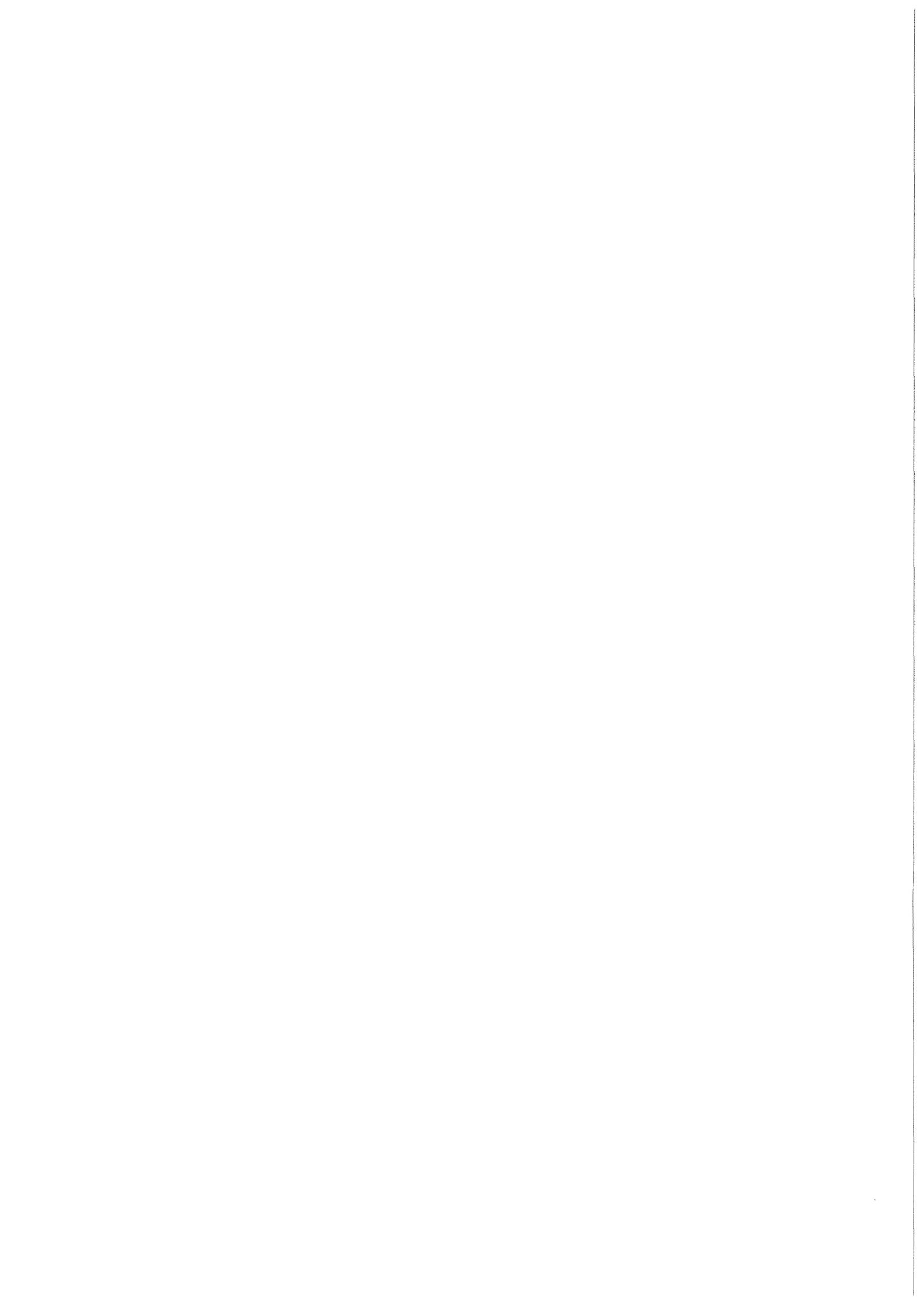


KfK 3320
April 1982

Untersuchung von Modellfällen für Sekundärkritikalitäten im Kernbereich des SNR-300 (Mark 1A Kern)

W. Maschek, R. Fröhlich
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

Kernforschungszentrum Karlsruhe



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter

KfK-3320

UNTERSUCHUNG VON MODELLFÄLLEN FÜR SEKUNDÄRKRITIKALITÄTEN
IM KERNBEREICH DES SNR-300 (MARK 1A KERN)

W. Maschek, R. Fröhlich

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

Als Manuskript vervielfältigt
Für diesen Bericht behalten wir uns alle Rechte vor

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH

ISSN 0303-4003

ISSN 0173-7988

Zusammenfassung

Im Rahmen des Genehmigungsverfahrens für den SNR-300 wurde für schwere hypothetische Kühlmitteldurchsatzstörfälle das Auftreten und der Verlauf von Rekritikalitäten bzw. von Sekundärexkursionen untersucht. Auf der Basis verschiedener Modellfälle wird im Sinne einer Grenzfallbetrachtung die Energetik von Sekundärexkursionen abgeschätzt, welche durch verschiedene denkbare Rekritikalitätsformen, wie z. B. durch das Kollabieren eines siedenden Brennstoff/Stahlpools oder den Wiedereintritt von vorher ejeziertem Kernmaterial in Bereiche hohen Materialwertes, ausgelöst werden können. Die Ergebnisse dieser Grenzfall-Untersuchungen zeigen, daß die maximalen mechanischen Energiefreisetzungen (bestimmt durch Expansion des heißen Brennstoffdampfes auf das gedehnte Schutzgasvolumen des SNR-300) bei Überlagerung von zahlreichen pessimistischen Annahmen bzgl. Modellierung und Parameterwahl bei etwa 100 MJ liegen.

Analysis of model cases of secondary recriticalities in the core region of SNR-300 (Mark 1A Core)

Summary

In the framework of the licensing process for SNR-300 recriticalities and secondary excursions have been analyzed for severe hypothetical loss of flow accidents. The energetics of secondary excursions, which can be triggered by different conceivable forms of recriticality as the collapse of boiling fuel/steelpools or the reentry of previously ejected core material into high material worth regions, have been estimated and upper bounds are given on the basis of various model cases. The results of this bounding case study show that the maximum mechanical energy releases (determined by expansion of the hot fuel vapor to the stretched cover gas volume of SNR-300) yield with superposition of numerous pessimistic assumptions concerning modelling and parameters about 100 MJ.

VORBEMERKUNGEN

Zur Bewertung von Sekundärkritikalitäten* (welche Leistungsexkursionen, sog. Sekundärexkursionen zur Folge haben könnten) bei einem Schnellen Brüter wie dem SNR-300 sind zwei Gesichtspunkte wichtig:

1. Ein Schneller Brüter läßt sich so auslegen, daß eine Leistungsexkursion, verbunden mit Schmelzen von Kernbrennstoff, oder ein andersartiges Niederschmelzen des Kerns nach menschlichem Ermessen ausgeschlossen werden kann. Rekritikalitäten können dann gar nicht zustande kommen.
2. Wenn ein niedergeschmolzener Kern dennoch hypothetisch angenommen wird, sind Rekritikalitäten unwahrscheinlich aber denkbar. Zu dieser Frage für den SNR-300 durchgeführte Untersuchungen zeigen, daß hierbei keine Energiefreisetzungen zu erwarten sind, welche durch die Einschlußsysteme nicht mehr beherrscht werden könnten.

