mischoxid-Brennstofftabletten

(D. Vollath, E. Kaiser, W. Jahraus, IMF)

Im letzten Vierteljahresbericht /1/ wurde gezeigt, daß sich die Größenverteilung der Plutoniumteilchen gut durch die RRS-Verteilung darstellen läßt. Für diese Messungen werden  $\alpha$ -Autoradiographien, die mit einem  $\alpha$ -Teilchen-empfindlichen Film aufgenommen werden, benützt. In diesem Zusammenhang muß nun geklärt werden, wie empfindlich das Meßergebnis auf eine Veränderung der Belichtungszeit bei der Aufnahme der  $\alpha$ -Autoradiographie reagiert. Ein zweiter Parameter ist die Einstellung des Bildanalysengerätes, da die Teilchen nicht scharf begrenzt sind, sondern zum Teil von einem recht flachen Verlauf von Grauwerten umgeben sind. Es wurde daher an Proben von drei verschiedenen Herstellern aus fünf verschiedenen Chargen geprüft, wie empfindlich das Meßergebnis auf diese Meßparameter reagiert.

Bei der Messung wurden die Teilchen in Klassen mit je 9  $\mu\text{m}$  Klassenbreite sortiert, d.h. daß Ergebnisse von Messungen und Extrapolationen, die innerhalb eines Streubandes von 9  $\mu\text{m}$  liegen, sich nicht signifikant unterscheiden.

Die Tabelle 5 gibt eine Zusammenstellung der Meßergebnisse, die an einer Probe mit einem Pu-Gehalt von  $\text{Pu}/\text{U}+\text{Pu} = 0,3$  und einer Dichte von 86,3 % th.D. erhalten wurden. Für diese Messungen wurden  $\alpha$ -Autoradiographien mit 20, 40 und 60 Sekunden Belichtungszeit verwendet. Die über verschiedene Graustufen eingestellten Flächenanteile lagen zwischen 0,1 und 0,35. In der Tabelle 5 ist bei der maximalen gemessenen Teilchengröße zu beachten, daß die Zahl 63 bedeutet, daß die größten Teilchen in der Klasse zwischen 54 und 63  $\mu\text{m}$  zu finden waren. Die relativ starke Streuung der maximalen experimentell nachgewiesenen Teilchengröße ist zum Teil darauf zurückzuführen, daß die Probe für die Messung in etwa 120 Felder geteilt wurde. Dabei können große Teilchen vom Rand des Meßfeldes zerschnitten werden. Das hat aber keinen Einfluß auf die Statistik der Messung. Bei der maximal experimentell nachgewiesenen Teilchengröße ist ein leichter Ein-

fluß der Meßparameter zu beobachten. Anders sieht dies bei der interessanteren Größe der theoretisch maximal in der Probe möglichen Teilchengröße aus. Diese Größe liegt im Bereich zwischen 69 und 79  $\mu\text{m}$ . Der Mittelwert ist 75  $\mu\text{m}$ . Die Standardabweichung der Werte beträgt  $\pm 2,5 \mu\text{m}$ . Das zeigt, daß dieser Wert praktisch unabhängig von den Meßparametern ist. Es ist daher angebracht, diesen Wert in die Spezifikationen einfließen zu lassen.

Belichtungszeit (sec)	Flächenanteil	Max. gemessene Teilchengröße ( $\mu\text{m}$ )	Max. theor. Teilchengröße ( $\mu\text{m}$ )
40	0,106	63	73
20	0,115	54	70
20	0,12	54	71
60	0,123	63	77
20	0,137	63	76
20	0,157	63	77
20	0,175	63	77
20	0,176	63	74
60	0,191	72	75
20	0,197	63	77
20	0,194	63	74
40	0,208	63	71
20	0,211	72	76
20	0,211	63	75
20	0,235	72	77
20	0,241	63	75
40	0,252	72	69
20	0,257	72	77
20	0,268	63	77
60	0,273	72	74
40	0,281	63	74
20	0,285	72	79
20	0,304	72	78
40	0,326	72	75
20	0,326	72	76
60	0,34	63	75
40	0,354	72	75

Tab. 5

1.12.12 Versuche zur Verträglichkeit oxidischer Brennstoff/HülleZum Mechanismus und der Temperaturabhängigkeit des Hüllangriffs in Oxidstäben (O.Götzmann, IMF)

In einigen der in der GfK nachuntersuchten Brennstäbe wurde festgestellt, daß der stärkste Angriff an der Hüllinnenwand nicht an den Stellen mit der höchsten Hüllinnentemperatur, sondern an Stellen mehr hin zum Energiemaximum aufgetreten ist (Rapsodie Bündel-Experiment) /1/. Bei einigen Stäben fand sogar überhaupt kein Angriff bei der höchsten Temperatur (Übergang Brennstoff/Brutstoff) statt, obwohl in Bereichen mit etwas tieferer Temperatur ausgeprägte Reaktionszonen zu sehen waren (DFR 304-Experiment) /2/. Aus diesen Beobachtungen folgerten wir, daß bei Temperaturen oberhalb etwa  $600^{\circ}\text{C}$  eine Abflachung oder Sättigung des Hüllangriffs stattfindet, oder daß zumindest kein weiterer exponentieller Anstieg des Angriffsumfangs mit der Temperatur, wie er nach reaktionskinetischen Überlegungen zu erwarten wäre, eintritt. Gründe wurden in einzelnen Fällen gegeben (DFR 304) /2/, waren jedoch für eine grundsätzliche Aussage der Temperaturabhängigkeit nicht brauchbar.

Beim vor kurzem veranstalteten IAEA Specialists' Meeting on Fuel Cladding Interactions in Tokio wurden von französischer Seite Ergebnisse aus Phénix-Brennstäben vorgelegt, die deutlich einen geringeren Angriff bei der höchsten Hüllinnentemperatur im Stab ( $640^{\circ}\text{C}$ ) als bei Temperaturen zwischen  $600$  und  $610^{\circ}\text{C}$  zeigten /3/. Von den Franzosen wurde daraus gefolgert, daß bei Temperaturen um  $600^{\circ}\text{C}$  maximaler Hüllangriff erfolgt, bei noch höheren Temperaturen der Hüllangriff jedoch wieder abnimmt. Physikalische Gründe konnten keine gegeben werden.

Da die Angriffssituation in Brennstäben, vor allem bei höheren Temperaturen, für die Bewertung des Brennstabverhaltens genügend interessant ist, wäre eine allgemeingültige theoretische Aussage über die Zusammenhänge beim Hüllangriff wünschenswert, die solche Beobachtungen plausibel erscheinen lassen und nicht als Sonderfälle irgendwelcher kinetischer Hemmungen, Verunreinigungen oder Materialfehler darstellen.

Vor kurzem durchgeführte Laboratoriumsuntersuchungen über die Reaktionsmöglichkeiten von Cäsiumhydroxid mit Stählen /4/ haben gezeigt, daß zum Auftreten eines starken Korngrenzenangriffs an Stählen flüssiges CsOH zwar nicht notwendig ist, daß jedoch nur CsOH-Partialdrücke, die eine

CsOH-Aktivität nahe 1 ermöglichen, zu starken Korngrenzenreaktionen, wie sie ähnlich auch aus Brennstabnachuntersuchungen bekannt sind, führen.

In der Tabelle 6 sind für vorgegebene Wasserstoffdrücke und Sauerstoffpotentiale Cäsiumpartialdrücke angegeben, die bei den angegebenen Temperaturen eine CsOH-Aktivität von 1 erzeugen, die also praktisch zur Kondensation von CsOH an der Hülle bei der entsprechenden Temperatur führen können. Wasserstoffpartialdrücke von  $10^{-5}$  bis  $10^{-4}$  atm im Brennelement stehen im Gleichgewicht mit der  $H_2$ -Verunreinigung im Kühlmittel /5/, wobei für Natrium der Wert näher bei  $10^{-5}$  und für Helium um  $10^{-4}$  liegt. Sauerstoffpotentiale von  $-110$  kcal/Mol  $O_2$  bis  $-90$  kcal/Mol  $O_2$  liegen im Bereich dessen, was man für leicht unterstöchiometrischen Brennstoff an der Hüllinnenwand erwartet. Die Cäsiumpartialdrücke werden sich im Gleichgewicht mit den Phasenbildungen im Brennstoff einstellen. Für die angegebenen, relativ niederen Sauerstoffpotentiale entsteht im Gleichgewicht mit dem Brennstoff Cäsiummonouranat ( $Cs_2UO_4$ ). In Tabelle 7 sind für den Bereich der in Frage kommenden Brennstoffoberflächentemperaturen die Cäsiumgleichgewichtsdrücke bei verschiedenen Sauerstoffpotentialen angegeben. Liegt der Cäsiumdruck, der von der Brennstoffoberfläche "zur Verfügung" gestellt wird, über dem zur Bildung von CsOH notwendigen Druck, ist thermodynamisch die Reaktion mit der Hülle möglich. Liegt er dagegen darunter, findet keine Reaktion statt. Für die Hüllinnen- und Brennstoffoberflächentemperaturen der Stäbe des Rapsodie Bündel-Experiments ergibt sich zum Beispiel, daß nach diesem Kriterium Hüllangriff nur bis  $610^\circ C$  möglich war, wenn man ein Sauerstoffpotential von  $-90$  kcal/Mol  $O_2$  und einen Wasserstoffpartialdruck von  $10^{-4}$  atm im Spalt zwischen Brennstoff und Hülle annimmt. Bei einem Wasserstoffdruck von  $10^{-5}$  atm wäre ein Angriff nur bis  $585^\circ C$  möglich gewesen. Hätte im Brennstab nur ein maximales Sauerstoffpotential von  $-100$  kcal/Mol  $O_2$  geherrscht (etwa durch geringeres Ausgangs O/M-Verhältnis oder durch Hüllmaterial- bzw. Spaltprodukt-Brennstoffreaktionen), dann wäre in Verbindung mit einem Wasserstoffdruck von  $10^{-4}$  atm die Reaktionsmöglichkeit mit der Hülle nur bis  $600^\circ C$ , und bei einem Wasserstoffdruck von  $10^{-5}$  atm nur bis  $560^\circ C$  gegeben gewesen.

Das hier angesprochene Kriterium kann allgemein wie folgt formuliert werden: Angriff findet im Brennstab nur dort statt, wo lokal das Produkt verschiedener chemischer Aktivitäten eine bestimmte Größe erreicht.

Bei diesen Aktivitäten handelt es sich in jeden Fall um die des Cäsiums und des Sauerstoffs, sehr wahrscheinlich auch um die des Wasserstoffs, besonders wenn der Transport der reaktiven Elemente vom Brennstoff zur Hülle eine wichtige Rolle spielt.

Daß das Kriterium genauso angewendet werden muß, wie es für die Berechnungen postuliert wurde, daß nämlich ein Angriff nur dort stattfindet, wo lokal eine CsOH-Aktivität von 1 erreicht wird, wird möglicherweise in dieser quantitativen Forderung nicht zutreffen. Angriff wird wahrscheinlich auch schon bei einer etwas niedrigeren CsOH-Aktivität möglich sein. Oder das Kriterium könnte auch heißen, daß die Bildung eines Komplexoxides mit Cäsium und Chrom thermodynamisch möglich sein muß. Das würde im Prinzip nichts am Wesen der Ergebnisse ändern; nämlich, daß an den heißesten Stellen der Hülle nicht in jedem Fall auch thermodynamisch ein Reaktionspotential vorhanden ist.

Am wahrscheinlichsten ist ein Reaktionspotential beim Leistungsmaximum. Das muß aber nicht heißen, daß hier auch der größte Hüllangriff stattfindet. Das Vorhandensein eines Reaktionspotentials ist zwar Voraussetzung für das Stattfinden des Hüllangriffs; die Geschwindigkeit (Kinetik) und damit auch das Ausmaß der Reaktion hängen jedoch ganz entscheidend von der Temperatur ab. Größte Angriffstiefen wird man also im Brennstab an den Stellen finden, die im Bereich des Reaktionspotentials die höchste Temperatur haben.

Weitere Rechnungen mit dem postulierten Kriterium führen zu folgenden Feststellungen:

- Die Stableistung ist ein wichtiger Parameter für das Zustandekommen eines Reaktionspotentials im Brennstab vor allem bei den höheren Hülltemperaturen. Eine Erniedrigung der Stableistung verringert den Bereich im Brennstab, an dem ein Reaktionspotential gegeben ist. Bei einer maximalen Stableistung unter etwa 350 W/cm ist der Bereich nur noch gering und beschränkt sich auf die Umgebung des Leistungsmaximums. Eine Erhöhung der Stableistung verschärft die Angriffssituation im Brennstab. Bei maximalen Stableistungen wesentlich über 450 W/cm (d.h.  $\geq$  500 W/cm) wird auch ein Reaktionspotential an den heißesten Hüllzonen möglich (und damit ein Angriff bei hoher Reaktionsgeschwindigkeit).
- Eine Erhöhung der Hüllinnentemperatur ohne Stableistungserhöhung (also etwa durch Drosselung des Kühlmittelflusses) engt zwar den Reak-

tionsbereich etwas ein (d.h., der axiale Bereich der Hülle, in dem Angriff auftreten kann, wird kleiner). Da aber die Hüllinnentemperatur allgemein höher ist, liegt auch die obere Begrenzung des Reaktionsbereiches auf höherer Temperatur und somit bei höherer Reaktionsgeschwindigkeit. Die Angriffssituation wird jedoch nicht so stark verschärft, wie man es aus der Erhöhung der maximalen Temperatur vermuten würde.

- Mit höherem Sauerstoffpotential vergrößert sich auch der Reaktionsbereich. Das wurde bisher schon so vermutet. Die Spekulation jedoch, daß bei hohem Sauerstoffpotential das Rückhaltevermögen des Brennstoffs für Cäsium zunimmt, geht nicht auf, da es durch die ebenfalls größer werdende Bildungswahrscheinlichkeit des CsOH, bzw. der Reaktionsprodukte mit der Hülle, überkompensiert wird. Lediglich die Tatsache, daß bei höheren Sauerstoffpotentialen der Potentialgradient zwischen Brennstoff und Hülle dann schon merklich wird (bei  $\text{CO}_2/\text{CO}$ - bzw.  $\text{H}_2\text{O}/\text{H}_2$ -Druckausgleich), entschärft die Angriffssituation.
- Eine Vergrößerung des Stabdurchmessers bei gleichbleibender Stableistung engt den Reaktionsbereich ein, d.h., geringere Angriffe sind zu erwarten, da die Brennstoffoberflächentemperatur niedriger wird.
- Bei einer außermittigen Stellung der Brennstofftablette im Brennstab herrscht entlang dem Umfang ein unterschiedliches Reaktionspotential. Ein Hüllangriff ist i.a. in jenem Bereich des Umfangs wahrscheinlicher, wo der Abstand zwischen Hülle und Brennstoff am größten ist. Ganz im Gegensatz zu ad hoc-Vorstellungen, wird der Hüllangriff bei guten Kontaktverhältnissen zwischen Brennstoff und Hülle weniger wahrscheinlich.

Die vorliegenden Überlegungen zum Hüllangriff behandeln nur die thermodynamischen Gegebenheiten und nicht die Kinetik. Bisherige Ungereimtheiten im Angriffsverhalten der untersuchten Stäbe können auch nur durch die thermodynamischen Bedingungen begründet sein. Denn bei gleichem Hüllmaterial und Reaktionspotential ist auch die Kinetik gleich, und die Reaktionsgeschwindigkeit nimmt mit der Temperatur zu, nicht ab. Kinetische Hemmungen oder Beschleunigungen durch Oberflächenfehler oder ähnliches dürften unter Reaktorbedingungen nicht auftreten. Untersuchungen in dieser Richtung führen nicht zum Ziel. Mit der vorgelegten thermodynamischen Darlegung der Situation sollte man bei Kenntnis der thermodynamischen Bedingungen in der Lage sein, die scheinbaren Diskrepanzen aufzulösen.

Tabelle 6: Cäsiumpartialdruck für verschiedene Sauerstoffpotentiale, Wasserstoffpartialdrücke und Temperaturen, die zur Kondensation von Cäsiumhydroxid führen

Sauerstoffpotential [kcal/Mol O <sub>2</sub> ]	- 90		- 100		- 110	
Wasserstoffpartialdruck [atm]	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-5</sup>	10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-5</sup>
Temperatur [°C/K]						
500 / 773	1,5 · 10 <sup>-6</sup>	4,8 · 10 <sup>-6</sup>	3,9 · 10 <sup>-4</sup>	1,2 · 10 <sup>-4</sup>	10 <sup>-3</sup>	3,2 · 10 <sup>-3</sup>
550 / 823	1,3 · 10 <sup>-5</sup>	4,2 · 10 <sup>-5</sup>	2,8 · 10 <sup>-4</sup>	9 · 10 <sup>-4</sup>	6 · 10 <sup>-3</sup>	2 · 10 <sup>-2</sup>
600 / 873	9 · 10 <sup>-5</sup>	3 · 10 <sup>-4</sup>	1,6 · 10 <sup>-3</sup>	5 · 10 <sup>-3</sup>	3 · 10 <sup>-2</sup>	9 · 10 <sup>-2</sup>
650 / 923	5 · 10 <sup>-4</sup>	1,6 · 10 <sup>-3</sup>	7,6 · 10 <sup>-3</sup>	2,4 · 10 <sup>-2</sup>	1,2 · 10 <sup>-1</sup>	3,7 · 10 <sup>-1</sup>
700 / 973	2,3 · 10 <sup>-3</sup>	7,3 · 10 <sup>-3</sup>	3,1 · 10 <sup>-2</sup>	9,8 · 10 <sup>-2</sup>	4 · 10 <sup>-1</sup>	> 1
750 / 1023	9,3 · 10 <sup>-3</sup>	3 · 10 <sup>-2</sup>	1,1 · 10 <sup>-1</sup>	3,4 · 10 <sup>-1</sup>	> 1	> 1

Tabelle 7: Cäsiumpartialdruck im Gleichgewicht mit Mischoxid-Brennstoff bei verschiedenen Sauerstoffpotentialen und Temperaturen

Sauerstoffpotential $\left[\frac{\text{kcal}}{\text{mol O}_2}\right]$	- 90	- 100	- 110
Temperatur [ $^{\circ}\text{C}/\text{K}$ ]			
700 / 973	$9,4 \cdot 10^{-7}$	$1,2 \cdot 10^{-5}$	$1,6 \cdot 10^{-4}$
750 / 1023	$6 \cdot 10^{-6}$	$6,8 \cdot 10^{-5}$	$8 \cdot 10^{-4}$
800 / 1073	$3 \cdot 10^{-5}$	$3 \cdot 10^{-4}$	$3,3 \cdot 10^{-3}$
850 / 1123	$1,4 \cdot 10^{-4}$	$1,3 \cdot 10^{-3}$	$1,2 \cdot 10^{-2}$
900 / 1173	$5,2 \cdot 10^{-4}$	$4,4 \cdot 10^{-3}$	$4 \cdot 10^{-2}$
950 / 1223	$2 \cdot 10^{-3}$	$1,5 \cdot 10^{-2}$	$1,2 \cdot 10^{-1}$
1000 / 1273	$6 \cdot 10^{-3}$	$4,3 \cdot 10^{-2}$	$3 \cdot 10^{-1}$

Literatur:

- /1/ O. Götzmann et al., in KFK 1999 (1974) Beitrag V., 81
- /2/ O. Götzmann, in KFK 1864 (1974), Beitrag 5, 59
- /3/ M. Conte, J.P. Marcon:  
Paper submitted to IAEA Specialists' Meeting on Fuel and Cladding Interaction, Tokyo, Japan, Febr. 21-25, 1977
- /4/ O. Götzmann, C.E. Johnson: unveröffentlichte Ergebnisse aus dem ANL
- /5/ M. Bober et al., IAEA-SM-173/52

1.12.14 Mikrobereichsanalyse bestrahlter Oxid-BrennstäbeNachuntersuchungen am Bestrahlungsexperiment Rapsodie-Bündel<sup>1)</sup>

(H.Kleykamp, R.Fritzen, H.D.Gottschalg, W.Laumer, H.Späte, IMF)

Im schnellen natriumgekühlten Reaktor Rapsodie wurden zwei Mischoxid-Brennstabbündel bis zu einem maximalen Abbrand von 10,6% bestrahlt. Die 6 mm-Brennstäbe waren von den rostfreien Stählen 1.4970 und 1.4988 umhüllt. In jedem Bündel wurde Uran-Plutonium-Oxid mit 30% PuO<sub>2</sub>, 83% U-235 im Uran-Anteil und unterschiedlicher Brennstoffausgangsstöchiometrie (O/M)<sub>0</sub> zwischen 1,965 und 2,00 eingesetzt. Die maximale Stableistung von 480 W/cm etwa in der Brennstabmitte und die maximale Hüllinnentemperatur von 620°C am oberen Ende waren in den Brennstäben nahezu gleich. Somit stellt das Bestrahlungsexperiment Rapsodie-Bündel einen Parameter-test dar, der zur Untersuchung des Einflusses der Brennstoffstöchiometrie auf das Brennstabverhalten bei hohen Abbränden unter gleichen Bestrahlungsbedingungen besonders geeignet ist.

An einer Reihe von Quer- und Längsschnitten aus drei Stäben mit (O/M)<sub>0</sub> von 1,965, 1,974 und 1,977 wurde die Verteilung des Urans und Plutoniums bestimmt. Damit können die axialen und radialen Entmischungserscheinungen im gesamten Brennstab beschrieben werden. Die Plutonium-Verteilung ist in den Stäben durch die Angabe von Linien gleicher PuO<sub>2</sub>-Konzentration (in %) dargestellt (Abb. 7). Die UO<sub>2</sub>-Verteilung ist der PuO<sub>2</sub>-Verteilung komplementär. Für das Verteilungsbild sind hauptsächlich die von der Brennstoffstöchiometrie abhängigen Partialdrucke von UO<sub>3</sub>, UO<sub>2</sub> und PuO verantwortlich. Bei einer Ausgangsstöchiometrie >1,97 tritt eine vorwiegend radiale Entmischung durch Verdampfung von UO<sub>3</sub>- und UO<sub>2</sub>-Molekülen aus dem zentralkanalnahen Brennstoffbereich und durch Thermodiffusion von PuO<sub>2</sub> in Richtung des Zentralkanals auf, die dort zu einer maximalen Anreicherung von 45% PuO<sub>2</sub> im Bereich maximaler Stableistung und von 39% PuO<sub>2</sub> im Bereich maximaler Hülltemperatur führt. Die Anreicherung wird höher sein bei Verwendung von Natururan unter gleichen Bestrahlungsbedingungen. Bei einer Ausgangsstöchiometrie <1,97 werden die Partialdrucke von UO<sub>2</sub> und PuO im Betrag vergleichbar. Der höhere PuO-Druck am Zentralkanal, der dort allein zu einer PuO<sub>2</sub>-Abreicherung führen würde, wird durch die PuO<sub>2</sub>-Thermodiffusion in Richtung des Zentralkanals überkompensiert. Darüber hinaus treten eine Kondensation des Plutoniums

---

1) Erster Bericht

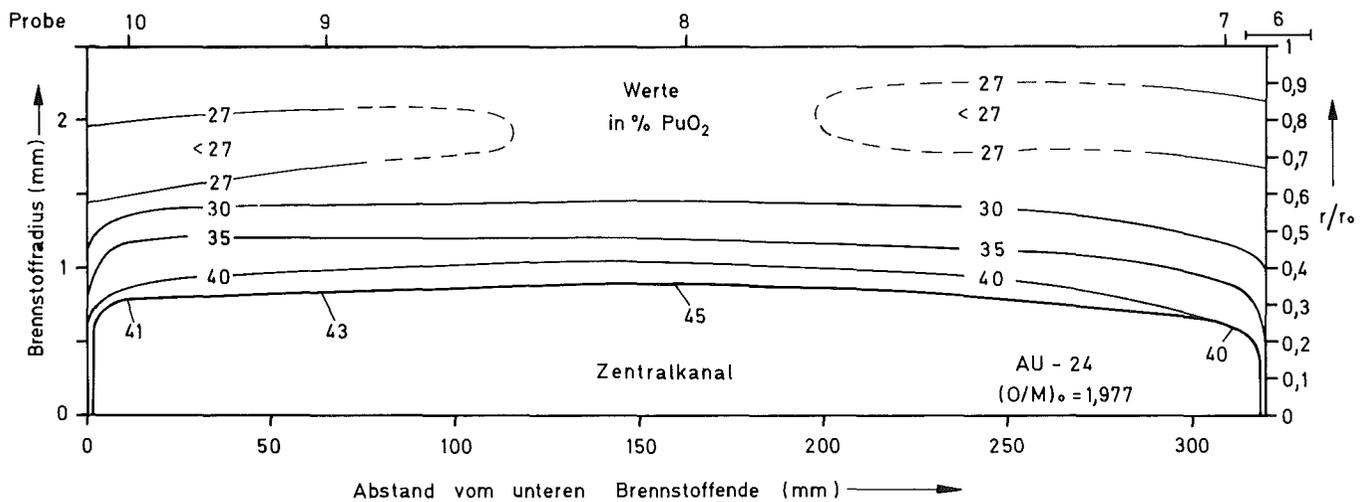
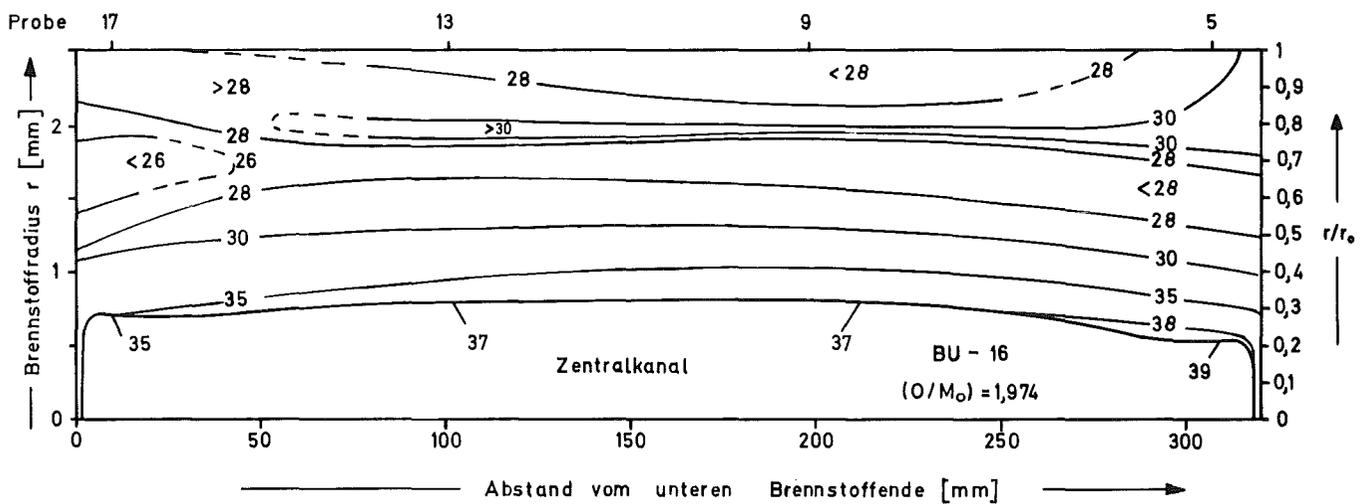
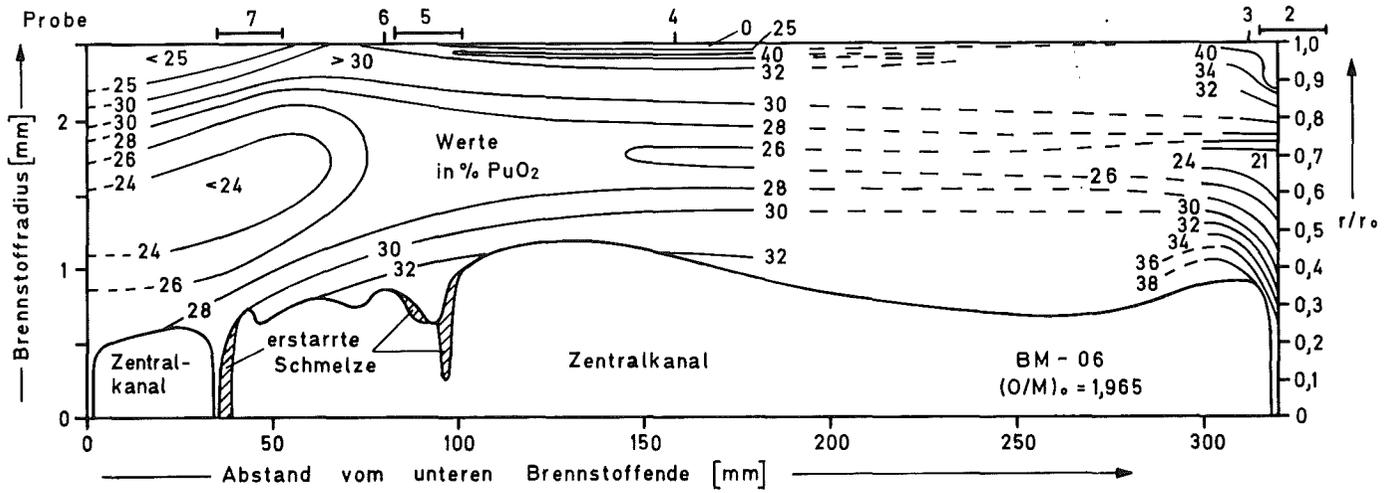


Abb. 7 Axiale und radiale Plutonium-Verteilung in den Stäben BM-06, BU-16 und AU-24 mit der Brennstoffausgangsstöchiometrie 1,965, 1,974 und 1,977 durch Angabe von Linien gleicher  $\text{PuO}_2$ -Konzentration in %  $\text{PuO}_2$

in radialer Richtung in der Kornwachstumszone des Brennstoffs (zweites Maximum) und ein Transport in axialer Richtung zu den Brennstoffenden auf. Dieses zum Uran unterschiedliche Kondensationsverhalten des Plutoniums liegt an der Stöchiometrieabhängigkeit der Partialdrücke und dem Sauerstoffgradienten im Brennstoff. Die Entmischungseffekte führen am Zentralkanal zu einer maximalen Anreicherung von 33%  $\text{PuO}_2$  im Bereich maximaler Stableistung und von 39%  $\text{PuO}_2$  im Bereich maximaler Hülltemperatur. Die Umverteilung wird bei Verwendung von Natururan unter gleichen Bestrahlungsbedingungen nicht wesentlich beeinflusst. Die Entmischungseffekte können durch Wahl der geeigneten Ausgangsstöchiometrie zwischen 1,965 und 1,977 minimalisiert werden. Das Verteilungsbild für eine Ausgangsstöchiometrie 1,974 zeigt bereits beide charakteristischen Merkmale des schwach unterstöchiometrischen und des stark unterstöchiometrischen Brennstoffs, nämlich eine geringere  $\text{PuO}_2$ -Anreicherung am Zentralkanal und ein schwaches zweites  $\text{PuO}_2$ -Maximum im kälteren Bereich des Brennstoffs (Abb. 7).

Im unteren Drittel des Brennstabs mit der niedrigen Brennstoffausgangsstöchiometrie von 1,965 wird an der Zentralkanalberandung und im gesamten Zentralkanalquerschnitt eine mehrphasig erstarrte oxidische Schmelze beobachtet (Abb. 8). Es existieren mindestens drei oxidische Phasen; hellgrau:  $(\text{U,Pu})\text{O}_2$  mit 30 bis 32%  $\text{PuO}_2$ , derselbe Wert wie im angrenzenden Brennstoffbereich; mittelgrau:  $(\text{Ba,Sr,Cs})-(\text{U,Pu,Zr})$ -Oxid in verschiedener Zusammensetzung, die Bruttoformel  $\text{ABO}_3$  ist möglich; dunkelgrau:  $\text{BaO}$  (Abb. 9). Weiterhin befindet sich in der erstarrten Schmelze eine metallische  $\text{Mo-Tc-Ru-Rh-Pd}$ -Phase. Bei sehr niedrigem Abbrand lösen sich die oxidischen Spaltprodukte vollständig im Brennstoff. Mit zunehmendem Abbrand werden die Grenzen der Löslichkeit der einzelnen Spaltprodukte im Brennstoff nacheinander überschritten. Es bilden sich im Sinne eines polynären Eutektikums zwischen  $(\text{U,Pu})$ -Oxid und den Spaltproduktoxiden spaltproduktreiche Schmelzen, die als flüssige Phasen vom festen Brennstoffgerüst umhüllt werden. Die Temperatur der Eutektikalen ist bei etwa  $2100^\circ\text{C}$  anzusetzen, oberhalb der die beobachteten spaltproduktreichen Phasen flüssig sind. Wenn ein stärkerer axialer Brennstofftransport entlang des Zentralkanals einsetzt, wie es am Stab BM-06 mit  $(\text{O/M})_0 = 1,965$  beobachtet wurde, bricht das feste Brennstoffgerüst für den Zusammenhalt der sehr kleinen flüssigen Oxid-ausscheidungen zusammen. Die eutektische Schmelze vereinigt sich am

Zentralkanal und läuft am Rand ab, bis sie im unteren Bereich bei etwa  $2100^{\circ}\text{C}$  eutektisch erstarrt. Es kann aber nicht entschieden werden, ob die Ursache dieser Erscheinung, der axiale Brennstofftransport, primär im Zusammenhang mit der starken Unterstöchiometrie des Brennstoffs steht oder auf einem temporär sehr starken axialen Temperaturgradienten am Zentralkanal beruht.

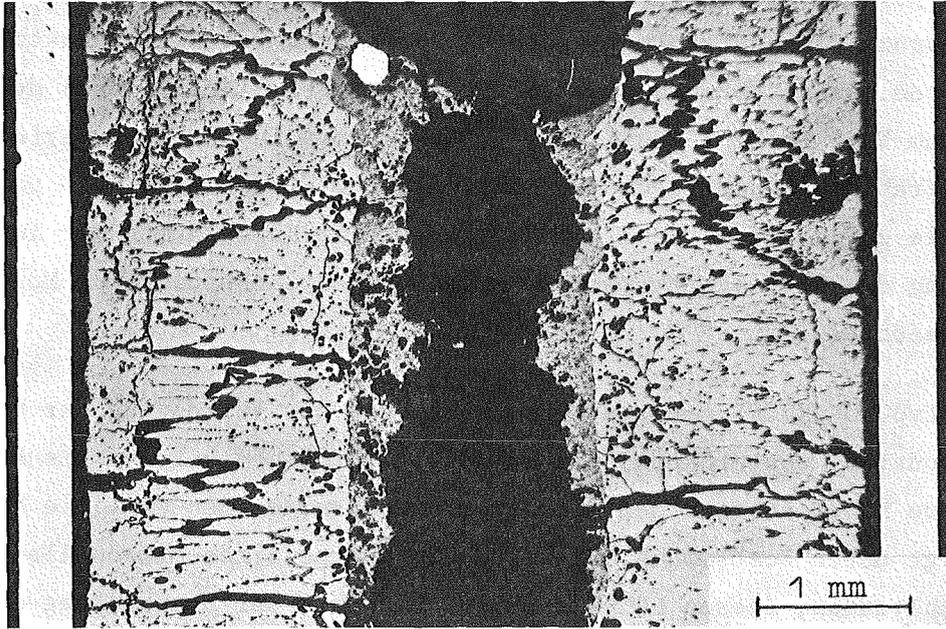


Abb. 8 Gefügeübersicht aus dem Stab BM-06 mit der Brennstoffausgangsstöchiometrie 1,965 mit erstarrter Schmelze an der Zentralkanalberandung (20-fach)

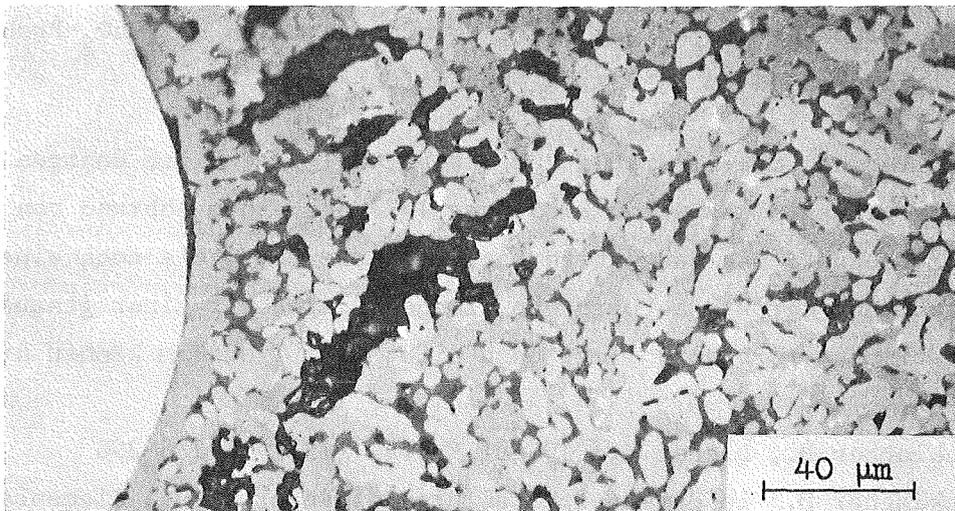


Abb. 9 Gefügeausschnitt aus der erstarrten Schmelze an der Zentralkanalberandung des Stabs BM-06 (500-fach). Hellgrau:  $(\text{U},\text{Pu})\text{O}_2$ ; mittelgrau:  $(\text{Ba},\text{Sr},\text{Cs})-(\text{U},\text{Pu},\text{Zr})\text{-Oxid}$ ; dunkelgrau:  $\text{BaO}$ ; metallisch:  $\text{Mo-Tc-Ru-Rh-Pd}$

## 1.12.2 Bestrahlungsexperimente - Oxidbrennstäbe

### 1.12.21 Messung des bestrahlungsbedingten Kriechens von $UO_2$ - $PuO_2$ bis zu hohem Abbrand im Versuch Mol 12 B 2

(W.Dienst, IMF)

Mit der in-pile-Kriechkapsel Mol 12 B 2 wurden die PSB-Bestrahlungsversuche zur Messung des bestrahlungsbedingten Kriechens von Oxidbrennstoffen abgeschlossen. Diese Versuche wurden zum Teil im FR 2 (Karlsruhe) durchgeführt, zum Teil im BR 2 (Mol) /1,2/. Dabei kamen in der BR-2-Serie Mol 12 Bestrahlungskapseln vom Typ CONFLUENT zum Einsatz /3/, die vom CEN Grenoble geliefert wurden. Der Betrieb dieser Kapseln mit der In-pile-Messung des Brennstoffkriechens wurde von der Arbeitsgruppe Mol der GfK durchgeführt.

Der Kapseltyp CONFLUENT ist mit einem Meßsystem zur Verfolgung der Probenlängenänderung ausgerüstet, das besonders für langdauernde Kriechversuche bis zu hohem Abbrand der Brennstoffprobe vorgesehen war. Die Messung erfolgt durch Bestimmung der Resonanzfrequenz eines Mikrowellen-Resonanzhohlraumes, dessen Länge sich zusammen mit der Probenlänge ändert. Die Kapselkonstruktion hatte sich bereits in einem Versuch mit einer  $UO_2$ -Probe bis zu hohem Abbrand (etwa 8%) bewährt /2/. Der erste Versuch mit einer  $UO_2$ - $PuO_2$ -Probe (Mol 12 B 1) musste jedoch wegen eines Kapselschadens vorzeitig abgebrochen werden. Dadurch brachte er keine Ergebnisse, die über diejenigen einer Versuchsserie an  $UO_2$ - $PuO_2$ -Proben mit niedrigem Abbrand im FR 2 /2,4/ hinausführten.

Der zweite Versuch mit einer  $UO_2$ - $PuO_2$ -Probe, Mol 12 B 2, ist dagegen vollständig gelungen und wurde im Januar 1977 bei einem Abbrand von mindestens 8% beendet. Die endgültige Versuchsauswertung, die auch eine Nachuntersuchung der Brennstoffprobe, im besonderen mit einer genauen Abbrandbestimmung vorsieht, liegt noch nicht vor. Trotzdem können hier

- 
- /1/ Brucklacher D., Dienst W.: J.Nucl.Mat.42 (1972) S.285-296
  - /2/ Brucklacher D.: in Physical Metallurgy of Reactor Fuel Elements, The Metals Society, London 1974, S.118-122
  - /3/ Häfner, H.E.: Atomwirtschaft 19 (1974) S. 79-80
  - /4/ Dienst, W.: J.Nucl.Mat.61 (1976) S.185-191

schon die wichtigsten vorläufigen Aussagen vorgestellt werden. Sie betreffen natürlich in erster Linie das bestrahlungsbedingte Brennstoffkriechen, aber auch das Nachsintern und das Schwellen des Brennstoffes.

Die Brennstoffprobe bestand aus ringförmigen  $U_{\text{nat}}O_2$ - $PuO_2$ -Tabletten und zwischenliegenden Molybdänringen (s.a. /1/). Der Brennstoff enthielt 15%  $PuO_2$ ; die Pu-Verteilung war mikroskopisch nicht homogen /4/. Die Sinterdichte des porösen Brennstoffes betrug 86% der theoretischen Dichte. Die Probertemperatur lag zwischen 400 und 500°C, und die axiale Druckbelastung der Probe wurde von 0 bis 30 MN/m<sup>2</sup> variiert. Im Abbrandbereich bis zu 3% Pu-Abbrand war die Kriechgeschwindigkeit der Druckspannung proportional. Wenn die Proportionalität mit der Spaltungsrate, die als allgemein gültig anzusehen ist, vorausgesetzt wird, ergibt sich der in Abb. 10 dargestellte Wertebereich. Die Mol 12 B 2-Ergebnisse für die stationäre Kriechgeschwindigkeit sind dort durch das schwarze Feld ("Burnup 1 - 3%, 86% TD") und durch den anschließenden schraffierten Bereich ("Primary creep") dargestellt. Im Vergleich mit den FR 2-Ergebnissen bei niedrigem Abbrand (gestrichelte Linien "Burnup <1%, 86% TD und 93,5% TD") zeigt sich, dass die Kriechgeschwindigkeit der 86% TD-Probe in Mol 12 B 2 etwa mit derjenigen der 93,5% TD-Proben bei niedrigerem Abbrand im FR 2 übereinstimmt. Das ist evtl. einfach durch eine bestrahlungsbedingte Nachsinterung der Mol 12 B 2-Probe begründet, die zu einer Enddichte von etwa 93% TD führte /4/. Der verbleibende Überschuss der gemessenen Kriechgeschwindigkeit über den kürzlich gemachten Vorschlag für Brennstabmodellrechnungen (strichpunktierte Linie in Abb. 1 /4/) beruht wahrscheinlich auf der mikroskopisch nicht homogenen Pu-Verteilung der Mol 12 B 2-Probe (wie auch der FR 2-Proben), die nur bei höheren Temperaturen (>650°C) ihren Einfluss verliert /4/.

Wie schon früher in anderen Versuchen qualitativ festgestellt /2/, so wurde auch bei Mol 12 B 2 nach jeder Erhöhung des Drucks auf die Probe primäres Kriechen mit erheblich höherer Kriechgeschwindigkeit als beim stationären Kriechen gefunden, und zwar bis zu jeweils etwa 100 h Dauer. Der schraffierte Bereich in Abb. 10 enthält etwa die für die ersten 50 h gemittelten Werte.

Bei höherem Abbrand (>3%) schien eine stärkere Abhängigkeit der Kriechgeschwindigkeit von der Druckspannung aufzutreten, etwa mit  $\dot{\epsilon} \propto \sigma^{1,5}$ . Diese stärkere Abhängigkeit wurde schon früher an  $UO_2$  gefunden /2/. Sie war bei Mol 12 B 2 nicht mit einer beträchtlichen Erhöhung der Kriechgeschwindigkeit selbst verbunden. Bei einer Druckspannung von  $20 \text{ MN/m}^2$  erschien die Kriechgeschwindigkeit etwa gleichbleibend bis zu hohem Abbrand. Damit wird aber bei  $10 \text{ MN/m}^2$  der schon erwähnte Modell-Referenzwert der Kriechgeschwindigkeit (strichpunktierte Linie in Abb. 10) noch nicht unterschritten.

Im Abbrandbereich >3% trat nach jeder Verminderung des Druckes auf die Probe eine vorübergehende positive, d.h. der Kriechverformung entgegengesetzte Längenänderung der Probe auf. Sie kann auf transientes Schwellen bei Entlastung des Brennstoffes zurückzuführen sein. Die transiente Schwellung betrug dann jeweils mindestens etwa 0,5 Vol.-% in 20 - 100 h, und zwar ohne deutliche Abhängigkeit von der Grösse der Entlastung.

Eine zuverlässige Messung der stationären Schwellrate des Brennstoffes war im Versuch Mol 12 B 2 nicht möglich. Sie wurde im Bereich niedrigen Abbrandes durch die Nachsinterung des porösen Brennstoffes behindert, im Bereich höheren Abbrandes durch die erwähnte transiente Schwellung. Einige aussagefähig erscheinende Messwerte zwischen 1 und 3% Abbrand würden eine Schwellrate von 1,0 Vol.-% je % Abbrand ergeben.

Dagegen liess sich die bestrahlungsbedingte Nachsinterung des Brennstoffes bei Beginn der Bestrahlung an der Schrumpfung der unbelasteten Probe befriedigend verfolgen. Wenn ein exponentieller Verlauf der Nachsinterung bis zu einer Restporosität von 7 Vol.-% vorausgesetzt wird (s.a. /4/), betrug die Geschwindigkeitskonstante der abbrandabhängigen Exponentialfunktion  $1/0,5\%$  Abbrand. D.h., im Abbrandintervall 0 - 0,5% war die Nachsinterungsschrumpfung zu einem Anteil von  $1 - 1/e$  abgelaufen. Damit lag die Nachsinterungsgeschwindigkeit der  $UO_2$ - $PuO_2$ -Probe von Mol 12 B 2 deutlich niedriger als für gut homogenisiertes U-Pu-Mischoxid, für das bei ähnlicher Porosität eine Geschwindigkeitskonstante von mindestens  $1/0,3\%$  Abbrand in Rechnung zu stellen ist. Der beträcht-

liche Einfluss der Pu-Verteilung auf das bestrahlungsbedingte Kriechen wurde bereits früher behandelt /4/.

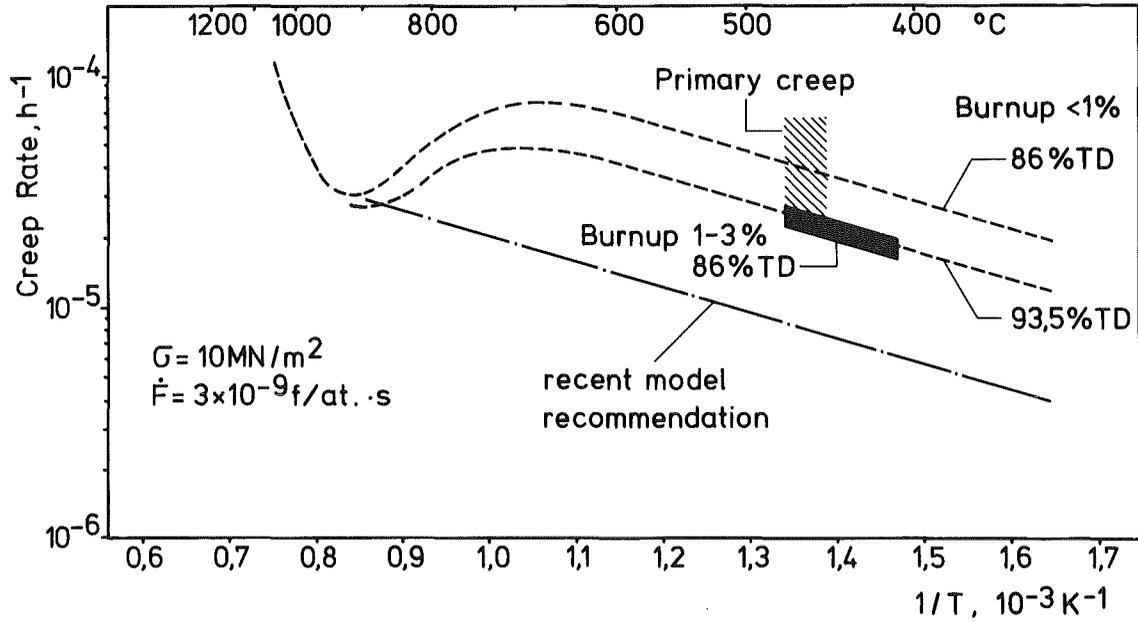


Abb. 10: Bestrahlungskriechgeschwindigkeit von  $UO_2-15\% PuO_2$ , aus PSB-Versuchen im FR 2 und im BR 2.

1.12.4 Karbidischer Brennstoff1.12.43 Parametertests im thermischen Fluß (Karbid)1. Zur Aufkarburierung in Na-gebundenen Stäben mit unterschiedlichen  $M_2C_3$ -Gehalten - Bestrahlungsversuch Mol-15/1

(P. Weimar, IMF)

Einleitung

Im Bestrahlungsversuch Mol-15/1 kamen 4 Na-gebundene Prüflinge zum Einsatz. Ihre Brennstoffspezifikationen und die Prüflingsabmessungen gehen aus nachfolgender Tabelle hervor.

Material	$(U_{0,75}Pu_{0,25})C$	$(U_{0,75}Pu_{0,25})_2C_3$
$M_2C_3$ -Anteil	10 %	80 %
$MC_2$ -Anteil	unterhalb der Nachweisgrenze	
Pu-Gehalt	U/U + Pu = 0,25 ± 0,01	
U-Anreicherung	U <sub>nat</sub>	
Pu-Isotopenzusammensetzung	Gehalt an spaltbarem Pu > 91 %	
Brennstoff-Form	Tabletten	
Tablettendurchmesser	mit Fase, ungeschl.	ohne Fase, geschlossen
Hüllrohrdurchmesser (außen)	4,47 ± 0,033 mm	4,64 ± 0,01 mm
Tablettenhöhe	5,6 mm	
theoretische Dichte	13,63 g/cm <sup>3</sup>	12,82 g/cm <sup>3</sup>
Tablettendichte	90 ± 1 % th.D.	93 ± 1,5 % th.D.
Kohlenstoffgehalt	4,65 <sup>+0,05</sup> <sub>-0,10</sub>	nicht spezifiziert
O- und N-Gehalt	O+N < 5000 ppm	O+N < 2000 ppm
Kohlenstoffäquivalent: $C + \frac{12}{14} N + \frac{12}{16} O$	Angabe des erreichten Wertes im Endprodukt als Summe von C, O, N	

Tab. 8

Die Bestrahlung erfolgte im thermischen Fluß des BR 2 in Mol. Der maximal erreichte rechnerische Abbrand betrug ca. 87,0 MWd/kg M. Wie aus der Spezifikation hervorgeht, wurden 2 Brennstoffvarianten eingesetzt und zwar:

- a) mit einem  $M_2C_3$ -Gehalt > 80 Gew.-% und
- b) mit einem  $M_2C_3$ -Gehalt < 10 Gew.-% .

Ziel dieser unterschiedlichen Brennstoffzusammensetzung war, den Einfluß des  $M_2C_3$ -Gehaltes im Brennstoff auf das Bestrahlungsverhalten und speziell auf die Aufkarburierung der Hülle zu ermitteln.

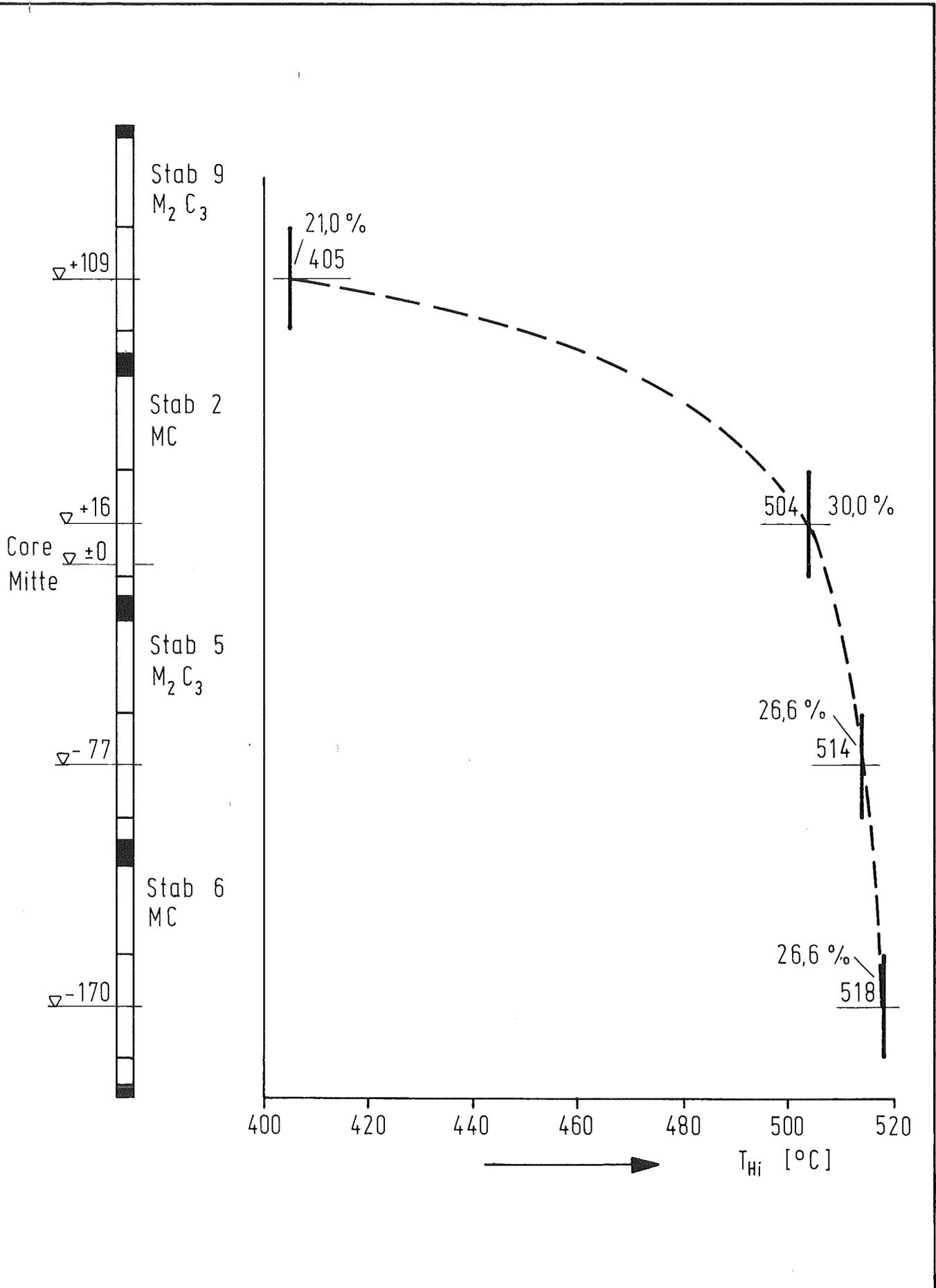
### Ergebnisse

In Abb. 11 werden die mittleren Hüllinnentemperaturen des Mol-15-Einsatzes wiedergegeben. Aus dem Verlauf ist zu entnehmen, daß der obere Prüfling infolge des axialen Flußgradienten mit verringerter Stabileistung gefahren wurde. Die Hüllinnentemperatur des Prüflings 9 (oben) betrug nur 405 °C, während die übrigen Prüflinge eine um 100 °C höhere Temperatur auf der Hüllinnenseite aufwiesen. Weiterhin werden in Abb. 11 die jeweiligen durch Mikrohärtmessung (MHV 50) bestimmten Aufkohlungstiefen der Hüllen in % angegeben. Man kann der Abb. 11 entnehmen, daß die Aufkohlung bei 400 °C ca. 20 % und bei 500 °C ca. 28 % betrug. Wesentlich höhere Werte sind bei höheren Hülltemperaturen gemessen worden /1/. Da es sich hier um Na-gebundene Stäbe (große Spaltweite) handelte, konnten trotz Versagen der Na-Bindung während der Bestrahlung keine Hüllanrisse infolge starker Beanspruchung durch Brennstoffschwellen beobachtet werden.

Dem Problem der Aufkarburierung des Hüllmaterials durch karbidischen Brennstoff sollte jedoch auch in Zukunft ein Hauptaugenmerk gelten, da bei kleinen Spaltweiten (Gasbindung) /1/ und höheren Abbränden Anrisse an der Hüllinnenseite durch zu starke Belastung des Hüllrohrs infolge Brennstoffschwellen beobachtet werden können.

---

/1/ F. Bauer, P. Weimar; interne Notiz (unveröffentlicht) (1977)



Mittlere Hüllinnentemperatur  
über alle Zyklen gemittelt

Abb. 11

## 2. Zwischenbericht zum Bestrahlungsexperiment Mol-11/K2/3

(H. Steiner, IMF)

Im Rahmen der Versuchsgruppe Mol-11/K2 wurde der Prüfling K2/3 im epithermischen Fluß des BR 2 in einer Kapsel vom Typ FASOLD bestrahlt. Erreicht wurde in einer Bestrahlungszeit von 317 Volllasttagen ein maximaler Abbrand von 74 MWd/kg Me (Abb. 12), ohne daß ein Defekt auftrat. Entladen wurde der Prüfling Ende Mai 1976, die Nachuntersuchung ist für den Sommer 1977 geplant.

Die wichtigsten Daten für den Stab und den Betrieb sind in nachfolgender Tabelle aufgeführt.

Hüllwerkstoff	1.4988
Hüllrohr Außendurchmesser	8,0 mm
Hüllrohr Innendurchmesser	7,1 mm
Brennstoff	UC/PuC-Tabletten
Tablettendurchmesser	6,74 mm
diametrale Spaltbreite	0,36 mm
Brennstofflängengewicht	4,05 g/cm
Tablettendichte	83,5 % th.D. ( $\rho_{\text{theor.}} = 13,6 \text{ g/cm}^3$ )
Schmierdichte	75,2 % th.D.
Kohlenstoffgehalt ECC	5,00 %
Pu-Anreicherung Pu/U+Pu	15,7 %
Anreicherung im Uran-Anteil	84,4 Gew.-% U-235
Brutstoff	$U_{\text{nat}}^C$
Tablettendurchmesser	6,96 mm
Tablettendichte	83,3 % th.D.
Bindung	He
Länge des oberen Spaltgas-sammelraumes	250 mm
Länge der oberen Brutstoffsäule	203,4 mm
Länge der Brennstoffsäule	510,1 mm
Länge der unteren Brutstoffsäule	17 mm

Tab. 9

Bestrahlungszeit	317,4 d
Maximaler Abbrand	74,2 MWd/kg Me
Mittlere maximale Stableistung	900 W/cm
Mittlere maximale Hüll- oberflächentemperatur	350 °C

Bis auf die Spaltbreite und damit auch die Schmierdichte war die Auslegung des Prüflings K2/3 identisch mit der des K2/1 und des K2/2 /1/. Bei einer Schmierdichte von 80 % th.D., entsprechend einer Fertigungsspaltbreite von 140 µm diametral, wurde bei der Bestrahlung dieser letzteren Prüflinge ein maximaler Abbrand von 61 MWd/kg Me (radiochemisch bestimmt) ohne Defekt erreicht. Gemessen wurde dabei eine maximale Hüllverformung von ca. 1,3 % /1/. Die Nachuntersuchung muß zeigen, inwieweit durch die Reduktion der Schmierdichte von 80 auf 75 % th.D. beim Prüfling K2/3 auch die Hüllverformungen sich vermindern. Entsprechend einem Wert von 3 %/ Abbrand für die freie Schwellrate /2/ und einem Wert von 0,4 %/ Abbrand für die Schwellrate unter Hüllbelastung /3/ erwartet man eine maximale Hüllverformung von ca. 0,6 %. Das Ergebnis der Nachuntersuchung in diesem Punkt wird deshalb von besonderem Interesse sein, als einige der wichtigsten Auslegungsparameter des K2/3 wie Schmierdichte, Spaltbreite und Tablettendichte für das Karbid-Referenzkonzept repräsentativ sind.

Zur Messung des Spaltgasdruckaufbaus und damit zur Bestimmung des zeitlichen Verlaufes der Spaltgasfreisetzung war der Prüfling K2/3 wie der K2/2 mit einer Druckkapillare versehen. Die Meßergebnisse sind in Abb. 13 aufgetragen. Bemerkenswert ist, daß die Freisetzung schon nach 30 Tagen Vollast, d.h. einem Abbrand von ca. 7 MWd/kg Me, einsetzt. Dies ist zu vergleichen mit dem Ergebnis beim K2/2, wo der Beginn der Spaltgasfreisetzung bei ca. 20 MWd/kg Me lag /1/. Erklärt wird dieser Unterschied mit den wesentlich höheren Brennstofftemperaturen beim Anfahren, eine Konsequenz des deutlich größeren Fertigungsspalt. Für die Gesamtfreisetzung errechnet man einen Wert von 0,24 unter der Annahme, daß die freien Volumina beim K2/2 und K2/3 übereinstimmen /4/. Dies entspricht in etwa dem Ergebnis beim K2/2 /2/ (F = 0,21).

Literatur:

- /1/ D. Freund, H. Elbel, H. Steiner:  
Auslegung, Bestrahlung und Nachuntersuchung der UC und (U,Pu)C-  
Brennstäbe der Versuchsgruppen Mol-11/K1 und Mol-11/K2,  
KFK-Bericht Nr. 2268 (1976)
- /2/ H. Zimmermann:  
Spaltgasverhalten und Brennstoffvolumenzunahme in Mischkarbid-  
brennstäben,  
Interne Notiz (unveröffentlicht) (1976)
- /3/ W. Dienst, I. Müller:  
Mechanische Wechselwirkung zwischen Brennstoff und Hülle in  
Schnellbrüter-Brennstäben,  
Beitrag zur Reaktortagung 1976, Düsseldorf (1976), S. 470
- /4/ R. Kirchner,  
persönliche Mitteilung der AG-Mol (unveröffentlicht)
- /5/ R. Kirchner:  
Abschlußbericht der Bestrahlung des Experiments Mol-11/B3,  
Interne Notiz (unveröffentlicht) (1976)

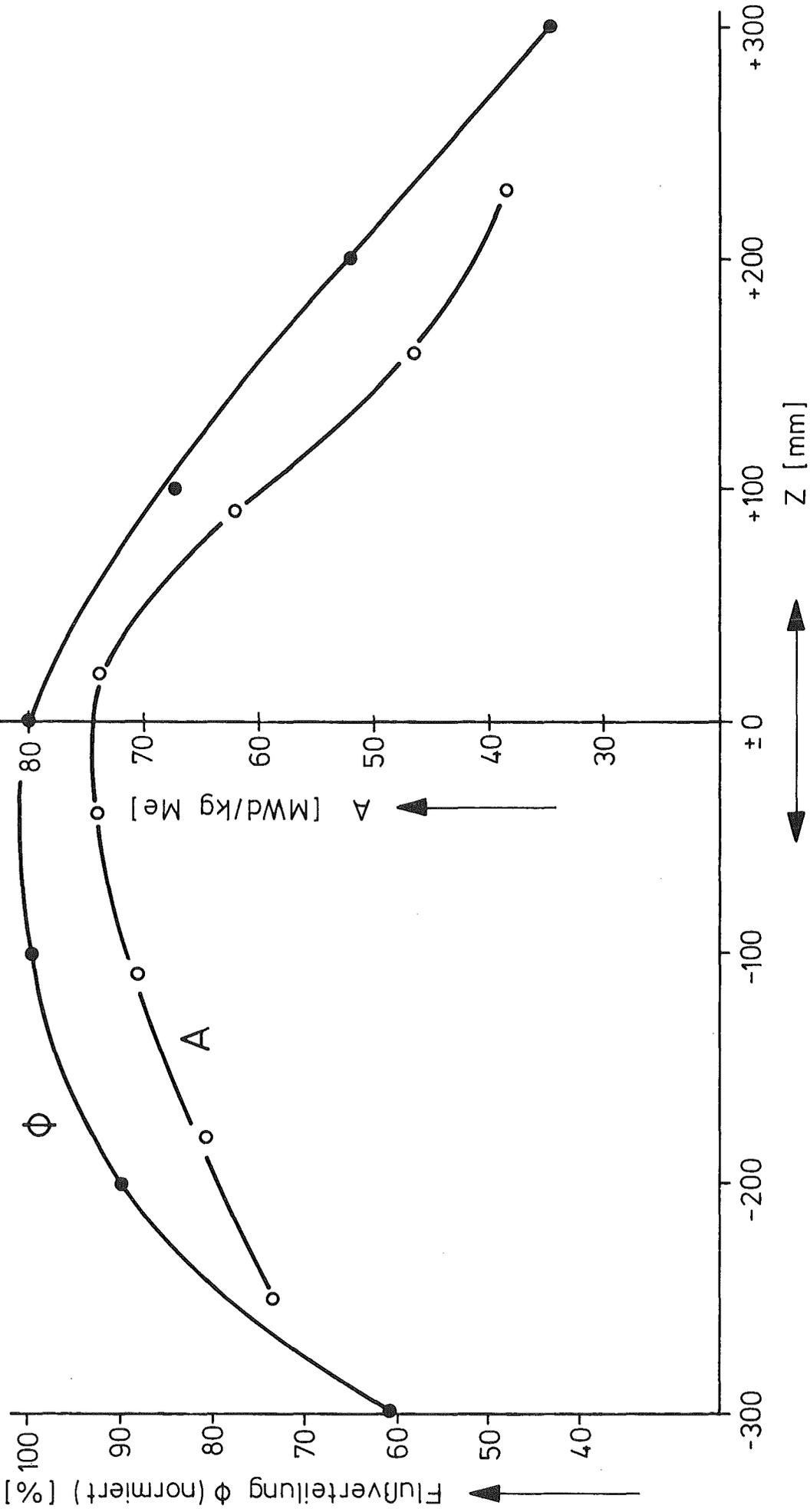


Abb. 12 Axiale Verteilung von Abbrand A und Neutronenfluß  $\phi$  (im Kanal G 120)

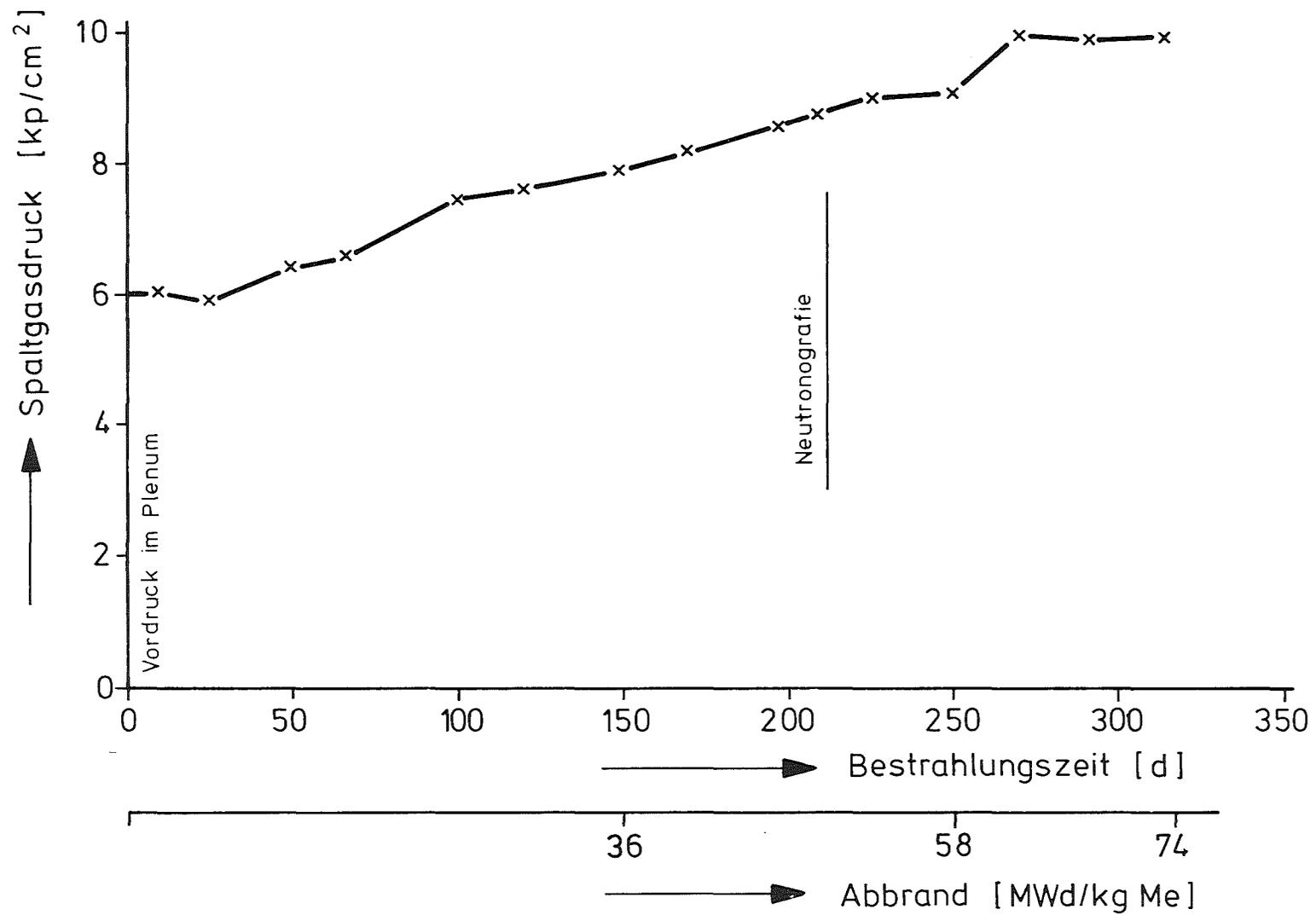


Abb.13 Spaltgasdruckaufbau Mol 11B3 bei Betriebstemperatur /5/

1.13 MATERIALUNTERSUCHUNG UND -ENTWICKLUNG1.13.1 Materialuntersuchungen an technischen Legierungen1.13.11 Mechanische und physikalische Eigenschaften  
unbestrahlter technischer LegierungenMechanische Eigenschaften

(L. Schäfer, D. Preininger, IMF)

Parallel zu Nachbestrahlungsuntersuchungen von verschiedenen Stabbestrahlungsexperimenten im schnellen und thermischen Neutronenfluß wurde das Zeitstand- und Kriechverhalten von unbestrahlten Hüllrohren, die mit Innendruck belastet wurden, geprüft. Die Ergebnisse sollen dazu beitragen, daß Bestrahlungs- und Korrosionseffekte an Brennstäben erkannt und gedeutet werden können. Das Hüllmaterial ist der niobstabilisierte austenitische Stahl X8 CrNiMoVNb 16 13 mit der Werkstoff Nr. 1.4988 (Chg. 25116 von Mannesmann, Zustand: LG + kv  $\leq$  5% + 800<sup>0</sup>/lh). In Abb. 1 sind die Dehnungsgrenzlinien und die Zeitbruchlinien als Hauptkurven nach dem Zeit-Temperatur-Parameter von Larson und Miller dargestellt. Sie erlauben eine Inter- und Extrapolation des Zeitstand- und Kriechverhaltens im Temperaturbereich von 550 bis 750<sup>0</sup>C. Die analog zum Nortonschen Kriechgesetz abgeleiteten Kriechparameter der minimalen tangentialen Kriechgeschwindigkeit sind für 600<sup>0</sup>C n = 26 und k =  $1,23 \cdot 10^{-68}$  und für 700<sup>0</sup>C n = 6,16 und k =  $2,43 \cdot 10^{-18}$ . Die Bruchdehnung beträgt  $6 \pm 3\%$ .

Im Rahmen der Transientenversuche, deren Zweck die Simulation der betrieblichen LMFBR-Störfälle - insbesondere der Kühlstörungen - ist, wurden die Temperatur-Zykliererexperimente an Hüllrohrabschnitten aus 1.4970 (Mark Ia-Spezifikation) fortgeführt. Durch geeigneten Ausbau der Regeleinrichtung der Transientanlage konnte die maximal erreichbare Temperaturanstiegsgeschwindigkeit  $\dot{T}$  von bisher 45<sup>0</sup>C/s auf ca. 100-120<sup>0</sup>C/s angehoben werden. Somit können auch die kritischsten betriebsbedingten Kühlstörsituationen optimal simuliert werden. Zur Zeit sind Transientexperimente in diesem Grenzbereich von  $\dot{T} = 100^{\circ}\text{C/s}$  mit mehrmaliger kurzzeitiger Transientbeaufschlagung (0-80 s) unter vorwiegend Langzeit-Kriechbedingungen im Gange. Die Belastungen liegen im Bereich von:

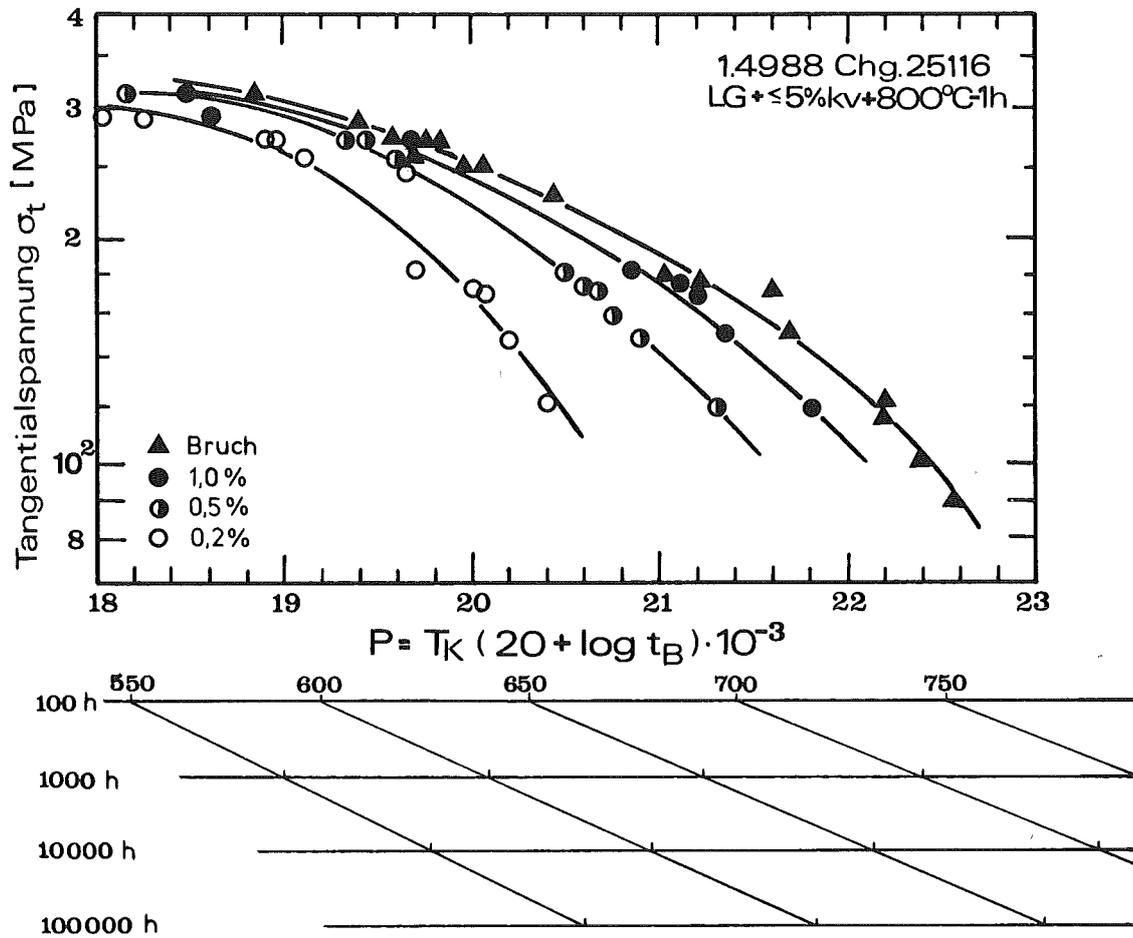


Abb. 1: Hauptkurven der Zeitbruchlinien und Dehngrenzlinien nach dem Zeit-Temperatur-Parameter von Larson und Miller für den Stahl 1.4988

Innendruck 0-18+ bar, Transienttemperatur 720-950 °C, Basistemperatur 650 °C. Die Versuche sollen größtenteils maschinell ausgewertet werden, hierfür ist ein Rechenprogramm in Bearbeitung. Parallel zu den Transientexperimenten wurde mit dem weiteren Ausbau der bestehenden transienten Hüllrohrtestanlagen zur Durchführung von Druckzyklierungen begonnen.

#### 1.13.14 Bestrahlungsversuche

##### 1. Mechanische Eigenschaften nach Bestrahlung

(L. Schäfer, C. Wassilew, IMF)

Im Rahmen der zerstörenden Nachbestrahlungsuntersuchungen von Brennstäben aus dem RAPSODIE-Bündelbestrahlungsexperiment wurden an etwa 5 cm langen Hüllrohrabschnitten Zugversuche durchgeführt, um den Einfluß der Verformungsgeschwindigkeit auf die im Zugversuch meßbaren mechanischen Eigenschaften festzustellen. Der Einfluß der Bestrahlungsbedingungen (Neutronendosis und Bestrahlungstemperatur) bei Standardprüfbedingungen ( $\dot{\epsilon} = 10^{-2} \text{ min}^{-1}$ , Bestrahlungstemperatur = Prüftemperatur) ist bereits in dem Bericht KFK 1276/4, Seite 113-8 bis 10, beschrieben worden. Das Hüllmaterial ist der titanstabilisierte und bordotierte austenitische Stahl X10 CrNiMoTiB 15 15 mit der Werkstoff-Nr. 1.4970 (12R72 HV, Chg. 8-29052 von Sandvik, Zustand: LG + 14% kv + 800°C/2h). Die Proben sind bei 400°C bzw. 590°C bis zu einer Dosis von etwa  $2,5 \cdot 10^{22}$  schnellen Neutronen ( $E > 0,1 \text{ MeV}$ ) bestrahlt und bei der gleichen Temperatur geprüft worden.

In Abb. 2 sind die Abhängigkeiten der Zugfestigkeit, der 0,2-Dehngrenze, der Bruchdehnung und der Gleichmaßdehnung von der Verformungsgeschwindigkeit dargestellt. Die bei 400°C bestrahlten Proben haben eine höhere Festigkeit und geringere Duktilität als die bei 590°C bestrahlten. Hier ist sicher die Tieftemperaturversprödung maßgebend. Zugfestigkeit und 0,2-Dehngrenze sind in erster Näherung in dem untersuchten Meßbereich von der Verformungsgeschwindigkeit unabhängig. Lediglich die Zugfestigkeit der 590°C-Proben scheint mit der Verformungsgeschwindigkeit leicht anzusteigen. Die Bruchdehnung und die Gleichmaßdehnung beider Probensorten bleiben mit abnehmender Verformungsgeschwindigkeit zunächst ungefähr konstant. Wird eine temperaturabhängige Grenze, die hier bei einer Verformungsgeschwindigkeit von etwa  $10^{-3} \text{ min}^{-1}$  liegt, unterschritten, so wechselt die Bruchart offenbar vom transkristallinen zum interkristallinen Bruch, wodurch die Duktilität stark abfällt.

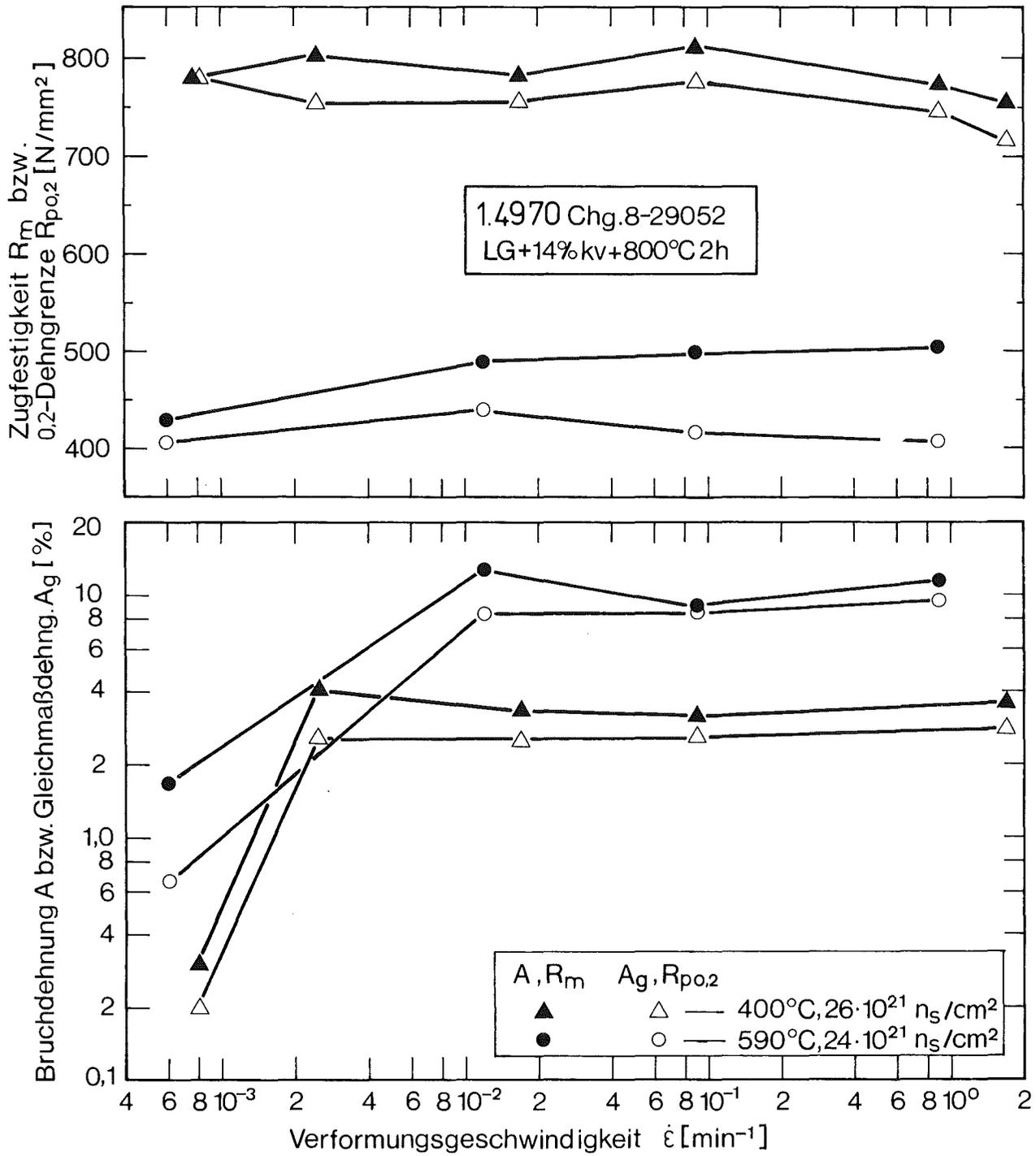


Abb.2: Abhängigkeit der Zugeigenschaften des Stahles 1.4970 von der Verformungsgeschwindigkeit

Die Nachuntersuchungen zum Zeitstand- und Kriechverhalten der im BR2 bestrahlten Proben des Stahles 1.4970 in den vier verschiedenen metallurgischen Zuständen im Rahmen des Bestrahlungsprojektes Mol-3B4 (Variation der Lösungsglüh-temperatur und der Auslagerungszeit bis 800°C) wurden bei Prüftemperaturen von 650, 700 und 750°C weitergeführt. (KFK 1276/3, S. 113-7,8 und KFK 1276/4, S. 113-8-13).

Die unter Kriechbeanspruchung an bestrahlten Flachproben ermittelten Standzeiten bei 650 und 700°C sind in Abb. 3 dargestellt. Die Versuchsergebnisse lassen ein komplexes Verhalten der Langzeitfestigkeitseigenschaften dieses Stahles in Abhängigkeit vom Werkstoffzustand erkennen und erlauben folgende zusammenfassende Aussage:

Die Zeitstandfestigkeit nach Bestrahlung ist im wesentlichen vom Erholungsgrad des Materials und somit von der Lösungsglüh-temperatur sowie der Auslagerungszeit nach der Kaltverformung abhängig.

Ein schwach erholtes Material besitzt im Bereich hoher Prüfspannungen auf Grund seiner hohen Matrixfestigkeit auch eine höhere Zeitstandfestigkeit. Verdeutlicht wird dies an Hand der bei 650°C Prüf-temperatur durchgeführten Versuche, welche für die beiden schwach erholten Zustände dieses Stahles (1080°C-30' + 15% kv + 800°C/2h und 1150°C-30' + 15% kv + 800°C/2h) höhere Zeitstandfestigkeit gegenüber den beiden stärker erholten Zuständen (1150°C-30' + 15% kv + 800°C/23h bzw. 1080°C-30' + 15% kv + 800°C/23h) erkennen lassen, wobei mit abnehmender Prüfspannung, d.h. höheren Standzeiten die Differenz abnimmt.

Die Ergebnisse der bei 700°C durchgeführten Untersuchungen haben dieses Verhalten bestätigt und erlauben es, noch weitere wichtige Schlußfolgerungen zu ziehen.

Betrachtet man in der Abb. 3 die für eine Prüf-temperatur von 700°C ermittelten Ergebnisse, so lassen diese ein Überschneiden der Zeitstandfestigkeitskurven der schwach erholten Zustände mit der der stärker erholten Zustände erkennen. Für Prüfspannungen unter 13 kp/mm<sup>2</sup> weisen die stärker erholten Werkstoffzustände eine mit abnehmender Prüfspannung höhere Zeitstandfestigkeit gegenüber den schwach erholten auf, was auf eine schwache Erholungsneigung unter Kriechbeanspruchung im bislang untersuchten Temperaturbereich hindeutet.

WERKSTOFF: 1.4970

650 °C

700 °C

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

●

▲

1080°C-30'+15 % KV + 800°C - 23h

⊗

▼

PRÜFTEMPERATUR: 650 und 700 °C

1150°C-30'+15 % KV + 800°C - 2h

⊙

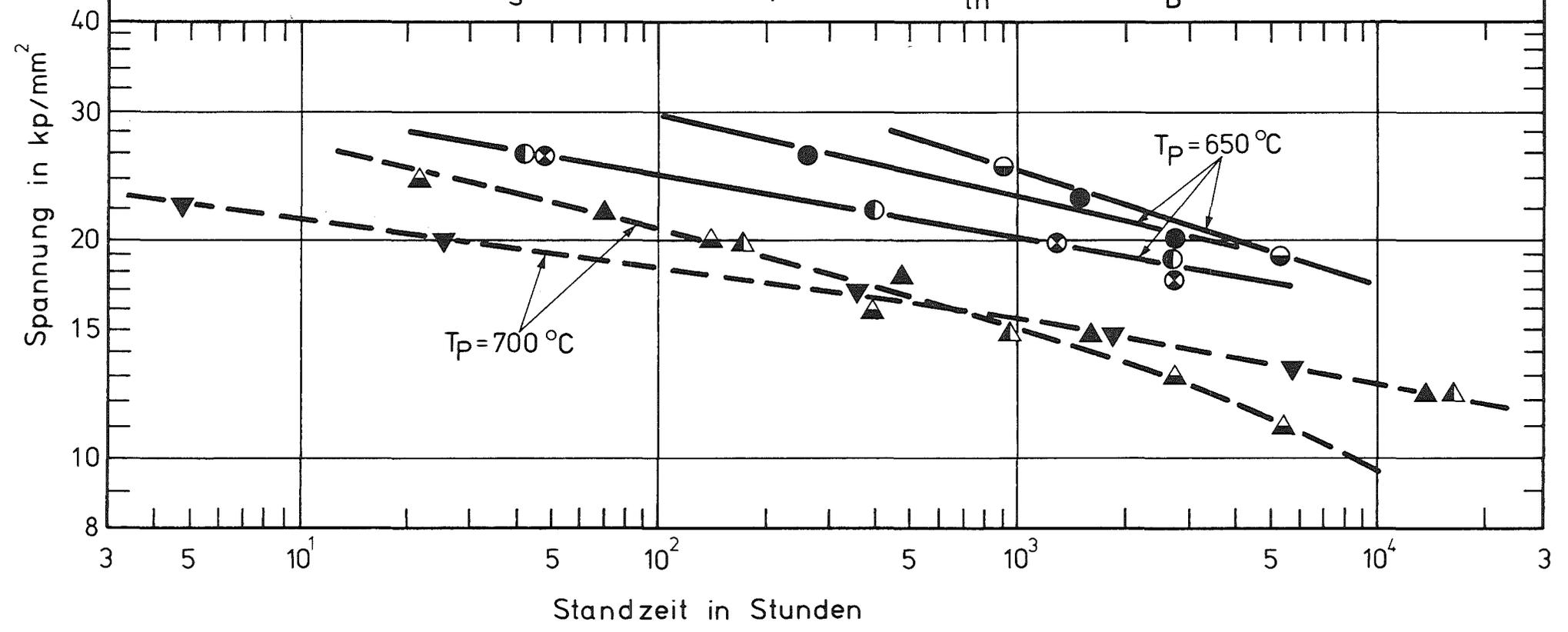
▲

1150°C-30'+15 % KV + 800°C - 23h

⊖

▲

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



113-6

Abb.3 ZEITSTANDFESTIGKEIT DES STAHLER 1.4970 NACH BESTRAHLUNG

## 2. Physikalische Untersuchungen und Strahlenschäden

(K. Ehrlich, H. Venker, IMF)

### Theorie

Bereits früher wurde über eine mögliche Abhängigkeit des Schwellverhaltens vom Diffusionsverhalten der einzelnen Legierungskomponenten von Reaktorwerkstoffen berichtet [1]. Zusammenfassend kann die dort gemachte Aussage wie folgt formuliert werden:

1. Die Beweglichkeit der Matrixatome muß hinreichend groß sein, um ihre Abwanderung aus dem Bereich der wachsenden Pore zu ermöglichen. Diese Bedingung ist in der Regel unterhalb  $0,3 T_m$  nicht mehr erfüllt.

2. Die Beweglichkeit der Leerstellen darf nicht zu groß sein, damit die bestrahlungsinduzierte Leerstellenübersättigung als treibende Kraft für die Porenbildung nicht durch Abwandern der Leerstellen zu thermodynamisch günstigeren Senken (Korngrenzen, Versetzungen) unter den zur Porenbildung nötigen Wert verringert wird. Dies ist oberhalb ca.  $0,5 T_m$  der Fall. Die Leerstellenkonzentration nähert sich dem thermodynamischen Gleichgewichtszustand.

Durch Zulegieren einer schnell diffundierenden substitutionell gelösten Komponente ist es möglich, die Leerstellenübersättigung durch erhöhte Platzwechselfrequenz der Leerstellen mit dieser Komponente zu verringern, ohne gleichzeitig generell die Beweglichkeit der Matrixatome zu erhöhen. Dies würde sonst, wie bei einer Temperaturerhöhung zwischen  $0,3$  und  $0,5 T_m$ , den durch Reduzierung der Leerstellenkonzentration erzielten Vorteil durch Begünstigung von Bedingung 1 ganz oder teilweise kompensieren.

An einigen Legierungen, bei denen sowohl Schwelldaten wie auch partielle Diffusionskoeffizienten vorlagen, wurde in [1] die Brauchbarkeit der Theorie untersucht.

### Modellegierungen

Darüber hinaus wurden inzwischen gezielte Simulationsexperimente an binären Modellegierungen durchgeführt, deren Ergebnisse in Tab. 1 wiedergegeben sind.

Legierung	dpa	$\frac{\Delta V}{V}$ [%]	Temp [°C]	$\frac{\Delta r}{r}$ [%]	D.K. bei 600°C	Ref.
Ni	40	0,9	600		Ni→Ni $1,4 \cdot 10^{-17}$	[2]
Ni-3% Au	40	0,8	600	16	Au→Ni $9,3 \cdot 10^{-17}$	[2]
Ni-3% Sb	40	0,12	600	28	Sb→Ni $3 \cdot 10^{-12}$	[2]
Cu	160	0,6	500		Cu→Cu $2,9 \cdot 10^{-13}$	[2]
Cu-0,7% Mg	160	0,2	480	25	Mg→Cu $1,5 \cdot 10^{-11}$	eigene Messung
Cu-0,7% In	160	0,13	480	30	In→Cu $1,0 \cdot 10^{-11}$	eigene Messung

Tab. 1: Schwell- und Diffusionsdaten binärer Legierungen  
(Cu-Legierungen nach [3])

Die Bestrahlungen wurden mit 175 keV Ni<sup>+</sup>- bzw. 150 keV Cu<sup>+</sup>-Ionen durchgeführt. Die Diffusionskoeffizienten von Ni, Au und Sb wurden der Literatur entnommen und von höheren Temperaturen extrapoliert, die Werte für Mg und In in Cu wurden bei 600°C gemessen. Die Schwelldaten wurden elektronenmikroskopisch bestimmt und liegen insgesamt wegen der geringen Ionenenergie unter den sonst zu erwartenden Werten. Ein Vergleich der Legierungen untereinander ist jedoch statthaft und zeigt deutlich, daß Sb als schnell diffundierende Komponente die Schwellrate von Ni erheblich reduziert, während Gold (DK Au→Ni  $\approx$  DK Ni→Ni) mit einem um 16% größeren Atomradius als Nickel keinen wesentlichen Einfluß hat. Die durch die unterschiedlichen Atomradien bewirkten Gitterverzerrungen und "trapping"-Effekte können somit das unterschiedliche Schwellverhalten nicht erklären.

Einen ähnlich günstigen Einfluß auf das Schwellverhalten hat das Zulegieren von Mg und In zu Kupfer [3]. In diesem Fall haben In und Mg sowohl eine erhöhte Diffusionsgeschwindigkeit in Cu als auch wesentlich größere Atomradien, so daß eine eindeutige Trennung der Effekte bei diesen Legierungen nicht möglich ist.

Modifizierung von 1.4970

Um nach dem genannten Prinzip das Schwellverhalten des Hüllmaterials von schnellen Brütern zu verbessern, wurde das Diffusionsverhalten von ca. 20 Elementen im Stahl 1.4970 untersucht. Dazu wurden bei 800°C Diffusionsglühungen durchgeführt, wobei die bei dieser Temperatur flüssigen Elemente 100 h in einem Tiegel aus 1.4970 im Vakuum geglüht wurden, während die bei 800°C festen Elemente bei einem Druck von 1000 bar 4 h bei 800°C mit 1.4970 in der Heißpresse in Kontakt gebracht wurden. Die mit der Mikrosonde gemessenen Diffusionsprofile zeigten, daß die Elemente Mg, In, Bi und Cr eine um Größenordnungen höhere Diffusionsgeschwindigkeit in 1.4970 haben als die Grundkomponenten dieses Stahles und Elemente wie V, Mo, Zr und Mn.

Abb. 4 zeigt als Beispiel die Diffusionsprofile von Mg, In und V bei geringen Konzentrationen. Die Randbedingungen der Versuchsdurchführung lassen eine Martanoauswertung nicht zu.

Insgesamt wurde das Diffusionsverhalten von über 20 Elementen untersucht, wobei allerdings wegen der vielfältigen Phasenbildungen und der oft geringen Löslichkeit nicht immer eindeutige Aussagen gemacht werden konnten.

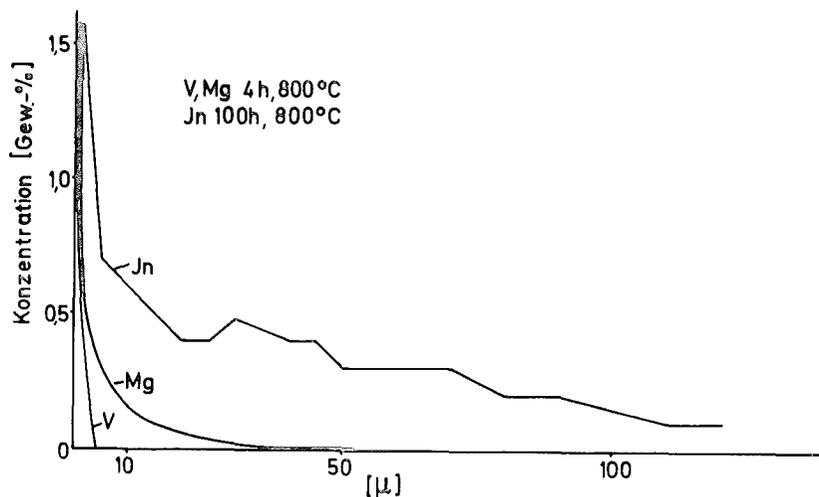


Abb. 4: Diffusionsprofile von Mg, In und V in 1.4970

Einige Varianten des 1.4970 mit Zulegerungen von 0,1-1% schnell diffundierender Elemente sind inzwischen in Auftrag gegeben, um zu prüfen, ob das Schwellverhalten nach dem genannten Prinzip wesentlich verbessert werden kann, ohne gleichzeitig die mechanischen Eigenschaften zu verschlechtern.

### Literatur

- [1] H. Venker, K. Ehrlich; J. Nucl. Mat. 60(1976) 347-349
- [2] Y. Adda, J. Philibert; "La Diffusion dans les Solides", Paris (1966)
- [3] P. Gieseke; Dissertation Universität Darmstadt (1977)

### 1.13.18 Untersuchungen an SNR-Anlagenstrukturwerkstoff 1.4948

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

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

Im Berichtszeitraum hat sich gezeigt, daß die Aluminium-Kühlteile der Zugstangen an der Prüfmaschine durch das Kühlwasser korrosiv stark angegriffen sind. Deshalb mußten diese Teile in der Heißen Zelle ausgebaut und durch neue aus einem Chrom-Nickel-Stahl ersetzt werden. Die Bestellung ist inzwischen abgeschlossen. Anschließend erfolgt der Einbau und die Justierung der Maschine. Aus diesem Grund sind in diesem Zeitraum nur zwei Versuchsergebnisse am Grundwerkstoff angefallen, die in der Tab. 1 aufgeführt sind.

Tabelle 1:

Probe-Nr.	Länge der Haltezeit in der Zugphase [min]	Lastwechsel $N_f$	Dehnungsamplitude $\Delta\epsilon_t$ [%]	Zustand*
4AH	60	319	0,6	A
2HP	0	6658	0,6	B

\* A: bestrahlt  $10 \text{ n/cm}^2$ , E 0,1 MeV

B: unbestrahlt wärmebehandelt: 24 h bei  $550^\circ\text{C}$

Die Versuchstemperatur beträgt  $550^\circ\text{C}$ , die Dehnungsgeschwindigkeit  $3 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$

Zugversuche an unbestrahltem Material (Inelastische Analyse)Zyklisches Verfestigungsverhalten

Im letzten Quartalsbericht (1276/4) ist auf die größeren Schwankungen der LCF-Ergebnisse bei höheren Temperaturen hingewiesen worden. Um Einflüsse des Ofens und dessen Regelung auszuschließen, wurden einige Versuche bei Raumtemperatur durchgeführt, die in Tabelle 2 aufgeführt sind.

50 KN-Maschine	100 KN-Maschine
2950	2575
3060	2230
2870	2045

Tabelle 2: Lastwechselzahlen bei Raumtemperatur

$$\Delta \varepsilon_t = 1,5\% \text{ und } \dot{\varepsilon} = 3 \cdot 10^{-3} \text{ sec}^{-1}$$

Da auch hier unterschiedliche Werte auftreten, ist die Vermutung bestätigt, daß der Ofen für die aufgetretenen Schwankungen nicht verantwortlich gemacht werden kann und eine nochmalige Überprüfung der Prüfmaschine notwendig ist.

Monotones Verfestigungsverhalten

Nach Abschluß der Untersuchungen an einer weiteren Charge (Nr. 207) wurden die Ergebnisse ausgewertet und in Tab. 3 dargestellt. Es zeigt sich, daß kein eindeutiger Einfluß bei den vier verschiedenen Verformungsgeschwindigkeiten festzustellen ist, obwohl diese sich um den Faktor  $10^3$  unterscheiden. Ein Vergleich der Spannungswerte bei den fünf verschiedenen Temperaturen liefert zwar die erwarteten Unterschiede zwischen Raumtemperatur und höheren Temperaturen, die Werte von 450-600°C weichen jedoch kaum voneinander ab, wenn man einen Streubereich von 2 bis 3 kp/mm<sup>2</sup> zugrunde legt.

[kp/mm <sup>2</sup> ]	RT				450°C				500°C				550°C				600°C			
	0,02	0,2	2,0	20	0,02	0,2	2,0	20	0,02	0,2	2,0	20	0,02	0,2	2,0	20	0,02	0,2	2,0	20
	$\dot{\epsilon}$ [mm/min]				$\dot{\epsilon}$ [mm/min]				$\dot{\epsilon}$ [mm/min]				$\dot{\epsilon}$ [mm/min]				$\dot{\epsilon}$ [mm/min]			
$\sigma_{0,04}$	19,4	15,5	20,2	17,0	9,7	8,3	7,9	8,0	8,6	9,5	7,3	8,2	8,2	7,4	9,7	7,5	9,4	7,7	8,1	7,8
$\sigma_{0,05}$	19,7	15,9	20,7	17,7	9,9	8,8	8,3	8,4	8,9	9,7	7,5	8,5	8,5	7,8	10,0	7,7	9,7	8,1	8,3	8,1
$\sigma_{0,06}$	19,9	16,2	21,0	18,4	10,2	9,1	8,6	8,7	9,1	10,0	7,8	8,7	8,7	8,1	10,4	7,9	9,9	8,3	8,7	8,3
$\sigma_{0,1}$	21,0	17,3	22,0	19,9	11,0	10,0	9,5	9,3	10,0	10,8	8,5	9,5	9,5	8,8	11,3	8,8	10,6	9,1	10,0	8,9
$\sigma_{0,2}$	22,3	18,2	23,6	22,7	12,2	11,5	10,9	11,7	11,0	11,9	9,8	11,3	10,7	9,9	12,6	10,6	11,7	10,1	11,1	10,4
$\sigma_{0,3}$	23,3	20,0	24,8	24,6	13,1	12,5	11,8	13,3	11,9	12,7	10,7	12,6	11,6	10,8	13,6	12,0	12,6	10,9	12,1	11,5
$\sigma_{0,4}$	24,0	20,9	25,2	25,5	13,7	13,2	-	14,3	12,2	13,2	11,4	13,3	12,1	11,4	14,3	12,8	13,3	11,3	12,7	12,3
$\sigma_{0,5}$	24,5	21,8	25,8	-	14,1	13,7	-	15,0	12,7	13,6	11,9	14,0	12,5	12,0	14,9	13,5	13,9	11,7	13,3	12,9
$\sigma_{0,6}$	-	-	26,2	31,1	-	14,3	13,7	15,7	13,1	14,0	12,3	14,6	12,9	12,6	-	-	14,4	12,0	13,8	-
$\sigma_{0,8}$	24,1	25,5	25,9	31,6	16,4	15,0	14,6	17,8	14,4	15,1	14,3	16,8	15,3	13,4	15,8	15,5	15,4	12,5	15,8	14,8
$\sigma_{1,0}$	24,9	26,2	26,5	31,7	17,1	15,7	15,3	18,2	15,1	15,7	14,8	17,2	16,2	13,9	16,2	15,9	15,9	13,0	16,2	15,3
$\sigma_{1,6}$	26,7	27,8	27,8	32,4	18,7	17,0	16,6	19,3	16,3	17,1	16,3	18,3	17,9	15,4	17,4	17,1	17,1	14,4	17,4	16,7
$\sigma_{2,0}$	27,7	28,8	28,7	32,9	19,3	17,8	17,5	20,1	17,4	17,8	17,2	19,0	19,0	16,1	18,1	17,9	17,9	15,4	18,1	17,5
$\sigma_{3,2}$	30,1	31,0	30,9	34,3	21,8	19,8	19,6	22,1	19,3	19,9	19,3	21,0	21,1	18,3	20,0	19,9	19,5	17,6	20,3	19,8
$\sigma_{4,0}$	31,5	32,2	32,3	35,0	23,0	21,3	21,0	23,3	21,0	20,9	20,6	22,3	22,6	19,6	21,0	21,2	20,2	18,9	21,4	21,2
$\sigma_{5,0}$	32,8	33,6	33,5	35,9	24,8	22,5	22,5	24,7	22,5	22,5	22,2	23,8	24,1	20,8	22,3	22,5	20,6	20,4	22,7	22,8
$\sigma_{6,4}$	34,7	35,4	35,3	36,9	26,8	24,5	24,5	26,6	24,6	24,4	24,0	25,6	25,8	22,8	24,3	24,3	21,3	22,1	24,5	24,9
$\sigma_{12,8}$	39,7	41,9	41,6	41,7	34,7	31,6	31,9	33,3	29,6	30,8	31,3	32,2	31,8	28,9	30,2	30,7	21,7	26,0	30,7	31,2
$\sigma_B$	59,6	58,9	59,0	57,0	47,0	43,2	42,2	42,2	40,3	40,9	40,7	40,4	34,1	34,9	36,0	37,4	21,7	32,2	36,0	36,0

Tabelle 3: Spannungswerte des Stahles X6 CrNi 1811 (1.4948), Chg. 207 bei verschiedenen Temperaturen und Verformungsgeschwindigkeiten

Literaturrecherche

(D. Preininger)

Bisherige Ergebnisse der Literaturrecherche zum Bestrahlungsverhalten der Stähle AISI 304/316 ss (1.4948/1.4919) wurden in Form von Zwischenberichten - "Bestrahlungseinfluß auf die plastischen Kurzzeiteigenschaften von 304/316"; "Chargeneinfluß auf die mechanischen Eigenschaften der Stähle 304/316 in unbestrahltem und bestrahltem Zustand" - zusammengefaßt. Die Arbeiten zur Erstellung des Endberichtes über die Werkstoffwahl SNR 2-Reaktortank stehen kurz vor Abschluß. Dabei zeichnet sich speziell für den Betriebsbeanspruchungszustand ein Trend zugunsten des Stahles 316 ab. Insbesondere zeigt dieser gegenüber Stahl 304 ein besseres Festigkeits- und auch Duktilitätsverhalten unter Kurzzeit-, Kriech- und Agingbeanspruchungen. Als Beispiel dafür zeigt Abb. 5a,b das Ergebnis einer an allen bisherigen amerikanischen Messungen (ca. 380) durchgeführten statistischen Analyse zum Bestrahlungseinfluß auf den Verlauf der Kurzzeit-Gleichmaßdehnung von 304/316. Darüber hinaus besitzt Stahl 316 zum Teil auch günstigere (Ermüdungs-, Relaxations)-Wechselwirkungseigenschaften. Dies demonstriert Abb. 6, die für 304/316 eine Gegenüberstellung der Einflußnahme der Relaxations-Verformungsdauer  $\Delta t_R$  auf den Wert des normierten Bruchlastwechselfaktors  $n_{fn} = n_f(\Delta t_R > 0)/n_f(\Delta t_R = 0)$  zeigt ( $\phi t = 1,6 - 12 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$ ;  $T_B = T_v = 580^\circ\text{C}$ ). Daraus ist erkennbar, daß Stahl 316 für Zeiten  $\Delta t_R$  von  $\geq 0,25 \text{ h}$ , die besonders praktisch relevant sind, den Trend zu günstigeren, d.h. größeren  $n_{fn}$ -Werten zeigt. Dabei ist bis zu den bisher gemessenen  $\Delta t_R$ -Zeiten von ca. 10h noch kein Sättigungseffekt im Zusammenhang  $n_{fn}(\Delta t_R)$  erkennbar. Durch Bestrahlung wird die Effektivität der (Ermüdungs-, Relaxations)-Wechselwirkung an beiden Stählen 304/316 stark erhöht. Bei gleichem  $\Delta t_R$  liegt dieser bestrahlungsinduzierte  $n_{fn}$ -Verminderungseffekt, abhängig von der Größe der Ermüdungs-Dehnungsamplitude  $\Delta \epsilon_p$  für  $\phi t \leq 16 \cdot 10^{21} \text{ n/cm}^2$ , allgemein im Bereich der Faktoren 5-20.