Um ein Schmelzen des Brennstoffes - welches eine Voraussetzung für eine Rekritikalität ist - zu vermeiden, muß sichergestellt werden, daß eine unzulässig hohe Leistungserzeugung (Leistungsexkursion) durch die Abschaltssysteme verhindert wird und die nach einer Abschaltung im Kern noch freiwerdende Wärme sicher abgeführt werden kann. Beides wird für den SNR-300 durch eine redundante und diversitäre Auslegung der Abschalt- und Nachwärmeabfuhrsysteme erreicht, so daß ein Schmelzen des Kerns extrem unwahrscheinlich wird.

Unterstellt man das hypothetische Ereignis eines Zusammenschmelzens des Reaktorkerns durch eine erste Exkursion, so könnte es durch eine Kompaktierung des Brennstoffes zu einem Reaktivitätsanstieg und zu einer Rekritikalität im Kernbereich kommen. Nach dem heutigen Kenntnisstand verhalten sich Kernmaterialien jedoch dispersiv, so daß eine derartige Kompaktion extrem unwahrscheinlich ist.

Störfallanalysen für den SNR-300 ergeben, daß der frei bewegliche Brennstoff zunächst in die Blanketbereiche eindringt und daß schließlich nach einer bevorzugten Ejektion des Zweiphasen-

* etwas allgemeiner spricht man auch von Rekritikalitäten

gemisches in das Oberplenum nur mehr permanent unterkritische Restmassen innerhalb des Kernverbandes verbleiben. Hierbei ist von Bedeutung, daß zum Zustandekommen von Rekritikalitäten relativ große Massen im Corebereich erforderlich sind, so daß auch von daher Rekritikalitäten unwahrscheinlich sind. Experimentelle Untersuchungen zeigen, daß der in das Oberplenum eintretende Brennstoff beim Kontakt mit Natrium in sehr kleine Partikel fragmentiert. Es findet eine weiträumige Verteilung und anschließende Sedimentation auf den Strukturen innerhalb des Reaktortanks statt. Die möglichen Konfigurationen des sedimentierten Brennstoffs sind neutronisch unterkritisch.

Um das Gefährdungspotential von Rekritikalitäten zu ermitteln, wurden Analysen durchgeführt, bei denen zunächst der Verbleib des gesamten Brennstoffes innerhalb von Kern und axialen Brutmänteln unterstellt wurde. Wegen des dispersiven Potentials der Kernmaterialmischungen werden Rekritikalitäten auch bei diesen Kernmaterialkonfigurationen weitgehend verhindert; falls sie doch auftreten, gibt es milde verlaufende Sekundärexkursionen. Diese führen zu keiner nennenswerten mechanischen Belastung des Tanks und der Kreisläufe. Nichtenergetische Sekundärexkursionen werden dabei noch Kernmaterial-Entladevorgänge unterstützen, die zu weiterer Brennstoffverteilung und damit zu stärkerer Unterkritikalität führen. Auch ein mehrfaches Auftreten solcher milder Sekundärexkursionen kann das Energieniveau des Brennstoff/Stahlgemisches nur so hoch treiben, daß Durchschmelz- und Entladevorgänge aus dem Kernbereich nach oben beschleunigt eintreten werden.

Da die Vorgänge, welche zu Rekritikalitäten führen, nicht lückenlos mechanistisch beschrieben werden können, wurden für die vorliegenden Untersuchungen von Rekritikalitäten fast durchweg äußerst pessimistische Annahmen gemacht. In diesem Sinne stellen die für den SNR-300 analysierten Modellfälle von Sekundärexkursionen energetische Grenzfälle dar, welche die Energiefreisetzung der realistischere überhaupt möglichen Sekundärexkursionen nach oben hin eingrenzen. Energetische Exkursionen, die zu einer nennenswerten Belastung des Reaktortanks führen - sei es nun eine energetische erste Exkursion oder eine energetische Sekundär-

exkursion - führen nach dem heutigen Kenntnisstand zu einer weitgehenden Entladung des heißen Brennstoff/Stahlgemisches aus dem Kern, so daß weitere Sekundärexkursionen ausgeschlossen werden können.

Die Ergebnisse der genannten Grenzfall-Untersuchungen zeigen, daß selbst die Überlagerung von pessimistischen Annahmen bzgl. Modellierung und Parameterwahl nur zu maximalen mechanischen Energiefreisetzung von weniger als 100 MJ führt. Reaktortank und Primärsystem werden jedoch gegen den etwa vierfachen Wert ausgelegt.

Dieser Bericht wurde 1979 in das Genehmigungsverfahren für den SNR 300 eingereicht.

Inhaltsverzeichnis

	Seite
Verzeichnis der Tabellen	1
Verzeichnis der Abbildungen	3
1. Einleitung	7
1.1 Allgemeine Vorbemerkungen, Problemstellung, und Voraussetzungen der Sekundärkritikalitäts- untersuchungen	7
1.2 Anschluß der Modellfälle von Sekundär- kritikalitäten an die für den SNR-300 erwarteten Störfallszenarien	13
2. Rechenmethoden und Reaktormodell	19
2.1 Beschreibung der für die Kritikalitäts- und Exkursionsrechnungen verwendeten Rechenmethoden	19
2.2 Beschreibung des Reaktormodells	22
3. Bestimmung von Reaktivitätsniveaus repräsen- tativer Materialanordnungen, sowie Abschätzung der Potentiale für Reaktivitätsänderungen	24
3.1 Bestimmung der kritischen Höhen und Massen von Kernmaterialmischungen (Pools) im Kernbereich	24
3.1.1 Kritischer Brennstoff/Stahlpool mit Spaltpro- dukten und B ₄ C Material	25
3.1.2 Kritischer Pool aus reinem Brennstoff	28

	Seite	
3.2	Berechnung des Reaktivitätspotentials bei Vermischung des Brennstoffs beider Anreicherungs-zonen	30
3.3	Bestimmung des Reaktivitätsverlustes durch Ejektion von Kernmaterial in das obere und untere axiale Blanket bei intakten Brennelementkästen	32
3.4	Bestimmung der Reaktivitätsänderung durch Ejektion von Kernmaterial in das obere/ und untere Blanket mit nachfolgender homogener Vermischung des Restbrennstoffes der beiden Anreicherungs-zonen	34
3.5	Festlegung einer Referenzmaterialkonfiguration für die transienten Untersuchungen (Fälle B, C, D in Kap. 4)	37
4.	Untersuchung von transienten Sekundärkritikalitätsmodellfällen	40
4.1	Modellfall A: Herabfallen von Brennstabstümpfen in die Kernmittelebene bei noch intakten Brennelementkästen	41
4.2	Modellfall B: Anschmelzen der axialen Blockaden und gleichzeitige Rückkehr von Kern- und Blanketmaterial in den siedenden Poolbereich	53
4.3	Modellfall C: Kollabieren eines siedenden Brennstoff/Stahlpools im Corebereich	57
4.4	Modellfall D: Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial in einen aufgesiedeten Corepool	69