Inwieweit diese Situation der Tank-Werkstoffwahl auch für den Fall von Beanspruchungen unter Störfallbedingungen gilt, wird geprüft.

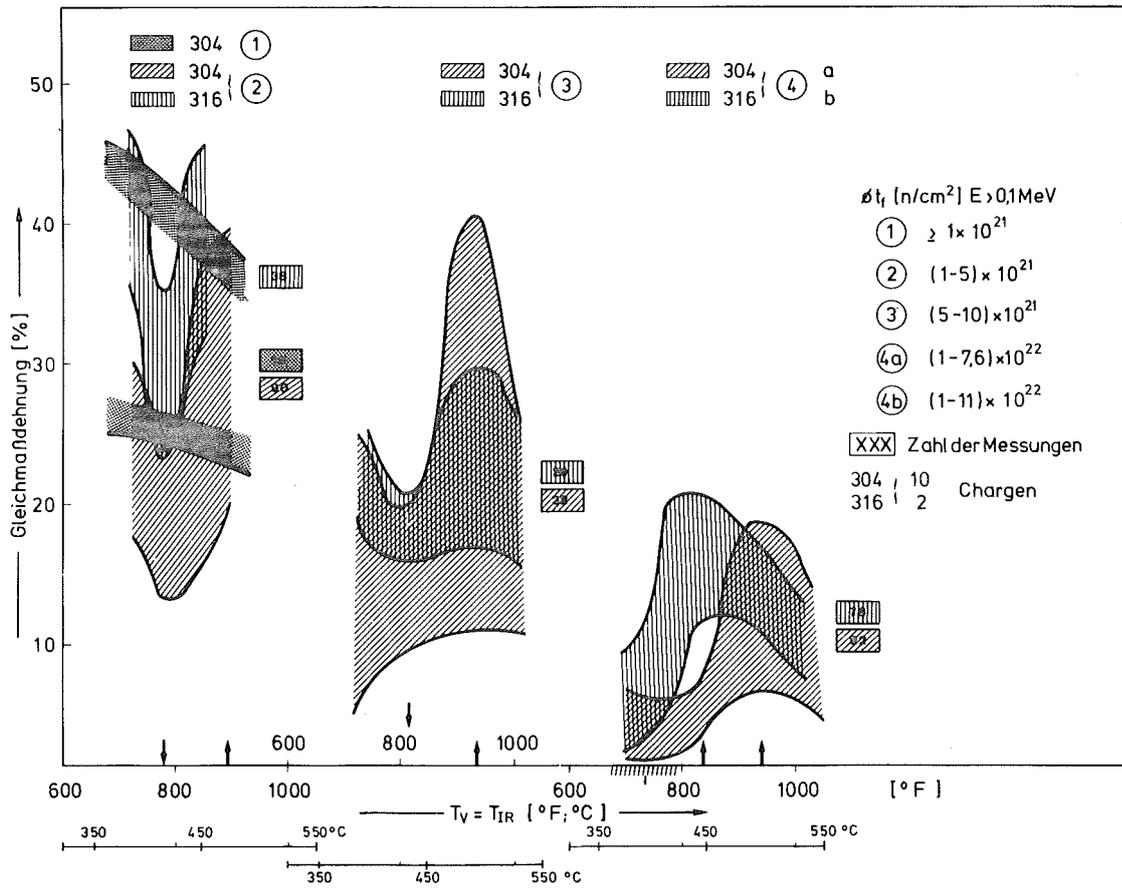


Abb. 5a: Gegenüberstellung der Temperaturabhängigkeit der Gleichmaßdehnungen von 304/316 (Bestrahlungstemperatur entspricht der Verformungs-Temperatur)

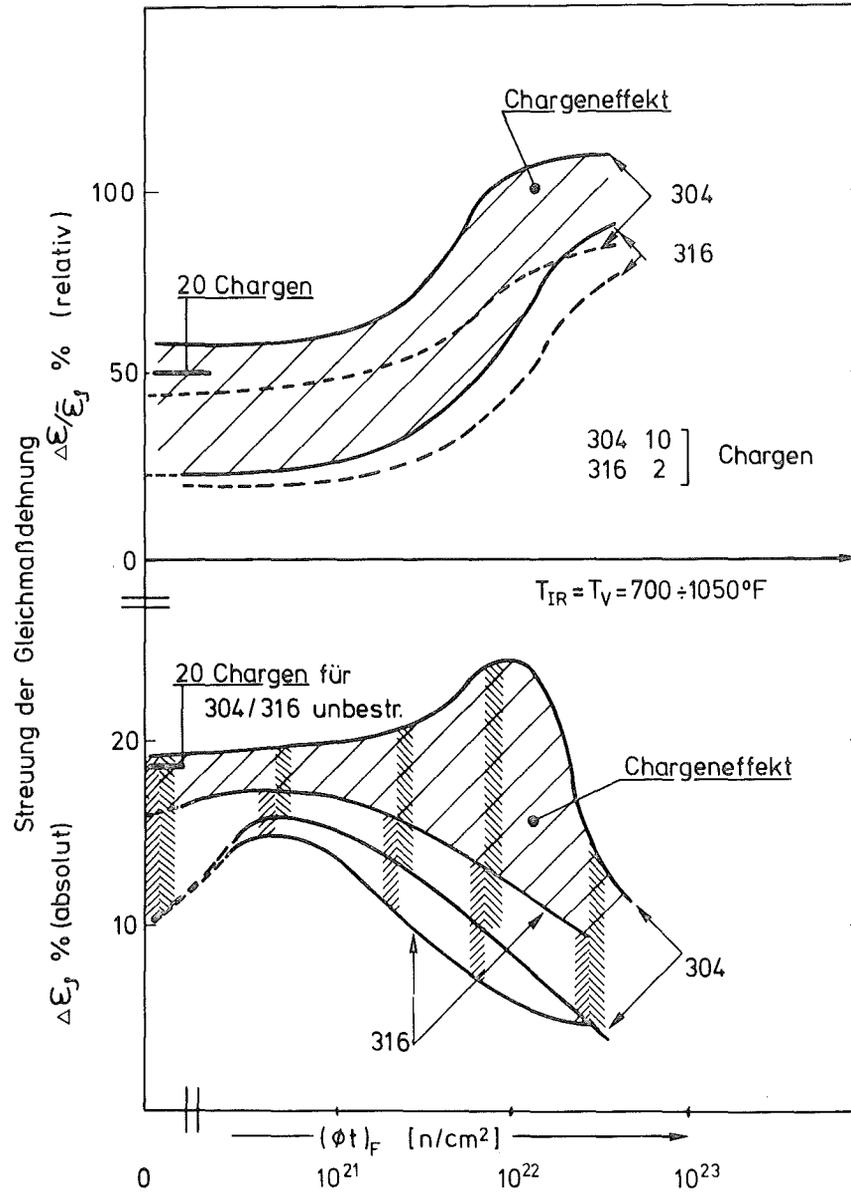


Abb. 5b: Bestrahlungseinfluß auf die Chargenstreuung der Kurzzeit-Duktilität, bestrahlungsinduzierter Mindest-Chargeneffekt

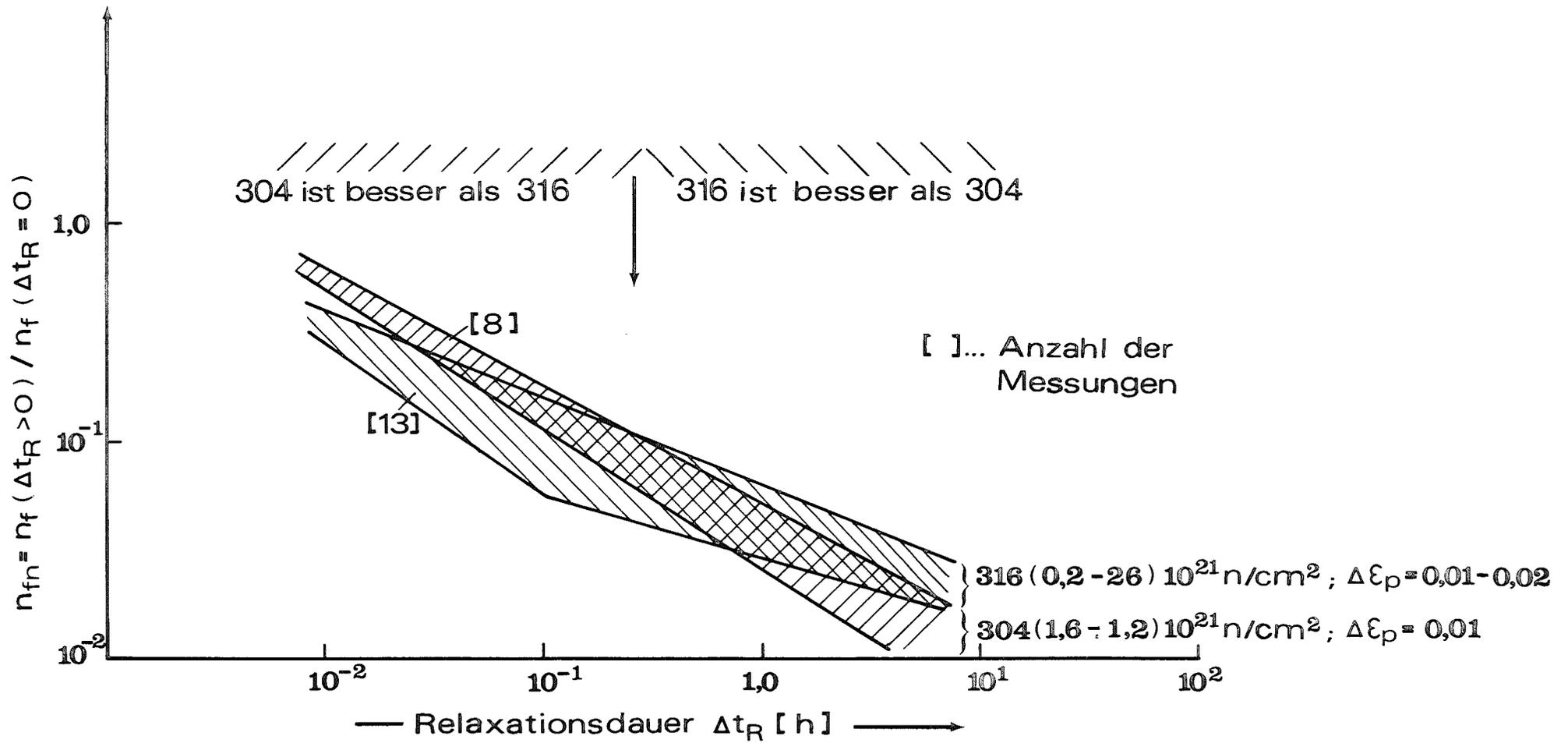


Abb. 6: Gegenüberstellung des (Ermüdungs- Relaxations)-Wechselwirkungsverhalten der Stähle 304/316 bei  $\phi t \leq 16 \cdot 10^{21}$  n/cm<sup>2</sup>

1.21 PHYSIKALISCHE EXPERIMENTE1.21.3 SNEAK<sup>F</sup>Aufbau, Meßprogramm und Stand der Auswertungen von SNEAK-10

(H. Giese, INR)

1. Einleitung

SNEAK-10 war die erste SNEAK-Anordnung, die sich mit der Untersuchung neutronenphysikalischer Parameter von Brutreaktoren der Leistungsklasse 1000 ... 2000 MW<sub>e1</sub> befaßte. Brutreaktoren dieser Größe zeigen bestimmte Phänomene, die von kleineren Cores her nicht bekannt sind und deren Untersuchung in einer kritischen Anordnung insbesondere im Hinblick auf die Planung der 2. Brütergeneration von besonderem Interesse erschien.

Die genannten Phänomene sind im wesentlichen die in solchen Reaktoren beim Verfahren der Kontrollstabbänke auftretenden erheblichen Flußverwerfungen und die damit korrelierten intensiven Kontrollstabwechselwirkungen.

Da der Aufbau eines solchen Reaktors in Originalgröße sowohl an den zu kleinen Dimensionen als auch an dem nicht ausreichenden Brennstoffinventar der SNEAK scheitert, war es notwendig, die Charakteristika des zu untersuchenden Reaktors ( $\sim 1200 \text{ MW}_{e1}$ ) auf ein Core von viel kleineren Abmessungen zu projizieren. Dies wurde erreicht, indem unter Weglassen des Natriums und Verdichten der restlichen Corekomposition die freie Neutronenweglänge soweit verkürzt wurde, daß trotz der durch die genannten Maßnahmen verursachten Volumenreduktion vom neutronenphysikalischen Standpunkt her vergleichbare Verhältnisse zwischen kompaktem und nachzubildendem Core vorliegen /1,2/. Zur Kompensation der durch die Na-Entnahme bewirkten Spektrumsverhärtung wurden in das kompakte Core entsprechende Mengen von Streumaterialien höherer Dichte eingebracht (C, Al).

Das kompakte Core SNEAK-10 gliedert sich in 3 Teilexperimente, die im folgenden beschrieben werden.

---

<sup>F</sup> Letzte Berichte in KFK 1276/1, S. 121-1 u. 121-7

## 2. SNEAK-10-A

SNEAK-10-A war ein Zweizonen-Urancore, das in seiner Basiskonfiguration den Zustand eines Großbrüters mit gezogenen Absorberstäben nachbilden sollte. Den Querschnitt des kritischen Cores zeigt Abb. 1. Zur Simulation des Regel-Trimmsystems enthielt das Core insgesamt 16 Na-Säulen aus je 4 SNEAK-Elementen, die sich über die gesamte Core- und axiale Blankethöhe erstrecken. Die mittleren Anreicherungen der Corezonen waren 25 % in der Innenzone und 30 % in der Außenzone. Die Corehöhe betrug ca. 50 cm. In axialer und radialer Richtung war das Core von einem jeweils 30 cm dicken Blanket aus abgereichertem Uran umgeben.

Die Nachrechnung des kritischen Cores wurde auf folgende Weise durchgeführt: Die Basisrechnung war eine 2-dimensionale Diffusionsrechnung in r-z-Geometrie (DIXY). Hierzu wurde der auf 12 Gruppen kondensierte 26-Gruppen-Querschnittssatz KFKINR verwendet. Die 16 Na-Säulen wurden in der Basisrechnung in zwei konzentrischen Ringen von jeweils ca. 10 cm Dicke mit dem innerhalb dieser Ringe liegenden Corematerial verschmiert.

Dieses Modell wurde gewählt, da es 1) die radiale Position der Kontrollstäbe mit guter Genauigkeit wiedergibt und 2) die Fehler vermeidet, die sich bei Diffusionsrechnungen mit reinen Na-Zonen aufgrund der sehr großen freien Weglängen ergeben.

Für den aus der Basisrechnung resultierenden  $k_{\text{eff}}$ -Wert wurden folgende Korrekturen berechnet:

Zylindrisierung	durch Vergleich von 1D-Zylinder- und 2D-XY-Rechnungen
Heterogenität	mit Hilfe des Stoßwahrscheinlichkeitsprogramms KAPER
Transport	durch 2D S4-Rechnungen (Programm SNOW)
Energieabhängigkeit von $\sigma_e$	Programm REMO

Für alle 2D-XY-Rechnungen wurden zonen- und energieabhängige Bucklings verwendet, die aus der oben genannten Basisrechnung in r-z-Geometrie gewonnen wurden.

Es ergaben sich folgende Resultate:

12 Gruppen DIXY-r-z	: 1.0032
Zylindrisierung	:- .0020
Heterogenität	:+ .0010
Transport	:+ .0038
REMO	:- .0015
$k_{\text{eff}}$ , korr.	: 1.0045

Der korrigierte  $k_{\text{eff}}$ -Wert zeigt eine leichte Überschätzung der Kritikalität und ist damit in guter Übereinstimmung mit den Erfahrungen in früheren Cores.

Eine zentrale Stellung innerhalb des Versuchsprogramms in SNEAK-10-A nahmen die Messungen axialer und radialer Leistungsverteilungen sowie die Ermittlung der Reaktivitätswerte von einzelnen Kontrollstäben und Kontrollstabgruppen ein. Bei den letztgenannten Messungen wurde die ursprüngliche Na-Beladung bestimmter Kontrollstabpositionen durch eine  $B_4C$ -nat-Beladung substituiert.

Die Unterkritikalität der so erhaltenen neuen Corekonfigurationen wurde zur Erreichung einer möglichst hohen Aussagegenauigkeit mit 3 voneinander weitgehend unabhängigen Meßmethoden bestimmt:

- a) Unterkritische Quellmultiplikation einer Cf-252-Quelle in der Coremitte
- b) Source-jerk-Methode I: Ein Sprung in der Quellstärke wird durch Ausfahren der Cf-Quelle mit Hilfe eines Pile-Oszillators hervorgerufen.
- c) Source-jerk-Methode II: Als Quelle dient ein Dual-Plasma-Neutronengenerator. Der Sprung in der Quellstärke wird durch Ausschalten des Generators bewirkt.

Der mathematische Formalismus für die Auswertung von Quellmultiplikations- und Source-jerk-Messungen beruht auf dem Punktreaktor-Modell. Tatsächlich wurden jedoch die Messungen in SNEAK-10 von stark ortsabhängigen Effekten beeinflusst, so daß die Ergebnisse von Source-jerk- und Quellmultiplikationsmessungen bis zu einem Faktor 2 voneinander abwichen. Es wurden daher detaillierte Berechnungen zur Bestimmung der Korrekturen notwendig. Folgende

Effekte mußten hierbei berücksichtigt werden:

- a) Unterschiede in der Detektorempfindlichkeit und der effektiven Quellstärke der Cf-Quelle bzw. des Neutronengenerators für die verschiedenen untersuchten Kontrollstabkonfigurationen.
- b) Einfluß höherer Flußmodes auf die Detektorsignale, bewirkt durch das Einbringen der singulären Quelle ins Core.

Die Berechnung der entsprechenden Korrekturfaktoren erforderte den Einsatz von Diffusionsrechnungen in XY-Geometrie mit singulärer Quelle (inhomogene Rechnungen).

Solche Probleme zeigen extrem schlechtes Konvergenzverhalten und sind daher rechentechnisch sehr aufwendig. Nach Vorschalten quellfreier (homogener) Rechnungen konnten sie jedoch mit hinreichender Genauigkeit durchgeführt werden. Für die Berechnungen wurden auf 6 Gruppen kondensierte KFKINR-Querschnitte verwendet.

Tabelle 1 gibt einen auszugsweisen Überblick über die für die verschiedenen Kontrollstab-Einfahrkonfigurationen ermittelten Unterkritikalitätswerte. Die berechneten Werte wurden mit Hilfe von homogenen XY-Diffusionsrechnungen bestimmt. Die experimentellen Werte im C/E-Vergleich entstammen den Quellmultiplikationsmessungen. Soweit bereits verfügbar, wurden auch die Ergebnisse von Auswertungen der Source-jerk-Messungen angegeben.

Wie aus der Tabelle ersichtlich, werden die Reaktivitätswerte sehr konsistent um den gleichen relativen Betrag unterschätzt. Um die Ursache für den tiefen C/E-Wert von  $0.86 \pm 1\%$  zu finden, wurden für einige Konfigurationen dreidimensionale D3D-Rechnungen und für einen zentralen Stab RZ-Transportrechnungen durchgeführt, die jedoch noch vervollständigt und ausgewertet werden müssen.

Die angegebenen Werte zeigen weiterhin, daß die Summenreaktivität des inneren und äußeren Ringes deutlich über der arithmetischen Summe der Einzelreaktivitätswerte der beiden Ringe liegt. Dieser als Kontrollstabverstärkung bezeichnete Effekt erreicht in SNEAK-10-A einen Wert von  $\sim 16\%$ .

Tabelle 1 Resultate der Unterkritischen Messungen in SNEAK-10-A

Absorber- Konfiguration	Source jerk		Quellmult.	2-dim. XY-DIFF. Rechn.	C/E (E aus Quellmult.)
	Cf-252	Neutr.Gen.			
1 Stab im äußeren Ring	27.6 ¢	27.6 ¢	27.5 ¢	24.0 ¢	.87
1 Stab im inneren Ring	1.22 ¢	1.25 ¢	1.23 ¢	1.05 ¢	.85
Innerer Ring	4.80 ¢	4.97 ¢	4.67 ¢	4.02 ¢	.86
Äußerer Ring	3.50 ¢	3.52 ¢	3.53 ¢	3.01 ¢	.85
Innerer + Äußerer Ring			9.54 ¢	8.24 ¢	.86

Kontrollstab- verstärkung					
$\frac{\rho_i + a}{\rho_i + \rho_a}$		1.16	1.17	1.009	

3. SNEAK-10-B

Die Anordnung SNEAK-10-B hatte das Ziel, Informationen über die Größe der radialen Flußverwerfungen beim Einfahren des inneren Kontrollstabringes eines Großbrüters zu liefern. Das Core wurde daher gegenüber der Basis-konfiguration SNEAK-10-A folgendermaßen modifiziert (Abb. 2):

Die Na-Füllung der inneren 4 Kontrollstabpositionen wurde oberhalb der Coremittelebene durch eine  $B_4C$ -Füllung ersetzt. Um wieder zur Kritikalität zu gelangen, wurden 8 der äußeren Kontrollstabpositionen mit Brennstoff aufgefüllt.

In diesem Core wurden detaillierte axiale und radiale Leistungsverteilungs-messungen durchgeführt.

Die Auswertungen dieser Experimente sowie die Nachrechnung des kritischen Cores sind derzeit noch nicht vollständig abgeschlossen.

#### 4. SNEAK-10-C

SNEAK-10-C stellte eine kompakte Version des z.Zt. in der ZEBRA-Anlage in Winfrith aufgebauten deutsch-englischen Gemeinschaftscores BIZET dar. Es handelt sich auch in diesem Fall um ein Zweizonen-Urancore, das sowohl die gleichen mittleren Anreicherungen als auch sehr ähnliche Coredimensionen wie die vorangegangenen Anordnungen 10-A und 10-B hat. Lediglich die Kontrollstabpositionen wurden entsprechend ihrer Lage im BIZET-Core umgeordnet.

Ziel dieser 3. Anordnung war es, die Übertragbarkeit von Ergebnissen über Leistungsverteilung und Kontrollstabeeinflussungen von kompakten Cores auf Cores in Leistungsreaktorgröße zu überprüfen.

Demgemäß wurden auch in dieser Anordnung detaillierte Messungen der Leistungsverteilung sowie der Unterkritikalität bei verschiedenen Absorber-Konfigurationen durchgeführt.

Die Methodik der Unterkritischen Messungen sowie der zur Meßwertkorrektur und Reaktivitätsvorhersage durchgeführten Rechnungen war dieselbe wie in SNEAK-10-A. Tabelle 2 zeigt auszugsweise die bisher aus den Unterkritischen Messungen gewonnenen Resultate.

Das C/E-Verhältnis hat zwar für den äußeren Ring denselben Wert wie in SNEAK-10-A, zeigt jedoch für näher zum Corezentrum hin gelegene Stäbe einen deutlichen Abfall. Da vermutet wurde, daß die in der XY-Diffusionsrechnung verwendete transversale Leckage die wesentliche Fehlerquelle darstellt, wurden zunächst 2 Absorberkonfigurationen mit Hilfe des 3-dimensionalen Diffusionscodes D3D nachgerechnet. Das C/E-Verhältnis steigt hierbei auf 0.95 bzw. 0.98 an. Dies deutet darauf hin, daß bei Verwendung von dreidimensionalen Diffusionsrechnungen das C/E-Verhältnis auch in der SNEAK-10-C-Konfiguration annähernd ortsunabhängig wird und daß eine deutlich verbesserte

Übereinstimmung zwischen gerechneten und gemessenen Reaktivitätswerten erreicht wird. Die Ergebnisse der dreidimensionalen Rechnungen stimmen auch gut mit Erfahrungen bei der Auswertung von SNEAK-9A-2 überein, bei der das 3D-Synthese-Programm KASY verwendet wurde /4/.

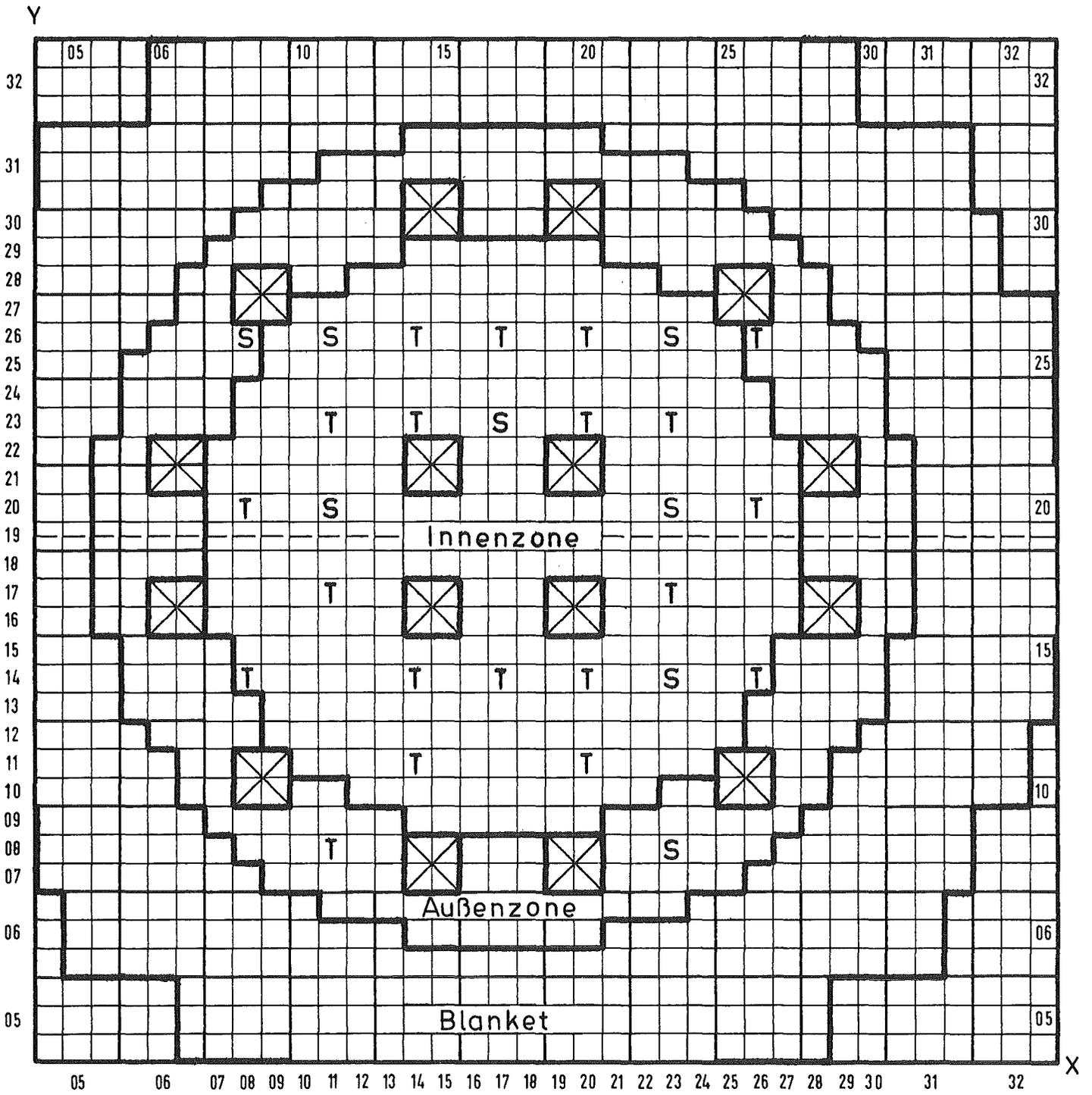
#### Literatur

- /1/ F. Helm, G. Jourdan  
Die Kompakte Anordnung - eine neue Methode zur Simulation  
schneller Brutreaktoren in Kritischen Anlagen  
REAKTORTAGUNG Nürnberg 1975, S. 233
- /2/ F. Helm, H. Giese  
Measurements at SNEAK on Control Rod Worths and Control Rod  
Influence on Power Distribution in Fast Reactors  
Specialists Meeting on Control Rod Measurement Techniques:  
Reactivity Worth and Power Distribution, Cadarache, April 1976
- /3/ M. Pinter  
Physics Investigations of Sodium Cooled Fast Reactors:  
SNEAK-Assembly 9A  
KFK 2028
- /4/ M. Pinter  
Control Rod Worth and Power Distribution Measurements in the  
SNR Mock up SNEAK-Assembly 9A  
KFK 2077

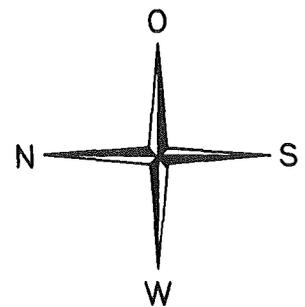
Tabelle 2 Resultate der Unterkritischen Messungen in SNEAK-10-C

Absorber-Konfiguration	Source jerk		Quellmult.	2-dim. XY-Diff. Rechn.	C/E (E aus Quellmult.)	3-dim. Diff.Rechn. D3D	C/E (E aus Quellmult.)
	Cf-252	Neutr.Gen.					
1 Stab im äußeren Ring	46.3 $\emptyset$	46.1 $\emptyset$	46.5 $\emptyset$	40.2 $\emptyset$	.86		
1 Stab im inneren Ring	93.7 $\emptyset$	93.4 $\emptyset$	94.8 $\emptyset$	79.0 $\emptyset$	.83		
Zentraler Stab (m)	1.12 $\$$	1.11 $\$$	1.15 $\$$	89.7 $\emptyset$	.78	1.09 $\$$	.95
Äuß.Ring (a)	3.63 $\$$	3.65 $\$$	3.67 $\$$	3.19 $\$$	.87	3.61 $\$$	.98
Inn.Ring (i)	6.08 $\$$	5.81 $\$$	5.97 $\$$	4.84 $\$$	.81		
Innerer + Äußerer Ring	-	-	10.66 $\$$	8.90 $\$$	.84		
Inn. + Äuß. Ring + zentr. Stab	-	-	11.50 $\$$	9.54 $\$$	.83		

Kontrollstab-verstärkung							
$\frac{\rho_i + a}{\rho_i + \rho_a}$		1.11	1.11	1.00			
$\frac{\rho_i + a + m}{\rho_i + \rho_a + \rho_m}$		1.07	1.07	1.00			

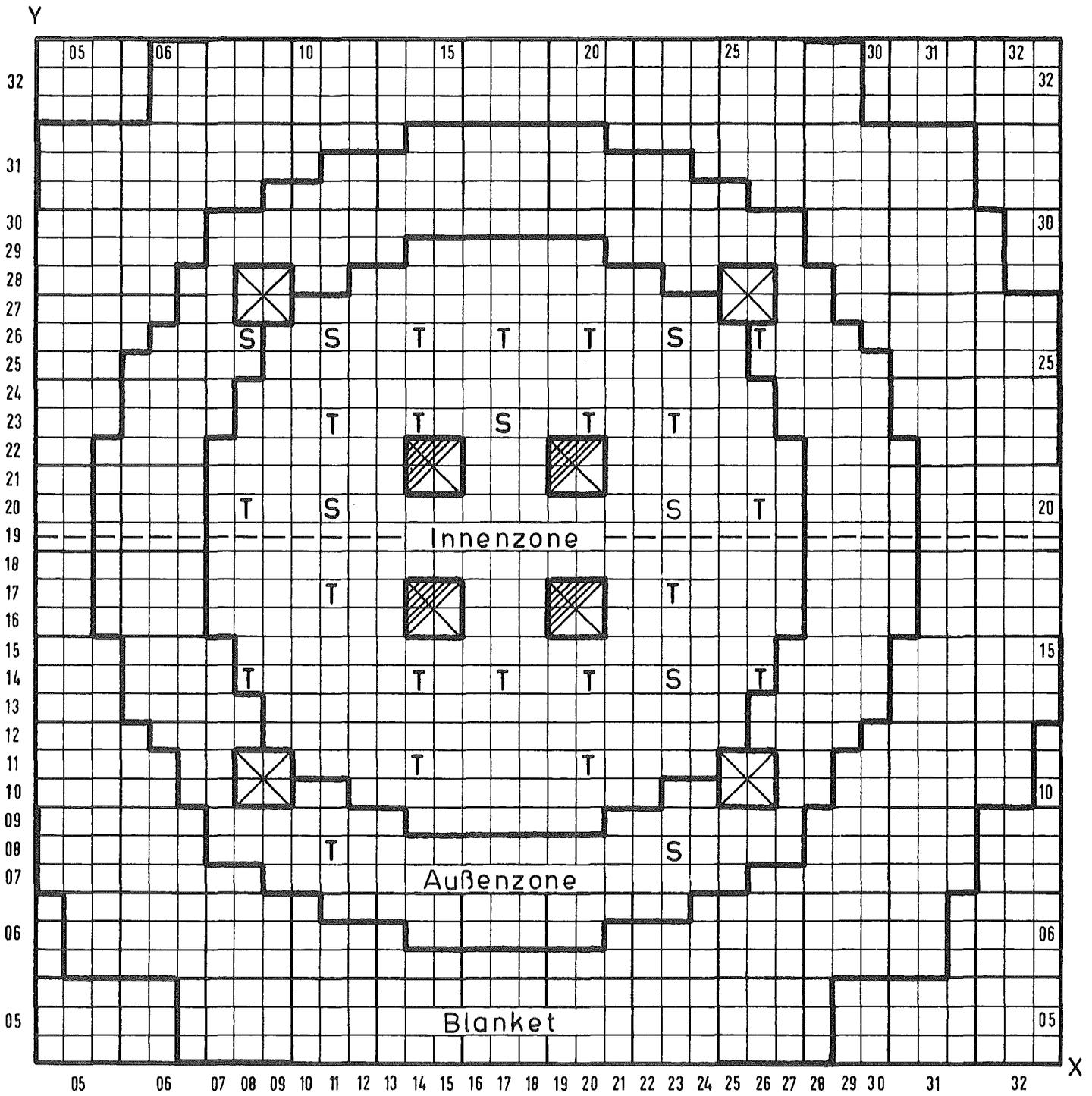


SNEAK-10-A



- ☒ Na-Follower
- T Trimmstab
- S Sicherheitsstab

Abb.1



SNEAK-10-B



Na-Follower



B<sub>4</sub>C-Absorber halb eingefahren

T Trimmstab

S Sicherheitsstab

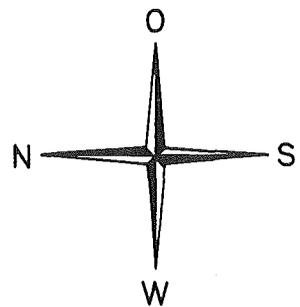
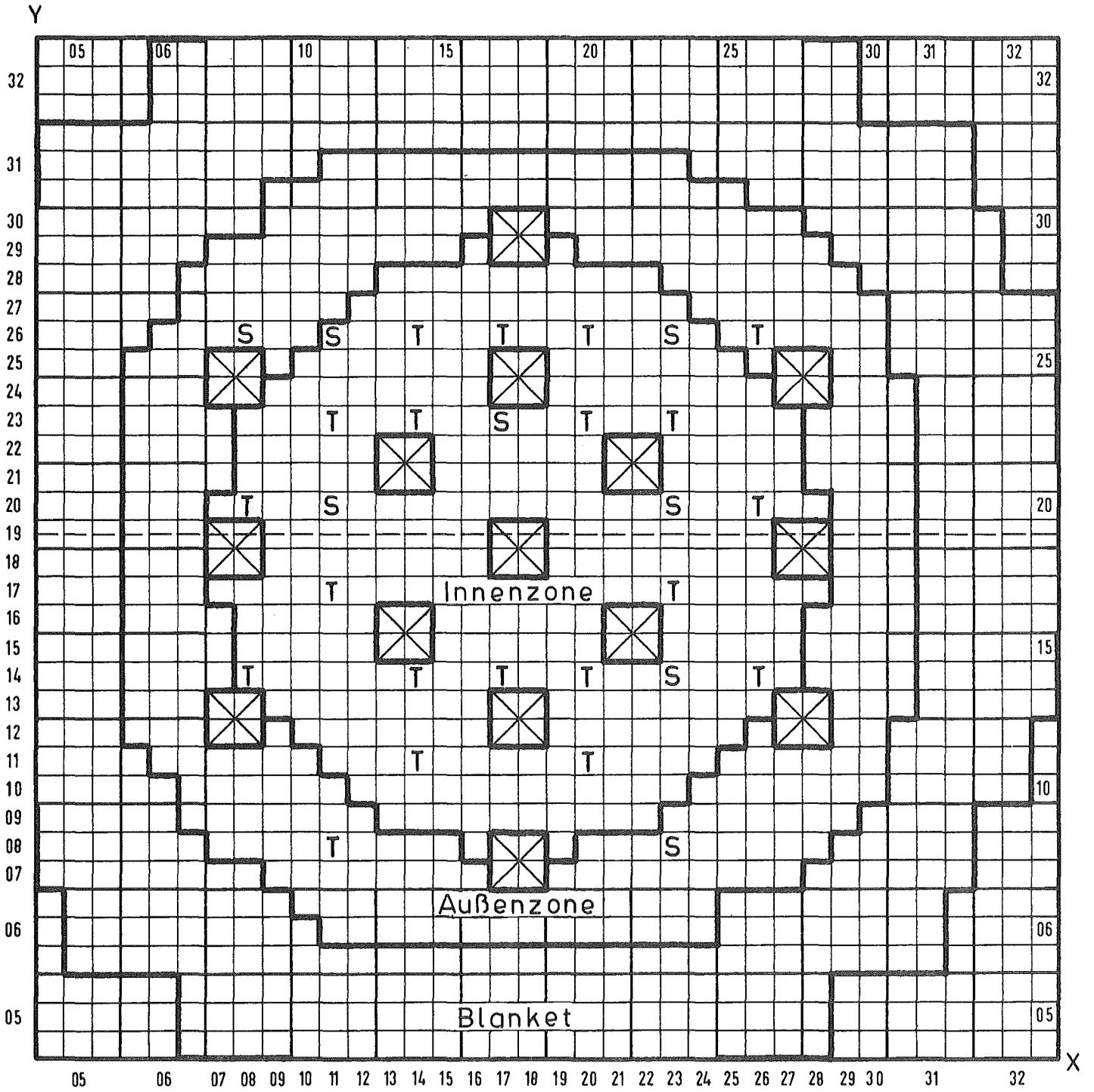


Abb. 2



SNEAK-10-C



Na-Follower

T

Trimmstab

S

Sicherheitsstab

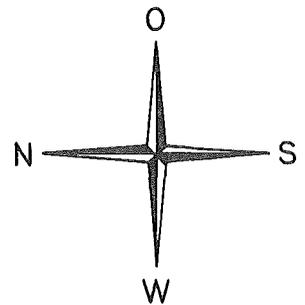


Abb.3

1.21.5 WirkungsquerschnittsmessungenVan-de-Graaff-Beschleuniger<sup>G</sup>

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

Wirkungsquerschnitte von Transuranisotopena) Einfangquerschnitt von  $^{240}\text{Pu}$  und  $^{242}\text{Pu}$ 

Die Auswertung der  $(n, \gamma)$ -Wirkungsquerschnitte von  $^{240}\text{Pu}$  und  $^{242}\text{Pu}$  im Energiebereich von 10 bis 100 keV wurde abgeschlossen. Aus den umfangreichen Meßdaten konnten für jedes Isotop drei verschiedene Sätze von Querschnittsverhältnissen ermittelt werden: zweimal das Verhältnis  $^{240,242}\text{Pu}/^{197}\text{Au}$ , gemessen mit unterschiedlichen Flugwegen, und einmal das Verhältnis  $^{240,242}\text{Pu}/^{238}\text{U}$ . Die erreichte Genauigkeit beträgt 4 % bis 10 % für  $^{240}\text{Pu}$  und 6 % bis 12 % für  $^{242}\text{Pu}$ . Außerdem konnte aus den Daten noch das Verhältnis der Neutroneneinfangquerschnitte von  $^{238}\text{U}$  und  $^{197}\text{Au}$  berechnet werden. Diese stimmen im Rahmen ihrer Fehler von ca. 4 % gut mit neueren Daten und ausgewerteten Files (KEDAK 3 und ENDF/B-IV) überein und ergeben so einen zusätzlichen Test der Verlässlichkeit der Meßmethode. In Abb. 4 sind absolute Querschnitte für  $^{240}\text{Pu}$  aufgetragen, die man erhält, wenn man die Meßdaten mit ausgewerteten Querschnitten für  $^{238}\text{U}$  (KEDAK 3) und  $^{197}\text{Au}$  (ENDF/B-IV) multipliziert. Die bisher bekannten Daten anderer Autoren (Weston und Hockenbury) sind zum Vergleich eingetragen.

In einer weiteren Messung konnte unter Verwendung der T(p,n)-Reaktion, anstelle der bisher benutzten  $^7\text{Li}(p,n)$ -Reaktion, der Energiebereich von 50-250 keV erfaßt werden. Es wurde der Einfangquerschnitt bei den Pu-Isotopen relativ zu  $^{197}\text{Au}$  gemessen. Diese Messungen sind abgeschlossen, die Ergebnisse können voraussichtlich im nächsten Bericht mitgeteilt werden.

<sup>G</sup> Letzter Bericht in KFK 1276/3, S. 121-1

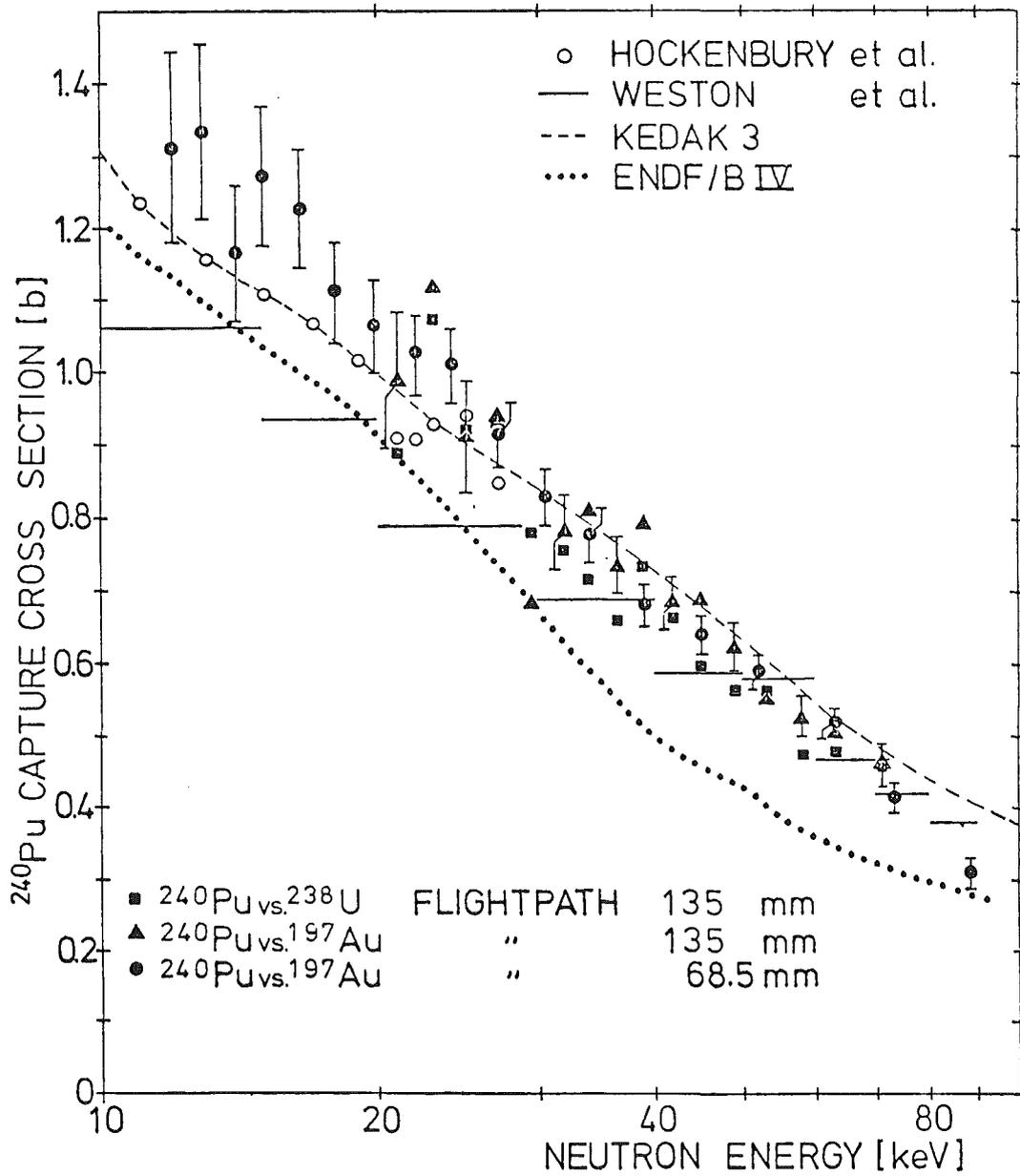


Abb. 4 Der Neutroneneinfangquerschnitt am  $^{240}\text{Pu}$ . Die schwarzen Punkte und Dreiecke sind Ergebnisse unserer Messung. Zum Vergleich sind die Werte von anderen Autoren sowie evaluierte Querschnitte eingetragen. In der vorliegenden Messung konnte die Genauigkeit in etwa verdoppelt werden.

b) Spaltquerschnitt von  $^{241}\text{Am}$ 

Die Vorbereitungen für die Messung des Querschnitts im Energiebereich von 600-1200 keV sind inzwischen in Ispra abgeschlossen worden. Durch verschiedene Verbesserungen an der Meßtechnik ist es jetzt möglich, trotz des hohen  $\alpha$ -Untergrunds vom  $^{241}\text{Am}$ -Zerfall die Spaltfragmente direkt mit einem Gas-szintillationsdetektor nachzuweisen. Unterhalb der Reaktionsschwelle, wo der Querschnitt bis auf ca. 15 mb absinkt, wurden in einer ersten Messung die Spalt Ereignisse mit Hilfe der Spaltneutronen registriert. Diese Methode hat sich als sehr empfindlich erwiesen. Inzwischen liegen erste Ergebnisse im Energiebereich 100 - 1000 keV vor. Da die Messung relativ zu  $^{235}\text{U}$  durchgeführt wurde, bestand zunächst die Befürchtung, daß Unterschiede in den Spaltneutronenspektren zu systematischen Fehlern in den Absolutwerten führen könnten. Die Auswertung zeigte jedoch, daß diese Fehler sicher kleiner als 5 % sind. Eine genauere Bestimmung wird dann möglich sein, wenn Ergebnisse aus der zuerst erwähnten Messung über den Fragmentnachweis vorliegen. Für den Bereich unterhalb von etwa 400 keV kann jetzt schon gesagt werden, daß unsere Werte etwa einen Faktor 2 kleiner sind als frühere Messungen. Außerdem konnte die Meßgenauigkeit nahezu um eine Größenordnung verbessert werden.

c) Meßmethode für das Isomerenverhältnis im  $^{242}\text{Am}$  nach Neutroneneinfang im keV-Bereich

Beim Neutroneneinfang von  $^{241}\text{Am}$  wird  $^{242}\text{Am}$  nicht nur im Grundzustand ( $T_{1/2} = 16 \text{ h}$ ), sondern auch als Isomer mit einer Lebensdauer von 152 Jahren erzeugt. Das Verhältnis, mit dem beide Zustände besetzt werden, beeinflußt stark die Menge des beim Abbrand entstehenden starken Neutronenstrahlers  $^{242}\text{Cm}$ . Wegen der äußerst intensiven Untergrundstrahlung vom natürlichen Zerfall der beteiligten Isotope ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{242}\text{Am}$ ) ist eine Messung dieses Verhältnisses sehr schwierig. In einer Studie wurde nun ein Experiment vorgeschlagen, mit dem das Isomerenverhältnis bei einer Energie von ca. 80 keV gemessen werden kann. Man benötigt zwei Meßgrößen: den totalen Einfangquerschnitt von  $^{241}\text{Am}$  und den partiellen Einfangquerschnitt in den Grundzustand des  $^{242}\text{Am}$ . Für die Bestimmung des totalen Einfangquerschnitts wird dieselbe Technik verwendet wie bei den  $^{240,242}\text{Pu}$ -Isotopen (Flugzeitmessung, Moxon-Rae-Detektor).

Um den partiellen Querschnitt zu bestimmen, wird eine dünne  $^{241}\text{Am}$ -Probe am Van-de-Graaff-Beschleuniger in einem Fluß von ca.  $10^9$  n/sec aktiviert. Die dabei entstehenden  $^{242g}\text{Am}$ -Kerne zerfallen zu 84 % über  $\beta^-$ -Zerfall ins  $^{242}\text{Cm}$ . Die Elektronen dieses Zerfalls werden zum Nachweis des Neutroneneinfangs benutzt. Dazu werden sie mit einem sog. "Mini-Orangen-Spektrometer" von der sehr intensiven  $\alpha$ - und  $\gamma$ -Strahlung der  $^{241}\text{Am}$ -Probe abgetrennt und mit einem Halbleiterdetektor spektroskopiert.

Die Messung kann relativ zu Gold durchgeführt werden, da in diesem Fall beim Neutroneneinfang ein Kern mit vergleichbarer Halbwertszeit und Endpunktsenergie des  $\beta^-$ -Spektrums entsteht.

#### Verhältnis von Einfang zu Spaltung von $^{235}\text{U}$

Die Auswertung der Messung des Verhältnisses Einfang-zu Spaltquerschnitt von  $^{235}\text{U}$  im Energiebereich 10 bis 500 keV ist abgeschlossen. Gegenwärtig wird eine Veröffentlichung der Ergebnisse vorbereitet. In Abb. 5 sind die Meßdaten zwischen 10 und 30 keV dargestellt. Zum Vergleich wurden Meßwerte von Gwin et al. für den Bereich von 10 bis 20 und 20 bis 30 keV eingetragen. In der vorliegenden Messung ist es zum erstenmal gelungen,  $\alpha$  mit guter Energieauflösung zu bestimmen. Der Energieverlauf zeigt überraschend starke Strukturen, die den Einfluß der doppelhöckrigen Spaltbarriere auf den Spaltquerschnitt widerspiegeln. Die Strukturen wurden auch bei höheren Energien bis zu 300 keV beobachtet. Die Genauigkeit der Messung von  $\alpha$  für gemittelte Energieintervalle von 10 keV ist besser als 10 %.

#### Apparative Entwicklungen

Für Spaltquerschnittsmessungen an extrem  $\alpha$ -aktiven Isotopen wird ein Spaltfragmentdetektor mit optimaler  $\alpha$ -Diskriminierung, sehr schnellem Zeitverhalten und langer Lebensdauer benötigt. Ein Detektor, der diese Forderungen erfüllt, wurde für Messungen am Van-de-Graaff-Beschleuniger entwickelt, da herkömmliche Detektoren für diese extremen Bedingungen ungeeignet sind.

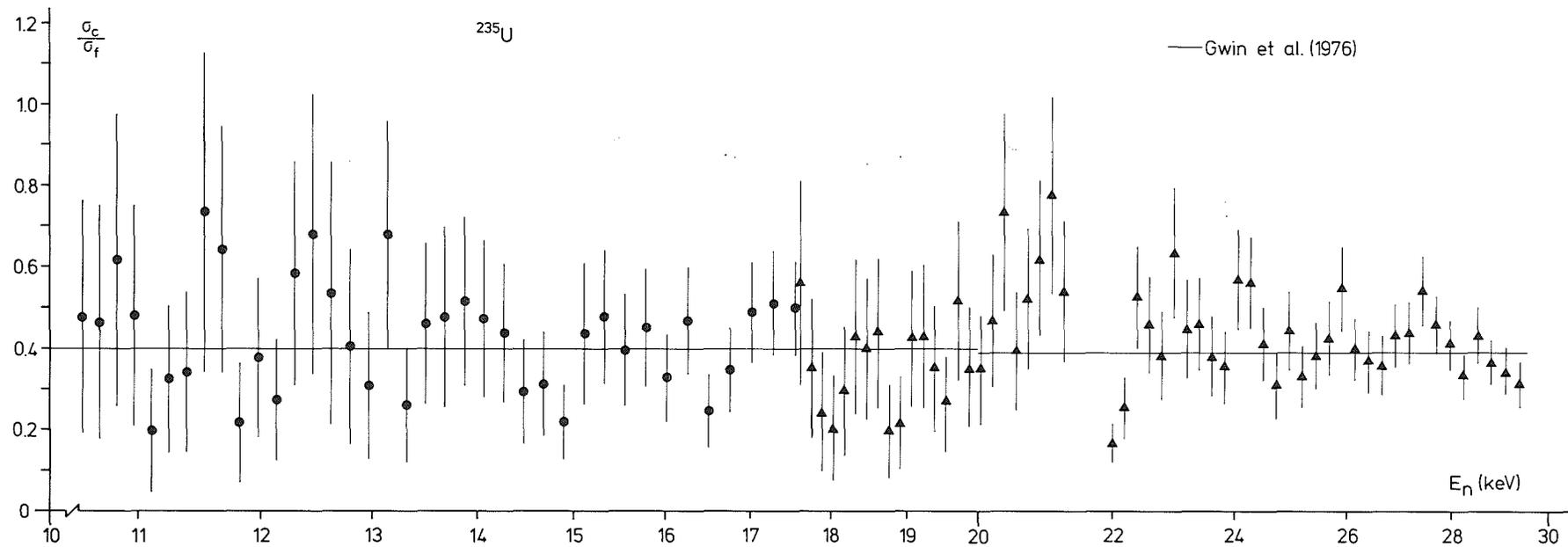


Abb. 5 Die experimentellen Punkte zeigen die Energieabhängigkeit von  $\alpha = \frac{\sigma_c}{\sigma_f}$  erstmals mit guter Auflösung. Mittelt man über 10 keV-Intervalle, so ist der absolute Fehler kleiner als 10 %. Die starken Fluktuationen werden durch den Reaktionskanal für Spaltung verursacht.

Die beste  $\alpha$ -Diskriminierung erreicht man über die stark unterschiedliche spezifische Ionisation von Spaltfragmenten und  $\alpha$ -Teilchen am Anfang ihrer Bahn. Durch geeignete Wahl von Druck und Geometrie kann dieser Umstand in Gaszählern besonders gut ausgenutzt werden. Die Abb. 6 zeigt ein schematisches Bild des neuen Detektors.

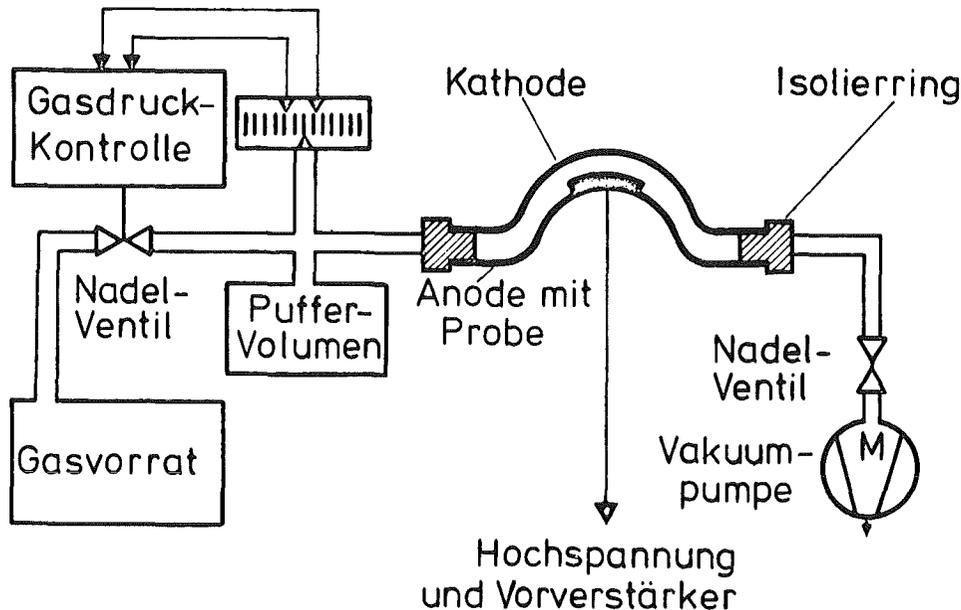


Abb. 6 Schematischer Aufbau eines schnellen Gasdetektors zum Nachweis von Spaltfragmenten bei optimaler  $\alpha$ -Diskriminierung

Durch die sphärische Geometrie des Detektors werden nur relativ kleine Wegunterschiede für Bahnen senkrecht und parallel zur Probe zugelassen. Der Plattenabstand zwischen Kathode und Anode beträgt 4 mm. Dies entspricht bei einem Druck von 5 Torr etwa 1/1000 der Fragmentreichweite. Durch geeignete Wahl der Arbeitsspannung läßt sich damit die  $\alpha$ -Aktivität entscheidend unterdrücken. Als Zählergas werden höhere Kohlenwasserstoffe verwendet, z.B. Butan, die als reine Löschgase arbeiten. Dadurch wird die Ionenkomponente der Impulse vermieden, der Nachweis von Ereignissen erfolgt nur über die sehr schnelle Elektronenkomponente.

Die bisher gemessene Zeitauflösung von 1 nsec sollte sich noch weiter verbessern lassen. Um eine Veränderung der Detektoreigenschaften durch die Zersetzung des Gases zu vermeiden, wird im Durchfluß gearbeitet, wobei der Druck auf 0,1 Torr konstant gehalten wird.

1.22 REAKTORTHEORIE1.22.1 KerndatenStand der (n, $\alpha$ )-Wirkungsquerschnitte für die Berechnung von Helium-  
Erzeugungsraten in Reaktor-Materialien <sup>1)</sup>

(B. Goel, INR)

Es ist bekannt, daß Helium die Materialeigenschaften von rostfreiem Stahl deutlich verschlechtern kann. Im Reaktor werden Struktur-Materialien hohen Neutronen-Flüssen ausgesetzt; dabei entsteht durch verschiedene (n, $\alpha$ )-Prozesse das Helium. Bei thermischen Neutronen-Energien hat lediglich <sup>10</sup>B einen hohen (n, $\alpha$ )-Wirkungsquerschnitt. Die anderen Bestandteile von Stahl haben merkliche (n, $\alpha$ )-Wirkungsquerschnitte nur im MeV-Bereich. Die bei Bestrahlungsexperimenten gemessenen Helium-Mengen in nickelhaltigem Stahl sind jedoch vielfach höher, als anhand der bekannten (n, $\alpha$ )-Wirkungsquerschnitte vorhergesagt wird. Es gilt inzwischen als gesichert, daß die anomale Helium-Produktion durch den Zweistufen-Prozeß <sup>58</sup>Ni(n, $\gamma$ )<sup>59</sup>Ni(n, $\alpha$ )<sup>56</sup>Fe verursacht wird. Der thermische Wirkungsquerschnitt für den Prozeß <sup>58</sup>Ni(n, $\gamma$ )<sup>59</sup>Ni beträgt 4.2 b. Für den Prozeß <sup>58</sup>Ni(n, $\alpha$ )<sup>56</sup>Fe haben Bauer und Kangilaski /1/ aus ihrem Helium-Produktionsexperiment einen thermischen Wirkungsquerschnitt von 7.38 b abgeleitet. In der Metallphysik werden vielfach diese Daten zur Berechnung von Helium-Erzeugungsraten angewandt. Direkte Wirkungsquerschnitts-Messungen ergaben jedoch, daß der Wert für den thermischen <sup>59</sup>Ni(n, $\alpha$ )<sup>56</sup>Fe Wirkungsquerschnitt weit höher liegt (Tabelle 1). Das heißt, die Experimente, bei denen der oben angegebene Wert für den <sup>59</sup>Ni(n, $\alpha$ )<sup>56</sup>Fe Wirkungsquerschnitt benutzt wird, sollten bezüglich deren Aussagefähigkeit überprüft werden.

Tabelle 1: Gemessene <sup>59</sup>Ni(n, $\alpha$ )<sup>56</sup>Fe Wirkungsquerschnitte für thermische Neutronen

Laboratory	year	cross section
Knoll Atomics /2/	1974	13.7 $\pm$ 1.2 b
Chalk River /3/	1974	18.0 $\pm$ 1.6 b
Chalmer Univ. /4/ Göteborg	1975	22.3 $\pm$ 1.6 b
ORNL /5/	1975	12.0 $\pm$ 1 b

1) Erster Bericht

Bei Bestrahlung mit schnellen Neutronen tragen alle Bestandteile von Stahl zur Heliumerzeugung bei, wenn auch in unterschiedlichem Maße. Der Hauptbeitrag kommt von Nickel. Bisher wurde angenommen, daß der oben erwähnte Zweistufen-Prozeß bei Schnellen Neutronen nicht zur Heliumerzeugung beiträgt. Diese Annahme ist, wie im folgenden gezeigt wird, nicht richtig.

In Abb. 1 sind die Wirkungsquerschnitte für die Prozesse  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}$  (untere Kurve) und  $^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$  (obere Kurve) wiedergegeben. Die untere Kurve basiert auf KEDAK-3 und die obere Kurve wurde aus den spärlichen Informationen /5,6/, die über diesen Prozeß bekannt sind, abgeleitet. Als einigermaßen gesichert können die Daten für den  $^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$ -Prozeß nur für Neutronen-Energien bis etwa 250 eV gelten. Anhand dieser Daten wurde der Heliumaufbau für ein SNR-2 Core berechnet. Die Ergebnisse sind in Abb. 2 dargestellt. Bei einer dreijährigen Standzeit im Reaktor verhält sich die Helium-Menge, die über den Zweistufenprozeß erzeugt wird, zu der Helium-Menge, die durch direkte (n, $\alpha$ )-Prozesse gebildet wird, wie 1:2.

In der Metallphysik ist es üblich, die Heliumerzeugung entweder dem thermischen oder dem schnellen Neutronenfluß zuzuordnen, wobei angenommen wird, daß der schnelle Neutronenfluß durch Neutronen mit Energien oberhalb 0,1 MeV oder oberhalb 1 MeV und manchmal sogar oberhalb 3,65 MeV gebildet wird. Diese Einteilung kann nur dann sinnvoll sein, wenn die Helium-Produktion ausschließlich durch solche (n, $\alpha$ )-Prozesse geschieht, die eine Schwelle oberhalb der oben jeweils angegebenen Energien haben. Dieses ist jedoch für einen nickelhaltigen Stahl nicht der Fall. Wie die Abb. 2 zeigt, wird auch in Schnellen Reaktoren ein beträchtlicher Anteil an Helium über den Zweistufen-Prozeß  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$  erzeugt. Es muß daher zur Berechnung der Helium-Produktionsrate das gesamte Neutronenspektrum berücksichtigt werden.

Um den Einfluß des Neutronenspektrums auf die Helium-Erzeugung zu untersuchen, wurden mittlere spektrumgewichtete Wirkungsquerschnitte für die verschiedenen Zonen eines NEACRP-Benchmark-Reaktors berechnet (Tabelle 2). Der mittlere Wirkungsquerschnitt unterscheidet sich bis zu einem Faktor 60 vom Core zum Reflektor. Das heißt, im Reflektor wird die Heliumerzeugungsrate pro Neutron vielfach grösser sein als im Core.

Tabelle 2: Eingruppen-Wirkungsquerschnitte für den  $^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$ -Prozeß für verschiedene Zonen eines NEACRP-Benchmark-Reaktors

zone	$\langle\sigma\rangle$
inner core	29.32 mb
outer core	19.71 mb
axial blanket	210.2 mb
radial blanket	142.0 mb
reflector	1234.1 mb

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß sowohl in thermischen als auch in schnellen Reaktoren ein beträchtlicher Teil an Helium über den Zweistufen-Prozeß  $^{58}\text{Ni}(n,\gamma)^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$  erzeugt wird. Aber die Kenntnis der  $^{59}\text{Ni}(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnitte ist sehr mangelhaft. Für thermische Neutronen liegen vier Messungen vor. Alle diese Messungen ergeben jedoch einen Wirkungsquerschnittswert, der mindestens um 50 % höher liegt als der Wert, welcher in der Metallphysik für die Berechnung von Heliumerzeugungsraten angewandt wird. Bei höheren Neutronen-Energien liegen nur die Parameter für die 203 eV-Resonanz einigermaßen fest. Oberhalb dieser Resonanz sind die Daten nur andeutungsweise bekannt. Oberhalb 20 keV liegen keine Messungen vor.

Der Stand der Kenntnis von  $(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnitten für die Hauptbestandteile von Stahl ist auch nicht besser. Etwa 80 % der Helium-Produktion wird durch Nickel verursacht. Für  $\text{Ni}(n,\alpha)$  liegt jedoch nur eine Messung mit 14-MeV-Neutronen vor. Die in KEDAK, ENDF/B und UKNDL vorhandenen Daten basieren auf theoretischen Berechnungen. Es wäre nützlich, wenn der  $\text{Ni}(n,\alpha)$ -Wirkungsquerschnittsverlauf mit Messungen an natürlichem Ni oder an dem Haupt-Isotop  $^{58}\text{Ni}$  belegt werden könnte. Für eine zuverlässige Vorhersage der Helium-Produktionsraten in nickelhaltigem Stahl bei hohen Neutronen-Fluenzen ist eine Messung von  $^{59}\text{Ni}(n,\alpha)^{56}\text{Fe}$ -Wirkungsquerschnitten im keV- und MeV-Bereich unerlässlich.

Literatur:

- /1/ A.A. Bauer and M. Kangilaski,  
J. Nucl. Mater. 42 (1972) 91
- /2/ H.M. Eiland and G. Kirouac,  
Nucl. Sci. Eng. 53 (1974) 1
- /3/ R.D. Werner and D.C. Santry,  
Nucl. Sci. Eng. 56 (1975) 98
- /4/ J. McDonald and N.G. Sjöstrand,  
Atoomkernenergie 27 (1976) 112
- /5/ J.A. Harvey, N.W. Hill, J. Halperin, S. Raman and R.L. Macklin,  
ORNL 5137 (1976) p.2
- /6/ J.A. Harvey,  
Proc. Internation. Conference on the Interactions of  
Neutrons with Nuclei, July 6-9, 1976, Lowell, Vol. 1, p.143

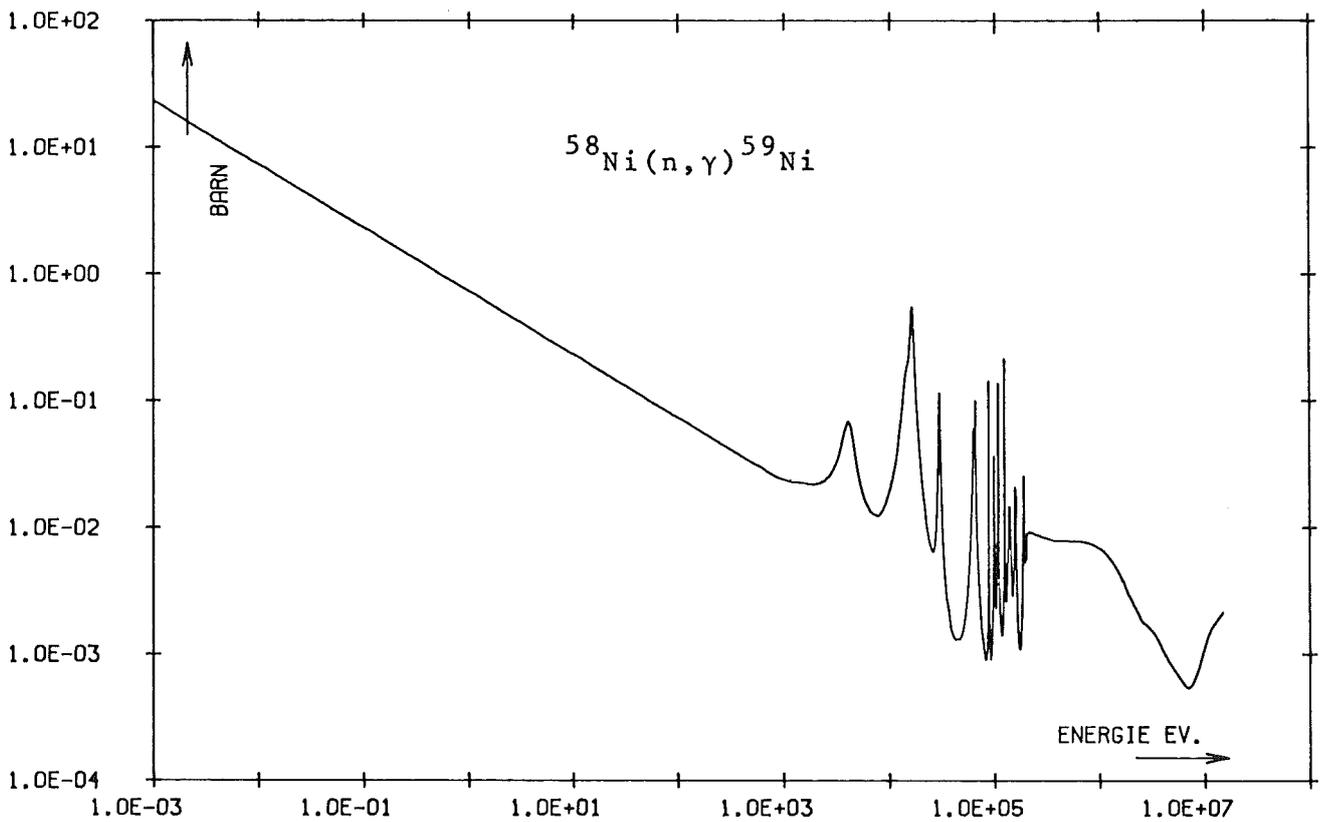
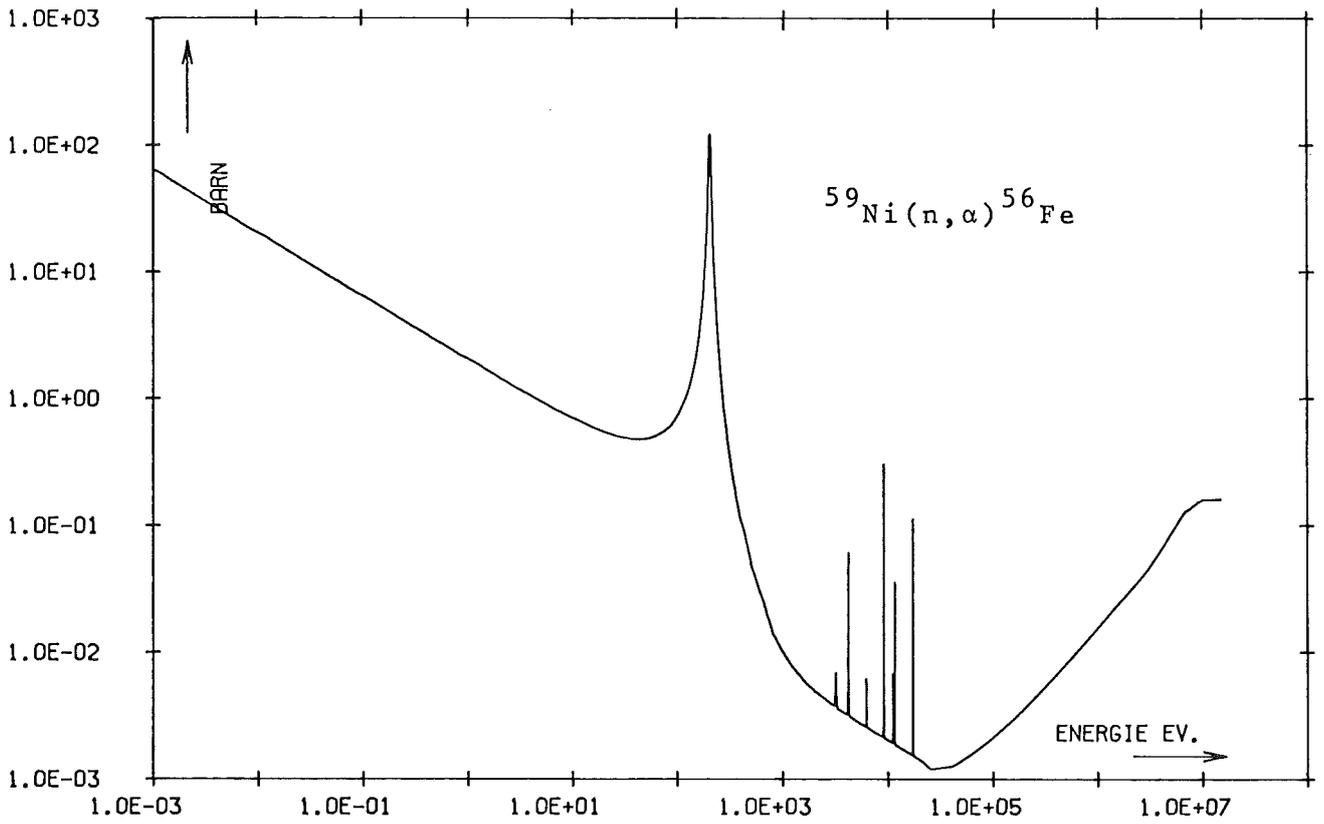


Fig. 1: Cross sections for the process  $^{58}\text{Ni}(n, \gamma)^{59}\text{Ni}(n, \alpha)^{56}\text{Fe}$

FAST NEUTRON FLUENCE

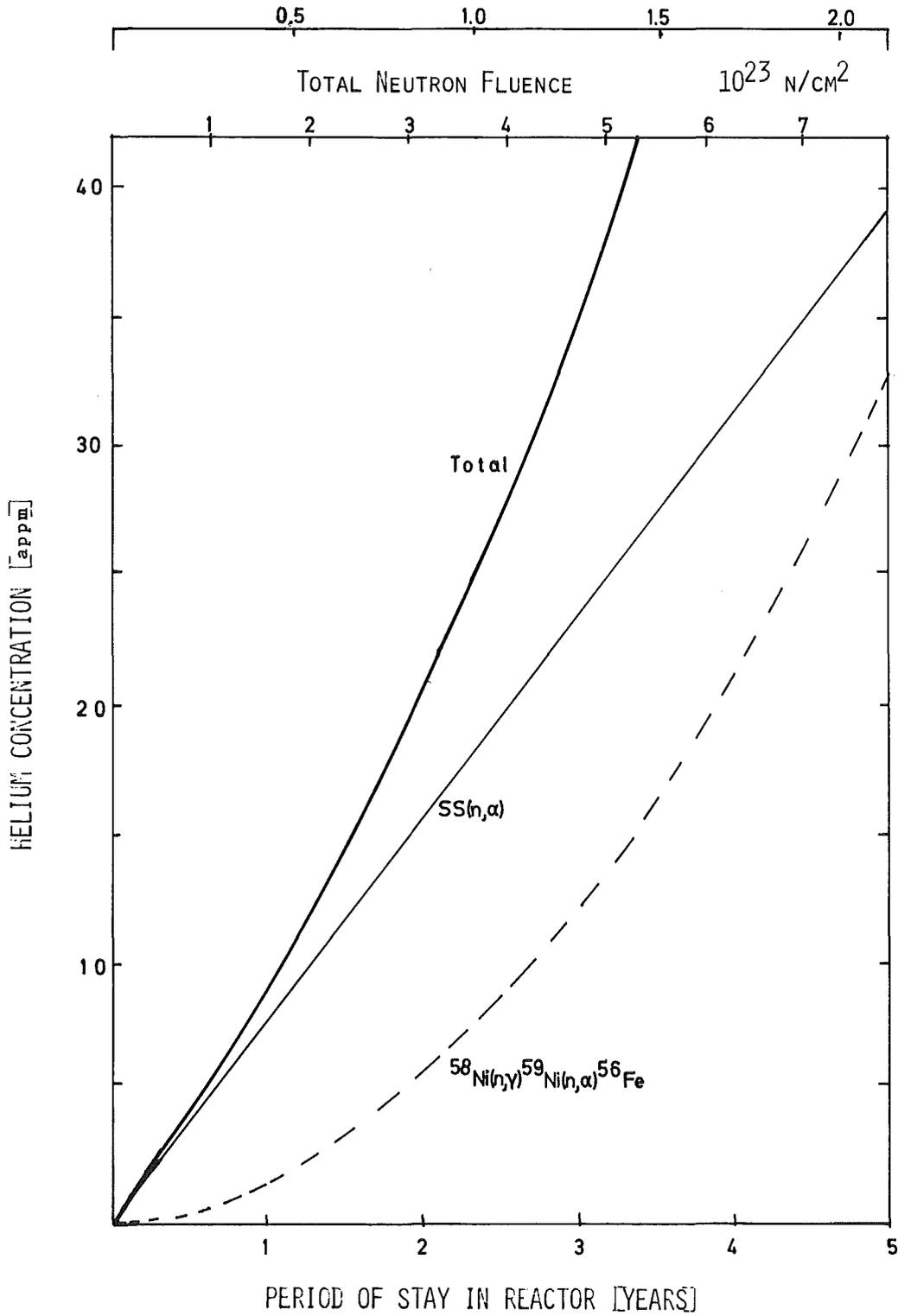


Fig. 2: Helium generation in stainless steel. Thin solid line denotes helium generation in the absence of two step process (dashed line)

1.23 SICHERHEIT SCHNELLER REAKTOREN1.23.1 Untersuchungen zur Reaktordynamik1. Status of the two dimensional reactor dynamics code KINTIC-2 <sup>†)</sup>

(L. Väth, S. Kleinheins, INR)

The code KINTIC-2 /1/ for calculating the predisassembly phase of hypothetical accidents has been coupled to the modules describing transient thermo-hydraulics and material motion from the code system CAPRI-2 /3/. The old thermodynamics modules originally implemented in KINTIC-1 /2/ have been kept active for testing purposes. Test cases have been successfully run to verify the correct functioning of all parts of the code.

The coupling was realized in the Karlsruhe code system KAPRØS /4-7/, which facilitates the coupling and replacement of program modules and offers standard utilities for data management and transfer. At present, the resulting versatility has to be paid for with a slight increase in costs, as is obvious from the comparisons to be presented at the end of this contribution.

The KAPRØS modules pertaining to the KINTIC-2 system including those adapted from the CAPRI-2 system are at the moment:

1. Input testing

KINPRM Test of input for neutronics, new and old thermodynamics, excluding the input for the diffusion code.

2. Core of KINTIC-2 system

KINTIC Control of flow of calculations, data organization and minor calculational tasks like: Regulation of time step length, control of iterations, inter- and extrapolation of shape functions, variation of group constants according to the quasistatic shape function equations, inclusion of external perturbation in data on material composition.

AIREKI Solution of point kinetics equations.

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

EVA Two dimensional evaluation module for calculating the integral coefficients of the point kinetics equations, space and time dependent precursor concentrations, power distribution, and source distribution of delayed neutrons for quasistatic shape function equations.

INØR processing of neutronics input, tests for consistency of input for KINTIC-2 system and for diffusion module DIXY.

KEFFIT stationary consistency iteration and criticality search.

QSUM calculation of group constants depending on material composition and fuel temperature and taking into account axial fuel displacement.

### 3. „Old“ thermodynamics

INSTEM instationary one phase thermodynamics

STATEM stationary thermodynamics

### 4. Coupling of neutronics and „new“ thermodynamics

BLØTH initialization of thermodynamics data before start of instationary calculation

THINIT processing of thermodynamics input

### 5. CAPRI-2 thermohydraulics and material motion

BREDA pin deformation and failure

CLADM dummy module

FCIKU fuel coolant interaction

FSLUM slumping of fuel and cladding

ITCB sodium voiding

ITC1 one phase instationary thermohydraulics

STATO stationary thermohydraulics

STAT1 controlling module for instationary thermohydraulics and material motion

### 6. Auxiliary

INDES output of input description

### 7. Shape function calculation

These modules are not part of the KINTIC-2 system but are used by it. They belong to the module system DIXY /8/ in KAPRØS and are listed here to complete the picture.

PRDIXY	input testing
DIXIN	input processing
DXDIFF	solution of the two dimensional diffusion equations, optionally including an inhomogeneous source term.

The necessary region is very much a function of the case to be calculated. The minimum region for small test cases is currently about 320K for the old and 460K for the new thermodynamics. Production runs employing the KAPRØS option with limited shuffling of modules to be mentioned here- after need about 600K more for the new thermodynamics, i.e. 1050-1100K for big cases. Detailed information on the necessary region is provided by the code at the start of a calculation. Running times range from a few minutes to several hours.

Some tests were run for verifying the efficiency of the resulting system. One of them concerning the KINTIC-2 version with the old thermodynamics was already published in /1/. In this case, the KAPRØS-version was compared to the stand-alone version and showed an increase of 10 % in CPU-time for the KAPRØS version, and a quite dramatic increase of residence time/CPU-time from a factor of 6.3 for the stand-alone version to 16 for the KAPRØS-version. Subsequent tests were concerned with the efficiency of the thermohydraulics modules alone and of the total system. In a first test, CPU-times were compared for the CAPRI-2 (stand-alone) version and the KAPRØS-version of the CAPRI-2 thermohydraulics; the KAPRØS version was controlled by a specially written testing module. The stationary calculation and one instationary time step were run with the following results:

CPU-times for	stat. calc.	instat. calc.	total
CAPRI-2 stand alone	17.4 sec	9.3 sec	26.4 sec
KAPRØS-version of thermohydraulics	19.6 sec	11.5 sec	31.1 sec

Tab. 1

The increase in CPU-time is thus, in this case, 18 %. A second test was concerned with the efficiency of the whole KINTIC-2 system under different KAPRØS options. KINTIC-2 may optionally use a special KAPRØS option, which avoids shuffling special modules in and out of the core memory at every change of control. The comparison was made for a test case with 1 energy and 1 precursor group, 224 mesh points, 19 zones, 1 thermodynamics channel and a mild transient of approximately 30 msec duration. The results are listed in the following table:

Case	CPU-time	$\frac{\text{residence time}}{\text{CPU time}}$
Normal KAPRØS options: Unlimited shuffling of modules	2'51''	20.8
Limited shuffling of modules	2'4''	6.5

Tab. 2

In addition to the remarkable decrease of residence time, even CPU-time is decreased by 27 % in this case. Though much more core memory is required for the second case, computing costs are decreased by 26 %. The test thus demonstrates the usefulness of the KAPRØS option limiting the shuffling of modules for big codes like the KINTIC-2 system; this option will be very useful for the future production runs.

#### References:

- /1/ L. Vãth, G. Willerding, KFK 1275/4, S. 123-1
- /2/ L. Mayer, H. Bachmann, KFK 1627 (1972)
- /3/ D. Struwe et al., CONF 740401, p.1525 (1974)
- /4/ H. Bachmann et al., Proc. of the Conf. on Computational Methods in Nuclear Engineering, Charleston, USA, 15.-17.4.1975
- /5/ G. Buckel, W. Höbel, KFK 2253 (1976)
- /6/ H. Bachmann, S. Kleinheins, KFK 2254 (1976)
- /7/ H. Bachmann, S. Kleinheins, KFK 2317 (1976)
- /8/ W. Höbel, Abstract No. ENEA 184 of the NEA Computer Programme Library.

## 2. Der Mehrkomponenten-Hydrodynamik-Neutronik-Code KOMIK

(S. Kleinheins, INR)

Zur Analyse von hydrodynamischen Vorgängen bei schweren hypothetischen Störfällen kann der Euler'sche Hydrodynamik-Code KACHINA /1,2/ benutzt werden. Er gestattet die Berechnung von Zweiphasen-Strömungen in Zylindergeometrie. In jeder Phase sind 2 Komponenten (Materialien) zugelassen, so daß man mit KACHINA z.B. jeweils die flüssige und die gasförmige Phase der beiden Komponenten Brennstoff und Strukturmaterial im Reaktor verfolgen kann.

Mit der Verteilung und der Temperatur der Komponenten ändert sich (über die Änderung der Wirkungsquerschnitte) die Reaktivität des Reaktors. Diese bewirkt eine Änderung der nuklearen Leistung, die wieder auf die Strömung zurückwirkt. Um KACHINA mit einem auf Punktkinetik und Störungstheorie 1. Ordnung beruhenden Neutronikteil zu koppeln, wurde der Mehrkomponenten-Hydrodynamik-Neutronik-Code KOMIK erstellt.

KOMIK ist ein KAPROS-Steuermodul, der seinerseits mehrere vorhandene KAPROS-Moduln aufruft /3/. Unter diesen befinden sich GRUCAL /4/ zur Erstellung von 26-Gruppen-Querschnitten für die eingegebenen Mischungen, DIFFO und SIGMNC zu deren Kondensation, DOPKIN /5,6/ zur Berechnung der Temperaturabhängigkeit der Querschnitte, DXDIFF /7/ zur Berechnung der stationären Neutronenflüsse, usw. Auch KACHINA wird in Form von 2 KAPROS-Moduln aufgerufen: KACSET mit der Initialisierung der Strömungsrechnung und KACHYD mit der Strömungsrechnung für jeweils ein Zeitintervall. KOMIK verwendet ferner Subroutinen aus KINTIC-2 /6/ zur Querschnittsinterpolation und aus KADIS /8/ zur Lösung des Punktkinetik-Differentialgleichungssystems.

Die Rückwirkung der Neutronik auf die Hydrodynamik wird auf folgende Weise berechnet. Ausgehend vom Zustand zur Zeit  $t$  liefert KACHYD die Massen der Komponenten pro Masche, sowie deren innere Energien zur Zeit  $t + \Delta t$ . Es besteht die Möglichkeit, mehrere Maschen zu sog. Zwischenzonen zusammenzufassen, für die gemittelte Dichten und Temperaturen errechnet werden. Damit werden nach einem aus KINTIC-2 /6/ übernommenen Interpolationsschema die aktuellen Wirkungsquerschnitte in den Zwischenzonen bestimmt. Stützpunkte dieser mehrdimensionalen Interpolation sind die Querschnitte eines

Satzes von Referenzmischungen mit zugehörigen Referenzdichten, sowie die von DOPKIN berechneten Koeffizienten der Approximation der Temperaturabhängigkeit der Querschnitte. Aus den interpolierten Querschnitten und den stationären Flüssen werden mit Störungstheorie 1. Ordnung die Reaktivität, der Anteil der verzögerten Neutronen usw. zur Zeit  $t + \Delta t$  über den Reaktor gemittelt. Die Punktkinetik-Gleichungen liefern die Leistung zur Zeit  $t + \Delta t$ , woraus die nukleare Energieerzeugung pro Masche im Intervall  $\Delta t$  bestimmt werden kann. Ggf. wird diese Energie in KACHYD eingegeben und der bisher beschriebene Programmteil für das unveränderte Zeitintervall iterativ nochmals durchlaufen. Andernfalls wird  $t + \Delta t$  zum Anfang eines neuen Zeitintervalls, für das ein extrapoliertes Energiezuwachs in KACHYD eingesetzt wird.

Eine Prototyp-Version von KOMIK ist fertiggestellt. Erste Testrechnungen zeigen, daß Verbesserungen (z.B. Beseitigung von Konvergenzschwierigkeiten in KACHINA, Erweiterung auf mehr als 2 Komponenten, usw.) für eine Anwendung auf realistische Störfallsituationen Voraussetzung sind. Ferner ist die Erweiterung von Punktkinetik auf ortsabhängige Dynamik oder ggf. der Ersatz von KACHINA durch andere Hydrodynamik-Codes denkbar, was durch die modulare Struktur von KOMIK in KAPROS erleichtert würde.

- /1/ A.A. Amsden, F.H. Harlow, LA-5680, 1974
- /2/ P. Schmuck, S. Chandra, KFK 1276/4, S. 123-1
- /3/ G. Buckel, W. Höbel, KFK 2253, 1976  
H. Bachmann, S. Kleinheins, KFK 2254, 1976
- /4/ D. Woll, KFK 2108, 1975
- /5/ L. Mayer, H. Bachmann, KFK 1627, 1972
- /6/ L. Väth, KFK 2289, 1976
- /7/ W. Höbel, Abstract No. ENEA 184 of the NEA  
Computer Programme Library
- /8/ P. Schmuck, G. Arnecke et al., KFK 1272/4, S. 123-1

### 3. Dynamik im Kühlkanal eines Brennelementes des schnellen Brütters<sup>1)</sup>

(K. Thurnay, INR)

Die Materialbewegungen innerhalb eines gevoideten Brennelementes (B.E.) des natriumgekühlten Schnellen Brütters spielen in der Einleitungsphase eines Störfalles eine wichtige Rolle, da die Verlagerung von Hüllmaterial und Brennstoff sowohl die Reaktivität als auch die Kühlbarkeit des Reaktorkerns erheblich beeinflussen kann.

Für die adäquate Beschreibung dieser Materialbewegung ist es unerlässlich, daß nicht nur die Bewegung der einzelnen Stoffbestandteile des B.E. behandelt werden (wie in den bisher verwendeten Programmen CMOT, SLB, FDRAG), sondern auch ihre gesamte gegenseitige Wechselwirkung mit beschrieben wird. Dies zu erreichen ist der Zweck des KühlKANal-DYnamik-Programms KANDY.

Die Struktur des B.E. ist durch die Brennstäbe und die durch diese umschlossenen Kühlkanäle gegeben; um die Vorgänge in B.E. verfolgen zu können, ist es daher notwendig, für das Grundelement dieser Struktur - ein Kühlkanal mit den umliegenden Brennstäben - ein physikalisches Modell zu haben.

Die Grundzüge des Kühlkanalmodells:

Das Modell beschreibt die Bewegungen und die Wechselwirkungen der Bestandteile des Kühlkanals. Dabei werden folgende Stoffe berücksichtigt: kompakter Brennstoff (im Brennstab), zerbröckelter Brennstoff (im Kühlkanal), Stahl und Gas. Das letztere besteht aus Natrium-, Stahl- und Brennstoffdampf, wird aber als thermisch und kinematisch einheitlicher Stoff behandelt.

Um das Modell einfach zu halten und dennoch die wichtigsten Stoffbewegungen gut beschreiben zu können, wird eine eindimensionale Geometrie verwendet mit der Koordinatenachse in der Kanalrichtung.

Die Beschreibung der Stoffbewegungen erfolgt in zwei Stufen: zunächst werden für den betreffenden Stoff die axialen, eindimensionalen Bewegungsgleichungen aufgestellt, so als ob der Stoff sich unabhängig von den anderen Kanalbestandteilen bewege; in der zweiten Stufe werden dann die Wechselwirkungen, die von den anderen Stoffen herrühren, berücksichtigt und den entsprechenden Bewegungsgleichungen zugefügt.

---

1) Erster Bericht

Die Darstellung der auftretenden physikalischen Größen entspricht diesem Verfahren; in der axialen Richtung werden diese Größen Punkt für Punkt, d.h. mit Gradienten, dargestellt. Bei der Berechnung der Wechselwirkungen in einem Kanalpunkt (d.h. in der radialen Richtung) dagegen setzt man nur die entsprechenden Mittelwerte des jeweiligen Stoffes ein.

Die Bewegungsgleichungen der Stoffe erhält man aus den Massen-, Impuls- und Energieerhaltungssätzen. Um die Änderung der Wechselwirkungen mit der Verschiebung der Stoffe zueinander berücksichtigen zu können, werden diese Gleichungen in ihrer Eulerschen Form verwendet.

Das Modell läßt folgende Wechselwirkungsarten zwischen den vier Stoffen zu:

Energie-(Wärme-)austausch,  
Impulsaustausch (Reibung),  
Massenaustausch.

Beim Massenaustausch wird nur die Verdampfung/Rekondensation von Stahl und kompaktem Brennstoff sowie die Erzeugung/Vernichtung von Brennstoffpartikeln berücksichtigt.

Ob es in einem Kanalpunkt zwischen zwei Stoffen zu einer Wechselwirkungsart kommt oder nicht, hängt auch von dem dortigen Zustand des Kanals ab. Das Modell erlaubt zwei Kanalzustände: unbeschädigter und zerstörter Kanal. Im unzerstörten Kanal ist der Brennstoff von dem Gasraum durch die Stahlhülle abgeschirmt. Beim zerstörten Kanal wird angenommen, daß die noch vorhandenen Stahlreste in Form von kleinen Kügelchen im kompakten Brennstoff eingeschlossen und so vom Gasraum abgetrennt sind.

Der zerbröckelte Brennstoff ist in beiden Fällen im Gasraum eingeschlossen, so daß er nur mit diesem Energie und Impuls austauschen kann. Vernichtung von zerbröckeltem Brennstoff (durch Ausfrieren) kann in jedem Kanalort erfolgen, Erzeugung nur in einem zerstörten Kanalort.

Für den kompakten Brennstoff und für den Stahl gelten folgende Annahmen: Verdampfen und rekondensieren kann nur der Stoff, der mit dem Gas direkt in Berührung steht, d.h. im unzerstörten Kanal der Stahl, im zerstörten Kanal der Brennstoff. Energie und Impuls werden auch nur bei direkter

Berührung ausgetauscht; beim unzerstörten Kanalquerschnitt wird also der Brennstoff, beim zerstörten der Stahl mit dem Gas keine Energie und keinen Impuls austauschen.

Die folgende Tabelle zeigt schematisch die durch das Modell berücksichtigten Wechselwirkungen zwischen den Kanalbestandteilen; im oberen Teil der Tabelle für den unzerstörten Querschnitt, im unteren Teil für den zerstörten. F, S, G und P stehen für kompakten Brennstoff, Stahl, Gas und zerbröckelten Brennstoff,  $dM$ ,  $dY$  und  $dU$  bedeuten Massen-, Impuls- und Energieaustausch.

Tabelle 3

	F	S	G	P
F		$\pm dY, \pm dU$	-	$- dM$
S	$\pm dY, \pm dU$		$\pm dM, \pm dY$ $\pm dU$	
G	$\pm dM, \pm dY$ $\pm dU$	-		$\pm dY, \pm dU$
P	$\pm dM$		$\pm dY, \pm dU$	

In dieser Tabelle sind die indirekten Energie- und Impulsübertragungen nicht aufgeführt, die durch die Massentransporte zwischen den Stoffen entstehen.

Der jeweilige Kanalzustand in einem Kanalpunkt kann sich mit der Zeit auch ändern. Im Modell wird dieses folgendermaßen berücksichtigt:

- in einem Kanalort kann der Kanal beim Prozessbeginn intakt oder zerstört gelten;
- falls bei einem intakten Querschnitt der größte Teil der ursprünglichen Stahlmenge verschwunden ist, wird der Querschnitt als zerstört betrachtet;

- falls bei einem intakten Querschnitt der kompakte Brennstoff erheblich zunimmt, wird der Querschnitt als zerstört betrachtet;
- falls bei einem intakten Querschnitt die Brennstoffenergiedichte eine Schranke  $U_{FG}$  überschreitet, wird der Querschnitt als zerstört betrachtet.

Im Modell werden folgende äußere Kräfte und Wechselwirkungen berücksichtigt:

- äußere Drücke an beiden Kanalenden,
- von der Reaktorleistung in dem Brennstoff erzeugte thermische Energie.

Stand der Entwicklung und weiteres Vorgehen:

Das Ziel der Untersuchungen ist es, das Kühlkanal-Modell als Programm-Modul für das Sicherheitsprogrammssystem des natriumgekühlten schnellen Brütters zur Verfügung zu stellen. Als Vorstufe dazu wird eine selbständige Version des Modells gebraucht, um die physikalischen Vorgänge im Kanal durch Parameteruntersuchungen zu klären. Diese Modellversion befindet sich zur Zeit in der Programmierungsphase.

#### 4. Transient Over-Power Safety Analysis for a 2000 MWe LMFBR Core (SNR-2000)

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

##### 1. Introduction

The transient over power (TOP) safety studies for the SNR-2000 /1/ have been performed for two different burnup configurations, namely the beginning of equilibrium cycle A (BEC-A) and the end of equilibrium cycle B (EEC-B). The BEC-A core contains fresh and one year burned up fuel pins and the EEC-B core one and two year pins. For the fresh fuel pins a 90 % melt fraction failure criterion and for the irradiated pins a burst pressure criterion has been applied. The code system HOPE/KADIS has been utilized for the safety analysis. The thermohydraulic and thermodynamic behavior is characterized by 30 representative coolant channels for the HOPE analysis.

##### 2. TOP Accident Analysis

A transient over power (TOP) accident starts with the assumption of a transient positive reactivity insertion with failure of both protective systems. Basically such a reactivity increase may be generated e.g. by an incorrect withdrawal of the shutdown system, by the ejection of a control rod or passage of a coherent argon bubble through the active core. Design measures are taken against most of the accident initiators (gas bubble separator, inhibition of control rod ejection e.g.). Due to the low material reactivity worth of the core materials in the SNR-2000 (the maximum positive void reactivity of one subassembly  $\sim 1.6 \text{ } \beta$ ) and the design measures against TOP initiators, only reactivity ramps of the order of some  $10 \text{ } \beta/\text{sec}$  seem reasonable as initialization ramps.

Yet also large ramps (1-3  $\beta/\text{sec}$ ) have been analyzed to cover a wide spectrum of consequences. In Tab. 4 and 5 the results of the TOP safety analysis for both core configurations and for different ramp rates are displayed.

Due to the partially inserted control rods and the chosen pin failure criteria, first pin failure for the BEC-A core for small ramps ( $10 \text{ } \beta/\text{sec}$ ) occurs at about 70 % of the axial active core height and switches to mid-

plane failure for the larger ramps (1-3  $\$/\text{sec}$ ). For the EEC-B core the first failure position is predicted at a higher axial position (74 % of active core height for the 10  $\$/\text{sec}$  ramp) than in the BEC-A core due to the fact that the control rods are nearly withdrawn.

For the small ramps (10  $\$/\text{sec}$ ) the power transient is rather benign. Yet early shutdown is not achieved due to the chosen pin failure criteria, the modelling of an energetic FCI and the incoherence of voiding and fuel sweepout effects.

The power increase until the disassembly criterion is met is low and the reactivity level stays far below prompt critical. For the small ramps the fuel sweepout mechanism dominates fuel movement in the failed pins in direction of the breach position.

This finally leads to a situation where the use of a disassembly code like KADIS seems questionable. Low fuel temperatures and a very mild fuel vapor pressure build-up ( $< 1$  bar) have no potential to disassemble the core. A transition phase type slow meltdown of the core seems highly probable. A disassembly calculation (Tab. 4,5) gives only minor energy release, and the core is slowly shutdown by the pressure build-up of FCI processes.

For larger ramp rates above 1  $\$/\text{sec}$  fuel injection processes in the pins begin to dominate and add further positive reactivity to the void ramps from FCI.

These ramp rates lead to prompt critical situations at high power levels and the accident ends up in a violent disassembly. The lower Doppler constants and the higher sodium void worth of the EEC-B core lead to more energetic transients than for the BEC-A core.

The results for both core configurations are summed up and displayed in Fig. 1.

As can be seen, the energy and mass of molten fuel are strongly dependent on the initiating ramp rate only for small ramps. For larger reactivity insertion rates soon a saturation point is reached where an increase in the ramp rate gives only minor changes in the energy release. This is because shutdown is very fast in a core with sodium-in conditions. The independence

of the disassembly calculation on the cross-over ramps is due to the short duration of the disassembly phase where, independent of the ramp rate, only a few cents of reactivity can be added. Additionally the higher reactivity insertion rates result in a faster and stronger Doppler feedback and a higher pressure build-up in the individual corezones. The more effective action of the Doppler effect and material motion lead to an earlier shut-down for larger cross-over ramps.

The thermal energy of molten fuel can partly converted to mechanical energy. A possible procedure to estimate the mechanical energy release after core disassembly is the isentropic expansion of the hot fuel vapor bubble to the free space in the reactor tank which corresponds mainly to the stretched cover-gas volume. Thereby the sodium slug impact on the reactor vessel plug can be roughly estimated. The mechanical loads for the TOP accident analysis of the SNR-2000 appear to be relatively low. The highest energy release calculated with the above method results from the 3 \$/sec ramp rate in the EEC-B core and amounts to ~ 300 MWsec, a value the reactor tank of the SNR-2000 can safely withstand.

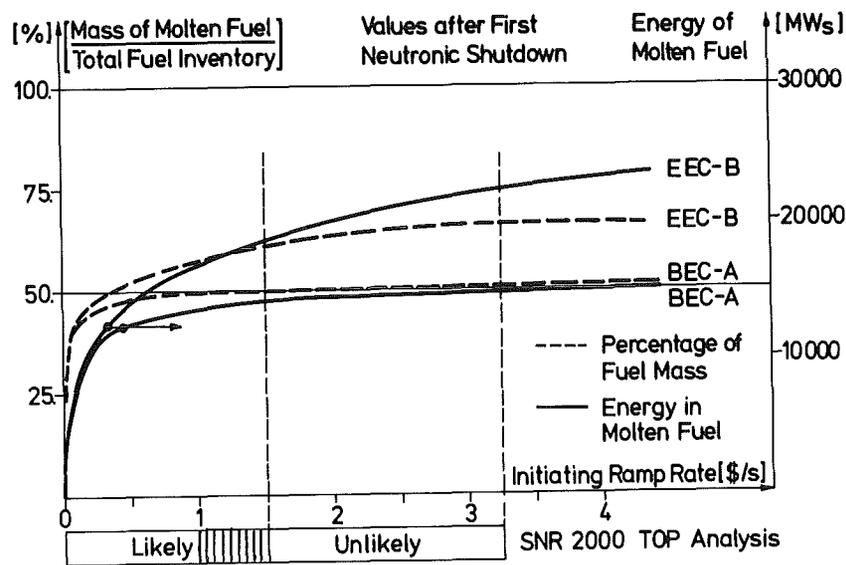


Fig. 1: Fraction of Fuel Inventory Molten and Energy of Molten Fuel Resulting from TOP Accidents Obtained up to First Neutronic Shutdown

Core		BEC-A			
Initiating reactivity ramp	\$/sec	0.1 <sup>(x)</sup>	0.3	1.0	3.0
Time of first fuel pin failure	sec	16.056	6.019	1.995	0.716
normalized power	-	3.61	6.41	16.86	43.90
net reactivity	§	0.270	0.501	0.770	0.901
axial location relative to core height	%	69.	64.	50.	50.
Time of switch-over to disassembly calculation	sec	16.209	6.088	2.015	0.732
normalized power	-	14.8	99.7	376.0	415.0
net reactivity	§	0.798	1.006	1.030	1.026
fraction of failed fuel pins	%	29.	43.	43.	43.
percentage of fuel inventory molten.	%	41.9	43.4	44.9	47.1
Reactivity ramps					
Doppler	\$/sec	-1	-9	-20	-38
Void	\$/sec	20	32	35	40
Fuel Motion	\$/sec	-15	-9	- 1	8
Energy in molten fuel at first neutronic shutdown	MWsec	7987	11904	13660	14570
Percentage of fuel inventory molten at first neutronic shutdown	%	42	46	49	51
Mean temperature of molten fuel	K	3187	3464	3550	3578
Maximum temperature of molten fuel	K	3724	4124	4270	4302
Maximum fuel vapor pressure	bar	0.9	4.1	6.7	7.2

Tab. 4: Characteristic Data of the TOP Analysis for the BEC-A Core of the SNR-2000.