	Seite
5. Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	81
6. Literaturverzeichnis	86
Anhang 1: Anwachsen der Reaktorleistung von einem unterkritischen Reaktivitätsniveau beim Einlaufen einer positiven Treiberrampe	91
Anhang 2: Einfluß eines Temperaturprofils auf die thermische und mechanische Energiefreisetzung, sowie Einfluß des Anfangstemperaturniveaus auf den Exkursionsverlauf	97
Anhang 3: Berechnung des Reaktivitätsgradienten bei Kollabieren des Brennstoff/Stahlpools bei nicht-homogener Voidverteilung	103
Anhang 4: Autokatalytische Reaktivitätseffekte durch Verringerung der Neutronenleakage aus dem Poolbereich (Behrenseffekt)	105
Anhang 5: Einfluß von Inkohärenzen auf die generierte Reaktivitätsrampe beim Wiedereintritt von Kernmaterial	109
Anhang 6: Rekritikalitätsuntersuchungen für das frische Mark Ia Core des SNR-300	119
Anhang 7: Reaktormodell des SNR-300 EOL-3 Zyklus, Material und Teilchendichteverteilungen	124
Anhang 8: Wertkurven, Leistungsverteilungen und kinetische Parameter der transienten Rechenfälle C und D	129

VERZEICHNIS DER TABELLEN

		Seite
Tab.: 3.1.1	Exkursionsrechnung für Sekundärkritikalitätsfall A anhand von Modellfall D	48
Tab.: 4.3.1	Ergebnisse der Exkursionsrechnung für den Sekundärkritikalitätsmodellfall C	66
Tab.: 4.4.1	Ergebnisse der Exkursionsrechnung für den Sekundärkritikalitätsmodellfall D	77
Tab.: A.1.1	Leistungsabfall nach negativen Reaktivitätssprüngen und anschließende Leistungszunahme bis verzögert bzw. promptkritisch beim Einlaufen einer positiven Treiberrampe	94
Tab.: A.2.1	Temperaturprofile für Exkursionsrechnungen	98
Tab.: A.2.2	Ergebnisse der Exkursionsrechnungen mit KADIS für verschiedene Temperaturprofile	99
Tab.: A.2.4	Variation der Anfangstemperatur bei sonst gleichem Temperaturprofil T3	101
Tab.: A.2.5	KADIS-Exkursionsrechnungen für verschiedene Anfangstemperaturen des T-Profiles T3	102
Tab.: A.5.1	Reaktivitätsgradienten und Reaktivitätsrampen bei Berücksichtigung verschieden starker Inkohärenzen für Modellfall D	118

		Seite
Tab.: A.6.1	Vergleich von Kritikalitätsrechnungen bei gleichen Materialkonfigurationen für das BOL- und EOL-Core	122
Tab.: A.6.2	Vergleich von Reaktivitätsgradienten bzw. Reaktivitätsrampen für das BOL- und EOL-Core für die transienten Modellfälle	123
Tab.: A.7.1	Ausgangsteilchendichten für die einzelnen Materialzonen von Abb.7.1	126
Tab.: A.7.2	Aufteilung der Elemente auf Elementringe im 3. Zyklus (EOL) des SNR-300 M1A Cores und äquivalente Ringradien	128
Tab.: A.8.1	Normierte Leistungsdichteverteilung für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS: FALL C	131
Tab.: A.8.2	Normierte Leistungsdichteverteilung für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS: FALL D	132
Tab.: A.8.3	Totale Materialwertverteilung ($\Delta K/K / \text{cm}^3$) für KADIS-Zonen im Corebereich: FALL C	133
Tab.: A.8.4	Totale Materialwertverteilung ($\Delta K/K / \text{cm}^3$) für die KADIS-Zonen im Corebereich: FALL D	135
Tab.: A.8.5	Dopplerkonstanten ($\frac{dk}{dT} = \frac{A}{T}$) für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS (Fall D und Fall C)	141
Tab.: A.8.6	Kinetische Parameter bei EOL	142

VERZEICHNIS DER ABBILDUNGEN

	Seite
Bild 1.1 Ablauf eines hypothetischen Kühlmitteldurchsatzstörfalles in seinen verschiedenen möglichen Phasen	8
Bild 2.2.1 Modell des Mark IA Cores des SNR-300 (EOL)	23
Bild 3.1.1 Bestimmung der nuklear kritischen Höhen und Massen für einen Brennstoffpool unter Einschluß von Stahl, Spaltprodukten und Absorbiermaterial	26
Bild 3.1.2 Bestimmung der nuklear kritischen Höhen und Massen für einen reinen Brennstoffpool mit darüberschwimmendem Stahlreflektor	29
Bild 3.2 Vermischung beider Corezonen unterschiedlicher Anreicherung nach Aufschmelzen der Brennelementkästen	31
Bild 3.3.2 Aufsieden der Pools in den einzelnen Brennelementen bis in den oberen und unteren Blanketbereich	33
Bild 3.4.2 Aufsieden des Pools in den einzelnen Brennelementen bis in den oberen und unteren Blanketbereich mit nachträglichem Aufschmelzen der BE-Kästen und Vermischung des Brennstoffs beider Anreicherungs-zonen im Core	35

	Seite
Bild 3.5 Referenzmaterialkonfiguration für die transienten Rechenfälle B, C und D (Kap. 4)	36
Bild 4.1.1 Herabfallen von Brennstabstümpfen der 2. Corezone in die Kernmittelebene	42
Bild 4.1.2 Reaktivitätsverlauf als Funktion der Fallhöhe der Brennstabstümpfe	43
Bild 4.1.3 Reaktivitäts- und Leistungsverlauf nach Beendigung der Primärexkursion bis zum Einsetzen der Sekundärexkursion (Modellfall A)	47
Bild 4.1.4 Nuklearer Leistungsverlauf für den Modellfall A	49
Bild 4.1.5 Verlauf der Energie im geschmolzenen Brennstoff bis zur Beendigung der 2. Exkursion (Fall A)	50
Bild 4.2.1 Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial und Blanketmaterial in den sich ausdehnenden siedenden Brennstoff/Stahlpool	54
Bild 4.2.2 Reaktivitätsverlauf beim Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial und Blanketmaterial in den siedenden Brennstoff/Stahlpool	55
Bild 4.3.1 Kollabieren eines siedenden Brennstoff/Stahlpools bei angenommener instanter Reduktion der Stahldampfbildung	58