(x) No Disassembly in the conventional sense.

Core	EEC-B				
Initiating reactivity ramp	\$/sec	0.1 <sup>(x)</sup>	0.3	1.0	3.0
Time of first fuel pin failure	sec	14.521	5.505	1.849	0.672
normalized power	-	3.84	7.26	19.2	53.7
net reactivity	\$/	0.301	0.545	0.790	0.917
axial location relative to core height	%	74.	69.	69.	64.
Time of switch-over to disassembly calculation	sec	14.570	5.545	1.872	0.683
normalized power	-	11.6	34.2	133	349
net reactivity	\$/	0.763	0.921	1.013	1.068
fraction of failed fuel pins	%	9.	20.	59.	52.
percentage of fuel inventory molten	%	42.3	46.4	47.1	48.6
Reactivity ramps					
Doppler	\$/sec	-1	-3	-9	-20
Void	\$/sec	17	30	43	50
Fuel Motion	\$/sec	-9	-7	-4	10
Energy in molten fuel at first neutronic shutdown	MWsec	8259	12352	16949	21773
Percentage of fuel inventory molten at first neutronic shutdown	%	43	49	57	66
Mean temperature of molten fuel	K	3199	3437	3635	3771
Maximum temperature of molten fuel	K	3714	4068	4461	4815
Maximum fuel vapor pressure	bar	0.8	3.4	11.9	30.3

Tab. 5: Characteristic Data of the TOP Analysis for the EEC-B Core of the SNR-2000

(x) No Disassembly in the conventional sense.

#### Veröffentlichungen

- /1/ D. Struwe, W. Maschek et al.  
 Safety Analysis of a 2000 MWe LMFBR Core  
 International Meeting on Fast Reactor Safety and Related Physics,  
 Chicago, October 5-8, 1976

- 1.23.3 Untersuchung von Kühlungsstörungen
- 1.23.33 Lokales Sieden in einem 60°-Bündel-Ausschnitt  
im ECN, Petten <sup>x</sup>
- (B.Dorr, K.Schleisiek, IRE)

Bei diesem von GfK und ECN gemeinsam bearbeiteten Vorhaben werden Natrium-siedeexperimente in einem elektrisch voll beheizten, maßstabgerechten Ausschnitt aus einem SNR-Brennelement mit lokalen Blockaden durchgeführt. Mit der ersten der beiden vorgesehenen Teststrecken konnten die Siedeexperimente erfolgreich abgeschlossen werden.

Die in der ersten Teststrecke mit einer 68,5 %-Blockade durchgeführten Na-Siedeexperimente sind mit einigen Parametern in Tabelle 6 zusammengestellt. Über Druckabsenkung oder Durchsatzreduzierung wurde das Sieden eingeleitet und die Siedeintensität eingestellt, deren Maß als Überhitzungstemperatur  $\Delta \nu_{\text{ü}}^{\text{ö}}$  angegeben wird.  $\Delta \nu_{\text{ü}}^{\text{ö}}$  ist definiert als Differenz zwischen der Maximaltemperatur, die sich ohne Sieden einstellen würde, und der Sättigungstemperatur. Der max. erreichte Wert betrug  $\Delta \nu_{\text{ü}}^{\text{ö}} = 190$  K. Bei einigen Versuchen trat ein dry-out auf, der entweder zum Ausfall jeweils eines Heizstabes führte oder von einem Heizerwand-Thermoelement detektiert wurde. Dabei blieb der Ausfall einzelner Heizstäbe ohne wesentliche Einflüsse auf den Siedeablauf.

Bei zwei Versuchen wurde während des Siedens Inertgas in das Bündel eingespeist.

Die Auswertung der Einphasenversuche ermöglicht eine detaillierte Darstellung der Strömungs-Verteilung im Rückstromgebiet hinter der Blockade, die in Abb. 2 für eine mittlere Kühlmittelgeschwindigkeit im Bündel von 1,5 m/sec veranschaulicht ist. Dabei bewirkt der Zwischenabstandshalter 60 mm hinter der Blockade eine Aufteilung der Rückströmung in einen Hauptstrom und zwei Nebenströme, jeweils einen über sowie unter dem Zwischengitter. Während die Temperaturerhöhung hinter der Blockade durch die Aufheizung des Hauptrückstromes erfolgt, entstehen durch die beiden kälteren Nebenströme große radiale Temperaturgradienten, die reproduzierbare Stabverbiegungen in Abhängigkeit von der Aufheizspanne verursachen. Die daraus resultierende Temperatur-

---

<sup>x</sup> Letzter Bericht in KFK 1276/3, S. 123-39

verteilung ist für folgende Parameter ( $W_o = 1,5 \text{ m/sec}$ ,  $\phi = 110 \text{ W/cm}^2$ ) durch Linien konstanter Temperaturkennzahlen  $\Theta$ , also normierte Isothermen, im Längsschnitt des Bündels in Abb. 2 dargestellt.

Der Siedeablauf wird anhand des Experimentes Nr. 72 beschrieben, bei dem in einer ersten Phase leichtes Sieden unter wiederholter Blasenentstehung und -kollabierung und nach einem Umschlag in der zweiten Phase ein stehendes Siedegebiet auftrat, das zum dry-out mit Versagen eines Heizstabes führte.

In der ersten Phase bildete sich die Dampfblase im heißesten Gebiet unmittelbar über der Blockade und dehnte sich entsprechend der Isothermen bis zum Zwischenabstandshalter aus; bei der Rekondensation zog sich die Blase von unten her zusammen und kollabierte im Zwischengitter; dem folgte eine neue Blasenbildung. Mit zunehmender Siedeintensität nahm das Blasenvolumen zu und die Wiederholungsfrequenz der Blasenpulsation  $f_{Bb}$  ab ( $\Delta v_{\ddot{u}}^{\text{el}} = 22 \text{ K}$ ,  $f_{Bb} = 5,5 \text{ Hz}$ ,  $V_{Bb} = 9,3 \text{ cm}^3$ ).

Die zweite Phase begann mit der einmaligen Ausdehnung der Blase durch das Zwischengitter hindurch ( $\Delta v_{\ddot{u}}^{\text{el}} = 23 \text{ K}$ ), die Blase blieb im Abstandshalter stehen. Die Steigerung der Siedeintensität verursachte jetzt eine weitere Ausdehnung der Blase ohne merkliche Oszillation.

Der Stillstand dieser großen Blase führte zur Unterbrechung der Kühlung eines Heizstabes ( $\Delta v_{\ddot{u}}^{\text{el}} = 32 \text{ K}$ ). Der Heizstab versagte mit einem Schmelzen der Elektrode in diesem gestörten Bereich.

Abb. 3 veranschaulicht beide Siedephasen des Experimentes Nr. 72 im Längsschnitt des Bündels.

Die Nachuntersuchungen des ausgebauten Bündels zeigen, daß die Heizstabdefekte 10 bis 30 mm über dem Zwischenabstandshalter aufgetreten sind; die Isolierhülsen sind in diesem Bereich unbeschädigt. Die Manteloberfläche der betroffenen Heizstäbe weisen im Bereich der Kühlungsstörung geschmolzenes Lot der vakuum-verlöteten Thermoelement-Zuleitungen auf. Das Lot ist über eine Heizstablänge von 12 bis 15 mm ausgelaufen, dies läßt auf Temperaturen von  $1100^\circ \text{C}$  der abgetrockneten Heizstaboberflächen schließen.

Exp. Nr.	$\emptyset$ [ $\bar{W}/\text{cm}^2$ ]	$W_o$ [ $\bar{m}/\text{sec}$ ]	$\frac{\Delta\vartheta}{\Delta z}$ [ $\bar{K}/\text{m}$ ]	$\vartheta_{\text{Block}}$ [ $\bar{^\circ C}$ ]	$P_o$ [ $\bar{\text{bar}}$ ]	$\vartheta_{\text{max}}$ [ $\bar{^\circ C}$ ]	$\Delta\vartheta_{\ddot{u}}$ [ $\bar{K}$ ]	Anzahl Heizer	Bemerkungen
69	99	1,49	355	493	0,45 $\pm$ 0,38	799	14	28	
70	100	1,50	375	491	0,47 $\pm$ 0,39	804	18	28	
72	110	1,50	393	494	0,62 $\pm$ 0,44	830	32	28	dry-out, Heizer 3.2
81	135	1,51	469	505	1,01 $\pm$ 0,74	881	33	27	
82	165	2,00	447	523	1,00 $\pm$ 0,79	880	25	27	
83	124	1,51	438	500	0,72 $\pm$ 0,59	845	20	27	
84	160	2,00	422	498	0,62 $\pm$ 0,55	830	12	27	
85	135	1,55 $\pm$ 1,43	465 $\pm$ 504	502 $\pm$ 506	0,95	875	35	27	dry-out, Heizer 1.1
95	120	0,99	604	514	1,19 $\pm$ 0,68	900	60	26	
96	161	1,50	533	512	1,53 $\pm$ 0,82	928	68	26	
97	165	2,48	348	640	1,12 $\pm$ 0,77	892	39	26	
98	160	1,49	536	512	1,55 $\pm$ 0,68	930	90	26	dry-out, Heizer 2.1
99	170	2,13 $\pm$ 1,75	376 $\pm$ 457	617 $\pm$ 625	1,08 $\pm$ 0,93	888	82	25	dry-out, Heizer 3.1
100	170	1,99 $\pm$ 1,57	393 $\pm$ 498	615 $\pm$ 626	1,38 $\pm$ 1,08	917	121	23	
101	181	2,15 $\pm$ 1,38	379 $\pm$ 591	610 $\pm$ 632	1,23 $\pm$ 1,17	903	190	23	dry-out
102	180	2,25 $\pm$ 1,56	365 $\pm$ 526	614 $\pm$ 631	1,14	894	138	23	dry-out
103	180	2,01 $\pm$ 1,96	420 $\pm$ 431	602	1,40	920	12	23	Ar-Gas-Einspeisung, dry-out
104	180	2,07	413	598	1,26 $\pm$ 0,57	906	85	23	
					0,57 $\pm$ 0,81		48		Ar-Gas-Einspeisung, dry-out
110	155	1,47	470	605	1,94 $\pm$ 0,67	958	120	23	

$\emptyset$	[ $\bar{W}/\text{cm}^2$ ]	Wärmestromdichte
$W_o$	[ $\bar{m}/\text{sec}$ ]	Geschwindigkeit im Bündel
$\Delta\vartheta/\Delta z$	[ $\bar{K}/\text{m}$ ]	axialer Temperaturgradient
$\vartheta_{\text{Block}}$	[ $\bar{^\circ C}$ ]	Temperatur der Hauptströmung in Höhe der Blockade
$P_o$	[ $\bar{\text{bar}}$ ]	statischer Druck hinter der Blockade
$\vartheta_{\text{max}}$	[ $\bar{^\circ C}$ ]	gemessene max. Temperatur vor Siedebeginn
$\Delta\vartheta_{\ddot{u}}$	[ $\bar{K}$ ]	max. Überhitzungstemperatur

Tabelle 6: Zusammenstellung der durchgeführten Na-Siedeexperimente im 60°-Bündel-Ausschnitt mit 68,5 %-Blockade

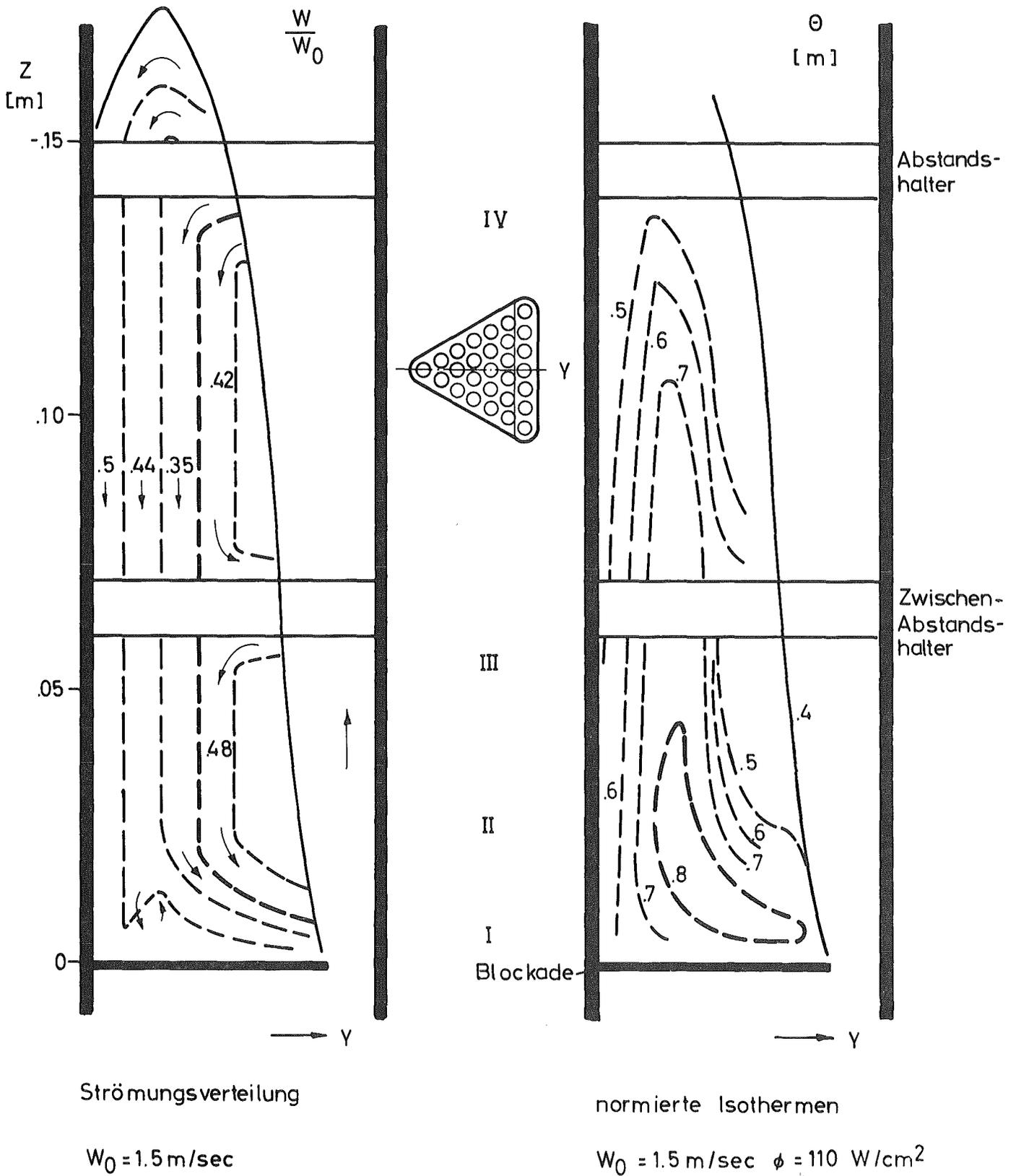
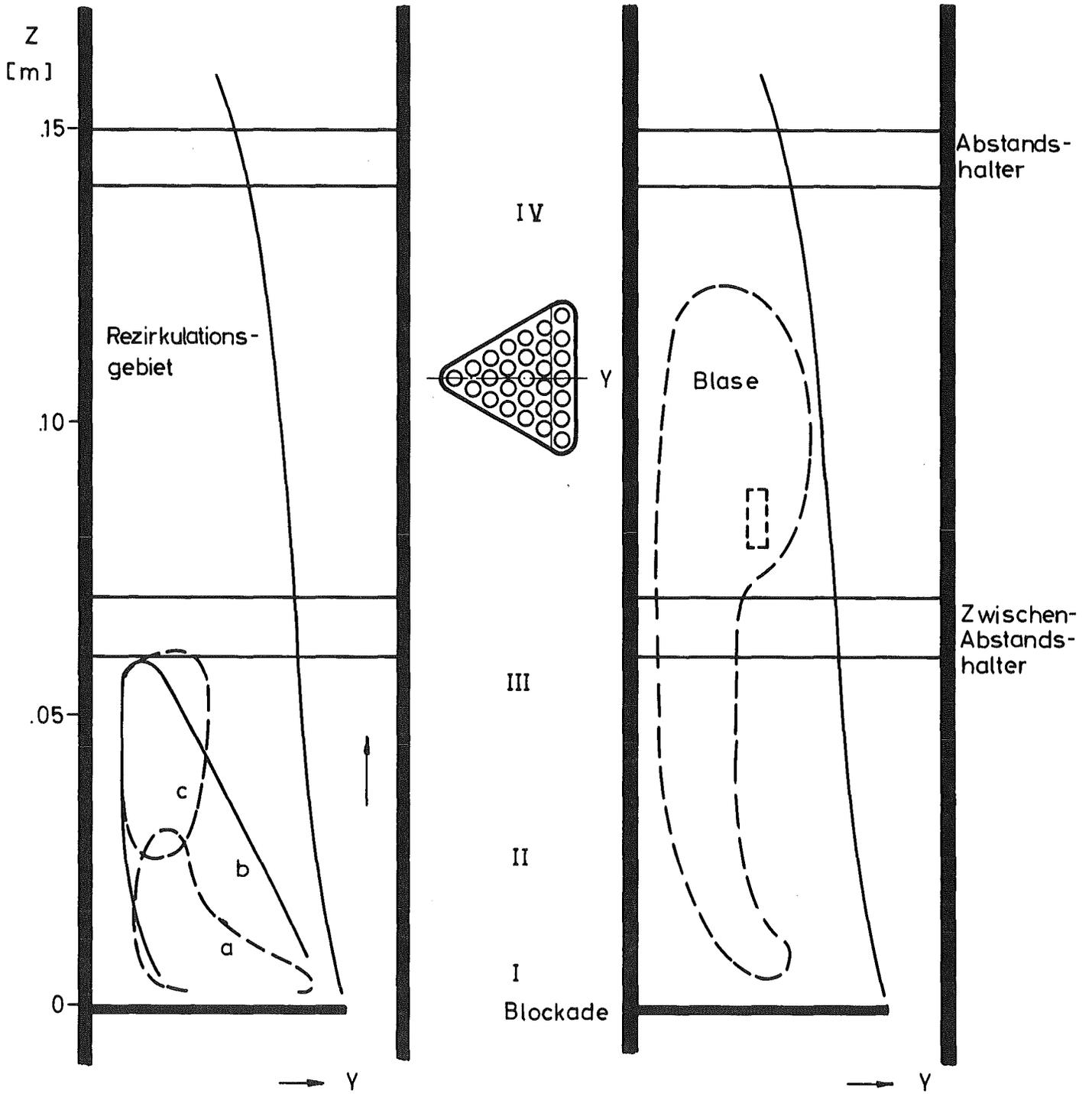


Abb.2: Strömung und Isothermen hinter der 68,5% Blockade im 60°-Bündel-Ausschnitt



Phase I

Blasenbewegung a-b-c

$$\Delta \vartheta_{\bar{u}} = 22\text{K}$$

$$f_{Bb} = 5,5\text{Hz}$$

$$V_{\text{max}} = 9,3\text{cm}^3$$

Phase II

stehende Blase

$$\Delta \vartheta_{\bar{u}} = 30\text{K}$$

□ dry-out-Bereich

Abb.3 : Blasenbewegung im Rezirkulationsgebiet beim Na-Siedeexperiment Nr. 72

1.23.4 Störfallverhalten von Brennstäben1.23.43 Bestätigende in-pile Versuche im CABRI-Reaktor1. Einfluß der höheren Brennstoffdichte auf die  
transiente Teststabelastung

(B. Kuczera, IRE)

Verschiedene Überlegungen ließen es vorteilhaft erscheinen, die Sinterdichte des Testbrennstoffs auf 0,925 TD anzuheben. Welchen Einfluß diese Änderung auf das stationäre und instationäre Brennstabverhalten hat, wird im folgenden am Beispiel des unbestrahlten  $UO_2$ -Brennstabes abgeschätzt.

Die wesentlichen Daten der bisherigen bzw. der neuen  $UO_2$ -Teststabversion sind in Tab. 7 zusammengestellt. Die einzige geometrische Variation bezieht sich auf die Brennstoffsäule, die jetzt weitgehend aus vollen Brennstofftabletten besteht (s. Abb. 4). Durch die erhöhte Dichte wird die Wärmeleitfähigkeit des Brennstoffs verbessert, die zusammen mit der geringförmig vergrößerten, thermischen Selbstabschirmung zu niedrigeren Brennstoffzentraltemperaturen führen würde. In welchem Maße diese Tendenz durch den inversen Zentralkanaleffekt (höhere Maximaltemperatur beim Übergang von einem Hohlzylinder zu einem Vollzylinder) kompensiert wird, zeigten zusätzliche Ergebnisse von Modellrechnungen (BRED-III/BLOW-III).

Der Resultatsvergleich bezieht sich auf die axialen Teststabsegmente, in denen die maximale, lineare Leistung von 480 W/cm produziert wird. Für die Rechnungen wurde ein axial und zeitlich konstanter Wärmeübergang vom Brennstoff zum Hüllrohr von  $0,5 \text{ W/cm}^2 \text{ } ^\circ\text{C}$  angenommen. Die Ergebnisse zeigen, daß die Geometrieänderung (Wegfall des durchgehenden Zentralkanals) den dominierenden Einfluß auf die stationäre Temperaturverteilung im Brennstoff hat. Die mit  $2478^\circ\text{C}$  um ca.  $50^\circ\text{C}$  höhere Maximaltemperatur des Brennstoffsegments vermindert die Tendenz, daß sich während der transienten Aufheizung das Temperaturmaximum infolge der thermischen Selbstabschirmung radial nach außen verlagert und damit zu nicht prototypischem Brennstoffschmelzen ("off-center fuel melting") führen kann.

In dem hier ausgewählten Fall soll die Versagensgrenze des Hüllrohres während der transienten Phase knapp überschritten werden, um detailliertere Informationen über den Versagensmechanismus zu erhalten. Wählt man im Rahmen der Modellrechnungen als Versagenskriterium eine bestimmte Brennstoffschmelzfraction und/oder einen bestimmten plastischen Hüllrohrverformungsgrad, so sind für unbestrahlte Stäbe relativ hohe Grenzwerte anzusetzen. Im folgenden wird angenommen, daß eine entsprechende Belastung durch einen Leistungsimpuls aufgebracht werden kann, dessen normierte Amplitude = 295 und dessen Halbwertsbreite = 16 msec betragen. Auf diese Weise werden in dem betrachteten Brennstoffsegment ca. 850 J/g in  $\Delta t = 100$  msec erzeugt.

Der instationäre Temperaturverlauf des Stabsegments mit dichterem Brennstoff ist in Abb. 5 skizziert. Wegen der sehr geringen Unterschiede können die Kurven auch repräsentativ für die Aufheizung des Hohlpellet-Segments angesehen werden. Demnach wird die Schmelzisothe (2840°C) nach 39 msec in der Zentralzone und nach 55 msec in der äußeren Randzone erreicht. In dieser Phase sind für die verschiedenen Stabversionen unterschiedliche Belastungen zu erwarten. Im Fall des Vollzylinders aus dichterem Brennstoff ist die Volumenvergrößerung während des Schmelzens mit ca. 9 - 10 % größer als das frei werdende Porositätsvolumen von 7.5 % und verursacht dadurch einen Kompressionsdruckaufbau. Die damit verbundene, verstärkte Radialverformung des äußeren Brennstoffringes führt schnell zu Brennstoff-Hüllrohr-Kontakt und schließlich zu plastischer Hüllrohrverformung, die mit ca. 1 % berechnet wird. Dieses zusätzliche Versagenspotential kann im betrachteten Fall für einen kurzen Zeitraum (bis  $t = 47$  msec) ins Kalkül gezogen werden. Dann erreicht die axiale Schmelzfront in der Brennstoffsäule den Bereich der oberen Thermoelement-Bohrung (s. Abb. 4 und 6), der eine druckentlastende axiale Schmelzexpansion ermöglicht.

Nun ist das Fortschreiten der Schmelzfront in axialer Richtung stark an die axiale Leistungsverteilung des Testreaktors gekoppelt. In den bisherigen Rechnungen wurde eine Verteilungskurve verwendet, die repräsentativ für ausgezogene Regelstäbe ist (s. Abb. 4). Da die tatsächliche, stationäre Eintauchtiefe der Regelstäbe noch nicht ermittelt ist, bleibt insbesondere der letzte Aspekt, der sich auf die Auswirkungen des tran-

sienten Brennstoffschmelzverhaltens konzentriert, weiterhin zu untersuchen.

Tab. 7: Ausgewählte Daten zum CABRI-Teststab  
(unbestrahltes 12 % angereichertes  $\text{UO}_2$ )

	Bisherige Version	neue Version
Brennstoffinnenradius (mm)	0.6	0.0
Brennstoffaußenradius (mm)	3.2	3.2
Sinterdichte ( $\text{TD} = 10.94 \text{ g/cm}^3$ )	0.90 TD	0.925 TD
Max. lineare Stabileistung (W/cm)	480	480
Max. Leistungsdichte (W/g)	157.1	147.5
Radiale Leistungsdepression (max/min)	1.36	1.39

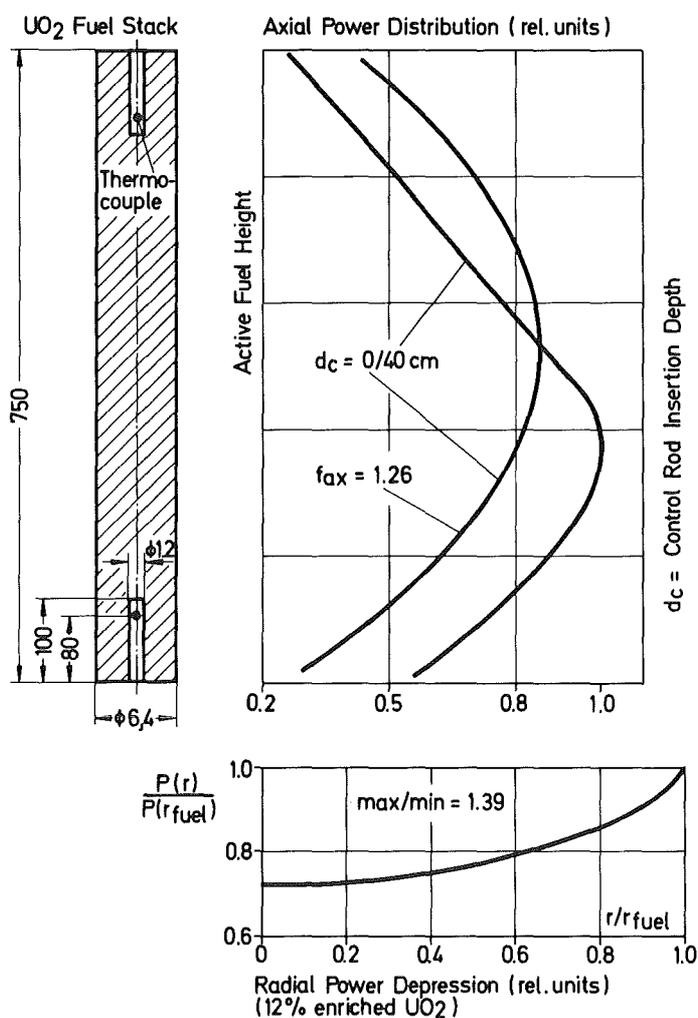


Fig. 4 Power Distribution of the High Density  $\text{UO}_2$  Test Fuel (0,925 TD)

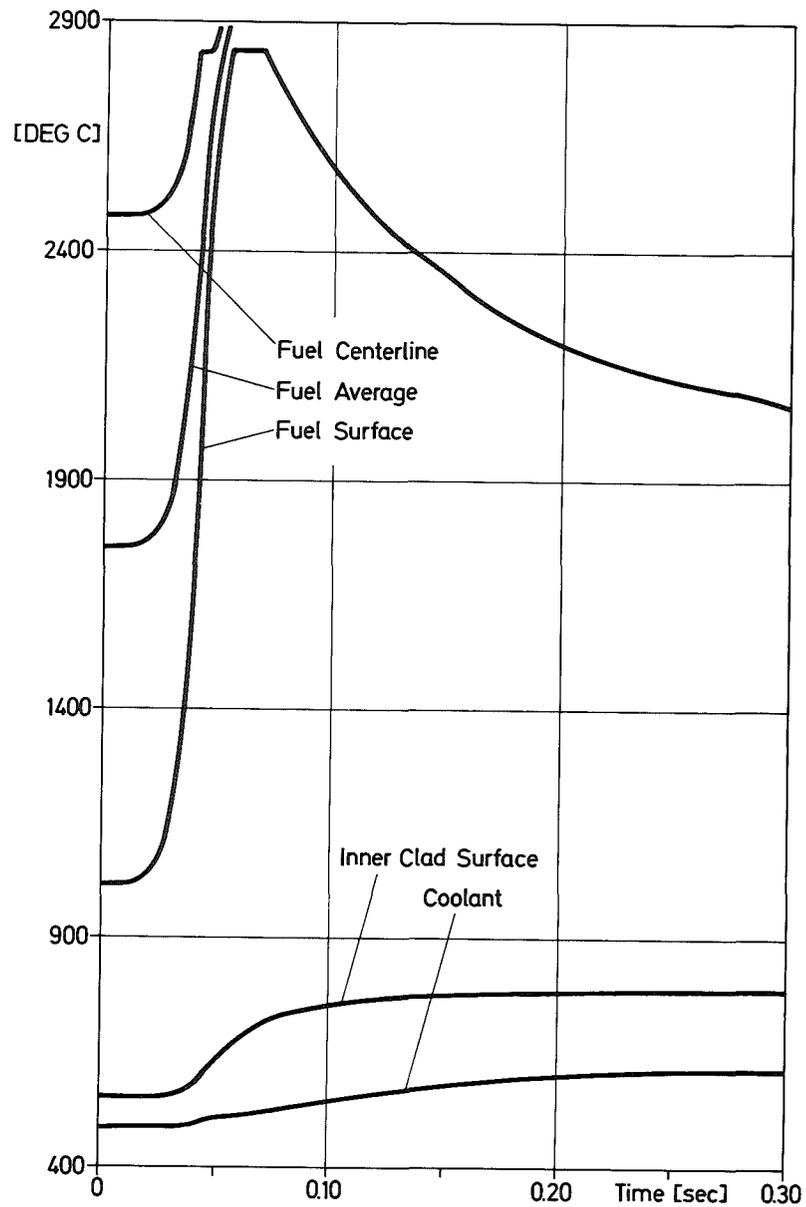


Fig. 5 Transient Temp. of the Peak Power Segment

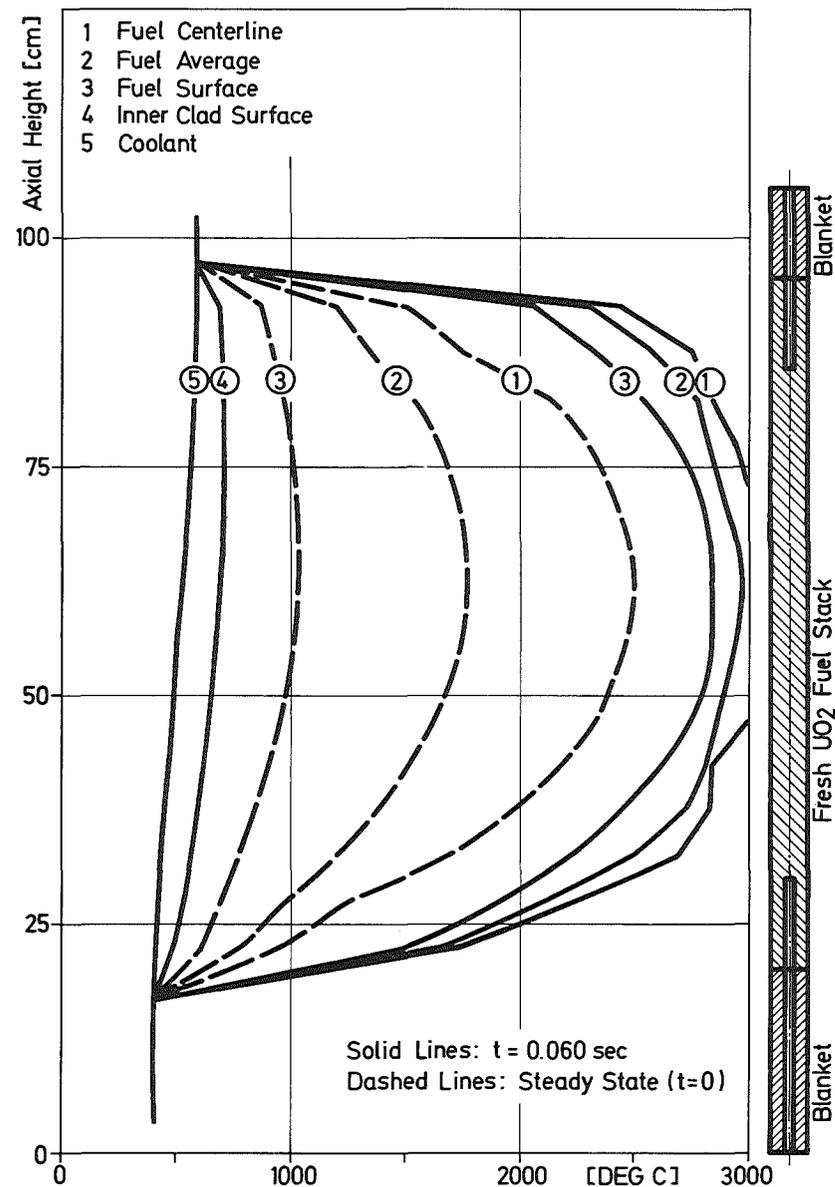


Fig. 6 Axial Temperature Distribution

## 2. Untersuchungen zum dynamischen Verhalten von Druckaufnehmern der CABRI-Teststrecke

( H. Deckers, H. Lehning, IMF III )

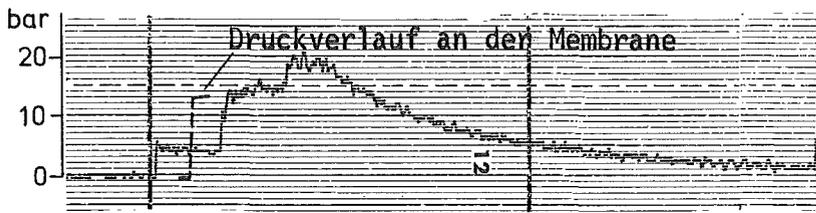
Das dynamische Verhalten der im CABRI-Testeinsatz installierten Druck- und Schallaufnehmertypen wurde im out-of-pile-Natriumloop des IMF untersucht. Dazu wurde eine spezielle Teststrecke mit Stoßrohr in diese Anlage eingebaut, in der die Meßfühler in Original-CABRI-Anordnung unter Natrium definierten Druckrampen unterworfen werden können. Zum Vergleich dienen Referenzaufnehmer im Gasraum des Stoßrohres und im Natriumraum der Teststrecke.

Die Abbildung 7 zeigt auf der rechten Seite schematisch den Aufbau der Teststrecke und die Anordnung der Druckaufnehmer A bis E und des Schallaufnehmers F. Die Druckwelle aus dem Gas-Stoßrohr wird über eine Membrane von oben auf das strömende Natrium übertragen.

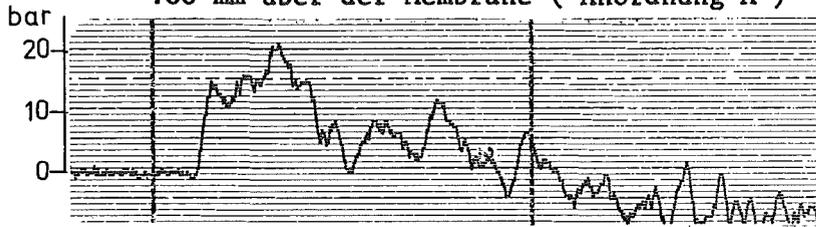
Das Versuchsprogramm umfaßte 2 Versuchsreihen mit je 10 Versuchen. Parameter waren die Na-Temperatur und die Na-Geschwindigkeit und der Druck im Natriumsystem. Die erste Versuchsserie wurde mit, die zweite Serie ohne Brennstabattrappe durchgeführt.

Die Versuchsergebnisse zeigten, daß die von den einzelnen Meßfühlern gemessenen Druckverläufe nicht wesentlich durch die Versuchsparameter beeinflusst wurden. In Abbildung 7 sind die transienten Meßwertverläufe während der ersten Millisekunden nach dem Auslösen der Druckwelle im Stoßrohr für einen typischen Versuch dargestellt. Die Natriumtemperatur hatte hierbei  $500^{\circ}\text{C}$  und die Natriumgeschwindigkeit zwischen Brennstabattrappe und Natriumführungsrohr annähernd 8 m/s betragen.

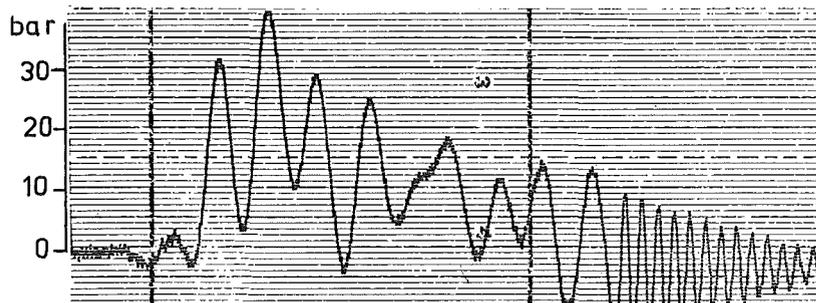
Kurve A zeigt den zweistufigen Druckanstieg am Quarzkristall-Druckaufnehmer A infolge der Reflektion der Druckwelle an der Membrane. Die gestrichelte Linie dürfte etwa dem tatsächlichen Druckverlauf an der Membrane entsprechen. Der Vergleich der Meßwerte B und C - d.h. der beiden Meßkammersysteme des CABRI-Versuchseinsatzes - mit den Referenzaufnehmern D und E im unteren Teststreckenbereich zeigt eine gute Übereinstimmung des Meßwertverlaufes zwischen Anordnung B einerseits und D und E andererseits. Dagegen war bei der Anordnung C bei allen Versuchen das Meßsignal durch eine Schwingung von ca. 2.300 Hz überlagert.



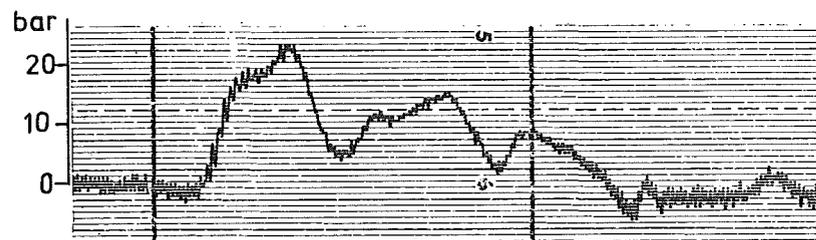
A. Quarzkristall-Druckaufnehmer im Stoßrohr  
100 mm über der Membrane ( Anordnung A )



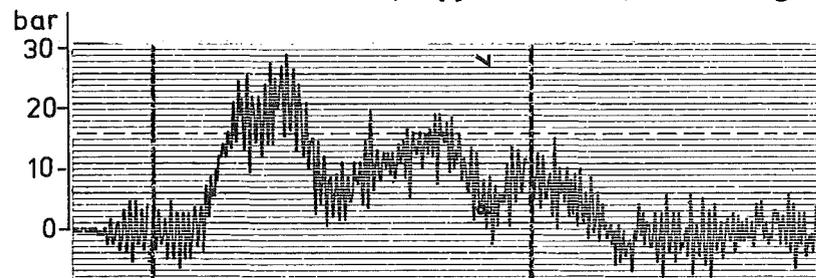
B. KAMAN-Aufnehmer, Typ KP 1911 ( Anordnung B )



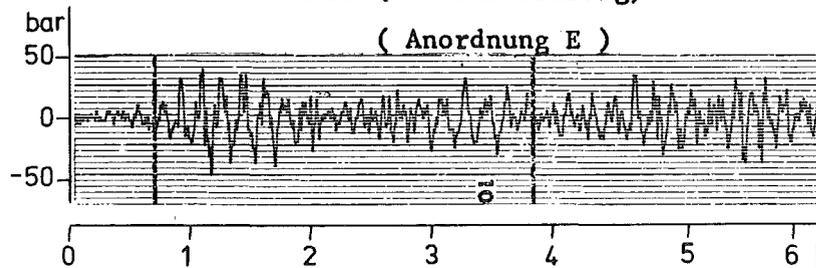
C. KAMAN-Aufnehmer, Typ KP 1911 ( Anordnung C )



D. KAMAN-Aufnehmer, Typ KP 1911 ( Anordnung D )



E. DMS-Aufnehmer (IMF-Entwicklung)  
( Anordnung E )



F. Microfon (IRE-Entwicklung) ( Anordnung F )

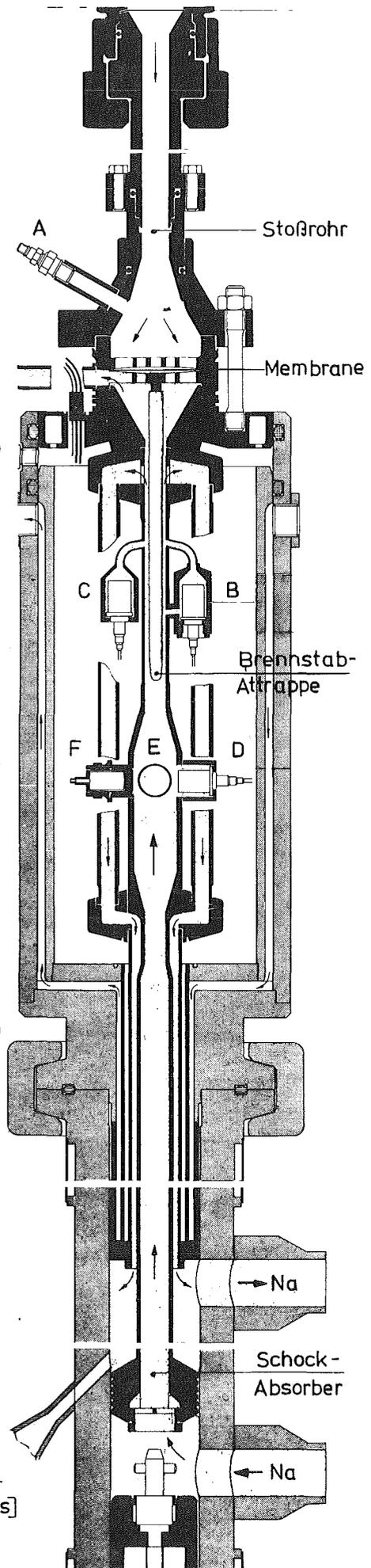


Abb. 7

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

(Institut für Kerntechnik, TU Hannover)

Für das CABRI-Experiment werden verschiedene Instrumentierungen unter zwei-phasigen Bedingungen (Schutzgas/flü. Natrium) auf ihr dynamisches Verhalten hin untersucht.

Um an Hand der Signale von Chen-Sonden, Jodel-Detektoren und elektromagnetischen Durchflußmessern eine Aussage über den Gasanteil im Natrium machen zu können, wurde der Zusammenhang zwischen dem mittleren örtlichen Gasgehalt in der Detektorebene und der normierten mittleren Signalspannung der Detektoren in Abhängigkeit vom Strömungsgasgehalt und der Strömungsgeschwindigkeit untersucht.

Eine Auswertung der Detektorsignale erfolgte bisher bei der Rohr-Teststrecke ohne Stab- und Rohreinsatz (Innendurchmesser 12 mm). Bei diesen Versuchen befanden sich die Chen-Sonden in zwei Meßebenen an unterschiedlichen radialen Positionen im Strömungskanal. Durch diese Anordnung konnte der Verlauf der normierten mittleren Signalspannung der Chen-Sonden über dem Radius ermittelt werden, welcher, über den Strömungsquerschnitt integriert, eine normierte mittlere Spannung ergibt, die mit dem mittleren örtlichen Gasgehalt vergleichbar ist. Zur Ermittlung der normierten mittleren Spannung wurde bei den Chen-Sonden das getriggerte Signal und bei dem Durchflußmesser und den Jodel-Detektoren das Detektorsignal betrachtet.

Die Bestimmung des mittleren örtlichen Gasgehalts in der Detektorebene aus dem Gasvolumenstrom und der Gasblasengeschwindigkeit ist bei großen Druckabfällen im Teststreckenbereich schwierig, weil der Druck und die Gastemperatur in der Detektorebene während der Aufzeichnungen nicht gemessen werden konnten und aus Meßwerten vor und hinter der Teststrecke rechnerisch bestimmt werden müssen. Die Druckberechnung ist bei einer Zwei-Phasen-Strömung in einem Kanal mit unterschiedlichen Strömungsquerschnitten und Kanalübergängen nur unter gewissen Annahmen und Vereinfachungen möglich. Die Unsicherheiten in der Gastemperatur liegen in der Unkenntnis des Wärmeaustausches zwischen den Gasblasen und dem Natrium im Teststreckenbereich.

Beim Vergleich der normierten mittleren Signalspannung mit dem mittleren örtlichen Gasgehalt in der Detektorebene ergibt die Verteilung von mehreren Chen-Sonden über dem Strömungsquerschnitt die geringsten Abweichungen. Der Jodel-Detektor und der Durchflußmesser dagegen liefern zu niedrige Werte. Die Abweichung der normierten mittleren Signalspannung beim Jodel-Detektor und Durchflußmesser ist vom Verlauf des Gasgehaltes über dem Radius abhängig und auf eine unterschiedliche Bewertung des Strömungsquerschnitts zurückzuführen. Der Verlauf des Gasgehaltes über dem Radius ist abhängig von der Strömungsgeschwindigkeit und dem Strömungsgasgehalt.

Durch die in den Strömungskanal ragenden Sonden und das sich hinter den Sonden befindliche Totwassergebiet wird der Strömungskanal verengt, so daß in Abhängigkeit von der Strömungsgeschwindigkeit und dem Strömungsgasgehalt zwischen den Sondensternen gegenüber der ungestörten Strömung größere Blasen- geschwindigkeiten gemessen werden. Außerdem bewirkt ein Sondenstern bei großen Gasgehalten und Strömungsgeschwindigkeiten eine Änderung im Verlauf des Gasgehaltes über dem Radius.

Durch ähnliche Untersuchungen bei der Teststrecke mit Stab- und Rohreinsatz soll der Einfluß des Strömungsquerschnitts und der Strömungsrichtung untersucht werden. Bei dieser Teststrecke treten starke Durchsatzschwankungen auf, wenn große Gasblasen durch den Rohreinsatz strömen, was die Auswertung der Signale erschwert. Weiter sollen Untersuchungen über den Einflußbereich der Detektoren und über Laufzeitfehler bei der Betrachtung unterschiedlicher Detektoren durchgeführt werden.

1.23.5 Coreverformung infolge lokaler StörfälleEntwicklung eines Rechenmodells zur dynamischen Strukturanalyse eines Brennelements(H. Zehlein, G. Negele, IRE)<sup>\*</sup>

Mit dem Einbau der Moduln für die Querschnittsabplattung (CRUSH) [1], [2] und die hydrodynamische Bettung (FLOWAX) [3] in den Code für die BE-Dynamik (CORTAN) [4] ergibt sich im Rahmen der Testläufe zur Kopplung die Notwendigkeit, eine Reihe koppelungsbedingter Effekte zu studieren, von denen im Betrachtungszeitraum insbesondere die beiden folgenden untersucht wurden:

- a) Einfluß der Querschnittsabplattung auf die elastische Schubverformung;
- b) Zusammenhang zwischen axialer und transversaler Komponente der Quetschströmung in den Kühlkanälen zwischen benachbarten Brennelementen.

Zu a): Das Unterprogramm SCHUB berechnet numerisch die zur jeweils als geschlossener Polygonzug dargestellten Querschnittsform die in der Schubverformung

$$v_Q = Ql/GA' \quad (1)$$

(l = Spannweite)

(Q = Last, G = Schubmodul) erscheinende verzerrungsenergie-äquivalente Schubfläche A' [5] nach der in der Theorie der Schalenbalken mit geschlossenem dünnwandigem Querschnitt üblichen Weise ( $\hat{y}$  = Ordinate bez. Schwerpunkt )

$$A' = \frac{I^2}{\oint \frac{D_x^2}{t} ds} \quad (2)$$

$$D_x = + \frac{1}{\delta} \oint \left( \frac{1}{t} \int_0^s \hat{y} t ds \right) ds - \int_0^s \hat{y} t ds \quad (3)$$

wo

$$\delta = \oint \frac{ds}{t}$$

(I = Flächenträgheitsmoment, t = Wandstärke, s = Umfangslänge),

Diese fiktive Schubfläche, die als geometrieabhängiger Anteil des Widerstands gegen elastische Schubbiegung aufgefaßt werden kann, nimmt mit voranschreitender Abplattung verhältnismäßig rasch ab. Für eine spezielle, für Testläufe besonders geeignete Kinematik (s. Abb.8a ) ergibt sich die in Abb. 8b gezeigte, auf den

<sup>\*</sup> Letzter Bericht in KFK-1276/3, S. 123-53

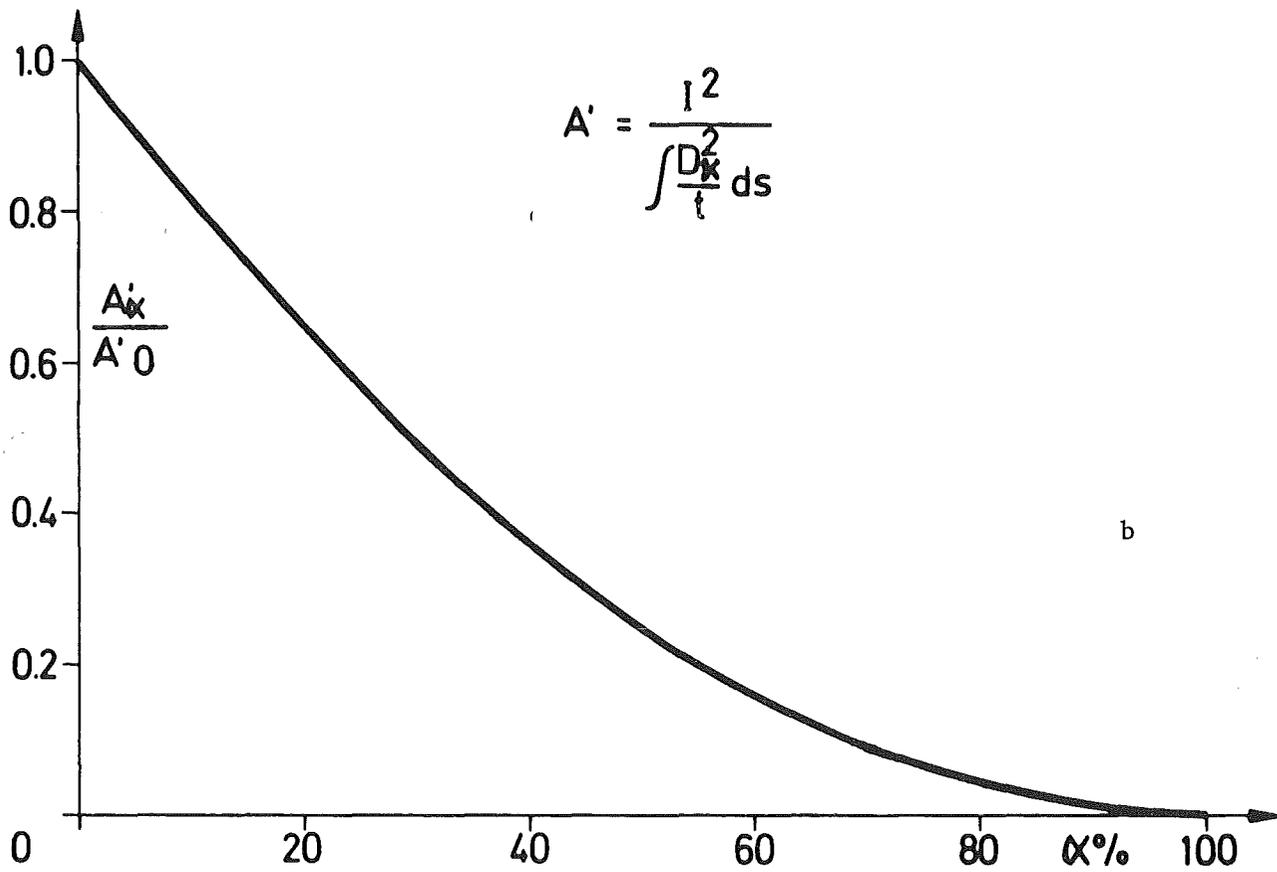
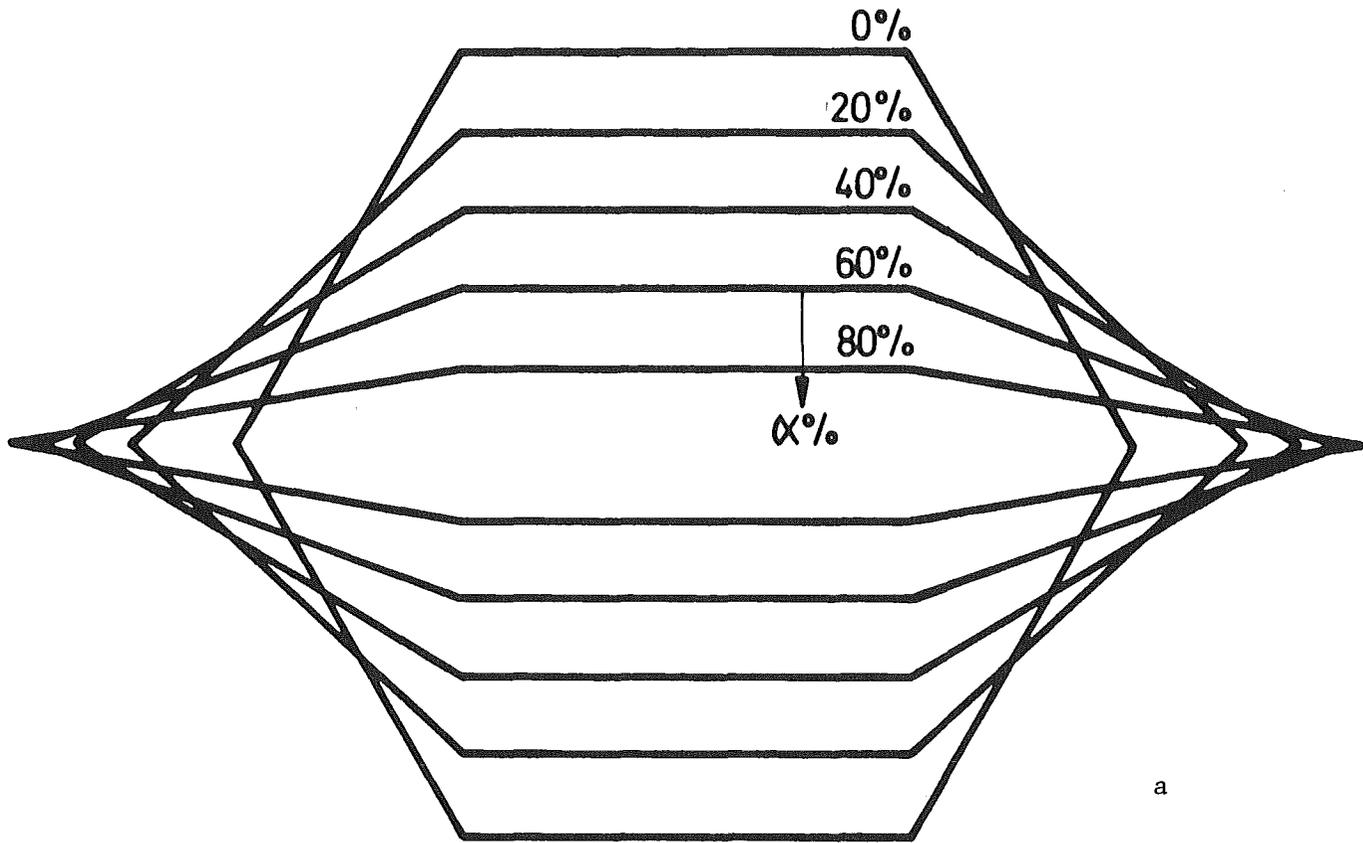


Abb. 8 Formabhängigkeit der äquivalenten Schubfläche

maximalen Anfangswert normierte Abbaufunktion. In erster Näherung kann aus Abb. 8b entnommen werden, daß sich die Steigung der elastischen Kraft-Schubverformungs-Kennlinie bei einer Abplattung um 25 bis 30 %, wie sie in Sprengversuchen bisher erreicht wurde, auf etwa die Hälfte vermindert.