	Seite	
Bild 4.3.2	Reaktivitätszunahme durch Kollabieren des siedenden Brennstoffpools	60
Bild 4.3.3	Reaktivitäts- und Leistungsverlauf nach Beendigung der Primärexkursion bis zum Einsetzen der Sekundärexkursion (Modellfall C)	64
Bild 4.3.4	Nuklearer Leistungsverlauf für den Modellfall C	67
Bild 4.3.5	Verlauf der Energie in geschmolzenen Brennstoff bis zur Beendigung der 2. Exkursion (Fall C)	68
Bild 4.4.1	Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial in einen siedenden Brennstoff/Stahlpool im Corebereich	71
Bild 4.4.2	Reaktivitätszunahme als Funktion der Fallhöhe der Brennstoff/Stahlsugs	72
Bild 4.4.3	Reaktivitäts- und Leistungsverlauf nach Beendigung der Primärexkursion bis zum Einsetzen der Sekundärexkursion (Modellfall D)	75
Bild 4.4.4	Nuklearer Leistungsverlauf für den Modellfall D	78
Bild 4.4.5	Verlauf der Energie im geschmolzenen Brennstoff bis zur Beendigung der 2. Exkursion	79

	Seite
Bild A.1.1 Zeitlicher Abfall der neutronischen Leistung für verschiedene prompt negative Reaktivitätssprünge	93
Bild A.5.1 Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial in einen siedenden Brennstoff/Stahlpool im Corebereich Kohärenter Fall der beiden Slugs A und B	112
Bild A.5.2 Inkohärenter Wiedereintritt von Kernmaterial in den siedenden Brennstoff/Stahlpool ("staggered fall")	113
Bild A.5.3 Inkohärenter Wiedereintritt von Kernmaterial in den siedenden Brennstoff/Stahlpool (SLUG-A und SLUG-B fallen aus verschiedenen Blanketbereichen mit zeitlicher Verzögerung)	114
Bild A.5.4 Inkohärenter Wiedereintritt von Kernmaterial in den siedenden Brennstoff/Stahlpool (SLUG-A und SLUG-B fallen aus denselben Blanketbereichen mit zeitlicher Verzögerung)	115
Bild A.7.1 Modell des Mark 1A Cores des SNR-300 Ringaufteilung und Zuordnung der 41 Materialmischungen	125
Bild A.8 Zuordnung der KADIS-Zonen im Corebereich für die Modellfälle C und D	130

1. EINLEITUNG

1.1 Allgemeine Vorbemerkungen Problemstellung und Voraussetzungen der Sekundärkritikalitätsuntersuchungen

Im Rahmen der Analyse schwerer hypothetischer Kühlmitteldurchsatzstörfälle für das Kernkraftwerk Kalkar muß auch das Auftreten von Sekundärkritikalitäten bzw. von Sekundär-
exkursionen untersucht und ihre mögliche Energetik abgeschätzt werden.

Als Einleitungsmechanismus für einen Kühlmitteldurchsatzstörfall wird der Ausfall aller primären Kühlmittelpumpen (bei Reaktorschnellschluß oder Stromausfall) bei gleichzeitigem Versagen der beiden unabhängigen Abschaltssysteme angenommen. Die Kreisläufe des SNR-300 sind so ausgelegt, daß es rasch zu einem Druckabfall im Kühlmittleintrittsplenum kommt um die bei normalen Abschaltvorgängen mit intakten Abschaltssystemen auftretenden Thermoschockwirkungen gering zu halten.

Der Druckverlust bedingt eine Reduktion des Massendurchsatzes und damit verbunden eine Aufheizung des Kühlmittels. Die einsetzenden Siedephänomene und die Kühlmittlexpulsion aus dem Kernbereich führen wegen des positiven Voidkoeffizienten zu einer nuklearen Leistungsexkursion, wobei es in großen Teilen des Cores zum Aufschmelzen von Hüllrohrstahl und Brennstoff kommt.

Der weitere Verlauf des Störfalles wird neben dem Dopplereffekt durch das Zusammenwirken der verschiedenen Materialbewegungsvorgänge von Brennstoff, Stahl und Natrium bestimmt.

Das gegenwärtige Verständnis des Ablaufes eines solchen Störfalles von der oben skizzierten Einleitungsphase bis hin zur Nachwärme Abfuhrphase ist in der Abb.: 1.1 dargestellt

Der auf der Basis einer besten Schätzung also bei zugrundelegen des gegenwärtigen Standes der Technik in Hinblick auf Phänomenologie, Modellierung durch Rechenprogramme und Wahl der den Störfall beeinflussenden Parameter, erwartete nicht-energetische Störfallablauf ist im Diagramm (Abb.: 1.1) durch

die dicken durchgehenden Pfeile charakterisiert.

Um die zur Zeit noch bestehenden Unsicherheiten bezüglich der Energetik hypothetischer Störfälle in vernünftiger Weise nach oben hin abzugrenzen, werden neben den erwarteten milden Störfallabläufen auch sog. energetische Grenzfälle betrachtet (Störfallpfad über die energetische Kernzerlegungsphase). Dabei werden pessimistische Annahmen für die Phänomenologie gemacht und die sich dadurch ergebende energetische Störfallphase wird mit pessimistischen jedoch physikalisch argumentierbaren Modellen und Parametern simuliert. (Dünne durchbrochene Pfeile) in Abb.: 1.1). Die einzelnen Phasen werden in /1/ detailliert erläutert und es soll hier nur kurz auf die für die vorliegende Arbeit interessierenden Phasen eingegangen werden.

Für einen Kühlmitteldurchsatzstörfall im Mark Ia Core des SNR-300 wird das Einlaufen in die sog. Übergangsphase erwartet. Diese Störfallphase ist im wesentlichen durch das Durchschmelzen der in der Einleitungsphase noch intakten Brennelementkästen und durch die Ausbildung von größeren zusammenhängenden Bereichen mit geschmolzenem oder siedendem Kernmaterial charakterisiert. Die Phase integraler Materialbewegung und milder Entladung beschreibt das weitere Verhalten größerer zusammenhängender sog. Brennstoff/Stahlpools bis hin zum Öffnen von Strömungswegen und milden Entlade-Vorgängen, welche schließlich im Kern eine permanent unterkritische Restbrennstoffmasse zurücklassen. Die Entladungsphase liefert dann die Randbedingungen für die mechanische Belastungsphase, in der die mechanischen Belastungsvorgänge der verschiedenen Komponenten (Tank, Tankeinbauten) beschrieben werden. Die Nachwärme Abfuhrphase umfaßt schließlich alle Vorgänge und Phänomene die das Verhalten des aus dem Kern entladenen Materials sowie der noch im Kernbereich nuklear unterkritischen Restmassen bis hin zur Entstehung permanent kühlbarer Anordnungen betreffen.

In einem Schnellen Brutreaktor wie dem SNR-300 befindet sich bei intakten Corestrukturen der Brennstoff nicht in seiner neutronisch reaktivsten Anordnung. Unterstellt man die in /1/ diskutierten Störfallscenarien, so werden durch eine erste Leistungsexkursion große Teile des Coreinventars

aufgeschmolzen und beweglich. Durch Natriumdampfströmung, Spaltgasdispersion und Dampfdruckaufbau von Stahl und Brennstoff kommt es zu Kernmaterialbewegungs- und Umverteilungsprozessen, die nach einer milden Leistungsexkursion zu einer transient unterkritischen Kernmaterialkonfiguration führen. Reichen die Dispersionsmechanismen nicht aus, um eine endgültige neutronische Abschaltung des Reaktors zu erreichen, so kann durch Umverteilungsvorgänge des Brennstoffs erneut eine kritische Kernmaterialkonfiguration (Sekundärkritikalität) im Corebereich entstehen, welche dann eine weitere Leistungsexkursion (Sekundärexkursion) bedingt. Verläuft auch diese Exkursion zu milde, um genügend Kernmaterial aus dem Core zu entfernen, so könnte nach einer transienten Unterkritikalität eine weitere Sekundärexkursion folgen, bis im Corebereich eine permanent unterkritische Materialkonfiguration zurückbleibt. Nach dem heutigen Verständnis führen solche relativ milden Sekundärexkursionen, bei denen man nur eine milde und eventuell unvollständige Entladung des Kerninventars unterstellt, zu keinen nennenswerten Belastungen des Primärsystems. Bei einer energetischen Primär- oder Sekundärexkursion kommt es dagegen zu einer schnellen relativ vollständigen Entladung. Eine weitgehende Entladung des Kerninventars ist dabei jedoch nicht unbedingt an eine energetische Exkursion gebunden /19/.

Durch Kernmaterialumverteilung bedingte Sekundärkritikalitäten im Kernbereich könnten dabei in der Übergangsphase (z.B. durch Wiedereintritt von dispergiertem Kernmaterial in die Zentralbereiche des Cores) sowie in der Phase integraler Materialbewegung (z.B. durch das Kollabieren von Brennstoff/Stahlpools oder durch Wiedereintritt von Kernmaterial in Bereiche hohen Materialwertes) auftreten.

Nach dem heutigen Stand der Technik ist eine lückenlos-mechanistische Beschreibung der Übergangsphase und der Phase ausgehnter Materialbewegung und damit auch die mechanistische Beschreibung der Vorgänge, welche zu Sekundärkritikalitäten führen noch nicht möglich.

Außerdem ist die experimentelle Absicherung wichtiger Phänomene beider Störfallphasen noch unzureichend.

Energetische Sekundärkritikalitäten können für volumenbeheizte Brennstoff/Stahlmischungen, welche bis hinab zum Nachwärme-

niveau in einem aufgesiedeten Zustand mit hoher Voidfraktion vorliegen, nach Fauske /7/ ausgeschlossen werden.

Obwohl dieses dispersive Verhalten der Kernmaterialien aufgrund der bisher vorliegenden theoretischen /8, 7/ und experimentellen /9, 21/ Untersuchungen weitgehend akzeptiert ist, werden bei der Beschreibung des Störfallverlaufes wegen der noch bestehenden Unsicherheiten in der Quantifizierung und modellmäßigen Darstellung dieser Phänomene im Sinne des Abdeckungsprinzips die im Störfalldiagramm Abb.:1.1 links eingezeichneten Störfallpfade (unterbrochene Linie) der energetischen Grenzfälle betrachtet. Die genannten Unsicherheiten - bei der mechanistischen Beschreibung der Störfallszenarien in der Übergangsphase und Phase ausgedehnter Materialbewegung, bei der Modellierung von Sekundärkritikalitäten und dem adäquaten Nachweis ihres milden Verlaufes, - führen dazu, daß in der vorliegenden Arbeit pessimistischen Annahmen bei der Beschreibung von Sekundärkritikalitätseignissen gemacht werden.

Auf der Basis von verschiedenen Modellfällen wird im Sinne einer Grenzfallbetrachtung die Energetik von Sekundärexkursionen abgeschätzt, welche durch verschiedene denkbare Rekritikalitätsformen wie z. B. durch das Kollabieren eines siedenden Brennstoff/Stahlpools oder den Wiedereintritt von vorher ejeziertem Kernmaterial in Bereiche hohen Materialwertes, ausgelöst werden könnten.

Von einer Überlagerung der einzelnen Formen von Sekundärkritikalitäten wird wegen der vielen pessimistischen Annahmen, die schon in der Modellierung der einzelnen Formen enthalten sind, abgesehen; dies ist auch deshalb gerechtfertigt, weil schon das Eintreten eines Kühlmitteldurchsatzstörfalles mit vollständigem Ausfall der Abschaltssysteme sehr unwahrscheinlich ist.

Dieses Vorgehen geschieht in Übereinstimmung mit den Richtlinien, die vom Ministerium für Arbeit, Gesundheit und Soziales des Landes Nordrhein-Westfalen zur Behandlung von Sekundärkritikalitätsfragen im Genehmigungsverfahren für das KKW Kalkar formuliert wurden/36/.

Im vorliegenden Bericht wird die Problematik eventueller druckgetriebener Sekundärexcursionen nicht behandelt. Generell ist dazu zu sagen, daß man sich zum einen nicht zu weit von den realistischerweise zu erwartenden Abläufen entfernen möchte, und es zum anderen nicht sinnvoll ist, ein Einzelphänomen, wie z. B. den Wärmeübergang von Brennstoff auf Natrium (BNR) - unabhängig von anderen Phänomenen - zum Druckaufbau und zur Erzeugung druckgetriebener Sekundärexcursionen zu benutzen. Solche anderen Phänomene sind: Selbstvermischung der in verschiedenen räumlichen Bereichen unterschiedlich heißen Zweiphasenmischungen von Kernmaterialien, Wärmeübergänge von Brennstoff an Hüllrohr und Kastenstahl sowie an die oberhalb des Kernbereiches vorhandenen Strukturen, verschiedene Kondensationsvorgänge, Reibungseffekte beim Durch- und Umströmen der Strukturen, Einfluß nicht kondensierbarer Gase usw. Gerade falls die Kernmaterialentladevorgänge durch den von einer BNR herrührenden Druckaufbau im oberen Plenum verlangsamt werden, werden einige dieser Vorgänge einen wesentlich verstärkten Einfluß haben und zu einer erheblichen Dissipation der vorhandenen Wärmeenergie und damit zu einer Reduktion der Energetik beitragen. Methoden zur realistischen Beschreibung solcher kombinierter Vorgänge werden z. B. im Los Alamos Scientific Laboratory /3/, im Argonne National Laboratory /4, 37/ und im Hanford Engineering Development Laboratory /5/ entwickelt; einige dieser Methoden (z. B. /3/) stehen auch in Karlsruhe zur Verfügung. Alle diese Methoden befinden sich jedoch gegenwärtig noch im Entwicklungs- und Teststadium und sind experimentell nicht hinreichend verifiziert, d. h. sie sind heute noch nicht ausreichend in einem Genehmigungsverfahren belastbar. Es soll hier jedoch erwähnt werden, daß die Problematik der druckgetriebenen Sekundärexcursionen für den SNR-300 qualitativ in /2/ diskutiert wird.