Die in Abb. 8b gezeigte Abbaufunktion gilt wegen der ihr zugrundeliegenden speziellen Kinematik (Abb. 8a) auch für das Trägheitsmoment I und das Integral im Nenner von Glg. (2). Deshalb gilt das für den Schubverformungswiderstand Gesagte sinngemäß auch für die Biegeverformung

$$v_B = \frac{Ql^3}{3EI} \quad (4)$$

(E = Elastizitätsmodul),

so daß der prozentuale Anteil der Schubverformung an der Gesamtdurchbiegung im vorliegenden Fall nur von der Spannweite l abhängig ist:

$$\frac{v_Q}{v_{\text{ges}}} = \frac{v_Q}{v_B + v_Q} = \frac{1}{1 + \frac{Gl^2}{3E} \left(\frac{A'}{I}\right)} \quad (5)$$

Für beliebige Querschnittsformen liefert das Unterprogramm jedoch abplattungsabhängige Quotienten  $A'/I \neq \text{const}$ , was je nach Größe der Abweichung von der hier gezeigten Kinematik zu einer Auflösung der Abbaufunktion (Abb. 8b) in drei verschiedene, voneinander mehr oder weniger abweichende Abbaufunktionen für  $A'$ , I und das Nennerintegral von Glg. (2) führt [6]. Für Brennelementabmessungen ergeben sich z.B. aus (5):

$$\frac{1}{v_Q/v_{\text{ges}}} = \frac{0.25 \quad 0.5 \quad 1 \quad (\text{m})}{0.230 \quad 0.069 \quad 0.018} \quad (\text{Beispiel})$$

zu b): Zur Klärung des Zusammenhangs zwischen der axialen und der transversalen Komponente der Quetschströmung in den Kühlkanälen zwischen benachbarten Brennelementen ([7] bis [11]) wurde eine 1,5 dimensionale Erweiterung des bisher auf rein axiale Strömung zugeschnittenen Rechenprogramms FLOWAX [3], [7] vorgeschlagenen [8], [9], [11]. Dabei wird der Querschnitt des Strömungskanals in einen Kernbereich und zwei sich beidseitig anschließende Randbereiche unterteilt (Abb. 9). Im Kernbereich mit rein axialer Strömung sind Fluidmassenverluste infolge Querströmung zulässig. In den beiden Randbereichen herrscht eine rein transversale Quetschströmung. Die Aufteilung des Massenstroms auf beide Teilströmungen wird durch einen zunächst unbekanntem, dimensionslosen Verlustfaktor  $\mu$  erfaßt, der rekursiv bestimmt wird. Festlegendes Kriterium ist die Überein-

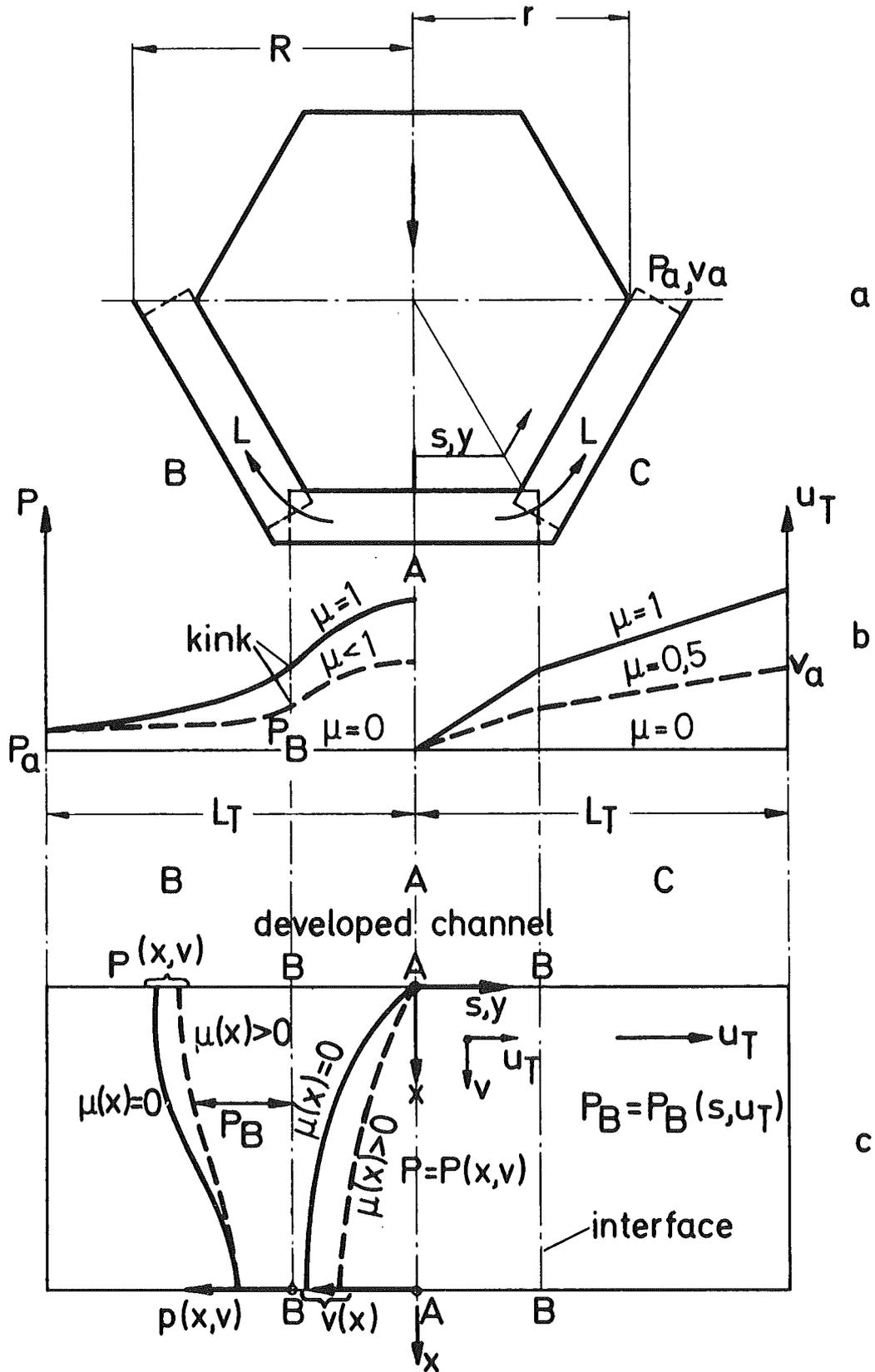


Abb. 9 Zweidimensionale Quetschströmung

stimmung der sich aus der Stromauf-Integration der Eulergleichung für beide inkompressible Teilströmungen an den Bereichsgrenzen innerhalb jeder Zelle (Abb. 9c) ergebenden Drücke. Da bei der Definition des Verlustfaktors angenommen werden darf, daß die das Brennelement in azimuthaler Richtung (Pfad L in Abb. 9a) umströmende Teilströmung durch einen Kanal räumlich unveränderlichen Querschnitts erfolgt, kann für das transversale Geschwindigkeitsfeld ein linearer Verlauf analytisch in expliziter Form angegeben werden:

$$u_T(s,t) = \frac{-\dot{h}}{h_0} \cdot \frac{L_T}{6} \cdot N(-1) \left[ \frac{\mu_A}{N(-0.5)} + \frac{1.5 \mu_B}{N(0.5)} \cdot \frac{s_B}{L_T} \right] \quad (6)$$

wo  $s_B \equiv s - L_T/3$ ;  $N(a) \equiv 1 + a \int \frac{\dot{h}}{h_0} \Delta t$

(Nomenklatur s. Abb. 9 ;  $h$  = Kanalhöhe des Kernbereichs)

Dabei ist berücksichtigt, daß die Kanalhöhe  $h$  an den Ecken des Sechseckkastens, wo die Zellbereiche aneinander angrenzen (Linie BB in Abb. 9c) einen Sprung (hier Halbierung der Verengungsgeschwindigkeit) macht, was zu einem Knick im Geschwindigkeitsverlauf (u. auch in der Druckverteilung) führt (Abb. 9b). Die Größe dieses Knicks ist nach (6) proportional zum Verhältnis  $N(-0.5)/N(0.5)$ , d.h. mit fortschreitender Ausquetschung wird - wegen  $\dot{h}\Delta t \rightarrow h_0$  - der Knick immer mehr "ausgebügelt", bis er beim völligen Verschluß des Kernbereichs (Kontakt beider Kanalwände, d.h.  $N(-1)=0$ ) ganz verschwindet. Vernachlässigt man diesen Abklingvorgang, so erhält man mit  $\mu_A = \mu_B \equiv 2\mu$  die etwas einfachere Näherung

$$u_T(s,t) = -\frac{\dot{h}}{h_0} \mu \frac{L_T}{6} \left( 1 + 3 \frac{s}{L_T} \right) \quad (7)$$

bei der zeitunabhängig eine Halbierung des Geschwindigkeitsgradienten an der Bereichsgrenze (BB in Abb. 9c) stattfindet. Vernachlässigt man sowohl den Sprung in der Kanalhöhe als auch den Knick in der Geschwindigkeit, so liefert (6) mit  $\mu_A = 0$ ,  $\mu_B = 2\mu$ ,  $N(-1) = N(-0.5) = N(0.5) = 1$ ,  $\dot{h} = 2\dot{h}_B$  die bekannte lineare Beziehung für das Geschwindigkeitsfeld in der Quetschströmung zwischen 2 starren parallelen Wänden [9]:

$$\Delta u_T(s,t) = -\mu \dot{h}_B \frac{s_B}{h_0} \quad (8)$$

Diese Beziehung geht für  $\mu = 1$  über in den noch spezielleren Fall reiner Transversalströmung [10]. Aus der Diskussion zulässiger Druck-Randbedingungen für mögliche räumliche Verteilungen des zellweise definierten Verlustfaktors  $\mu$  können neben der näherungsweise Aufklärung des Zusammenhangs zwischen der axialen und der transversalen Komponente der Quetschströmung später auch Hinweise zu der Frage erwartet werden, unter welchen Bedingungen dieser Strömungstyp wahrscheinlicher

ist als eine ebenfalls denkbare dampfblasengetriebene Zweiphasenströmung durch die Kühlkanäle zwischen den Brennelementen [11].

#### Literatur

[1] KFK-1276/3, S. 123-53

[2] KFK-1276/2, S. 123-36

[3] KFK-1276/1, S. 123-31

[4] KFK-1275/1, S. 123-12

[5] H. Zehlein: Discretization and Time Integration Techniques for Transient Nonlinear Dynamics of Fast Reactor Subassemblies; Proc. 3rd Conf. SMIRT, Paper E2/2, London, Sept. 1975

[6] G. Negele, H. Zehlein: unveröffentlicht, 1977

[7] H. Zehlein: Damping of the Transverse Impulsive Motion of a Timoshenko Beam Resting on a Thin Fluid Layer; Paper submitted for publication in Nuclear Engineering and Design, 1977

[8] R. Krieg, H. Zehlein: Coupled Problems in Transient Fluid and Structural Dynamics with Application to Nuclear Engineering. Paper presented at the Internatl. Symp. on Innovative Numerical Analysis in Applied Engineering Science; CETIM, Paris, May 1977

[9] R. Liebe, H. Zehlein: Damping of the Radial Impulsive Motion of LMFBR Core Components Separated by Fluid Squeeze Films; Paper B2/e; Proc. of the 4th Internatl. Conf. on Structural Mechanics in Reactor Technology, San Francisco, USA, August 1977

[10] R. Liebe: unveröffentlicht 1976

[11] H. Zehlein: unveröffentlicht 1977

- 1.23.6 Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung
- 1.23.62 Experimentelle Untersuchung der Bewegungsvorgänge eines Mehrstoff/Mehrphasen-Gemisches nach einem simulierten Reaktorstörfall <sup>x</sup>

(P.Menzenhauer, W.Peppler, H.Will; IRE)

Im Rahmen von Sicherheitsuntersuchungen zum Störfallverhalten von schnellen natriumgekühlten Brütern hat sich gezeigt, daß in zunehmendem Maße Bewegungsvorgänge von Mehrkomponenten-Mehrphasengemischen in teilweise zerstörter Brennelementgeometrie den Störfallablauf und die zu erwartenden Konsequenzen bestimmen. Die bisherigen Aussagen über Nachfolgephänomene im teilweise zerstörten Brennelement basieren auf theoretischen Modellentwicklungen zur Beschreibung der Bewegungsvorgänge von Mehrstoff-Mehrphasengemischen und auf out-of-pile und in-pile Experimenten.

In den bisher bekannten out-of-pile Untersuchungen konnten die Materialbewegungen während des Versuchs nicht erfaßt werden. Bei den sehr kostenintensiven in-pile-Programmen werden die Materialbewegungen bei sehr eingeschränkter Auflösung mit dem Neutronen-Hodoskop erfaßt. Die geringen Abmessungen der Testeinsätze sind nur begrenzt repräsentativ für die Brennelementgeometrie.

Im IRE wurde in Ergänzung zu den international laufenden out-of-pile Simulationsexperimenten eine Technik entwickelt, die es gestattet, die Bewegungsvorgänge eines repräsentativen Mehrstoff-Mehrphasen-Gemisches in Brennelementgeometrie zu simulieren. Hierbei werden mit Thermit gefüllte Stäbe im Reaktormaßstab in Bündelgeometrie gezündet. Die nachfolgend ablaufenden Bewegungsvorgänge des Reaktionsgemisches lassen Aussagen über Ausscheidungsvorgänge an Abstandshaltern, Gefrierphänomene an kalten Strukturen und Ausblasevorgängen in freie Plena erwarten.

Im Berichtszeitraum wurde ein 7-Stab-Bündelexperiment durchgeführt. Die sieben mit Thermit gefüllten Stäbe hatten einen Durchmesser von 7 mm und waren mit Abstandshaltern innerhalb eines mit Natrium gefüllten Testrohres angeordnet (Abb. 10). Eine umfangreiche Instrumentierung, insbesondere eine Röntgen-Hochgeschwindigkeitskinematographie-Anlage, erlaubte eine gute Erfassung der im Innern der Teststrecke ablaufenden Vorgänge.

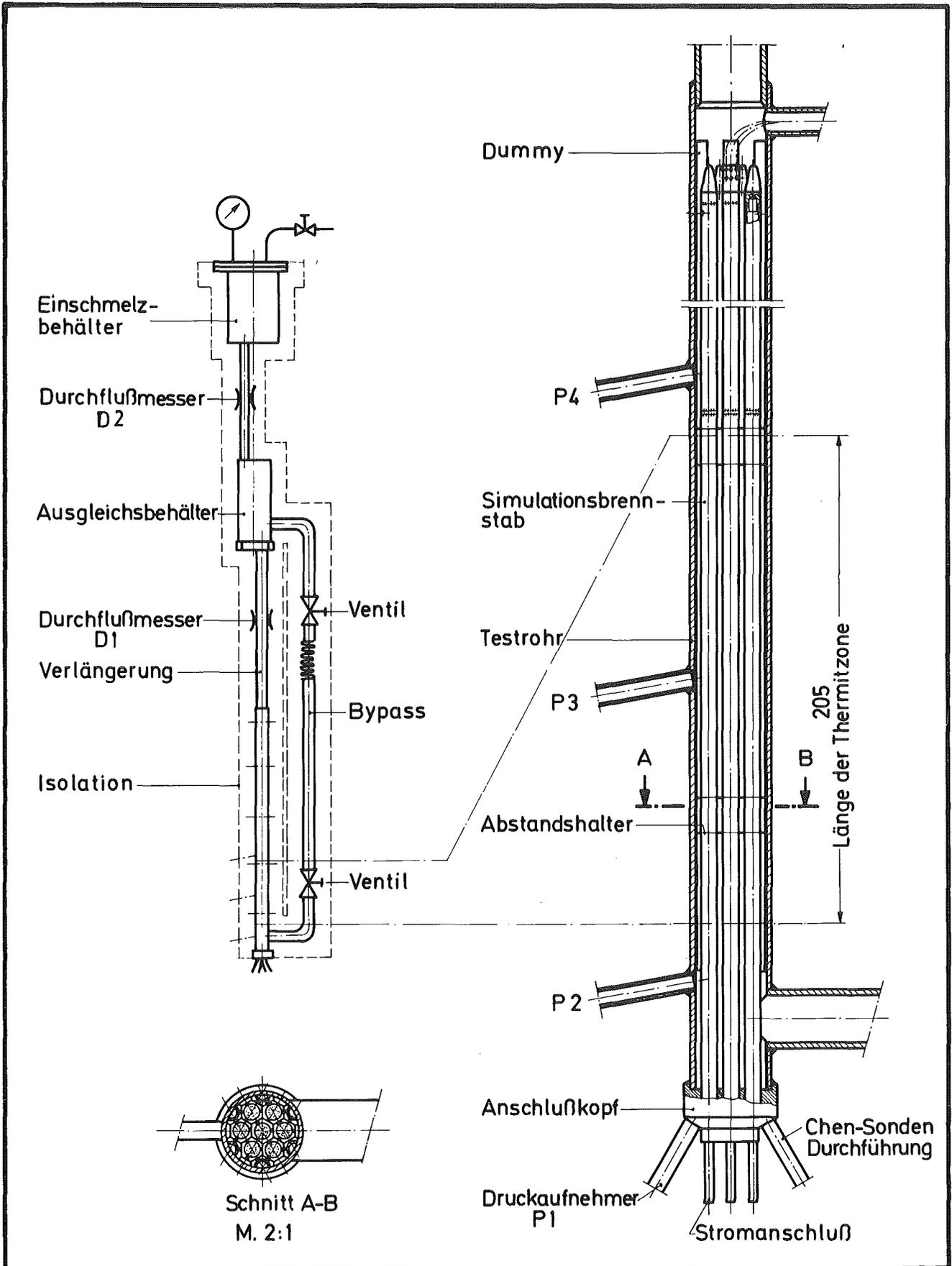
---

<sup>x</sup> Letzter Bericht in KFK 1276/2, S. 123-41

Nach dem Zünden der Thermitstäbe trat eine Wechselwirkung der heißen Reaktionsprodukte mit dem Natrium ein, in deren Verlauf Na-Sieden auftrat und sowohl Natrium als auch ein Teil der Reaktionsprodukte ejiziert wurden. Durch Kondensation des Natriumdampfes an relativ kalten Oberflächen wurde der treibende Druck soweit abgebaut, daß es zur Strömungsumkehr kam. Das rückströmende Gemisch aus Natrium und festen und flüssigen Reaktionsprodukten trat erneut mit dem im Sumpf angesammelten heißen Materialien in thermische Wechselwirkung, worauf eine erneute Ejektion erfolgte. Der beschriebene Vorgang wiederholte sich mehrere Male. Anfangs stauten sich die heißen Reaktionsprodukte an einem im Beobachtungs-"Fenster" liegenden Abstandshalter, bis dieser durchschmolzen war und einen freien Durchgang erlaubte.

Die Massenbewegungen wurden mittels einer speziellen Röntgenanlage, mit elektronischem Bildverstärker und einer mit 3000 Bilder/s laufenden Zeitdehnkamera festgehalten. Leider war die axiale Ausdehnung des Beobachtungsfeldes nicht groß genug, um das gesamte interessierende Gebiet erfassen zu können. Bei zukünftigen Versuchen ist der Einsatz einer Anlage vorgesehen, die die genannten Beschränkungen nicht aufweist.

Insgesamt ist die Wechselwirkung milder abgelaufen, als es aufgrund früherer Versuche erwartet worden war. Die Spitzendrücke betragen lediglich 5 bar bei einer Halbwertsdauer von etwa 0,005 s (Abb. 11). Auch die Ejektionsgeschwindigkeit betrug mit etwa 10 m/s (Abb. 12), bezogen auf den Teststreckenquerschnitt, weit weniger, als bei früheren Versuchen mit 1-Stab- oder 3-Stab-Anordnungen gemessen wurde. In weiteren Bündelexperimenten soll untersucht werden, ob dies ein spezielles Ergebnis dieses Versuches war, oder ob derartige Wechselwirkungen generell bei Vielstabbündeln milder erfolgen.



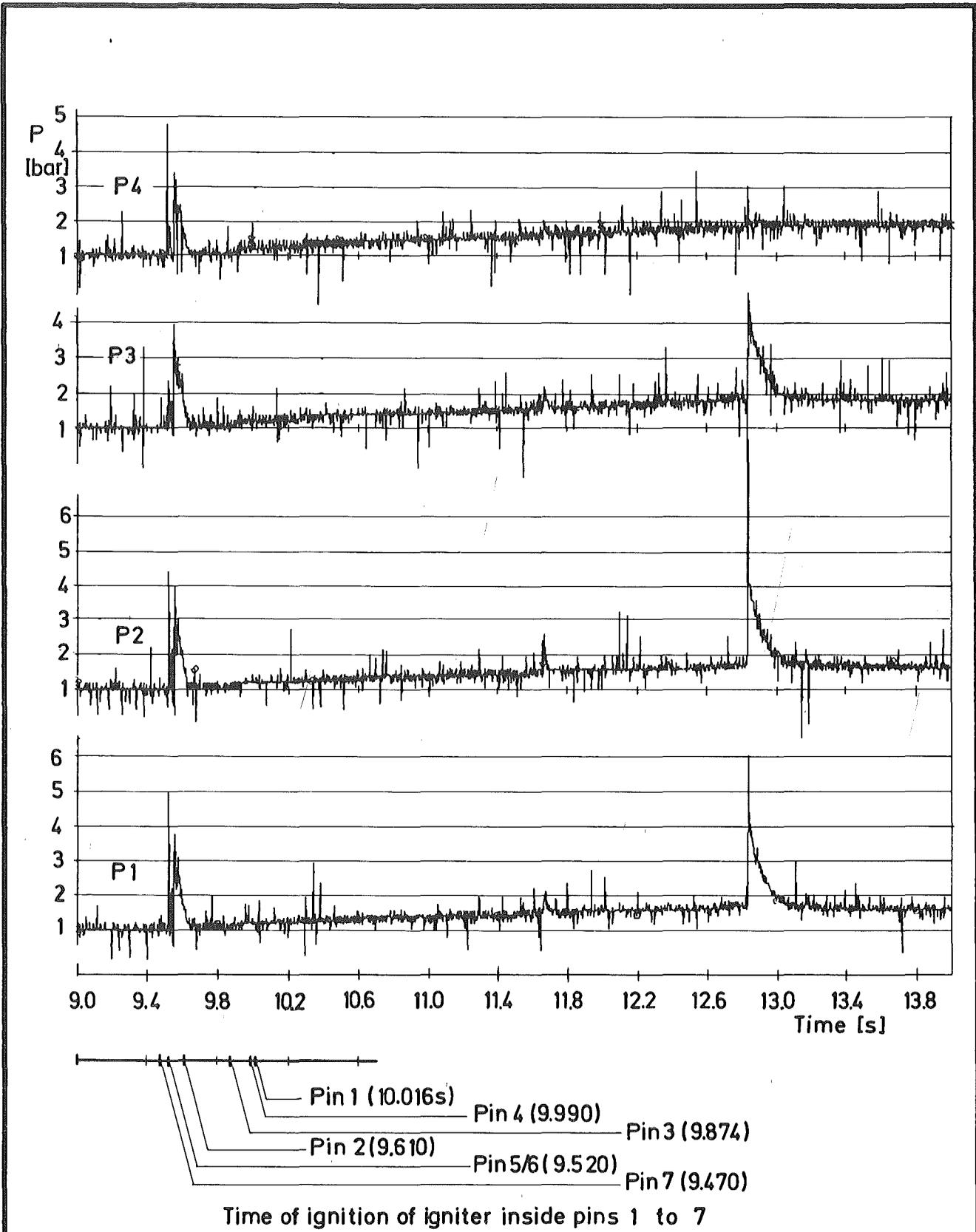
GfK  
IRE

Teststrecke  
Schematische Darstellung

Abb. 10

V 54/2

1. 4. 77 022



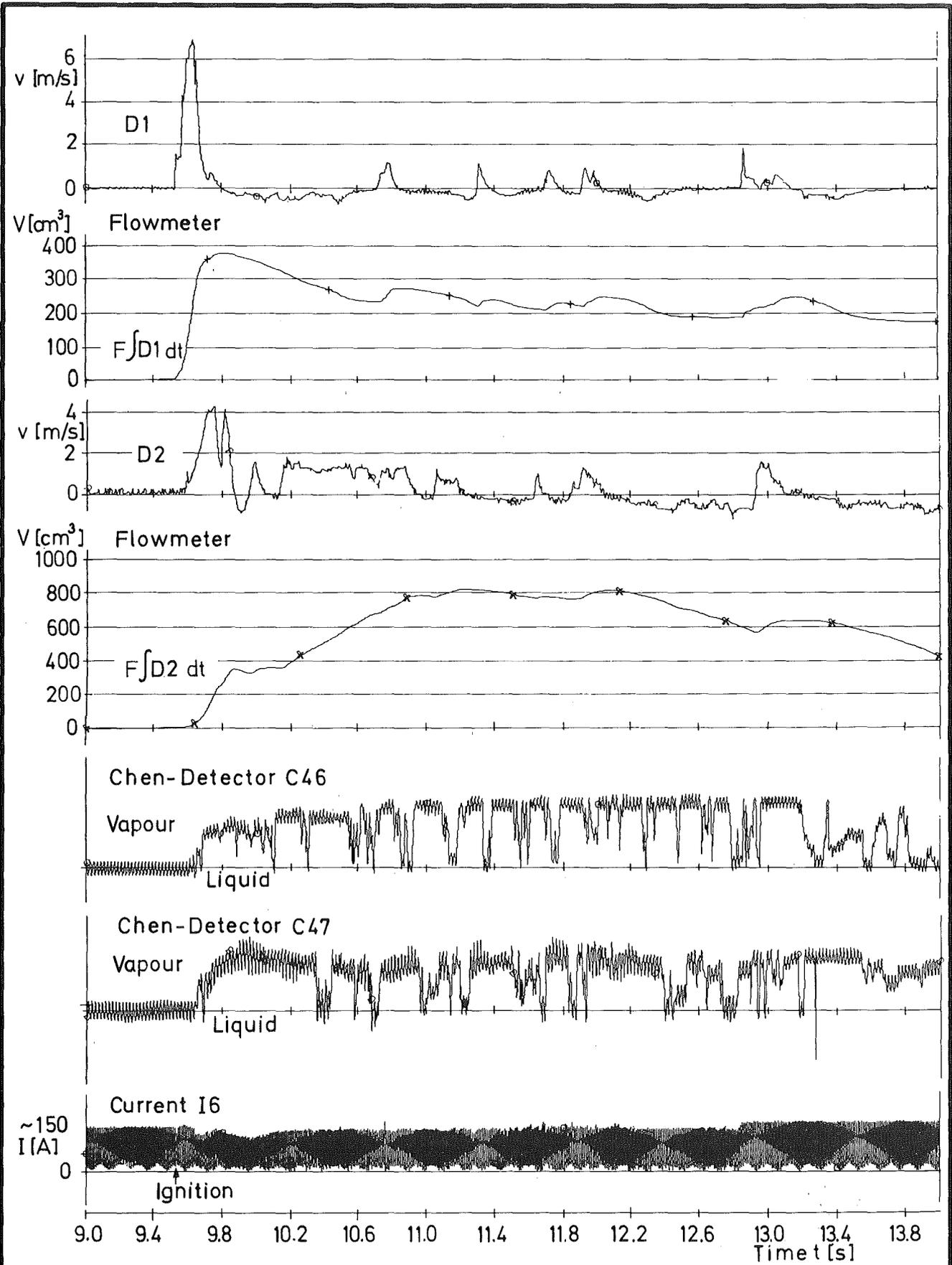
GfK  
IRE

Pressure Transducer Signals  
and Times of Ignition

Abb. 11

V 54/2

24.3.77 Wll



GfK  
IRE

Signals Recorded by Different  
Measuring Devices

Abb. 12

V 54/2

24.377 Udt

1.23.63 Niederschmelzversuche an Brennstäben mit Natriumkühlung  
durch direkte elektrische Beheizung

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

Seit dem letzten Bericht<sup>1)</sup> wurden in der Natriumloopanlage des IMF weitere 5 Niederschmelzexperimente zur Untersuchung der Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung durchgeführt. Bei zwei dieser Experimente wurde in Fortführung der schon beschriebenen Versuchsreihe der Füllgasdruck im Brennstab variiert.

Die restlichen Versuche waren darauf gerichtet, den Einfluß des Parameters Natriumtemperatur auf den Ablauf der BNR zu untersuchen. Diese Versuche wurden mit Einzelstäben unter strömendem Natrium bei Natriumtemperaturen zwischen 350°C und 635°C - im übrigen jedoch identischen Betriebsparametern - durchgeführt. Die folgende Tabelle zeigt die Betriebsbedingungen, einige kennzeichnende Ergebnisse für die Experimente 18 bis 20, sowie den Referenzversuch 15.

Versuch Nr.	19	18	15	20
Natriumgeschwindigkeit		3,7 m/s		
Druck im Natrium-System		2 bar		
Brennstab-Innendruck		4 bar		
Natrium-Temperatur	350°C	450°C	520°C	635°C
Dauer der BNR	kein	36 ms	39 ms	35 ms
max. Amplitude der Druckpulse	Stab- versagen	68 bar	42 bar	22 bar

Aus der Tabelle ist zu erkennen, daß die Höhe der Druckamplituden sehr deutlich zu niedrigen Natriumtemperaturen hin zunimmt. Es zeigte sich allerdings auch, daß bei den sehr niedrigen Natriumtemperatur von 350°C - wegen der guten Kühlwirkung - die Brennstabhülle nicht mehr vom flüssigen UO<sub>2</sub> durchschmolzen werden konnte. Die Halbwertsbreite der Druckpulse erwies sich wiederum als unabhängig von jedem Betriebsparameter. Sie betrug jeweils, wie bei allen bisherigen Versuchen, etwa 0,1 ms. In Abb. 13 sind als Beispiel Ausschnitte von gemessenen Druckver-

<sup>1)</sup> Letzter Beitrag in KFK 1276/2, S. 123-47

läufen aus Versuch 18 ( Natriumtemperatur  $450^{\circ}\text{C}$  ) und Versuch 20 ( Natriumtemperatur  $635^{\circ}\text{C}$  ) einander gegenübergestellt.

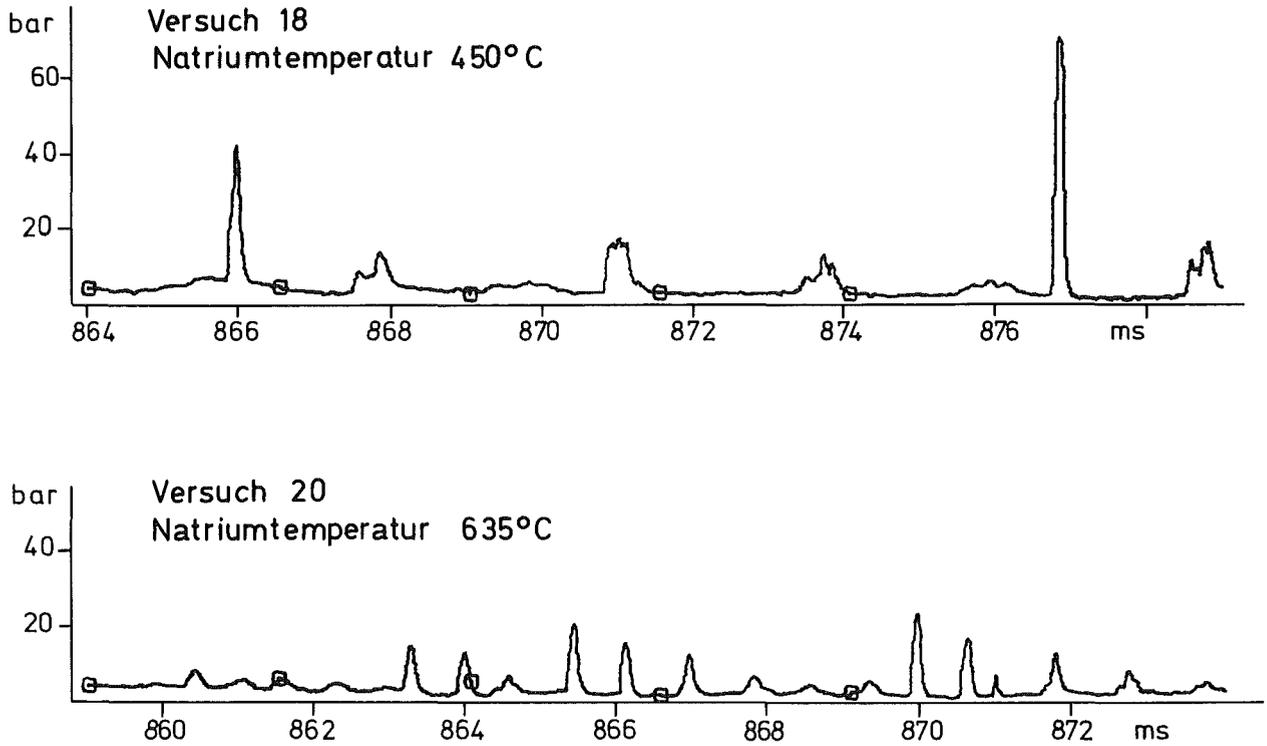


Abb. 13 Druckverläufe in der Teststrecke durch Brennstoff-Natrium-Wechselwirkung

Die detaillierte Auswertung der Experimente - insbesondere der Vergleich der freigesetzten mechanischen Arbeit - ist im Gange. Weitere Experimente in einer Natriumkapsel zu höheren Natriumtemperaturen hin sind in Vorbereitung.

1.24 INSTRUMENTIERUNG UND SIGNALVERARBEITUNG ZUR KERNÜBERWACHUNG

1.24.1 Nachweis von Durchflußströmungen am Brennelement

1.24.11 Entwicklung von permanentmagnetischen Na-Geschwindigkeitsmeßsonden

(St. Müller, G. Thun, H. Martin, IRB)

Das Langzeitverhalten von Permanentmagneten bei hoher Temperatur und Reaktorstrahlung soll mit dem Einsatz Mol 3K im BR2 untersucht werden. Das Nachmessen der Magnetfeldstärke nach der Bestrahlung soll, wegen der hohen Aktivierung, in der Heißen Zelle erfolgen. Hierzu interessierte vorab, ob eine Hall-Sonde (Magnetfeldmeßsonde) bei der zu erwartenden  $\gamma$ -Strahlung funktionsfähig bleibt. Für diesen Zweck wurde eine Testeinrichtung nach Abb. 1 gebaut, die einfach mit dem Manipulator in der Heißen Zelle bedient werden kann. Die Meß- und Versorgungsgeräte befinden sich außerhalb der Zelle. Im Schwenkhebel ist die Hall-Sonde, Typ FA 22e der Firma Siemens, eingebaut. Der  $\gamma$ -Strahler ist links sichtbar, er ist aus dem Werkstoff AlNiCo 450 (mit ca. 35 % Co). Aktiviert wurde er während des einjährigen Einsatzes im BR2 (Mol 3H). Er besitzt eine  $\gamma$ -Dosisleistung von ca.  $2 \cdot 10^5$  rem/h an der Oberfläche.

In der linken Totpunktlage des Schwenkhebels liegt dann die Hall-Sonde an der  $\text{Co}^{60}$  Strahlenquelle an. Die Sonde wird dabei um ca.  $3^\circ\text{C}$  über Raumtemperatur bzw. normaler Betriebstemperatur von der Strahleraktivität aufgeheizt. Dieser Einfluß bleibt über die Zeit gleich und kann berücksichtigt werden. In die rechte Totpunktlage, an den Referenzmagneten, wird der Schwenkhebel zum Nachmessen der Hall-Spannung bei konstantem Hall-Strom gebracht. Der Verlauf dieser Hall-Spannung in %, bezogen auf die Anfangsgröße, über der Bestrahlungszeit in h am Strahler ist in Abb. 2 dargestellt. Nach rund 600 h ist danach die Hall-Spannung am Referenzmagneten um ca. 9 % abgefallen. Demnach ist für die zu erwartende Meßzeit von max. einigen Stunden an den aktivierten Magneten die Stabilität einer Hall-Sonde voll ausreichend.

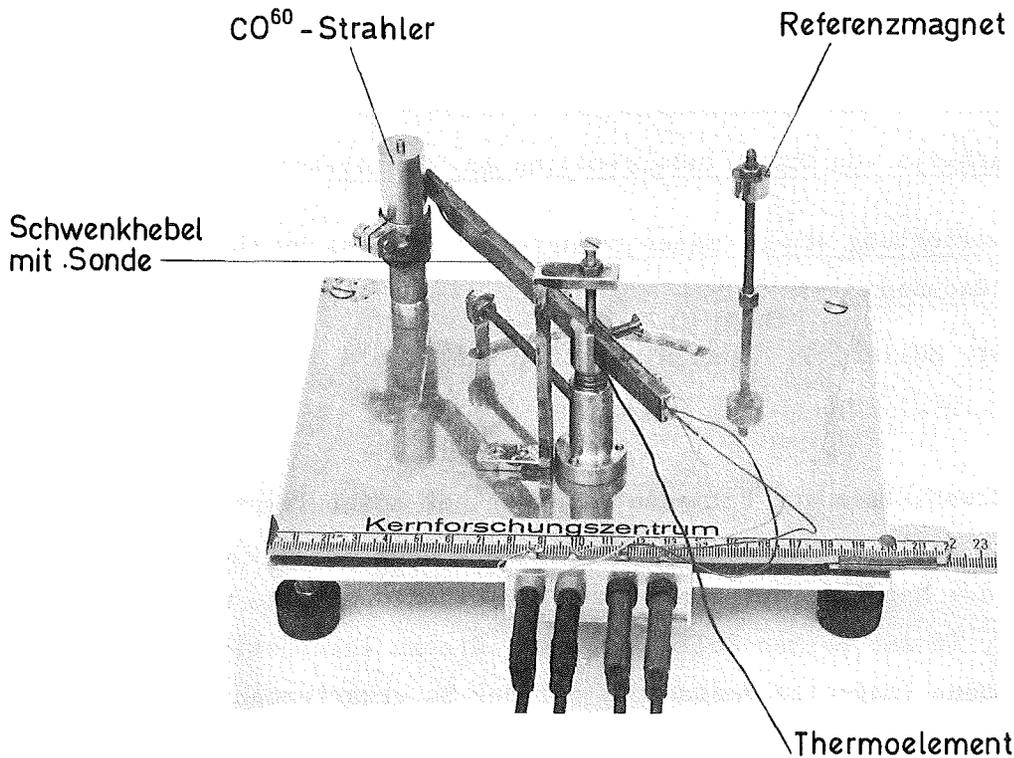


Abb.1 Bestrahlungs -u. Meßeinrichtung mit Hall-Sonde

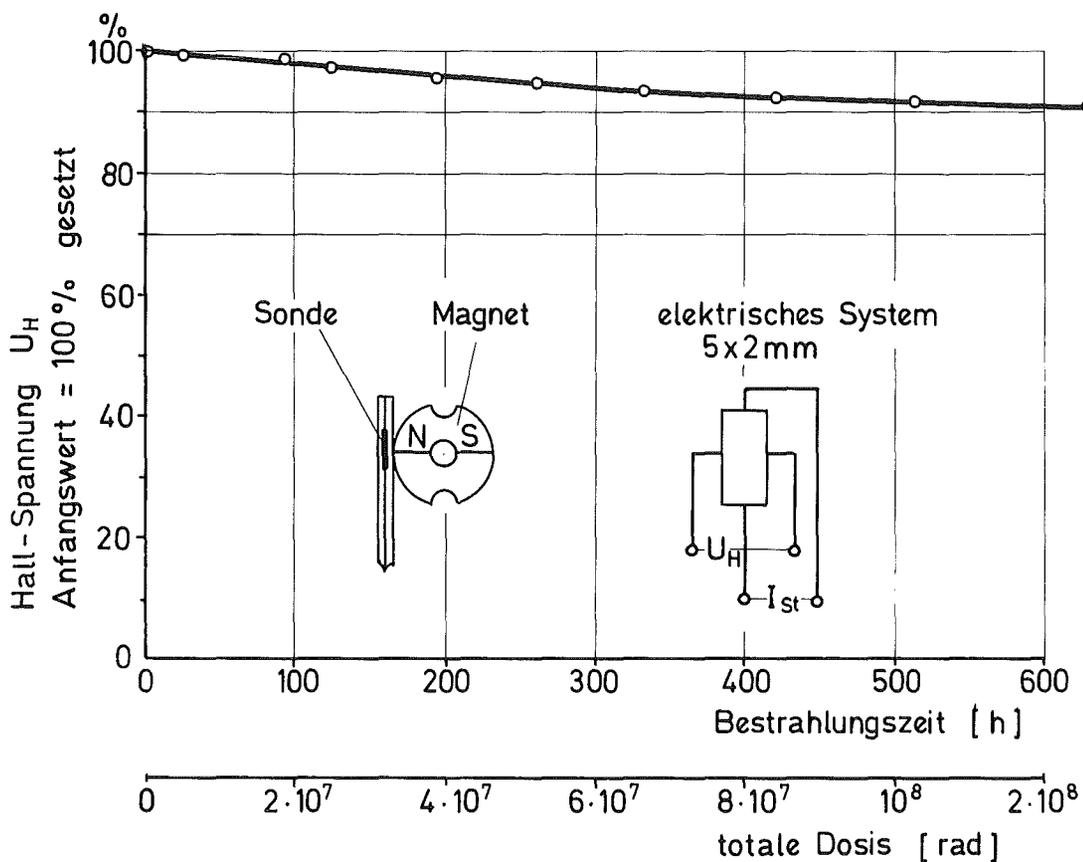


Abb.2  $\gamma$ -Strahlenbeständigkeit einer Hall-Sonde

1.24.13 Messung der Temperatur und Durchsatzfluktuation am elektrisch  
beheizten Brennelement

(L. Krebs, G. Weinkötz, IRB)

Die bei den GfK-ECN-Natriumexperimenten am  $60^{\circ}$ -Ausschnittbündel<sup>1)</sup> gemessenen Temperaturfluktuationssignale am Bündelaustritt wurden auf ihre Verwendbarkeit zur Detektion lokaler Siedevorgänge untersucht. Die bisher ausgewerteten Siedeexperimente haben folgendes ergeben:

Die Erfassung lokaler Siedevorgänge durch Temperaturfluktuationssignale unmittelbar am Bündelaustritt wird wesentlich durch den Ort der Entstehung der lokalen Zweiphasenzone im Bündel, die Ausbreitung und die zeitliche Dauer des Siedevorganges bestimmt.

Das Sieden wird daher von den radial am Bündelaustritt angebrachten Thermoelementen sehr unterschiedlich detektiert.

Die Messungen von Temperaturschwankungen infolge lokaler Siedevorgänge im Bündel sind hinter einem Mischsystem weit weniger abhängig von der radialen Thermoelementposition. Die Nachweisempfindlichkeit wird aber durch die thermohydraulischen Verluste des Mischers wesentlich beeinträchtigt, so daß nur ausgeprägte Siedephasen zu erfassen waren.

Abb. 3 zeigt ein Ansteigen der RMS-Werte von Temperaturfluktuationssignalen am Bündelaustritt und hinter dem Mischer nach Erreichen der Siedebedingungen ( $t \geq 60$  sec).

In Abb. 4 sind die Leistungsdichtespektren der entsprechenden Temperatursignale am Bündelaustritt und hinter dem Mischer wiedergegeben. Die Siedephase wird in den Leistungsspektren durch eine deutliche Erhöhung der spektralen Leistungsdichte im Frequenzbereich zwischen 6 und 8 Hz gekennzeichnet.

---

1) vgl. 1.23.33

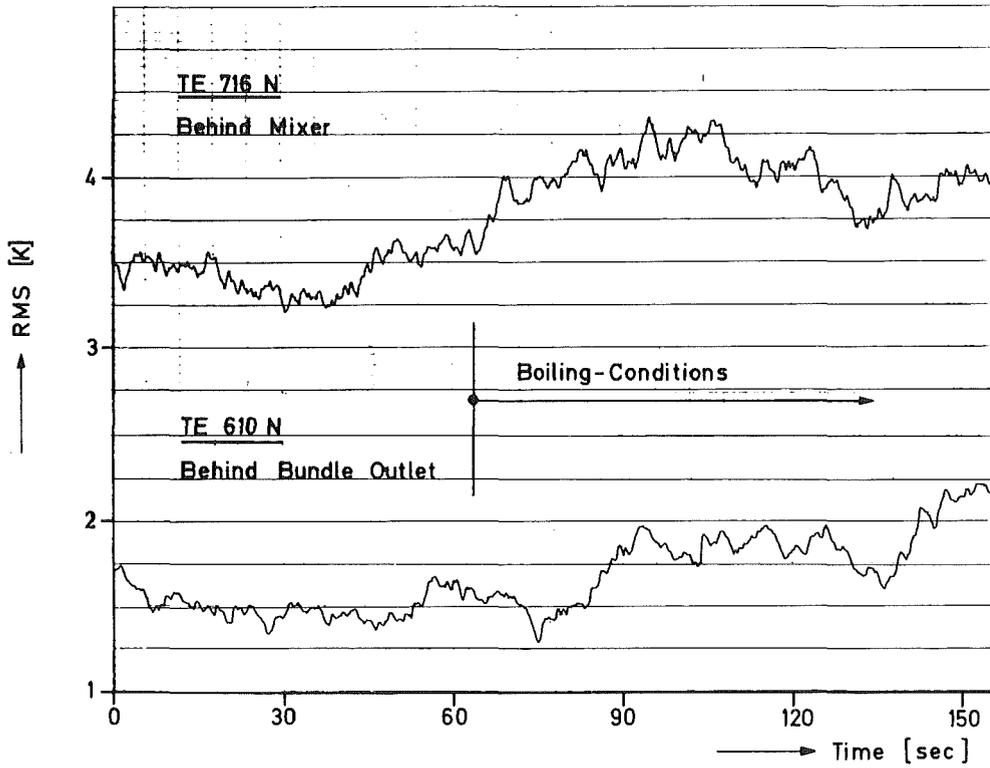


Fig.3 RMS of Temperature Fluctuations Downstream of an Electrically - Heated 28-Rod Bundle Before and During Boiling Behaviour

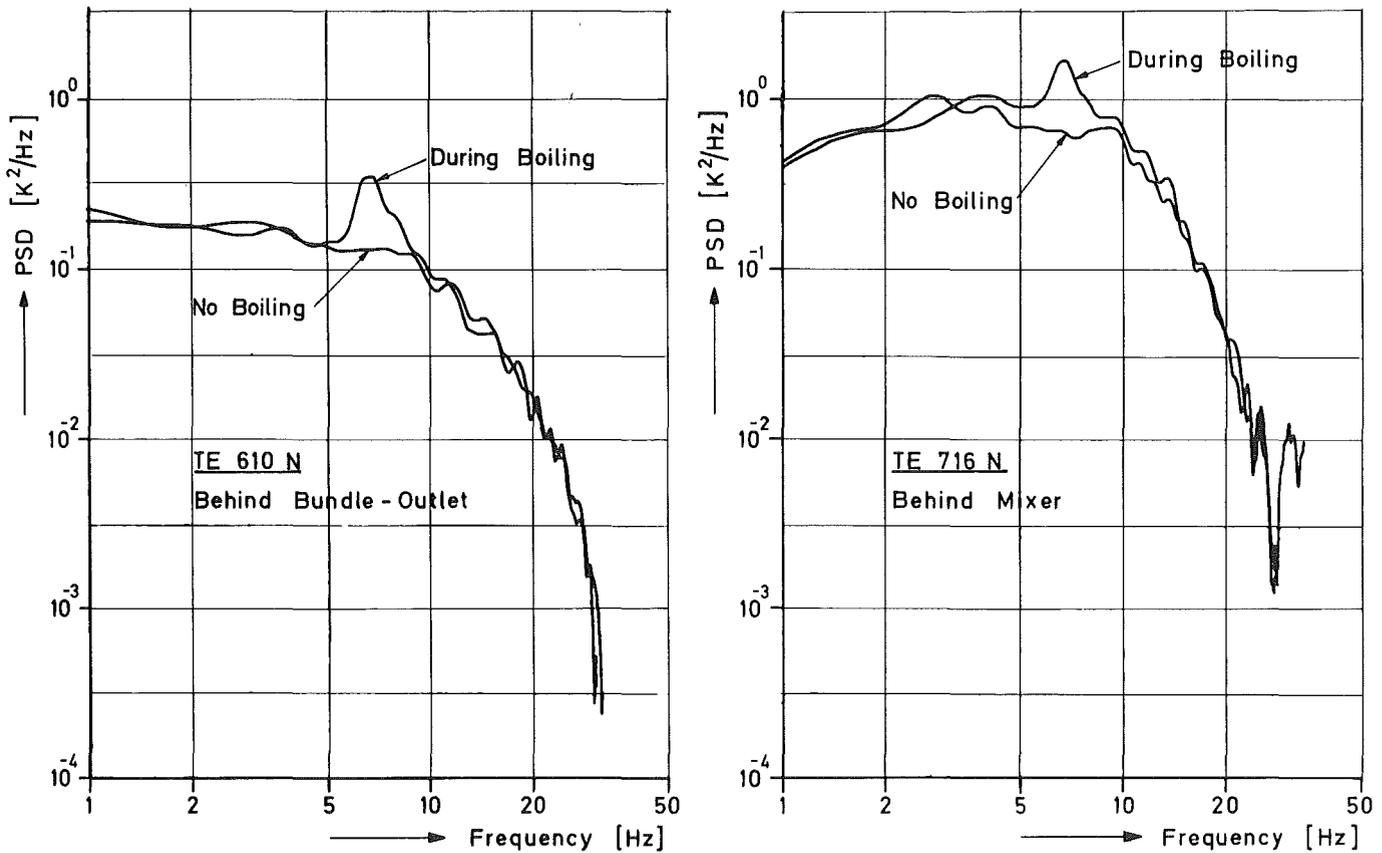


Fig.4 PSD of Temperature Fluctuations Downstream of an Electrically Heated 28-Rod Bundle with Blockage

1.24.2 Hüllenüberwachung an Brennelementen1.24.22 Verhalten von Spaltprodukten in Natrium-Kreisläufen<sup>+</sup>

(H. Feuerstein, RBT/IT)

Das Thema wurde erweitert mit dem Ziel, in Anlehnung an die Literatur ein Rechenprogramm zu entwickeln, mit dem das Transport- und Ablagerungsverhalten von radioaktiven Stoffen im Primärsystem Natrium-gekühlter Reaktoren beschrieben werden kann. Mit Hilfe dieses Codes soll es möglich sein, die in den Kreislaufäumen und an einzelnen Komponenten zu erwartenden Strahldosen vorzuberechnen. Die Ausgangsdaten für diesen Code werden in Versuchen gewonnen. Die direkte Beteiligung an den Versuchen im FPL (Fission Product Loop der Firma TOSHIBA, Kawasaki, Japan) erwies sich dabei in den letzten Jahren als sehr nützlich. Mit einem gemeinsamen Versuchsprogramm bei gemeinsamer Auswertung und Diskussion der Ergebnisse konnten wertvolle Informationen gewonnen werden. Sie wurden gemeinsam publiziert /1, 2, 3, 4/. Im folgenden soll über das Verhalten der Spaltedelgase, in einem späteren Bericht über das Verhalten nichtflüchtiger Spaltprodukte berichtet werden. Die Untersuchungen sind von Bedeutung sowohl für die Hüllschadensdetektion als auch für Fragen der Kontamination der Schutzgaskreisläufe.