Die ausgewählten Modellfälle von Sekundärkritikalitäten haben einzeln für sich Grenzfallcharakter, da in die Beschreibung der einzelnen Rekritikalitätsformen und -phänomene zahlreiche pessimistische Annahmen einfließen. Dies betrifft vor allem die gewählten Kernmaterialverteilungen, Temperaturprofile, die Vernachlässigung von Spaltgas- und Stahldampfdrücken sowie die Größe und Kohärenz der in den Kernbereich zurückkehrenden Brennstoffmassen. Von der Brennstoff/Stahldispersion wird nur insofern Gebrauch gemacht, als für gewisse Anfangskonfigurationen der transienten Rechnungen ein aufgesiedeter Corepool postuliert wird und in der Bewertung der Exkursionsrechnungen (bei denen selbst keine Brennstoff/Stahldispersionsmechanismen modelliert werden) die Dispersionphänomene argumentativ eingehen.

Die auf dieser Basis untersuchten Sekundärexkursionen grenzen die nach heutigem Verständnis zu erwartenden Energiefreisetzungen durch Rekritikalitätsphänomene nach oben hin ein.

1.2 Anschluß der Modellfälle von Sekundärkritikalitäten an die für den SNR-300 erwarteten Störfallscenarien

Die Untersuchungen von Sekundärkritikalitäten im Kernbereich des SNR-300 wurden für das abgebrannte Core (Ende 3. Zyklus) durchgeführt. Es sollte damit insbesondere der Anschluß an das in /1/ beschriebene Störfallscenario für hypothetische Kühlmitteldurchsatzstörfälle hergestellt werden. Es wurde jedoch durch Vergleichsrechnungen sichergestellt (siehe Anhang 6), daß mit den Untersuchungen zum abgebrannten Core auch das frische Core abgedeckt wird.

Die Untersuchung von Modellfällen von Sekundärkritikalitäten umfaßt zwei Teile:

Im ersten Teil (Kap.3) werden Reaktivitätsniveaus von repräsentativen Kernmaterialanordnungen bzw. theoretisch denkbare Potentiale für Reaktivitätsänderungen bestimmt. Im zweiten Teil (Kap.4) der Arbeit werden verschiedene transiente Rekritikalitätsereignisse (Sekundärexkursionen) wie z.B. das Kollabieren eines siedenden Brennstoffpools oder der Wiedereintritt von Brennstoff in den Corebereich beschrieben. Dabei werden die Konsequenzen derartiger Rekritikalitätsereignisse durch Exkursionsrechnungen mit KADIS /10/ abgeschätzt.

Die Gliederung der verschiedenen untersuchten Rekritikalitätsmodellfälle in den Kapiteln 3 und 4 erfolgt dabei in der folgenden Weise:

- Kap.: 3 :
- 3.1 Bestimmung der kritischen Höhen und Massen von Kernmaterialmischungen (Pools) im Kernbereich
 - 3.2 Berechnung des Reaktivitätspotentials bei Vermischung des Brennstoffs beider Anreicherungszone
 - 3.3 Bestimmung des Reaktivitätsverlustes durch Ejektion von Kernmaterial in das obere/ und untere axiale Blanket bei intakten BE-Kästen
 - 3.4 Bestimmung der Reaktivitätsänderung durch Ejektion von Kernmaterial in das obere/und untere Blanket mit nachfolgender homogener Vermischung des Restbrennstoffs der beiden Anreicherungszone
 - 3.5 Festlegung einer Referenzmaterialkonfiguration für die transienten Untersuchungen

- Kap.: 4 : Fall A: Herabfallen von Brennstabstümpfen in die Kernmittelebene bei noch intakten Brennelementkästen
- Fall B: Anschmelzen der axialen Blockaden und gleichzeitige Rückkehr von Kern und Blanketmaterial in den siedenden Poolbereich
- Fall C: Kollabieren eines siedenden Brennstoff/Stahlpools im Corebereich
- Fall D: Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial in einen aufgesiedeten Corepool

Der Anschluß der genannten Modellfälle an das in /1,2/ dargestellte erwartete Störfallscenario, das in die sog. Übergangsphase führt, kann nur lose erfolgen, da beim gegenwärtigen Stand der Technik keine geschlossene mechanistische Analyse der Übergangsphase sowie der Phase integraler Materialbewegung und milder Entladung, möglich ist. Es wird jedoch darauf geachtet, daß die Modellfälle, die als typische Grenzfälle konzipiert sind, die verschiedenen Formen von Sekundärkritikalitätseignissen abdecken. Es wird dabei in vereinfachter Modellierung ein mechanistischer Ereignisablauf mit zahlreichen pessimistischen Einzelannahmen postuliert.

Als Folge einer primären Leistungsexkursion aufgrund eines hypothetischen Kühlmitteldurchsatzstörfalles befindet sich der Reaktorkern in einem Zustand, der in Abhängigkeit von den Annahmen, die der theoretischen Simulation des Störfalles zugrunde liegen, in /1/ detailliert dargestellt wird. Der erwartete milde Störfallverlauf (Referenzfall E) führt nach einer Leistungsspitze mit dem etwa 25 fachen Wert der Nennleistung zu einem neutronisch unterkritischen Corezustand bei dem die Brennstabsegmente in der Kernmittelebene weitgehend aufgebrochen sind und das beweglich gewordene Kernmaterial in die unter- und oberehalb stehengebliebenen Brennstabstümpfe vorgedrungen ist /1/. Führt zu diesem Zeitpunkt der Spaltgas-, Stahl- und Natriumdampfdruck nicht zu weiterer Dispersion des

Brennstoff/Stahlgemisches so könnte es durch Herabfallen der oberen Brennstabstümpfe zu Rekompaktionen des Kernmaterials und zu Rekritikalitäten kommen. Der Rekritikalitätsfall A (Kap.4) modelliert in pessimistischer Weise diese mögliche Rekompaktion der Brennstabstümpfe. Dabei wird angenommen, daß in der zweiten Corezone mit höherer Anreicherung die oberen Brennstabstümpfe im freien Fall in die Coremittelebene fallen. Es wird nicht berücksichtigt, daß während des Herabfallens weitere Brennstabsegmente durch die Leistungszunahme aufbrechen und zu Brennstoffbewegungen führen die zur nuklearen Abschaltung des Kerns beitragen /11/. Zusätzlich wird angenommen, daß alle oberen Brennstabstümpfe der zweiten Corezone ($90 * 166 = 14940$ Pins) kohärent in den Coremittenbereich zurückfallen. Diese pessimistische Modellierung führt im Gegensatz zur SAS3D Simulation, bei der die erwarteten Dispersionsmechanismen berücksichtigt werden /1, 11/ zu einer energetischeren Exkursion.

Durch die Sekundärexkursion kommt es zum Vordringen des Mehrphasengemisches aus Brennstoff und Stahl in die axialen Blankets. Bei der im Fall A modellierten heftigen Exkursion mit Spitzenbrennstoffdampfdrücken über 100 bar wird es zu einem energetischen Entladeprozeß kommen, bei dem nach heutigem Verständnis soviel Kernmaterial aus dem aktiven Bereich entfernt wird, daß eine permanent nuklear unterkritische Konfiguration im Kernbereich entsteht.