Abb. 5 zeigt ein Fließschema des FPL. Im FPL laufen ca. 4 kg Natrium bei Temperaturen bis zu 500 °C um. Die Spaltprodukte werden vom Brennstoff durch Rückstoß direkt in das Natrium freigesetzt. Im Expansionstank findet an der Phasengrenzfläche Natrium/Schutzgas die Entgasung in das strömende Schutzgas Argon statt. Die Spaltgase werden im Schutzgas gemessen.

Für den Übertritt von in Natrium gelösten Gasen in das Schutzgas wird in Analogie zum radioaktiven Zerfall eine Übergangswahrscheinlichkeit der Entgasung,  $\lambda_d$ , angegeben. In Reaktoren wurden Halbwertszeiten der Entgasung im Bereich von mehreren Stunden gemessen, sie sind überwiegend systembedingt. Bei den Versuchen im FPL wurden zwei unterschiedliche Halbwertszeiten der Entgasung gefunden. Die längere, 80 bis 200 Minuten, ist systembedingt, sie ist innerhalb der Meßfehler nicht von der Natrium-Temperatur,

<sup>+</sup>) Letzter Bericht in KFK 1273/3, S. 124-8

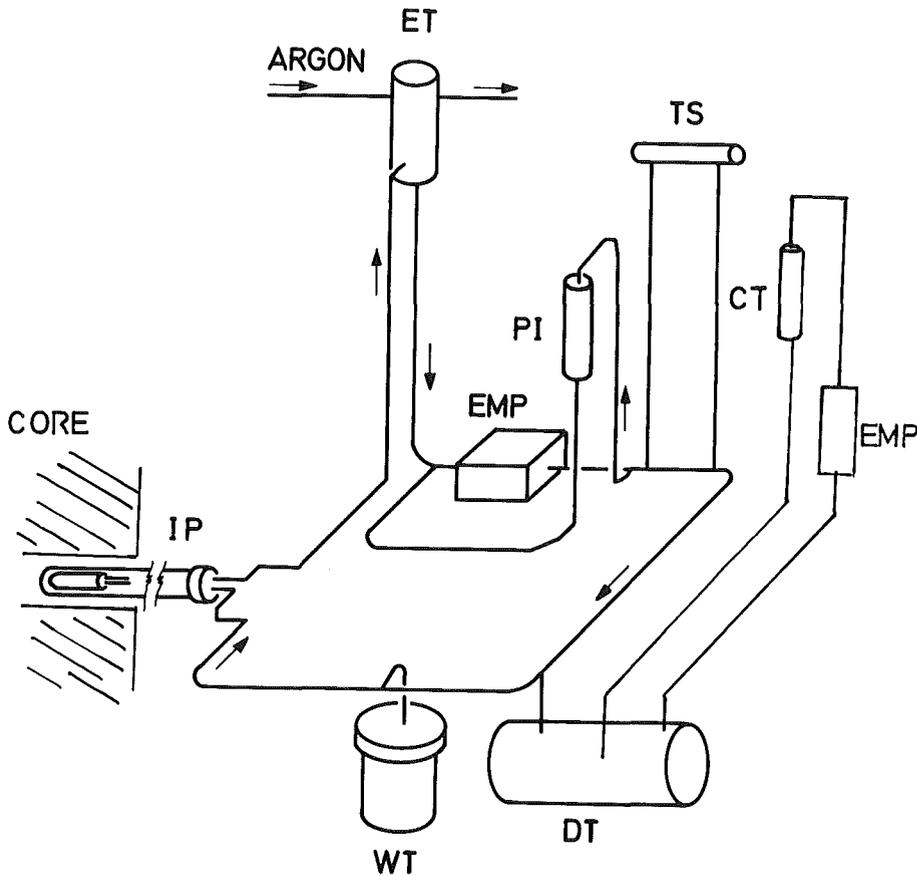


Abb. 5:

Fission Product Loop

- IP = Inpile Plug mit Brennstoff
- ET = Expansion Tank
- EMP = Pumpe
- PI = Plugging Indicator
- TS = Test Section
- DT = Dump Tank
- WT = Waste Tank
- CT = Kaltfalle

jedoch von der Halbwertszeit des betrachteten Nuklids abhängig. Eine kürzere Halbwertszeit der Entgasung ist von der Natriumtemperatur abhängig, sie liegt zwischen 17 und 32 Minuten. Sie konnte dem diffusionskontrollierten Prozeß an der Phasengrenzfläche zugeordnet werden.

Abb. 6 zeigt den Einfluß der längeren Halbwertszeit der Entgasung auf R/B. R/B bedeutet für das jeweils betrachtete Nuklid: Atome pro Zeiteinheit in das Schutzgas freigesetzt/Atome pro Zeiteinheit in Natrium erzeugt von Nukliden mit unterschiedlicher Halbwertszeit. Kurven dieser Art werden bei Reaktoren zur Bestimmung von  $\lambda_d$  verwendet.

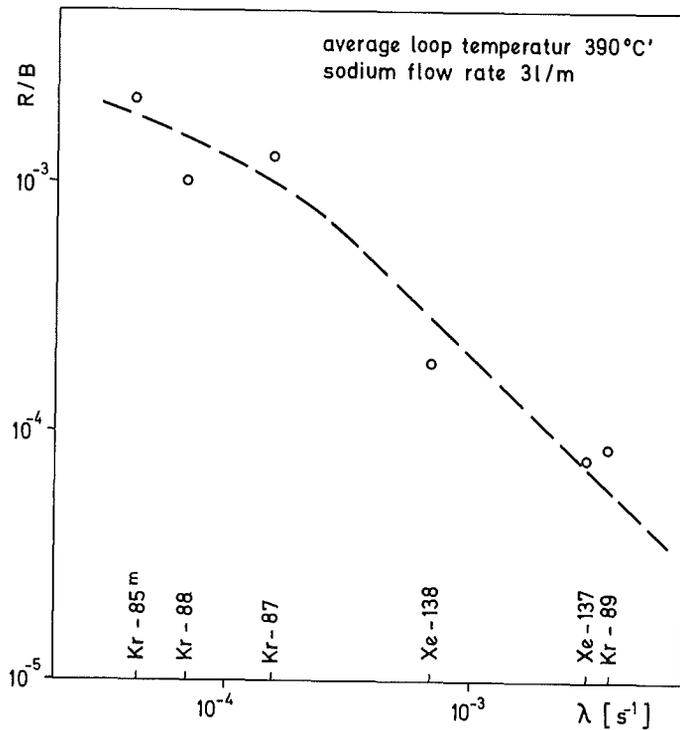


Abb. 6: R/B der Nuklide als Funktion der Zerfallskonstanten

Sie lassen sich im Idealfall durch die Funktion

$$\frac{R_i}{B_i} = \frac{\lambda_d}{\lambda_d + \lambda_i} \cdot (1 - e^{-(\lambda_i + \lambda_d) \cdot t}) \quad \text{beschreiben.}$$

Darin sind  $R_i$  und  $B_i$  Freisetzungs- bzw. Erzeugungsrate des Nuklides  $i$ ,  $\lambda_i$  seine Zerfallskonstante und  $t$  die Bestrahlungszeit.

(Für langlebige Nuklide wird häufig als Release Fraction die Zahl der zu einem bestimmten Zeitpunkt insgesamt freigesetzten Atome/Zahl der zu diesem Zeitpunkt insgesamt vorhandenen Atome angegeben. Sie darf nicht mit R/B verwechselt werden.)

Für die Entgasungsrate wurde eine starke Abhängigkeit von der Temperatur gefunden.

Besonders auffällig war dieser Effekt bei der Messung von Xe-135/Xe-135m, die beide beim Zerfall von J-135 entstehen. Das Verzweigungsverhältnis dieses Zerfalls wurde von uns bestimmt /5/. Es zerfallen 15,5 % des J-135 zu Xe-135m, das wiederum zu über 75 % zu Xe-135 zerfällt. 84,5 % zerfallen direkt zu Xe-135. Eine Analyse der Ergebnisse ergab, daß nur der Teil von Xe-135/135m in das Schutzgas übertritt, der aus im Natrium gelöstem J-135 entsteht. Ist das Jod an den Oberflächen adsorbiert, so bleibt auch das daraus entstehende Xenon in einer noch unbekanntenen Form im Natriumsystem fixiert.

Abb. 7 zeigt diesen Effekt für Xe-135. In dieser Abbildung ist eine berechnete Kurve für den im Natrium gelösten Teil des J-135 eingezeichnet. Bei der Berechnung wurden eine mit dem FPL ermittelte Temperaturabhängigkeit der Jodadsorption an Edelstahloberflächen /3/ sowie Oberflächen, Temperaturen und Volumina des FPL verwendet.

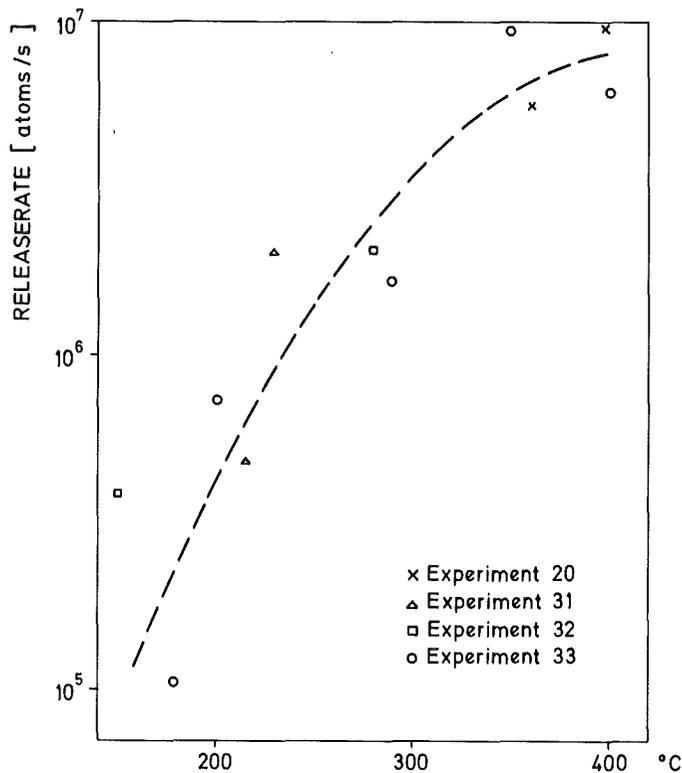


Abb.7: Freisetzungsrates von Xe-135 als Funktion der mittleren Na-Temperatur  
Gestrichelte Linie zeigt den berechneten Teil des J-135, der im Natrium gelöst ist.

Der zuletzt beschriebene Effekt erklärt, warum im BOR 60 und im EBR-II durch den Betrieb der Reinigungskaltfalle die Aktivität von Xe-133 und Xe-135 im Schutzgas verringert werden konnte. In der Kaltfalle werden die Mutternuklide J-133 und J-135 abgeschieden.

Zusammenfassend kann gesagt werden, daß mit dem FPL einige für den Betrieb und die Überwachung Natrium-gekühlter Reaktoren wichtige Ergebnisse erzielt wurden. Die Strahlendosis in den Schutzgasräumen nach dem Abklingen von Ar-41 wird danach durch die Adsorption der Mutternuklide an den Edelstahloberflächen des Systems beeinflusst. Auch bei der Detektion von Hüllrohrschäden durch die Messung von Edelgasnukliden im Schutzgas der Reaktoren sind die beobachteten Effekte zu beachten.

#### Veröffentlichungen:

- /1/ H. Shimojima, N. Mitsutsuka, Y. Gohshi and H. Feuerstein  
Paper presented at the IAEA-Specialist's Meeting on Fission and Corrosion Products in Primary Circuits of LMFBR's, Sept. 8-11, 1975, Dimitrovgrad, USSR
- /2/ N. Mitsutsuka, Y. Gohshi, H. Shimojima and H. Feuerstein  
Paper presented at the International Conference on Liquid Metal Technology in Energy Production, Champion, Pa, USA, May 3-6, 1976  
Paper IV B5
- /3/ ibid. Paper IV B6
- /4/ N. Mitsutsuka, Y. Gohshi, H. Shimojima and H. Feuerstein  
Radiochem. and Radioanalytical Letters 27, (1976), 281-286
- /5/ H. Feuerstein and J. Oschinski  
Inorg. and Nucl. Chemistry Letters 12, (1976), 243-245

#### 1.24.4 Akustische Meßverfahren in Natrium-Systemen<sup>+)</sup>

(J. Aberle, R. Bartholomay, H. Rohrbacher, IRE;  
G. Reimann, IMF III)

Zum Nachweis lokaler Kühlungsstörungen in einem natriumgekühlten Reaktor wird das Potential akustischer Detektionsverfahren untersucht. Hierbei wird der Einsatz eines integralen Meßverfahrens angestrebt, das mit einer beschränkten Anzahl von Meßwertaufnehmern im Bereich des Natriumplenums arbeitet.

Ein wesentlicher Bestandteil des Vorhabens ist der Einsatz eines elektrisch beheizten Stabbündels als Siedegenerator in die Zentralposition der KNK II. Ziel dieses Experiments ist die Ermittlung der beim Natriumsieden erzeugten akustischen Spektren und deren Verhältnis Signal:Rauschen als Funktion unterschiedlicher Reaktor-Betriebszustände (Pumpendrehzahl, Temperatur, Durchsatz). Grundsätzliche Langzeit-Untersuchungen zum akustischen Untergrundverhalten wurden bereits zu einem früheren Zeitpunkt an der KNK I während des Leistungsbetriebs mit dem Ergebnis durchgeführt, daß der überwiegende Teil des Grundrauschens durch die Sekundär-Pumpen gestellt wird /1, 2/.

Um eine Aussage über die Funktionseigenschaften eines in-pile-Siedegenerators zu gewinnen, wurde ein gleichartig aufgebautes 18-pin-Heizerbündel out-of-pile in der Na-Behälteranlage des IRE eingesetzt und in Betrieb genommen. Die einzelnen Heizstäbe sind für eine max. Heizleistung von  $250 \text{ W/cm}^2$  bei  $1000 \text{ }^\circ\text{C}$  ausgelegt und werden von der KNS-Stromversorgung gespeist. Dabei werden die in drei Gruppen zusammengefaßten Heizer durch eine im IRE entwickelte Schnellabschalteinrichtung überwacht.

Die Heizstäbe werden durch 109 Blindstäbe zu einem Vollbündel ergänzt, so daß eine KNK II-relevante Brennelement-Geometrie für die Zentralposition simuliert wird. Ebenso wie die Heizstäbe sind auch die sie umgebenden Blindstäbe mit einer Anzahl von Thermoelementen bestückt, die alle durch speziell gefertigte Durchführungen zu den mehrpoligen Steckern geführt werden. Die

---

<sup>+)</sup>  Letzter Bericht in KFK 1276/3, S. 124-7

in Innen-Nuten der Heizermantelrohre befindlichen Thermoelemente dienen der Heizstabbüberwachung und liefern Trip-Signale für die Energieversorgung des Heizstabbündels. Die akustische Instrumentierung wird aus insgesamt dreizehn in sechs verschiedenen Ebenen und in unterschiedlicher azimuthaler Reihenfolge angeordneten Schallaufnehmern gebildet. (Abb. 8)

Das Schallübertragungsmaß wird im wesentlichen durch die Anordnung des Strukturmaterials im Natrium bestimmt, wobei flüssigkeitsgeleiteter Schall und Körperschall in enger Wechselwirkung stehen. Um die Auswirkung von Brennstabbündeln auf den Schalltransport in einer möglichst reaktorprototypischen Geometrie untersuchen zu können, wurden vier weitere Kästen mit jeweils 169 Blindstäben um den Siedegenerator in Form einer Halbreihe angeordnet (Abb. 9). Sowohl im restverbliebenen offenen Raum vor dem Siedegenerator als auch hinter den Blindstabbkisten befinden sich jeweils gleichartige Schallsensoren, deren Signale analog aufgezeichnet und analysiert werden.

Die im März 1977 erstmals durchgeführten Siede-Experimente konnten ohne Ausfälle der Heizer und der Instrumentierungseinheiten durchgeführt werden. Die aufgezeichneten Siedesignale der einzelnen Sensoren zeigen ein breites und deutlich aus dem Grundrauschen herausragendes Siedeschallspektrum. Sieden setzte - akustisch sofort registrierbar - bei einer Wärmestromdichte von  $143,7 \text{ W/cm}^2$  (Bündeleintrittstemperatur  $T_E = 400 \text{ }^\circ\text{C}$  und Natriumdurchsatz  $\dot{V} = 13 \text{ m}^3/\text{h}$ ) spontan ein. Während der ersten Testphase wurden unter gleichen Betriebsparametern Einzelstableistungen bis zu  $7,4 \text{ kW}$ , entsprechend  $178 \text{ W/cm}^2$ , gefahren.

Die bisherigen Ergebnisse bilden eine wesentliche Voraussetzung zur Fortführung der weiterhin geplanten Experimente zur akustischen Siededetektion.

#### Literatur:

- /1/ H.A. Rohrbacher, J. Aberle, R. Bartholomay:  
Akustische Meßverfahren am KNK I-Reaktor  
KFK-Nachrichten 2/75, S. 1
- /2/ H.A. Rohrbacher, J. Aberle:  
Akustische Messungen im KNK I-Reaktor  
KFK 2156

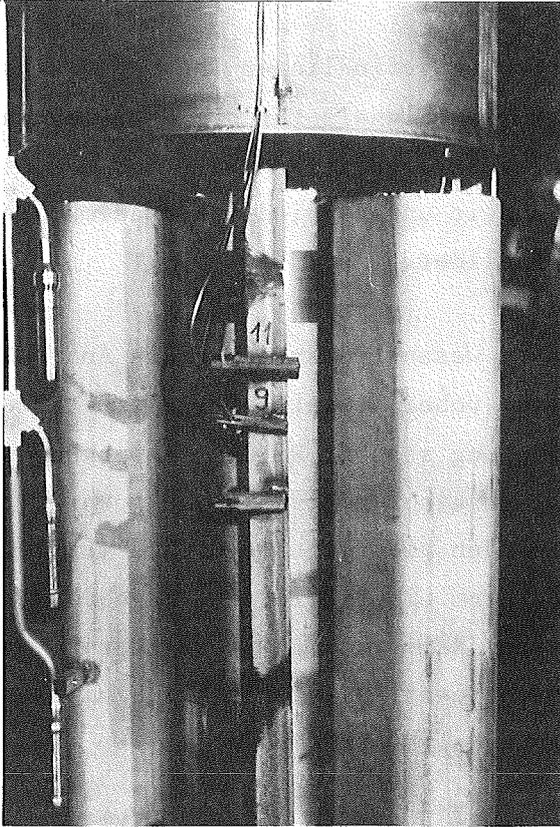


Abb. 8: Teilansicht des instrumentierten Siedegenerators mit verschiedenen Hochtemperatur-Schallsensoren (Bildmitte und linker Bildrand) in der Höhe des beheizten Bereichs. Die Sensoren befinden sich zwischen mehreren Brennelement-Kasten-Attrappen und dienen der Ermittlung der akustischen Transferfunktion bei unterschiedlichen Schallfeldausrichtungen.

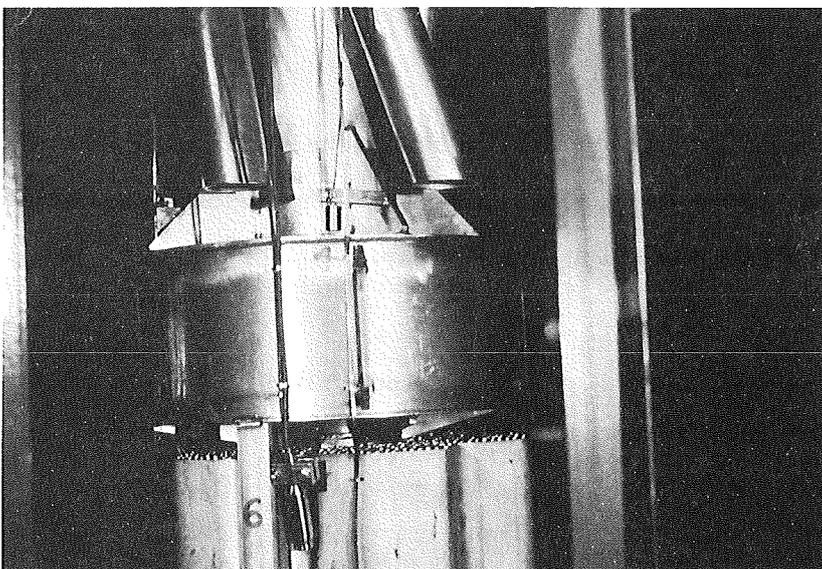


Abb. 9: Detaildarstellung des Siedegenerators zur akustischen Siededetektion in der NABEA des IRE. In der unteren Bildhälfte sind die um den Siedeheizler gruppierten Brennelement-Attrappen zu erkennen.

1.25 AUSWIRKUNGEN AUF DIE UMWELT1.25.2 Aerosolphysikalische Untersuchungen am Reventinggebläse  
des SNR-300

(W. Lindner, LAF)

Im März 1977 wurde der erste Versuch zum Funktionsnachweis der SNR-300-Reventinggebläse unter Bedingungen, wie sie nach einem schweren Störfall angenommen werden, durchgeführt; über erste Ergebnisse wird berichtet.

Die Versuchsbedingungen sind mit der Genehmigungsbehörde abgestimmt und in /1/ beschrieben. Die geforderte Aerosolmassenkonzentration von  $C_M = 250 \text{ mgNa-Oxid/m}^3$  bei  $1000 \text{ m}^3/\text{h}$  Gebläseleistung und 150 Stunden Betriebszeit wurde mit dem eigens für diese Versuche entwickelten Aerosolgenerator NASA erzeugt /1/. Dabei wurde der vorhandene, für Natriumbrände ausgelegte Versuchskessel NABRAUS einbezogen. Das Gebläse mit Rohrleitungen wurde so, wie es von INTERATOM für den SNR-300 konzipiert ist, aufgebaut. Der gesamte Kreislauf ist durch einen Luftherhitzer und einen Befeuchter sowie die notwendigen Anpassungen an den Versuchsstand NABRAUS erweitert. Zur Reinigung des Luftstroms vor der Abgabe in die Atmosphäre ist zusätzlich ein Naßwäscher installiert. Der gesamte Versuchsaufbau ist in Abb. 1 dargestellt.

Zur Funktionskontrolle des Gebläses wurden während des Betriebes folgende Größen gemessen:

- Luftdurchsatz  $\text{m}^3/\text{h}$
- Gebläsedrehzahl
- Differenzdruck über dem Gebläse
- Drehmoment
- Temperaturen vor und hinter dem Gebläse.

Die Funktion des Aerosolgenerators war visuell durch ein Sichtfenster am NABRAUS und durch Messung der Aerosolmassenkonzentration im Reventingspalt kontrollierbar. Zur Bilanzierung des zugegebenen Natriums bzw. zur Kontrolle des Niederschlags in der Anlage wurden folgende Größen gemessen:

- Natriumdurchsatz des Aerosolgenerators
- Massenkonzentration im Reventingspalt und vor dem Gebläse
- Partikelniederschlag anhand von Beobachtungsöffnungen im Leitungssystem
- im Naßwäscher zurückgehaltenes Natrium.

Aus Abb. 1 ist ersichtlich, an welchen Punkten am Versuchsaufbau die erwähnten Größen gemessen wurden.

### Ergebnisse

Der Nachweis für den störungsfreien Dauerbetrieb des Gebläses von insgesamt 300 Stunden unter den beschriebenen Bedingungen wurde erbracht. Das Gebläse arbeitete während der gesamten Betriebszeit einwandfrei. Die Auswertung der für die Funktion des Gebläses wichtigen Betriebsdaten (Luftdurchsatz, Drehzahl, Differenzdruck, Drehmoment, Temperatur) ergab keinen Hinweis auf Beschädigung des Gebläses. Durch Messung der Q-H-Kennlinien (Abb. 2) vor und nach dem Versuch ergaben sich jedoch Hinweise auf eine Verkleinerung des Spaltes zwischen Drehkolben und Gehäuse, hervorgerufen durch Belag mit Natronlauge- bzw. Natriumkarbonatpartikeln.

Bei der Auswertung der am Reventingspalt durchgeführten Aerosolmassenkonzentrationsmessung wurde festgestellt, daß die Partikel als Natronlauge und Natriumkarbonat vorliegen. Eine getrennte Analyse ist z.Z. noch nicht abgeschlossen, die folgenden Angaben zur Bilanzierung bzw. zur Massenkonzentrationsmessung beziehen sich deshalb nur auf Natrium. Es wurden folgende Werte gemessen:

- Aerosolmassenkonzentration im Reventingspalt  $C_{MSP.} = 92 \text{ mgNa/m}^3$
- Aerosolmassenkonzentration vor dem Gebläse  $C_{MG} = 66 \text{ mgNa/m}^3$
- im Naßwäscher zurückgehaltenes Natrium  $\dot{m}_N = 53 \text{ gNa/h}$
- Aerosolmassenkonzentration hinter dem Naßwäscher  $C_{MN} = 28 \text{ mgNa/m}^3$
- auf 5 Beobachtungsöffnungen niedergeschlagenes Na  $m_B = 0,3 \text{ mgNa/cm}^2$ .

Aus diesen Werten ergibt sich folgende Bilanz:

- insgesamt durch das System gefördertes Natrium

$$M = C_{MSP.} \cdot Q \cdot t \qquad Q = \text{Gebläsedurchsatz } \text{m}^3/\text{h}$$

$$= 92 \text{ mg/m}^3 \cdot 1000 \text{ m}^3/\text{h} \cdot 150 \text{ h} \qquad t = \text{Betriebszeit}$$

$$M = \underline{\underline{13,8 \text{ kg Na}}}$$

- im Naßwäscher zurückgehaltenes Natrium

$$M_N = \dot{m}_N \cdot t = 53 \text{ g Na/h} \cdot 150 \text{ h}$$

$$M_N = \underline{\underline{7,95 \text{ kg Na}}}$$

- nicht zurückgehaltenes Natrium

$$M_{N1} = C_{MN} \cdot Q \cdot t = 28 \text{ mg/m}^3 \cdot 1000 \text{ m}^3/\text{h} \cdot 150 \text{ h}$$

$$M_{N1} = \underline{\underline{4,2 \text{ kg Na}}}$$

- im Leitungssystem niedergeschlagenes Natrium

$$M_L = m_B \cdot A \quad A = \text{Oberfläche Leitungssystem}$$

$$= 0,3 \text{ mg/cm}^2 \cdot 2,8 \cdot 10^5$$

$$M_L = \underline{\underline{85 \text{ g Na}}}$$

Aus diesen Werten ergibt sich eine Differenz von

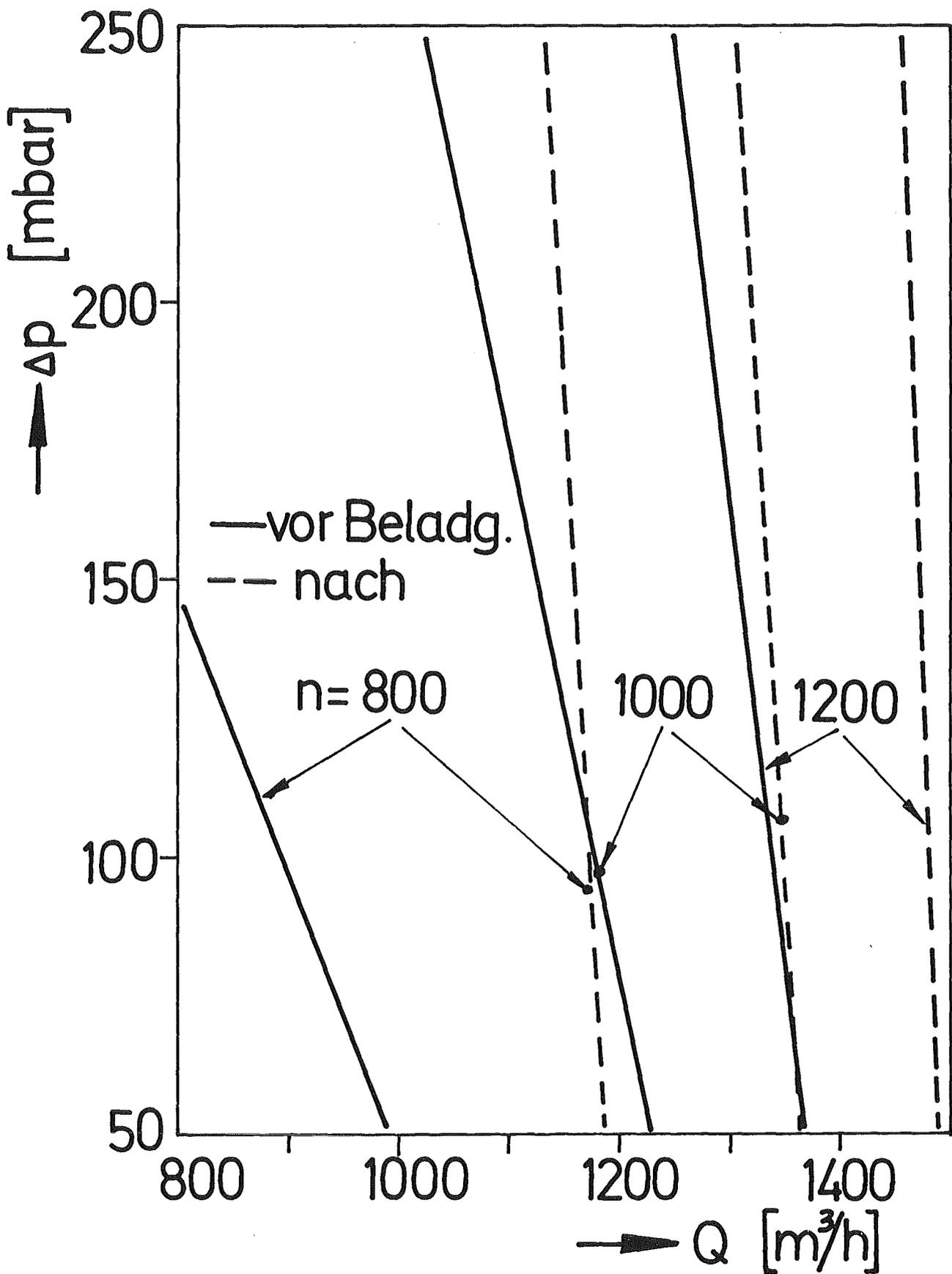
$$M - (M_N + M_{N1} + M_L) = \underline{\underline{1,6 \text{ kg Na}}}$$

Durch Ausbau des Gebläses und eines Teils des Leitungssystems wurde festgestellt, daß sich ein Teil dieser Restmenge dort abgelagert hat. Wie aus aerosolphysikalischen Überlegungen zu erwarten war, ist die Abscheidung besonders an Stellen mit starker Umlenkung der Strömung und an Querschnittsverengung hoch. Besonders hoch war der Niederschlag in der Drosselklappe an der Druckseite des Gebläses; hier wurden 450 g Na abgeschieden. Im Gebläse und unmittelbar davor wurden 70 g Na abgeschieden. Während die Ablagerung in den Rohrleitungen aus sehr weichem, lose anhaftendem Material bestand, wurde im Gebläse selbst eine Verdichtung des Niederschlags durch die Anpressung zwischen Drehkolben und Gehäuse erreicht. Dies führte zu einer bereits aus den Q-H-Kennlinien anzunehmenden Verkleinerung des Spaltes und zu geringfügigen Beschädigungen an den Laufflächen. Aus Abb. 1 ist die Verteilung der Ablagerungen im Leitungssystem ersichtlich.

### Zusammenfassung

Das Reventinggebläse hat unter den beschriebenen und mit den Genehmigungsbehörden abgestimmten Bedingungen störungsfrei gearbeitet. Der bei LAF I entwickelte Aerosolgenerator zur Aerosolerzeugung mittels Natriumspraybrand wurde erstmals im Dauerbetrieb erfolgreich eingesetzt. Es wurde festgestellt, daß ein Verbleib des zugegebenen Natriums durch die derzeit im Leitungssystem angebrachten Beobachtungsöffnungen nicht befriedigend festgestellt werden kann. Der Ausbau der Leitungen ist auch in später durchzuführenden Experimenten notwendig. Bei folgenden Experimenten wird besonders der Einfluß der rel. Luftfeuchte der Förderluft bei höheren Aerosolmassenkonzentrationen auf die Funktion des Gebläses untersucht.





Q-H Kennlinie Reventinggebläse

Abb. 2

1.25.4 Systemkontamination Na-gekühlter ReaktorenAktivierungsanalytische Bestimmung metallischer Verunreinigungen im KNK-Primärnatrium<sup>1)</sup> (H.H. Stamm, IRCh)

Beim Entladen des KNK-I-Kerns traten Verluste an Primärnatrium auf (Waschen von Brennelementen und anderen Kerneinbauten), die im Frühjahr 1976 durch Zugabe von frischem Natrium ausgeglichen wurden. Nach dieser Ergänzung wurden aus dem Primärnatrium zu analytischen Zwecken Proben gezogen. In einer der Proben wurden - wie schon früher vor der nuklearen Inbetriebnahme {H.H. Stamm et al., Z. Anal. Chem. 266, 337 (1973)} und in Abschaltphasen von KNK-I - aktivierungsanalytisch metallische Verunreinigungen bestimmt. In Tabelle 1 sind die Ergebnisse im Vergleich zu einigen früheren Messungen zusammengestellt.

Die bemerkenswert hohen Gehalte an Eisen bei den neuesten Analysen sind wohl darauf zurückzuführen, daß trotz der bei der Probenahme betriebenen Kühlfälle das Reinigungssystem noch nicht lange genug betrieben war. Offenbar ist auch der Zn-Gehalt weiter angestiegen.

Tabelle 1: Aktivierungsanalytisch bestimmte Verunreinigungen (ppm) in KNK-Primärnatrium

Probenahme Datum Kühlfälle Probe	34P 1./2.12.1971 in Betrieb		I-18P 11.12.1973 außer Betrieb	II-10P 4.6.1976 in Betrieb	
	min.	max.	45	83	84
Fe	1,6	48	13	107	65
Cr	0,3	35	0,7	11	12
Co	0,004	0,06	0,01	0,12	0,09
Sb	0,05	1,2	1,5	0,11	0,02
Zn	2,9	5,9	13	32	16
Ag	0,08	0,12	3,1	1,2	1,0
Hg	0,02	0,05	0,03	0,04	0,04

Aus den Aktivitäten vor der Aktivierung im FR2 und den aktivierungsanalytisch ermittelten Verunreinigungen errechneten sich folgende spezifischen Aktivitäten im KNK-Primärnatrium:

<sup>1)</sup> Letzter Beitrag in KFK 1276/2, S. 125-5

Tabelle 2: Spezifische Aktivitäten in KNK-Primär-Na

Probe	Datum	mCi $^{65}\text{Zn}/\text{g Zn}$	mCi $^{110\text{m}}\text{Ag}/\text{g Ag}$
NAA-45	(25.5.73)	1,6	12
NAA-83	( 4.6.76)	0,6	22
NAA-84	( 4.6.76)	1,3	23

Sobald das Primärsystem im 2. Quartal 1977 wieder gefüllt ist, sollen noch einige Aktivierungsanalysen durchgeführt werden. Es ist anzunehmen, daß ein weiteres Umwälzen des Natriums bei betriebener Kühlfalle zu einem Absenken des Gehalts an metallischen Verunreinigungen führen kann, ehe KNK-II nuklear in Betrieb gehen wird.

1.26 NATRIUM-TECHNOLOGIE-VERSUCHE1.26.2 Verschleißuntersuchungen in Natrium

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

Im Rahmen der Zusammenarbeits-Verträge mit der US-ERDA wurden Vergleichsversuche zwischen WARD<sup>1)</sup> und GfK vereinbart. Diese beinhalten die Durchführung von tribologischen Untersuchungen, den Vergleich der Ergebnisse und die Klärung möglicher Abweichungen. Dabei werden Werkstoffproben unter vergleichbaren Arbeitsbedingungen in ähnliche Versuchseinrichtungen eingesetzt. Die Materialproben hierzu wurden in den USA mit CrC beschichtet und nach dem dort üblichen "brush finish" bearbeitet. Dieser Werkstoff zeichnet sich, im Vergleich zu dem bei uns favorisierten Stellite 6 dadurch aus, daß er kein für die Strahlenbelastung des Na-Kühlkreislaufes nachteiliges Co enthält.

Seit dem Eintreffen der ersten Proben (Jan.1977) aus den USA wurden acht Versuche nach einem festgelegten Ablaufplan mit Vor- und Zwischenkorrosionszeiten durchgeführt. Die dabei gewonnenen Ergebnisse liegen zunächst ungünstiger sowohl gegenüber den mit gleichen Werkstoffen in den USA erzielten als auch gegenüber den im IRB bisher ermittelten Werten von Stellite 6 und Inconel 718 /1/.

Abb. 1 zeigt als Beispiel das Reibdiagramm von Versuch Nr. 438. Die statischen und kinetischen Reibkoeffizienten übersteigen deutlich das vom Reaktorhersteller zugelassene Maximum  $\mu \leq 0,5$ . Außerdem ist ein starker Einfluß des Parameters "Gleitweg" erkennbar (steigende Reibwerte mit zunehmendem Gleitweg). Dieses Phänomen kann der mit dem Reibvorgang einhergehenden Oberflächenveränderung zugeordnet werden. Das damit verbundene Problem des Materialabtrages wird z.Zt. ebenfalls eingehend untersucht. Im Hinblick auf die Gesamtfläche (ca. 10 m<sup>2</sup>) der im Reaktorkern vorhandenen Distanzpflaster ist eine hinreichend genaue Bestimmung der Verschleißmengen an der Einzelprobe erforderlich.

---

1) WARD = Westinghouse Advanced Reactors Division

Die im IRE erzielten Ergebnisse zum Verschleißverhalten von Werkstoffen unter Na werden durch weitere Untersuchungen im IRB ergänzt. Auf nachdrücklichen Wunsch von INTERATOM sind längere Versuchszeiten ( $\geq 3000$  h) vorzusehen. Diese Arbeiten werden vom IRB weitergeführt, weil die gesamte Phänomenologie mit derjenigen des Materialverschleißes identisch ist, und weil die hier vorhandenen Einrichtungen eine kontinuierliche Na-Reinigung und O<sub>2</sub>-Kontrolle über die gesamte Versuchsdauer ermöglichen.

Z.Zt. sind in vier Teststrecken CrC-Proben bei 600 °C unter einer Last von 250 kp eingesetzt.

/1/ E. Wild, H.U. Borgstedt, K. Mattes  
 Selbstverschleiß-, Reib- und Verschleißverhalten spezieller Werkstoffe in Natrium unter korrodierenden Bedingungen.  
 KFK-Ext. 7/75-1

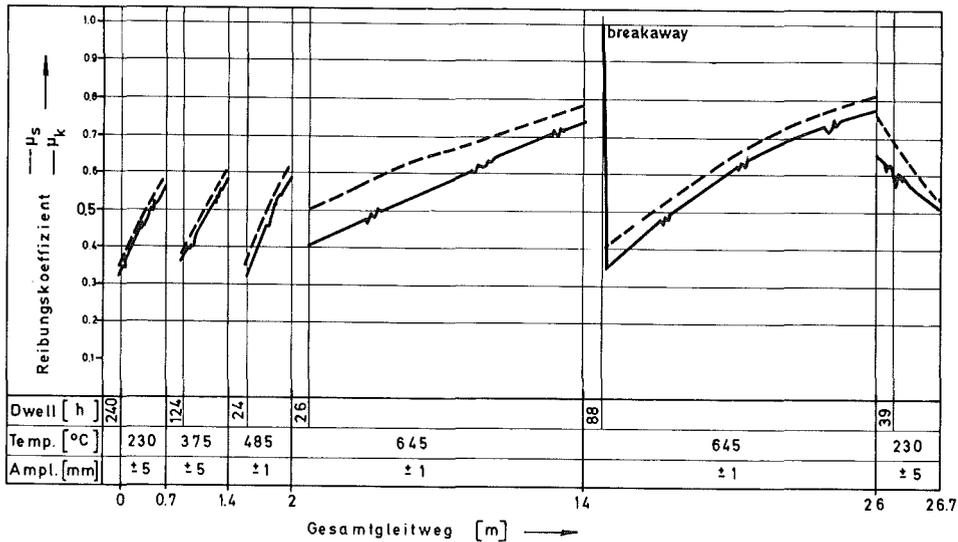


Abb.1 Reibungskoeffizienten von LC-1C (brush finish) in Na

1.26.3 Thermo- und fluiddynamische Untersuchungen in Natrium1.26.33 Lokale thermo- und fluiddynamische Untersuchungen an Bündelgeometrien1. Untersuchungen in Wasserströmung

(K. Dres, W. Seeger, G. Trippe, IRB)

Zur experimentellen Bestimmung der Strömungsverteilung im 19-Stab-Bündel /1/ wurden weitere Untersuchungen mit funkenerodierten Abstandshaltern (AH), Fabrikat Interatom, durchgeführt und quantitativ ausgewertet.

Zur Absicherung der Meßtechnik wurden nach den Untersuchungen zur Richtungscharakteristik von Pitotrohrsonden /2/ Messungen zur statischen Druckverteilung im Bündelquerschnitt durchgeführt, insbesondere in AH-Nähe. Hierfür wurde eine Spezialsonde entwickelt. Die Messungen ergaben als wesentliches Ergebnis, daß  $3 \cdot \bar{d}_h$  hinter dem verwendeten funkenerodierten AH die lokalen statischen Druck-Unterschiede im Querschnitt wieder ausgeglichen sind.

Ausführliche Messungen mit einem Abstandshalterpaar, das bei festem gegenseitigem Abstand von  $33 \cdot \bar{d}_h$  (SNR-Referenzwert) in seiner Entfernung von der Meßebene variiert wurde, ergaben Aufschlüsse über Größe und Richtung der erzwungenen Kühlmittelquerströmung sowie axialen Ausdehnung des AH-Einflusses.

Die Messungen in fünf Ebenen hinter dem AH wurden wiederholt mit um  $60^\circ$  versetztem AH. Schließlich wurde die Re-Zahl von 60.000 auf 30.000 reduziert. Beide Variationen ergaben nur geringe Abweichungen. Abb. 2 zeigt die in verschiedener Entfernung zum Abstandshalterpaar ( $1/\bar{d}_h$ ) ermittelten Isotachenfelder in einem Wandkanal und dem anschließenden Zentralkanal bei  $Re = 60.000$ . Gleichzeitig ist nochmals die früher ermittelte ungestörte Strömungsverteilung /2/ aufgetragen. Am Isotachenfeld bei  $3,6 \cdot \bar{d}_h$  erkennt man noch deutlich die AH-Konfiguration (punktiert skizziert). Die Nachlaufbeulen im Strömungsfeld gleichen sich mit zunehmendem  $1/\bar{d}_h$  mehr und mehr aus, und die Form des

/1/ KFK 1276/1, S. 126-6

/2/ KFK 1276/2, S. 126-4

Isotachenfeldes nähert sich der ungestörten Verteilung.

Diese Isotachenfelder wurden für alle vermessenen Unterkanäle aufintegriert und damit die mittleren Massendurchsätze [ $\bar{g}/\text{sec}$ ] der Unterkanäle bestimmt. Diese sind in Abb. 3 dargestellt über der Entfernung zum Abstandshalter. Gleichzeitig ist der ermittelte eingelaufene Zustand mit aufgetragen.

Am axialen Verlauf der jeweiligen Massendurchsätze in den Unterkanälen 1 bis 5 ist deutlich die durch den AH bewirkte Umverteilung aus den stärker versperreten Wand- und Eckkanälen in die weniger stark versperreten Zentralkanäle zu erkennen.

Diese Umverteilung scheint nach ca.  $15 \cdot \bar{d}_h$  bis auf wenige Prozent des jeweiligen Durchsatzes wieder ausgeglichen zu sein mit Ausnahme des Eckkanals, dessen Wiederauffüllung langsamer vonstatten geht.

Summiert man zur Probe die einzelnen Durchsätze pro Ebene auf, so ergibt sich jeweils der Gesamtdurchsatz des Bündels mit einer verhältnismäßig geringen Schwankungsbreite von  $\pm 1$  %.

Zur weiteren Absicherung dieser Ergebnisse werden die Messungen mit einer längeren Teststrecke wiederholt, die darüber hinaus Meßmöglichkeiten im bisher nicht erfaßten Bereich vor dem AH bietet. Diese Teststrecke ist derzeit in der Fertigmontage.

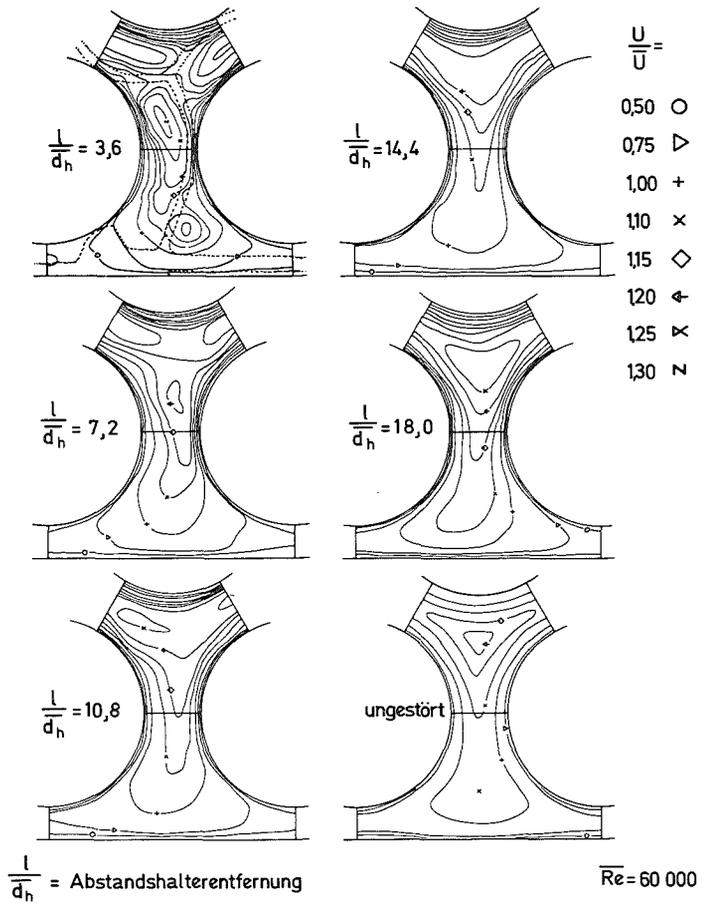


Abb. 2 Isotachenfelder im UK. 2+3 hinter funken-erodierten Abstandshaltern

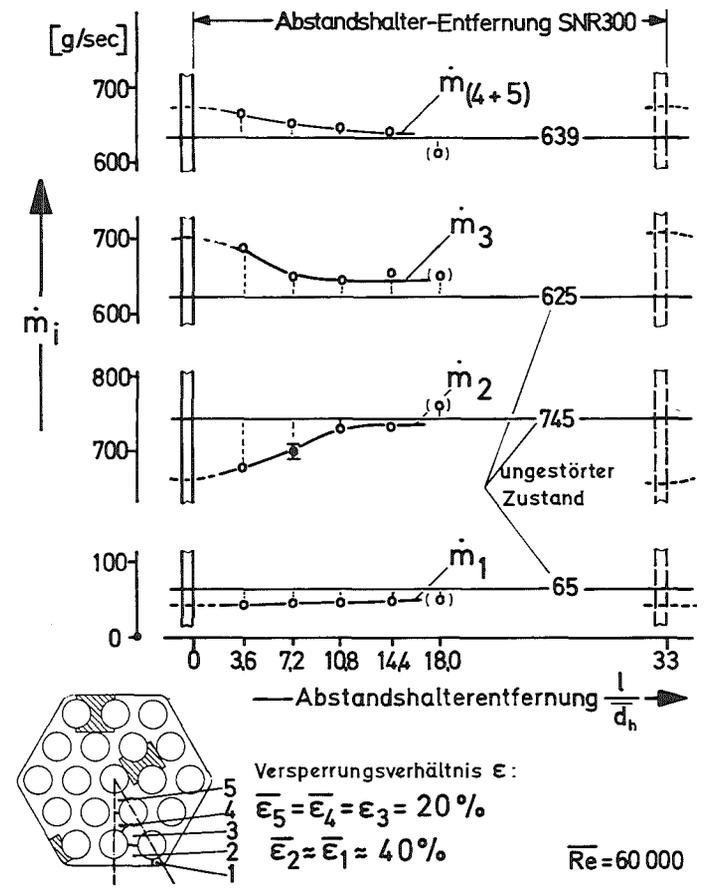


Abb.3 Verlauf der Durchsatzverteilung hinter funkenenerodierten Abstandshaltern

## 2. Untersuchungen in Natriumströmung

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

In Modell-Experimenten für die SNR-300-Brennelemente wurden die azimutalen Temperatur-Verteilungen in den Hüllrohren der kritischen Randstäbe (Wand- und Eckstab) mit Thermoelementen (TE) gemessen /1/. Diese TE wurden in äußeren Längsnuten in der Hüllwand eingebaut. Auf Grund von Toleranzen der Nutgeometrie sowie im TE-Aufbau ist bei einer derartigen Einbauweise eine eindeutige Aussage über Meßort und zugehörige Temperatur nicht möglich. /2/

Um derartige Fehlerquellen auszuschalten, die in die Berechnung der Hüllenoberflächentemperatur ( $T_O$ ) sehr stark eingehen können, wurde ein experimentelles Verfahren, die sogenannte "Doppelwandmethode" entwickelt /3, 4/, mit der die Meßwertkorrektur  $\Delta T_{\text{KORR}} = T_M - T_O$  am Original des Modellstabes auf einfache Weise zu bestimmen ist. Bei dieser Methode (Abb. 4) wird im Bereich der Wandtemperatur-Meßstelle ( $T_M$ ) des instrumentierten Stabes eine Hülse mit hoher Wärmeleitfähigkeit (z.B. Cu) aufgelötet. Diese Hülse enthält Vergleichsthermoelemente ( $T_V$ ) in der gleichen Ebene wie der Stab. Im Cu-Mantel ist bei Beheizung des Stabes der radiale Temperaturabfall gegenüber jenem in der Stabhülle sehr klein, so daß aus den gemessenen Temperaturdifferenzen  $T_M - T_V$  auf die Meßwertkorrektur geschlossen werden kann.