Nach dem neutronischen Abschalten des Störfalles in der Einleitungsphase ist zu erwarten, daß die Kernmaterialien sich vor allem unter dem Einfluß von Spaltgas-, Stahldampf-, und Natriumdampfdruckgradienten weiter in die axialen Blanketbereiche hineinbewegen. Direkte Materialentladungen in das obere Kühlmittelpodium sind möglich, jedoch sind beim Vordringen des Mehrphasengemisches in den Blanketbereich zunächst auch Blockadebildungen nicht auszuschließen.

Durch diesen axialen Einschluß des Kernmaterials werden thermisch und neutronisch instabile allseitig abgeschlossene Brennstoff/Stahlpools ausgebildet. Durch weiteres sukzessives Aufschmelzen der restlichen Brennelementkastenwände vereinigen sich diese Einzelpools zu immer größeren zusammenhängenden Bereichen, bis sich ein über das gesamte Core erstreckender Pool ausgebildet hat. Dabei wird teilweise der Kernbrennstoff unterschiedlicher Anreicherung vermischt. Durch die Blockadebildung erfolgt diese Durchmischung jedoch auf stark negativem Reaktivitätsniveau.

(siehe Kap. 3.4). Mit großer Wahrscheinlichkeit kommt es bereits jetzt durch das thermische Öffnen von Strömungswegen zu "Entladeprozessen", welche wesentliche Teile des Inventars aus dem Kern entfernen und eine endgültige nuklear unterkritische Restbrennstoffmasse im Kern zurück lassen /2 /.

Kommt es zu keiner oder unzureichender Entladung des Kernmaterials aus dem aktiven Bereich so könnten nun Rekritikalitätsereignisse in dem sich über den gesamten Kernbereich erstreckenden Pool dadurch ausgelöst werden, daß an den Wänden abgelagerte isolierende Brennstoffkrusten durch thermische bzw. mechanische Instabilitäten aufbrechen und lokale starke Wärmeabfuhr den Pool zum Kollabieren bringt /2/. Durch das Kollabieren steigt einerseits jedoch die Poolleistung wieder an und auch das Brennstoff/Stahlgemisch kommt wieder in intimeren Kontakt mit verbesserten Wärmeübergangsbedingungen. Unabhängig davon, ob sich erneut eine isolierende Kruste ausbildet, wird durch die Wärmeübergangsphänomene im Pool selbst ein rasches Kollabieren verhindert.

Im Rekritikalitätsmodellfall C (Kap.4) wird pessimistischerweise angenommen, daß der Pool immer weiter kollabiert und keine erneute Stahldampfproduktion einsetzt. Die Sekundärexkursion im Fall C wird dabei in pessimistischer Weise nur durch die gebildeten Brennstoffdampfdrücke beendet.

Die Wärmeströme aus dem Pool und die interne Wärmeproduktion in den Blockaden selbst führt bei zyklischen Aufschmelz- und Erstarrungsvorgängen /12/ zu einem weiteren Vordringen der Blockaden bis sich schließlich größere Ausströmöffnungen z.B. durch das Hereinfallen von ganzen Bündelköpfen gebildet haben und sich das noch im Kern vorhandene Brennstoff/Stahlgemisch nach oben entladen kann /2,12/.

Während dieser zyklischen Aufschmelzvorgänge könnte bereits ejeziertes Kernmaterial aus den Blanketbereichen wieder in den siedenden Brennstoff/Stahlpool zurückfallen. Dieses herabfallende Kernmaterial wird Anteile des Brutmantelstahls und auch Blanketmaterial enthalten. Dabei muß das zurückkehrende Brennstoff/Stahl/Brutstoffgemisch gegen den im Core herrschenden Druck aus dem Blanketelement herabfließen. Diese Rückkehr von vorher ejeziertem Brennstoff wird weitgehend inkohärent verlaufen und das herabfallende Material gegen eine nach oben gerichtete Dampfströmung in den Pool

fallen müssen. Zudem wird in die neugeschaffenen Freiräume im Blanket sofort wieder Poolmaterial einströmen und sich das Reaktivitätsniveau des Pools absenken.

In den Rekritikalitätsfällen B und D (Kap.4) wird unter verschiedenen Annahmen diese Rückkehr von vorher ejeziertem Corebrennstoff in den Poolbereich modelliert. Es zeigt sich dabei, daß bei gleichzeitigem Hineinfallen von Blanketmaterial in den Pool (Fall B) Rekritikalitäten weitgehend ausgeschlossen werden können. Bei pessimistischer Modellierung (Fall D) resultiert aus dem Rückfall von Brennstoff in den aktiven Corebereich eine energetische Sekundärexkursion bei der es zu einem mechanischen Aufbrechen der axialen Blockaden und zu schnellen Zweiphasen blowdownprozessen kommt. Da für kritische Kernmaterialanordnungen im Corebereich (siehe Kap. 3.1) relativ viel Brennstoff notwendig ist (40-60% des Inventars) wird nach diesem energetischen Ejektionsvorgang der Störfall im Kernbereich beendet sein. Die Angaben über kritische Poolkonfigurationen in Kap.3.1 erfassen dabei Pools welche alle parasitären Neutronenabsorber enthalten bis hin zu Pools, welche aus reinem Brennstoff (auch ohne Spaltprodukte) gebildet werden. Bei den Pools mit parasitären Neutronenabsorbern wurde dabei nochmals unterschieden ob Teile des Regeltrimmsystems mitaufgeschmolzen sind oder bis zum endgültigen Entladevorgang das RT-System noch weitgehend intakt ist und der Pool daher kein B_4C -Material enthält.

2. RECHENMETHODEN UND REAKTORMODELL

2.1 Beschreibung der für die Kritikalitäts- und Exkursionsrechnungen verwendeten Rechenmethoden

Für die Bestimmung der Reaktivitätsniveaus bzw. Reaktivitätsänderungen von Kernmaterialverteilungen (Reaktivitätsgradienten) wurde ausschließlich Transporttheorie verwendet. Für die Transportrechnungen wurde der S_N -Code SNOW /13/ in R-Z-Zylindergeometrie benutzt. (Bei einer Quadraturordnung von $N=4$, 26-Gruppenrechnungen (KFKINR-Wirkungsquerschnittssatz) und einem Maschennetz von 46×47 Ortspunkten).

Die Verwendung von Transporttheorie wird dabei insbesondere durch die starken Kernmaterialdichteänderungen und -sprünge bzw. durch das Auftreten von Gebieten mit hohem Voidanteil nahe gelegt (siehe z.B. Kap.4: Fall C oder Kap.3.1).

Als Bezugspunkt für die Bestimmung der Reaktivitäten wurde eine stationäre k_{eff} -Rechnung für den noch voll mit Natrium gefüllten Reaktor durchgeführt.