Solche Temperaturdifferenzen, bezogen auf die mittlere Wärmestromdichte  $\bar{q}$  an der Heizstaboberfläche, sind für einen Probestab bei verschiedenen  $\bar{q}$  über der jeweiligen Meßtemperatur der Heizstabhülle in Abb. 5 aufgetragen.

Die wesentlichen Ergebnisse aus weiteren Auswertungen sind:

- Die auf die Oberflächenleistungen bezogenen Temperaturdifferenzen sind praktisch unabhängig vom Temperaturniveau im untersuchten Bereich  $300 \text{ }^\circ\text{C} \leq T_m \leq 500 \text{ }^\circ\text{C}$ .
- Verschiedene Wärmestromdichten zwischen 20 und 50 W/cm<sup>2</sup> liefern gleiche Ergebnisse; diese sind reproduzierbar.

- Die Streubreite der Meßpunkte liegt zwischen 3 und 6 % bei den verschiedenen TE-Paaren.
- Bei einer Oberflächenleistung von z.B.  $100 \text{ W/cm}^2$  kann mit dieser Methode die Meßwertkorrektur mit einer Genauigkeit von  $\pm 1\text{K}$  durchgeführt werden.

Zur Kontrolle der experimentell gewonnenen Werte für  $\Delta T_{\text{KORR}}$  sind Schliffbilder zum Ausmessen der Tiefenlage (Staboberfläche bis Mitte Meßperle) angefertigt worden. Das Verhältnis zweier Tiefenlagen verschiedener Meßstellen weicht von dem aus dem Experiment berechneten Verhältnis nur um 4 % ab. Es zeigt somit eine gute Bestätigung der Meßergebnisse.

#### Literatur:

- /1/ R. Möller, M. Kolodziej, H. Tschöke  
KFK-2356 (Jan. 1977)
- /2/ R. Möller, H. Tschöke  
KFK-1555 (April 1972)
- /3/ S. Malang, R. Möller, K. Rust, H. Tschöke  
KTG-Fachtagung, Jülich 23.-25. Jan. 1973
- /4/ H. Tschöke, R. Möller  
KTG-Fachtagung, Hannover 28. Febr. - 2. März 1977

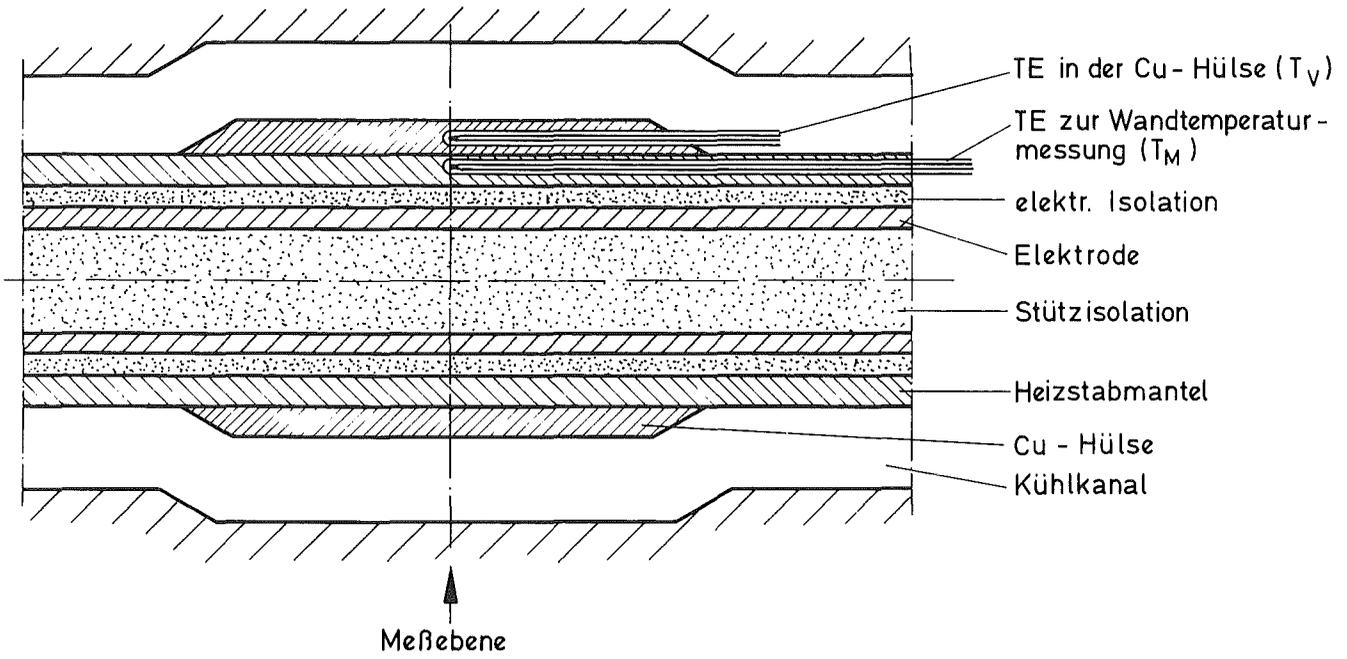


ABB. 4 DOPPELWAND - EICHMETHODE

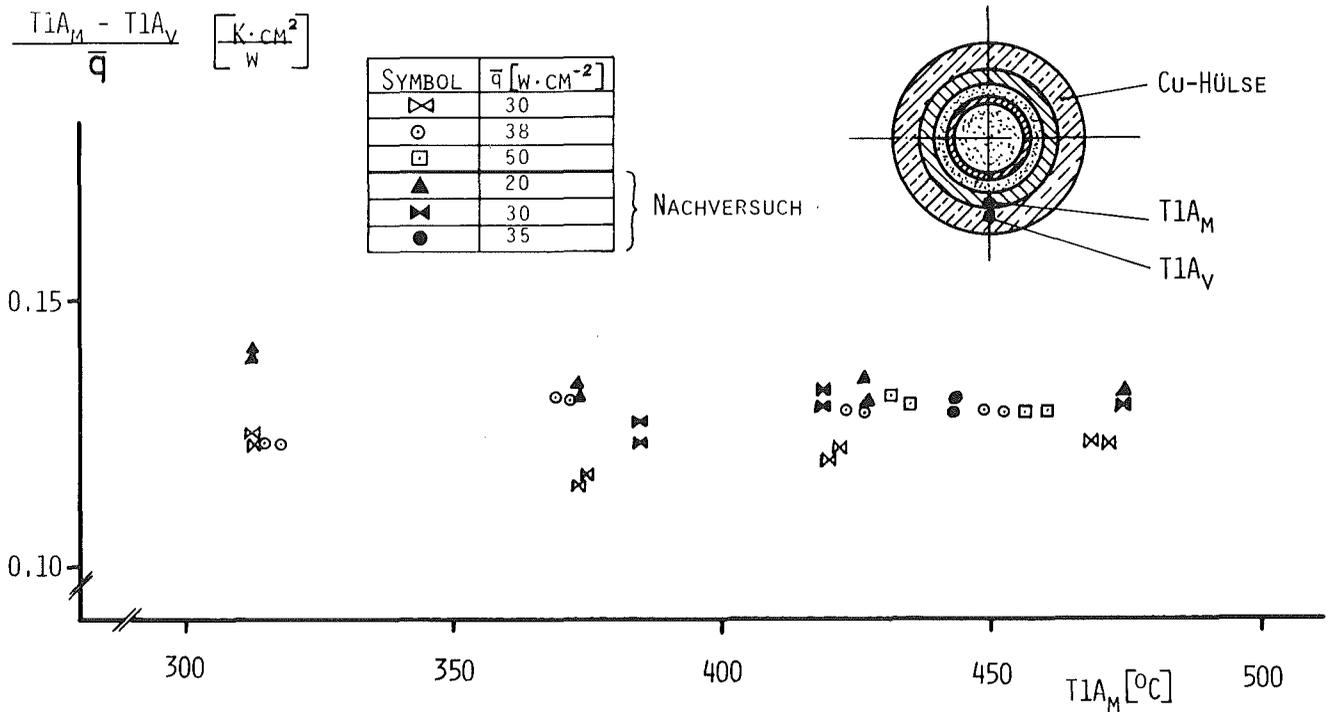


ABB. 5 TEMPERATURDIFFERENZMESSUNG

1.26.37 Einfluß von Gasblasen auf die Temperaturverteilung einer thermisch hochbelasteten Oberfläche

(E. Baumgärtner, K. Marten, IRB)

In /1/ wurden erste experimentelle Ergebnisse aus Versuchen am 7-Stab-Bündel zum Einfluß von Gasblasen auf die Temperaturverteilung einer thermisch hochbelasteten Oberfläche berichtet. Zur Nachrechnung dieser 7-Stab-Bündel-Ergebnisse mit Hilfe von theoretischen Modellen wurde an einfacher Geometrie (Ringraum) eine Kalibrierung der Rechenmodelle durchgeführt. Ziel der Untersuchungen ist im wesentlichen die Erfassung der Oberflächentemperaturschwankungen, die durch im Kühlmittel mittransportierte Gasblasen bewirkt werden.

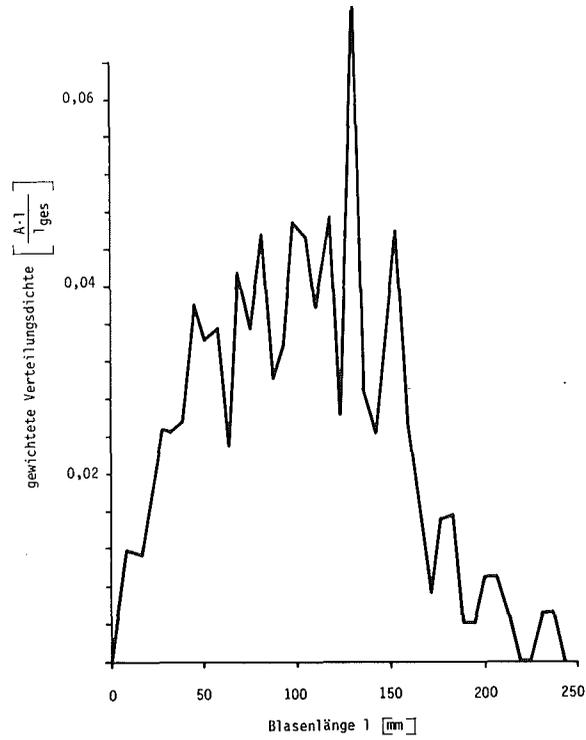
Um das zu erreichen, war es daher erforderlich, in einem ersten Teilschritt an einer Ringraumgeometrie zunächst den Phasenverteilungszustand einer Na-Ar-Strömung bei isothermem Betrieb zu bestimmen. Integraler und lokaler Gasanteil sowie die mittleren Gasblasengeschwindigkeiten des gesamten Blasenpektrums wurden für unterschiedliche Gasgehalte gemessen. Abb.6 zeigt für einen typischen Fall die gewichtete Verteilungsdichte als Funktion der Blasenlänge. Daraus ist zu ersehen, daß für die herrschenden Strömungsbedingungen die Blasenlängen zwischen 50 und 150 mm liegen.

Bei Beheizung des Stabes wurden sodann die Kühlmittel-Temperatur-Schwankungen für verschiedene Gasgehalte, Na-Geschwindigkeiten und Stableistungen ermittelt. Abb. 7 zeigt gemessene Kühlmitteltemperaturschwankungen und Gasblasenanteile. Bei nur 34 K Aufheizspanne werden maximale Temperaturschwankungen von 8 K gemessen bei einem Gasströmungsanteil von rund 50 %.

Diese Versuchspunkte wurden abgeschlossen, die Ergebnisse werden in dem nachfolgenden Schritt durch Messungen der Oberflächentemperaturschwankungen ergänzt und abgeschlossen.

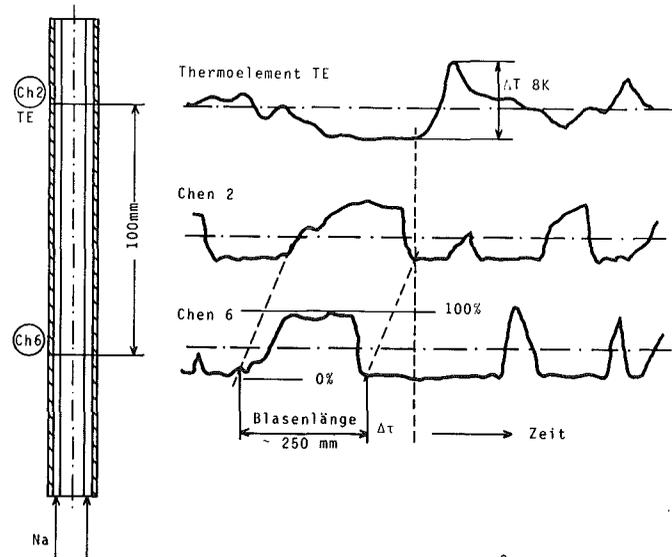
Veröffentlichungen zu 1.26:

- (1) V. Casal, A. Demski, E. Graf, W. Hartmann:  
Heizstäbe zur Simulation von Brennstäben für Natrium-Siedeexperimente, Teil I  
KFK-2368 (Jan. 1977)
- (2) V. Casal:  
Thermische Simulation von Reaktor-Brennstäben  
KTG-Fachtagung: Experimentiertechnik auf dem Gebiet der Thermo- und Fluidodynamik, Hannover 28.2. - 2.3.1977
- (3) H. Hoffmann, E. Baumgärtner, H.H. Frey:  
Experimentelle Untersuchungen zur Kühlmittelquervermischung an Stab-  
bündeln mit gitterförmigen Abstandshaltern bei turbulenter  
Natriumströmung  
KFK-2360 (Jan. 1977)
- (4) R. Möller, H. Tschöke, M. Kolodziej:  
Experimentelle Bestimmung von Temperaturfeldern in natriumdurch-  
strömten Bündeln mit hexagonaler Stabanordnung und gitterförmigen  
Abstandshaltern  
KFK-2356 (Jan. 1977)
- (5) R. Möller, H. Tschöke:  
Temperaturmessung in Hüllrohren von Brennstäben und Brennstab-  
simulatoren  
KTG-Fachtagung: Experimentiertechnik auf dem Gebiet der  
Thermo- und Fluidodynamik, Hannover 28.2. - 2.3.1977
- (6) G. Trippe:  
Experimentelle Bestimmung der lokalen Kühlmittelströmungsvertei-  
lung in SNR-Bündelgeometrien mit gitterförmigen Abstandshaltern  
Reaktortagung, Mannheim 29.3. - 1.4.1977, DAfF/KTG
- (7) H.H. Frey:  
MIPL0, ein Grafik-Programm zur Darstellung von Temperaturvertei-  
lungen in Bündeln mit hexagonaler Stabanordnung, in Verbindung  
mit MISTRAL-II  
KFK-2393 (Jan. 1977)



Gasanteil: 37%; mittlere Gasgeschw.: 1,9 m/s  
 Na-Durchsatz: 0,49 m<sup>3</sup>/h; Blasenlänge gesamt: 46,2 m  
 A: Anzahl der Blasen der Länge l

Abb. 6 GASBLASEVERTEILUNGSDICHTE



Oberflächenbelastung: 44,5 W/cm<sup>2</sup>  
 Aufheizspanne: 34 K  
 Strömungsgasanteil: 53 %  
 mittl. Gasgeschw. 37 m/s  
 Na-Durchsatz: 0,81 m<sup>3</sup>/h

Abb. 7 SIGNALVERLÄUFE: GEMESSENE KÜHLMITTEL-TEMPERATURSCHWANKUNGEN UND GASBLASEANTEILE

1.27 UNTERSUCHUNGEN ZU GASGEKÜHLTEN SCHNELLEN BRÜTERNDie Berücksichtigung von Spaltprodukten und Helium im Brennstoff bei einem hypothetischen Unfall des GSB 1000<sup>1)</sup>

(G. Jacobs, INR)

Die rechnerische Analyse von hypothetischen Unfällen des gasgekühlten Schnellen Brutreaktors GSB 1000 wurde zu einem Abschluß gebracht. Betrachtet wurde noch einmal der in /2/ ausführlich diskutierte hypothetische Auswurf eines vergessenen Abschaltstabes. Er führt mit einer Reaktivitätszufuhr von 60  $\beta$ /sec zu einer überpromptkritischen Leistungsexkursion. Die Abschaltphase wurde mit Hilfe einer an den GSB angepaßten Version unseres Hydrodynamikprogramms KADIS berechnet. Die Anfangsbedingungen für die Abschaltphase wurden bestimmt anhand einer einfachen Einkanal-Punktkinetik-Rechnung.

Der Brennstoff des GSB enthält außer Spaltprodukten aufgrund der Brennstabbelüftung Helium. Es füllt die Porosität des Brennstoffs aus und steht im Druckgleichgewicht mit dem Helium im Kühlkanal. Die Freisetzung der Spaltprodukte und des Heliums aus dem Brennstoff während der Leistungstransiente bewirkt eine zusätzliche Druckentwicklung, die früher wirksam wird als der reine Brennstoffdampfdruck. Die Berücksichtigung von Spaltprodukten und Helium im Brennstoff führt dadurch zu einer schnelleren Kernexpansion und nuklearen Abschaltung und ergibt eine Verringerung der Energiefreisetzung während der Abschaltphase.

Nach dem verwendeten Modell setzt sich der Druck in einer KADIS-Zelle zusammen aus dem Brennstoffdampfdruck, dem Helium- und Spaltgasdruck sowie dem Gesamtdruck der übrigen Spaltprodukte. Das Kühlgas wird dabei adiabatisch komprimiert. Der Brennstoffdruck ergibt sich unter der Annahme thermodynamischen Gleichgewichts als Summe aus den Partialdrücken der einzelnen Komponenten des Uran-Plutonium-Mischoxids nach dem Massenwirkungsgesetz. Die Bestimmung des Partialdrucks eines Spaltprodukts erfolgt durch Vergleich des Sattedampfdrucks und des Idealgasdrucks. Der kleinere der beiden Druckwerte stellt den Partialdruck dar. Ergibt das ideale Gasgesetz den niedrigeren Druckwert, wird vollständige Verdampfung des Spaltprodukts angenommen. Als Druck des Heliums und der Spaltedelgase wird der Idealgasdruck angesehen. Das im Brennstoff ent-

---

<sup>1)</sup> Erster Bericht

haltene Helium und die an Korngrenzen gesammelte Spaltgasmenge gilt bereits von Beginn der Disassemblyphase an, d.h. vor dem Brennstoffschmelzen, als freigesetzt. Die restliche Spaltgasmenge und die übrigen Spaltprodukte werden proportional zur Schmelzfraction in einer Zelle freigesetzt. Die Temperatur der freigesetzten Spaltprodukte ist auch bei weiterer Aufheizung gleich der Brennstofftemperatur. Einzelheiten des Modells findet man in /1/.

In Tabelle 1 werden KADIS-Ergebnisse mit und ohne Berücksichtigung von Helium und Spaltprodukten gegenübergestellt. Die Resultate von Fall 1531 wurden mit der sog. ANL-Zustandsgleichung erzielt und stammen aus /2/. Im Fall 1232 wurde mit einem mittleren Abbrand von 2,8 % gerechnet. Das entspricht dem Beginn eines Gleichgewichtszyklus. Die Beteiligung der Spaltprodukte und des Heliums am Druckaufbau führt erwartungsgemäß zur Verkürzung der Abschaltphase und zu einer Absenkung der Leistungsspitze. Das hat zur Folge: eine Reduzierung der Energiefreisetzung um 80 % und der Energie der Kernschmelze um 60 %, weniger geschmolzener Brennstoff (68 % statt 97 %) und eine um 1000 K niedrigere mittlere Temperatur der Schmelze.

Tabelle 2 zeigt Resultate für verschiedene Abbrände. Im Fall 1251 wird außer dem Mischoxiddruck nur der Heliumdruck im Brennstoff berücksichtigt. In diesem Fall bekommt man bereits eine bedeutende Reduzierung der Energieausbeute (36 %). Bei größeren Abbränden verstärkt sich die abschaltende Wirkung der Spaltprodukt drücke natürlich noch beträchtlich. Der Abbrand von 5,6 % im Fall 1600 entspricht etwa dem Ende eines Gleichgewichtszyklus.

Das verwendete Modell enthält noch eine Reihe von Unsicherheiten und kann deshalb nur als erste Annäherung an die Wirklichkeit gelten.

#### Bezeichnungen:

$t$ [ms]	Dauer der Abschaltphase laut Rechnung
$E$ [MWs]	Während der Abschaltphase freigesetzte Energie
$E^*$ [MWs]	Energie der Brennstoffschmelze
$E_o^*$ [MWs]	Energie der Brennstoffschmelze am Umschaltpunkt

$MF^*$ [%]	Schmelzanteil des Kerns
$MF_o^*$ [%]	Schmelzanteil des Kerns am Umschaltpunkt
$T_{max}$ [K]	Maximale Brennstofftemperatur
$\bar{T}^*$ [K]	Mittlere Temperatur der Brennstoff-Schmelze
$P_{max}$ [bar]	Maximaler Druck
$n_{max}$ [MW]	Leistungsmaximum

### 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/ G. Jacobs, M. Schatz  
 Rechnerische Analyse einer hypothetischen Abschaltstab-  
 ejection für einen heliumgekühlten Schnellen Brutreaktor  
 von 1000 MW elektrischer Leistung,  
 KFK 2264 (1976)

Fall Nr.	1531	1232
Zustands- gleichung	ANL	Mischoxid & Spaltprodukte & Helium
t	5,7	2,1
E	20 869	4525
E*	24 153	9236
MF*	97	68
T <sub>max</sub>	5611	3890
T*	4430	3450
P <sub>max</sub>	4457	227
n <sub>max</sub>	7.881.357	3.914.892

Tab. 1: KADIS-Ergebnisse für 60 \$/s-Unfall des  
GSB 1000 unter Verwendung von verschiedenen  
Zustandsgleichungen.

Fall Nr.	1251	1232	1600
Mittl. Abbrand (At %)	0	2,8	5,6
t	5,0	2,1	1,8
E	13285	4525	3520
E*	16764	9236	8141
MF*	83	68	64
T <sub>max</sub>	4649	3890	3787
T*	3894	3450	3398
P <sub>max</sub>	46	227	343
n <sub>max</sub>	6.357.902	3.914.812	3.485.152

Tab. 2: KADIS-Ergebnisse für 60 \$/s-GSB-Unfall  
bei verschiedenen Abbränden.

1.29 ENTWURFSSTUDIEN ZU NA-GEKÜHLTEN BRUTREAKTOREN1.29.1 Forschungsarbeiten zur Reaktorkernauslegung1.29.11. Berechnung der Temperaturfelder in einem Stabbündelwandkanal mit dem Programmsystem VERA/TERA unter Berücksichtigung der thermischen Randbedingungen der umgebenden Struktur

(Z. Faragó, IRE)

Letzter Bericht in KFK 1276/2, S. 129-1

Die Erweiterung des Programmsystems VERA/TERA [1] zur Berechnung lokaler Geschwindigkeits- und Temperaturfelder in Wandkanälen von Brennelementen wurde erfolgreich abgeschlossen. Anschließend wurde eine Parameterstudie für die Berechnung der Geschwindigkeits- und Temperaturfeinstruktur turbulenter Flüssigmetallströmung (Na) in Wandkanälen durchgeführt. Es wurden folgende Einflußfaktoren untersucht:

- a) Einfluß des Stababstandes (P/D-Verhältnis)
- b) Einfluß des Wandabstandes (W/D-Verhältnis)
- c) Einfluß der thermischen Randbedingungen (Bündelkastenwand beheizt, gekühlt, adiabatisch)
- d) Einfluß der Massenströme (Reynolds-Zahl-Bereich 25000-100000).

Eine detailliertere Analyse der durchgeführten Rechnungsserie ist noch nicht vollständig dokumentiert. Zur besseren Interpretation anderer PSB-relevanten Untersuchungen [2] werden hier Ergebnisse einiger Berechnungen über den Einfluß der thermischen Randbedingungen auf Temperaturfeinstruktur im Kühlmittel und auf das Temperaturprofil der Brennstaboberfläche gezeigt.

Die Geometrie des untersuchten Wandkanals ist in Abb. 1 dargestellt ( $D = 9$  mm,  $P/D = 1.3$ ,  $W/D = 1.2$ ). Bei den Berechnungen wurde die Stableistung  $\bar{q}_{St} = 104$  W/cm<sup>2</sup> konstant gehalten und bei unveränderten Strömungsbedingungen die Heizleistung an der Bündelkastenwand variiert. Das Kühlmittel ist Natrium, die Kühlmitteltemperatur in der untersuchten Ebene beträgt  $\bar{T}_{Na} = 500^{\circ}\text{C}$ , die Reynolds-Zahl  $Re = 50\ 000$ . Die Isotachen der turbulenten Strömung sind in

Abb. 2 zu sehen. Abb. 3 zeigt die Geschwindigkeitsfeinstruktur der untersuchten Ebene in einer dreidimensionalen Darstellung. Abb. 4 zeigt die zugehörige Verteilung der Temperaturfelder im Wandkanal bei drei unterschiedlichen thermischen Randbedingungen:

- a) An der Bündelkastenwand ist ein Wärmeverlust von  $\bar{q}_W = - 30 \text{ W/cm}^2$  vorhanden.
- b) Die Bündelkastenwand ist adiabatisch.
- c) An der Bündelkastenwand ist eine Wärmezufuhr von  $\bar{q}_W = + 30 \text{ W/cm}^2$  vorhanden.

Bei der adiabaten Bündelkastenwand (Abb. 4, Fall b) ist ein Temperaturminimum an der Brennstaboberfläche ( $T = 509,8 \text{ }^\circ\text{C}$ ) in Richtung des Geschwindigkeitsmaximums ( $\varphi = 45^\circ$ ) wegen der intensiveren lokalen Kühlung an dieser Stelle vorhanden. In der Wandrichtung ( $\varphi = 0^\circ$ ) und der Stabrichtung ( $\varphi = 90^\circ$ ) ist je ein Temperaturmaximum an der Brennstaboberfläche zu sehen, bei  $\varphi = 0^\circ$  wegen der geringen lokalen Geschwindigkeit in diesem Bereich, bei  $\varphi = 90^\circ$  wegen der Heizleistung des gegenüberliegenden Stabes. Der azimutale Temperaturunterschied am Stabumfang  $T_{\max} - T_{\min} = 6,4 \text{ }^\circ\text{C}$ .

Die Wärmeverluste an der Bündelkastenwand (Abb. 4, Fall a) bewirken, daß

1. die Stelle des Temperaturminimums sich in die Wandrichtung verschiebt ( $\varphi = 37,5^\circ$ ) gegenüber Fall b ( $\varphi = 45^\circ$ ),
2. der Wert des Temperaturmaximums in der Wandrichtung ( $\varphi = 0^\circ$ ) abnimmt ( $T = 511,9^\circ\text{C}$ ) gegenüber Fall b ( $516,2^\circ\text{C}$ ),
3. der Wert des Temperaturmaximums in der Stabrichtung ( $\varphi = 90^\circ$ ) zunimmt ( $T = 521,9$ ) gegenüber Fall b ( $T = 514,8$ ),
4. der azimutale Temperaturunterschied am Stabumfang sich etwa verdoppelt:  
 $T_{\max} - T_{\min} = 11,2^\circ\text{C}$ .

Liegt eine Wärmezufuhr an der Bündelkastenwand vor (Abb. 4, Fall c), so treten im Vergleich zu der adiabaten Bündelkastenwand folgende Änderungen ein:

1. Die Stelle des Temperaturminimums verschiebt sich in die Stabrichtung ( $\psi = 60^\circ$ ) gegenüber Fall b ( $\psi = 45^\circ$ ).
2. Der Wert des Temperaturmaximums in der Wandrichtung ( $\psi = 0^\circ$ ) nimmt zu ( $521,1^\circ\text{C}$ ) gegenüber Fall b ( $516,2^\circ\text{C}$ ).
3. Der Wert des Temperaturmaximums in der Stabrichtung ( $\psi = 90^\circ$ ) nimmt ab ( $508,9^\circ\text{C}$ ) gegenüber Fall b ( $514,8^\circ\text{C}$ ).
4. Der azimutale Temperaturunterschied am Stabumfang wächst auf  $\Delta T = T_{\max} - T_{\min} = 15,2^\circ\text{C}$ , der Zuwachs entspricht einem Faktor von 2,5 im Vergleich zum Fall b ( $\Delta T = 6,4^\circ\text{C}$ ).

Die Veränderung der thermischen Randbedingungen an der Bündelkastenwand beeinflusst also sowohl den qualitativen Verlauf des Temperaturprofils am Stabumfang, als auch die azimutalen Temperaturschwankungen des Randstabes beträchtlich.

Aufgrund der großen Abhängigkeit der Temperaturfelder des Kühlmittels in Wandkanälen und der Temperaturprofile am Umfang des Randstabes von den oben gezeigten thermischen Randbedingungen, müssen diese bei einem Vergleich verschiedener Experimente und Rechnungen mit berücksichtigt werden.

#### Literatur:

- [1] R. Meyder:  
Bestimmung des turbulenten Geschwindigkeits- und Temperaturfeldes in Stabbündeln mit Hilfe von krummlinig-orthogonalen Koordinaten. KFK 2029 (1974)
- [2] R. Möller, M. Kolodziej:  
Experimentelle Bestimmung von Temperaturfeldern in natriumdurchströmten Bündeln in hexagonaler Stabanordnung und gitterförmigen Abstandshaltern.

#### Veröffentlichungen im Berichtszeitraum:

- (1) Z. Faragó:  
Thermofluidynamische Unterkanalanalyse mit dem Programmsystem VERA/TERA unter Berücksichtigung der Wärmestromdichtenverteilung am Stabumfang  
Proc. der Reaktortagung des DATF und der KTG, März/April 1977

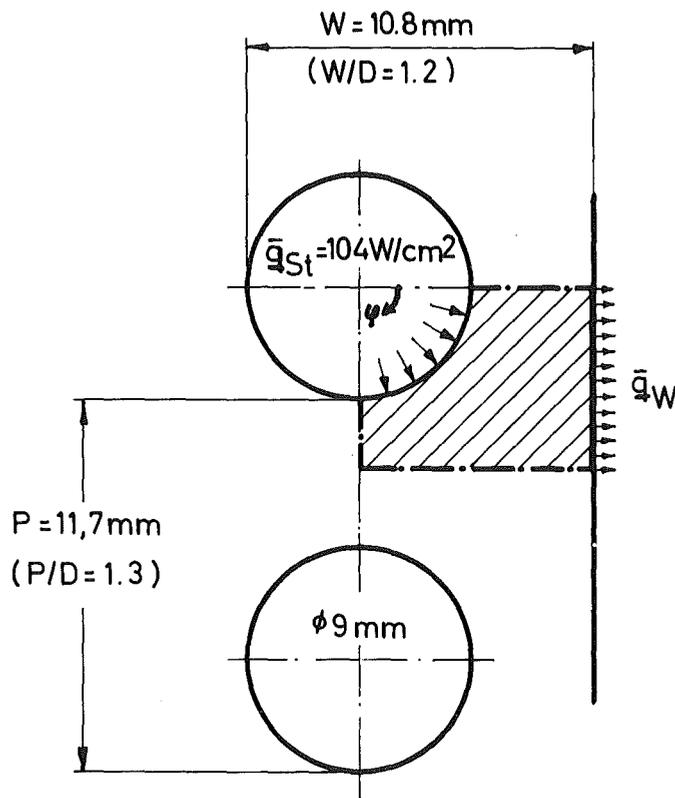


Abb. 1 Geometrie des untersuchten Wandkanals

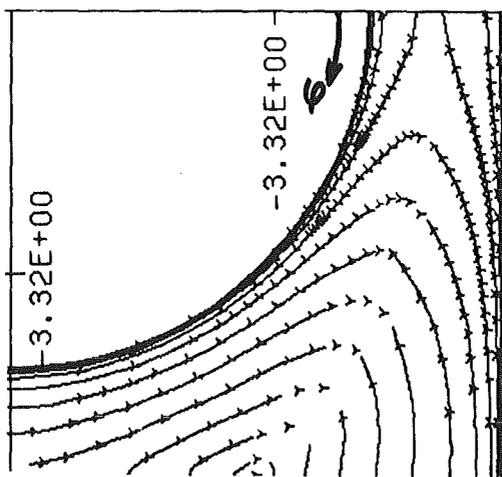


Abb. 2 Isotachen der turbulenten Strömung

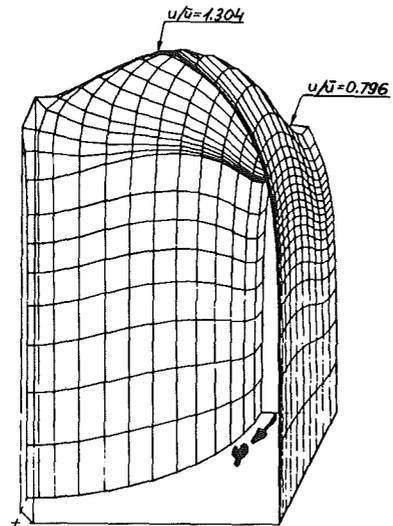
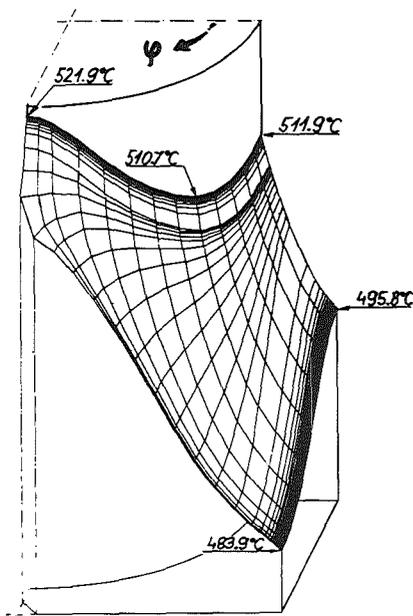
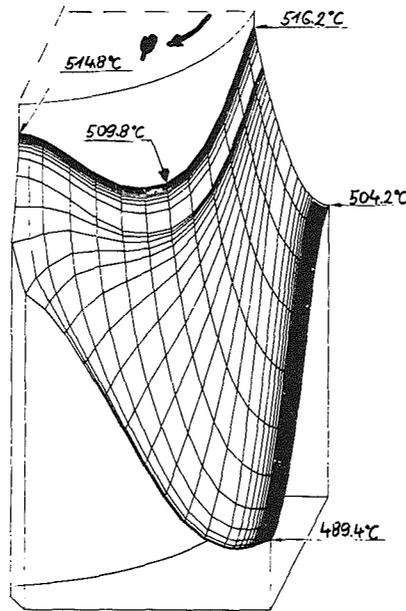


Abb. 3 Geschwindigkeitsverteilung der Parallelströmung

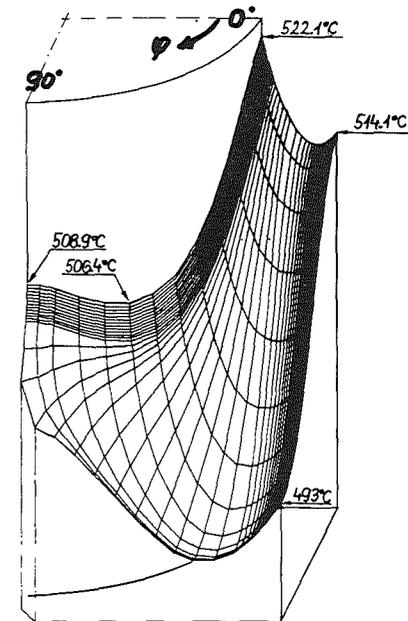
Kühlmittel: Na,  $Re = 50\,000$ ,  $\bar{T}_{Na} = 500^\circ\text{C}$ ,  $p = 3\text{ bar}$



a.)  $\bar{q}_w = -30 \text{ W/cm}^2$



b.)  $\bar{q}_w = 0$  (adiabat)



c.)  $\bar{q}_w = +30 \text{ W/cm}^2$

Abb. 4 Temperaturfeinstruktur in einem Wandkanal bei verschiedenen thermischen Randbedingungen.

a.) Wärmeverluste an der Bündelkastenwand.

b.) Adiabatische Bündelkastenwand.

c.) Wärmezufuhr an der Bündelkastenwand.

$Re = 50\,000$  ,  $\bar{T}_{Na} = 500^\circ\text{C}$  ,  $\bar{q}_{St} = 104 \text{ W/cm}^2$  ,  $D = 9 \text{ mm}$  ,  $P/D = 1.3$  ,  $W/D = 1.2$

1.29.13 Untersuchung der Austauschkoefizienten für Impuls und Enthalpie in turbulenter Kanalströmung

Überprüfung der berechneten Geschwindigkeitsfelder am Beispiel eines einseitig rauhen Plattenkanals

(G.Grötzbach, IRE)

Letzter Bericht in KFK 1276/4

Für die Untersuchung der Austauschkoefizienten für Impuls und Enthalpie in turbulenter Kanalströmung wurde ein numerisches Simulationsverfahren mit Feinstrukturmodellen entwickelt und in dem Rechenprogramm TURBIT-2 [1] verwirklicht. Gegenüber dem Vorläuferprogramm TURBIT-1 [2] ist es mit TURBIT-2 möglich, auch turbulente Kanalströmungen mit niedrigen Reynolds-Zahlen, mit rauhen Wänden und mit grob auflösenden Maschennetzen zu untersuchen. Außerdem erlaubt TURBIT-2 die Simulation turbulenter Temperaturfelder für Fluide unterschiedlicher molekularer Prandtl-Zahlen. Einige Auswertungen simulierter turbulenter Temperaturfelder von Flüssigmetallströmungen wurden in den letzten beiden Tätigkeitsberichten [3,4] wiedergegeben.

In diesem Bericht wird am Beispiel einer Simulation einer Strömung durch einen einseitig rauhen Plattenkanal gezeigt, daß eine solche Simulation mit den erweiterten Feinstrukturmodellen selbst unter Verwendung sehr grob auflösender Maschennetze, d.h. mittels Netzen mit nur wenigen und großen Maschen, zuverlässig erfolgen kann. Es wird ein Experiment von Baumann [5] nachgerechnet, das in einem einseitig rauhen Plattenkanal [6] durchgeführt wurde. Die im Experiment benutzte Rechteckrauigkeit wird aus den gemessenen Geschwindigkeitsprofilen in eine äquivalente Sandrauigkeit ( $h_1^+ = 465$ ) umgerechnet. Die mit der Kanalweite gebildete Reynolds-Zahl beträgt 194 900. Es wird ein grob auflösendes Maschennetz mit nur  $16 \cdot 8 \cdot 16$  Maschen verwendet.

In Abb. 5 ist das aus den numerisch simulierten Geschwindigkeitsfeldern ausgewertete Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand dargestellt. Das berechnete logarithmische Geschwindigkeitsprofil ist steiler als das theoretische. Aus der Steigung zwischen der zweiten und dritten Masche von der Wand kann man die Steigung zu  $1/\kappa_{\text{rauh}} \approx 3$  abschätzen und aus den weiter in-

nen liegenden Maschen den Wert 3,8. Baumann [5] findet experimentell  $1/\kappa_{\text{rauh}} = 2.937$ . In Abb. 6 ist das gesamte berechnete Profil den experimentellen Ergebnissen von Baumann gegenübergestellt. Die Übereinstimmung ist, mit Ausnahme des Bereiches nahe der Rauigkeit, quantitativ und qualitativ sehr gut. Der quantitative Vergleich einiger charakteristischer Profildaten in Tab. 1 zeigt, daß das Geschwindigkeitsmaximum auf 2,5 %, der Reibbeiwert bis auf 5,1 % genau wiedergegeben werden. Die positiven Abweichungen der numerischen Ergebnisse gegenüber den experimentellen sind konsistent mit dem Unterschied zwischen endlichem Plattenkanal im Experiment und unendlichem Plattenkanal in der Richtung parallel zur Wand in der Rechnung.

Die Orte von Geschwindigkeitsmaximum und Nullschubspannung werden ebenfalls mit dieser Genauigkeit wiedergegeben (Tab. 1, Abb. 6, 7). Die geringfügige Verschiebung beider Orte zur Kanalmitte hin (Abb. 7) wird durch die Gradientenansätze für das inhomogene Impulsmodell [1] verursacht; tatsächlich liegen die Orte des Geschwindigkeitsmaximums und der Nullschubspannung sehr weit auseinander, das Gradientenmodell andererseits impliziert, daß beide zusammenfallen. In Abb. 7 äußert sich dies deutlich darin, daß der aufgelöste Anteil der Schubspannung, der Grobstrukturanteil, seinen Nulldurchgang näher am experimentellen Vergleichswert hat, als die gesamte turbulente Schubspannung, die sich aus dem aufgelösten Anteil und dem Gradientenproportionalen inhomogenen Anteil des Feinstrukturmodells zusammensetzt. Der nichtlineare Verlauf der turbulenten Schubspannung läßt darauf schließen, daß entweder die Strömung noch nicht voll angelaufen ist oder, was wahrscheinlicher ist, daß die Mittelungszeit bei der Auswertung zu kurz ist, denn die Simulation erstreckte sich hier lediglich über 30 min Rechenzeit.

Diese Ergebnisse zeigen, daß das neue inhomogene Impulsfeinstrukturmodell zusammen mit der erweiterten Energiegleichung auch eine zuverlässige Behandlung rauher Kanäle selbst bei grob auflösenden Netzen zuläßt. Eine Modifikation des Konstantensatzes ist dazu nicht erforderlich. Es sollte damit auch möglich sein, durch Einführen ortsabhängiger Rauigkeiten die Auswirkungen von Sekundärströmungen auf den turbulenten Impuls- und Wärmeaustausch zu untersuchen, auch wenn hierfür keine direkt vergleichbaren experimentellen Ergebnisse vorliegen.

Literatur:

- [1] G.Grötzbach, KFK 2426, 1977, im Druck
- [2] U.Schumann, KFK 1854, 1973
- [3] G.Grötzbach, KFK 1276/2, 1976, 129-6÷129-11
- [4] G.Grötzbach, KFK 1276/4, 1977, im Druck
- [5] W.Baumann, Persönliche Mitteilungen, 28.4. u. 12.11.1976
- [6] W.Baumann, A.Roth, KFK 1276/1, 1976, 127-6÷127-10

Veröffentlichungen:

- (1) G.Grötzbach:  
Numerische Experimente zur Untersuchung des Wärmetransports in turbulenter Flüssigmetallströmung. Reaktortagung Mannheim, 29.3.-1.4.1977, 7-10
- (2) G.Grötzbach, U.Schumann:  
Direct numerical simulation of turbulent velocity-, pressure- and temperature-fields in channel flows, "Symposium on turbulent shear flows", Pennsylvania State University, 18.-20.4.1977, 14.11-14.19
- (3) G.Grötzbach:  
Direkte numerische Simulation turbulenter Geschwindigkeits-, Druck- und Temperaturfelder in Kanalströmungen, KFK 2426, 1977, im Druck

Tab. 1: Vergleich der experimentellen und numerischen Ergebnisse für einen einseitig rauhen Plattenkanal,  $\bar{u}_\tau = (u_{\tau 1} + u_{\tau 2})/2$

	Baumann [57]	TURBIT-2	Abweichung
$u_{\text{glatt max}}^+$	24,72	25,7	+ 4 %
$u_{\text{rauh max}}^+$	16,53	17,25	+ 4 %
$u_{\text{max}}/\bar{u}_\tau$	19,82	20,3	+ 2,5 %
$C_f$	0,0254	0,0267	+ 5,1 %
$Y_{l \tau=0}$	0,722	0,7	- 3 %
$Y_{l u_{\text{max}}}$	0,614	0,6	- 2,3 %

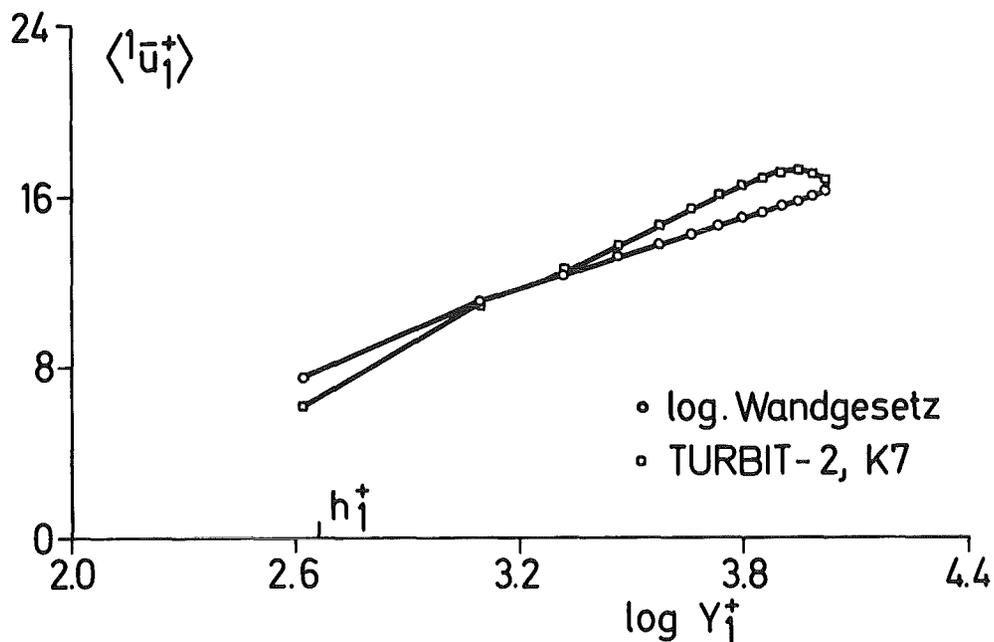


Abb. 5: Geschwindigkeitsprofil an der rauhen Wand, aufgetragen über dem Logarithmus des dimensionslosen Wandabstandes  $Y_1^+$  ( $i$ - kennzeichnet den Mittelwert über Maschenoberflächen,  $\langle u \rangle$  den Zeitmittelwert)

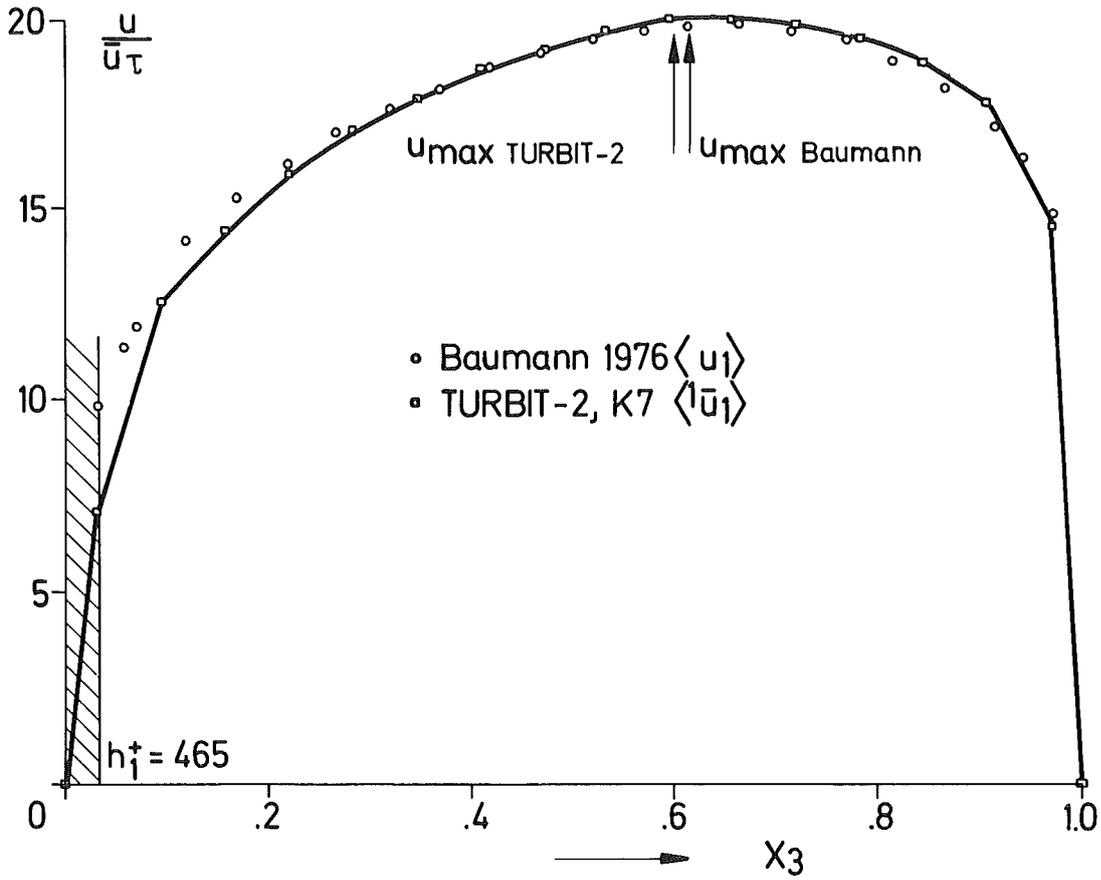


Abb. 6: Geschwindigkeitsprofil im einseitig rauhen Kanal, normiert mit der über beide Wände gemittelten Wandschubspannungsgeschwindigkeit  $\bar{u}_\tau$

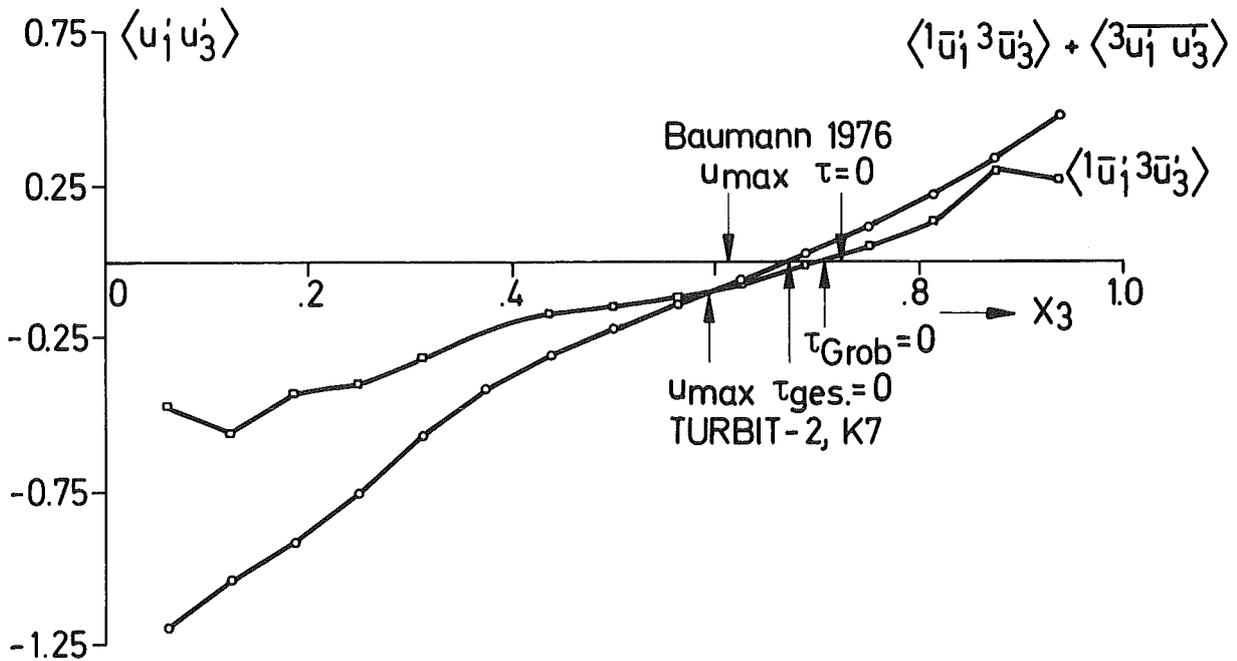


Abb. 7: Profil der turbulenten Schubspannung als Summe von direkt simuliertem Grobstrukturmaterial  $\langle 1\bar{u}'_1 3\bar{u}'_3 \rangle$  und inhomogenem Modellanteil  $\langle 3\bar{u}'_1 \bar{u}'_3 \rangle$