Bei der Vorgabe der Teilchendichten und Brennstofftemperaturen von 1343 K für die Corebereiche ergab sich der k_{eff} -Wert von

$$k_{\text{eff}}^{\text{SS}} = 1.001442$$

Dieser Wert wurde als Bezugswert für die übrigen Kritikalitätsrechnungen und für die Bestimmung der Kritikalität der verschiedenen Materialkonfigurationen verwendet.

$$\rho [\beta] = \frac{k_{\text{eff}} - k_{\text{eff}}^{\text{SS}}}{k_{\text{eff}} \cdot k_{\text{eff}}^{\text{SS}} \cdot \beta_{\text{eff}}}$$

Für die Exkursionsrechnungen mit KADIS werden neben den Leistungsverteilungen auch die totalen Materialwertkurven und Dopplerkoeffizienten benötigt. Zur Bestimmung dieser Reaktivitätskoeffizienten bzw. für die Leistungsverteilungen wurden 26-Gruppenrechnungen (KFKINR-Wirkungsquerschnittssatz) mit dem Diffusionscode DIXY /14/ durchgeführt. Die Wertkurven und Leistungsverteilungen sind in Anhang 8 für beide transienten

Fälle C und D (Kap.4) zusammengestellt und dokumentiert.

Die totalen Materialwertkurven, Leistungsverteilungen und Dopplerkoeffizienten wurden für die Fälle C und D jeweils für die am prompt kritischen Punkt herrschenden Kernmaterialverteilungen bestimmt. Die Reaktivitätskoeffizienten spiegeln damit den aktuellen Corezustand bzw. die Massen und Voidverteilung zu Beginn der Exkursion wieder.

Die relative Leistungsverteilung für die einzelnen Maschen in KADIS wurde nach der Formel

$$L_i(\Delta V_i) = \frac{\int \sum_f \phi \, dv}{\int_{\Delta V_i} dv}$$

bestimmt. KADIS normiert intern diese Leistungsverteilung nochmals entsprechend $\int_{V_{\text{total}}} L_i(\Delta V_i) \, dv = 1$ um.

Die Wertkurven mit der Dimension $[\Delta k/\text{cm}^3]$ wurden nach

$$W^*(r, z) = (\Delta k/k / \Delta \rho / \rho)$$

berechnet und die Dopplerkoeffizienten wurden mit einem $1/T$ Gesetz bestimmt.

$$\frac{dk}{dT} = \frac{A}{T}$$

Die weiteren, für die Exkursionsrechnungen benötigten neutronischen Daten, wie Lebensdauer der prompten Neutronen, Zerfallskonstanten und Anteile der verzögerten Neutronengruppen wurden aus /15/ übernommen und sind ebenfalls in Anhang 8 dokumentiert.

Die transienten Exkursionsrechnungen für die Rekritikalitätsfälle C und D (Kap.4) wurden mit dem Disassemblycode KADES /10/ durchgeführt. Mit KADIS sollten dabei vor allem die durch die Sekundärexkursion zu erwartenden thermischen Energiefreisetzung berechnet und die zugehörigen mechanischen Tankbelastungen abgeschätzt werden.

Das Programm KADIS ist ein zweidimensionaler Hydrodynamik-Neutronik Code für RZ Zylindergeometrie. Die hydrodynamischen Gleichungen (Lagrangeformalismus) beschreiben das Reaktormaterial als kompressible nicht viskose Flüssigkeit. Aus dem Lagrangeformalismus ergibt sich eine Einschränkung bezüglich der Verfolgung ausgedehnter Materialbewegungen. Für die Thermodynamik wird ein adiabatisches Modell verwendet, d.h. es wird kein Wärmeübergang zwischen Brennstoff und den übrigen Materialien oder zwischen verschiedenen temperierten Brennstoffschichten simuliert (Ausnahme: Brennstoff/Natriumreaktionsprozesse). Es wird also kein Wärmeübergang auf Stahl berücksichtigt welcher insbesondere bei längeren Exkursionszeiten (~ 50 msec) auftritt und neben dem Brennstoffdampfdruck eine starke zusätzliche Druckquelle darstellt. Spaltgasdrücke können in KADIS berücksichtigt werden. Es wird außerdem keine Relativbewegung (Slip) zwischen den verschiedenen Materialien bzw. Phasen berücksichtigt. Für die Neutronik wird ein Punktkinetikmodell verwendet, wobei die geometrische Form der Leistungsverteilung während der Exkursion also nicht geändert wird. KADIS enthält einen Modul mit welchem die mechanische Belastung der Tankstruktur durch die Leistungsexkursion abgeschätzt werden kann. Dabei wird die Brennstoffdampfblase am Ende der Exkursion bis auf das vorgegebene freie Volumen im Tank (also z.B. das Covergasvolumen) isentrop entspannt und das Arbeitsintegral $\int p dV$ ausgewertet. Die thermodynamischen Zustandsdaten für diesen Formalismus basieren auf Werten von Menzies /16/.

KADIS ist aufgrund seiner Modelle hauptsächlich zur Beschreibung energetischer Exkursionen geeignet. Für die Analyse milder Exkursionen, bei denen Wärmeübergangsphänomene, Durchmischungsvorgänge der Materialien sowie Relativbewegung der verschiedenen Phasen (fest, flüssig, gasförmig) eine Rolle spielen, sind wesentlich aufwendigere Methoden (wie z.B. SIMMER /3/) erforderlich, die sich jedoch noch in der Entwicklung befinden.

2.2 Beschreibung des Reaktormodells

Den Ausgangspunkt für die Kritikalitätsuntersuchungen bildet das abgebrannte Mark 1A Core am Ende des 3. Zyklus. Der abgebrannte Kern wurde hauptsächlich deshalb gewählt, um die vorliegende Arbeit an /1/ anzuschließen und Nebenwege des Störfallscenarios abzudecken. Schließlich soll z.B. bei der Bestimmung der kritischen Poolhöhen auch der Einfluß der Spaltprodukte auf die Kritikalität abgeschätzt werden (siehe Kap.3). Die Auswirkung des dispersiven Verhaltens der Spaltprodukte auf die Reaktivitätsrampen, bzw. auf die Exkursionsrechnungen bleibt bei den Exkursionsrechnungen jedoch unberücksichtigt. Die Regeltrimmstäbe sind am Ende des 3. Zyklus 20.7 cm eingefahren. Der Kern enthält in der ersten Corezone 109 und in der zweiten Corezone 90 Brennelemente. Die Corebrennstoffmasse beträgt unter Einschluß der Spaltprodukte 6002 kg (Oxidmasse 5634 kg). Bei den Massenbilanzen für die Exkursionsrechnungen in KADIS werden dabei die Spaltprodukte zu den Brennstoffmassen und das B₄C Material zum Stahl hinzugerechnet. Die Dimensionen des Cores sowie die Aufteilung der Brenn- und Sonderelemente auf einzelne Elementringe (für die Exkursionsrechnungen) können aus Abb.2.2.1 und Anhang 7 entnommen werden. Für die k_{eff} -Rechnung des stationären Kerns wurde der Reaktor in 41 Materialzonen unterteilt, wobei die Teilchendichten dieser 41 Materialien aus den im Anhang 7 angegebenen Teilchendichten berechnet wurden. Aus diesen 41 Grundmischungen wurden entsprechend den gewählten Materialverteilungen in Kap.3 und Kap.4 die weiteren Teilchendichten bestimmt.

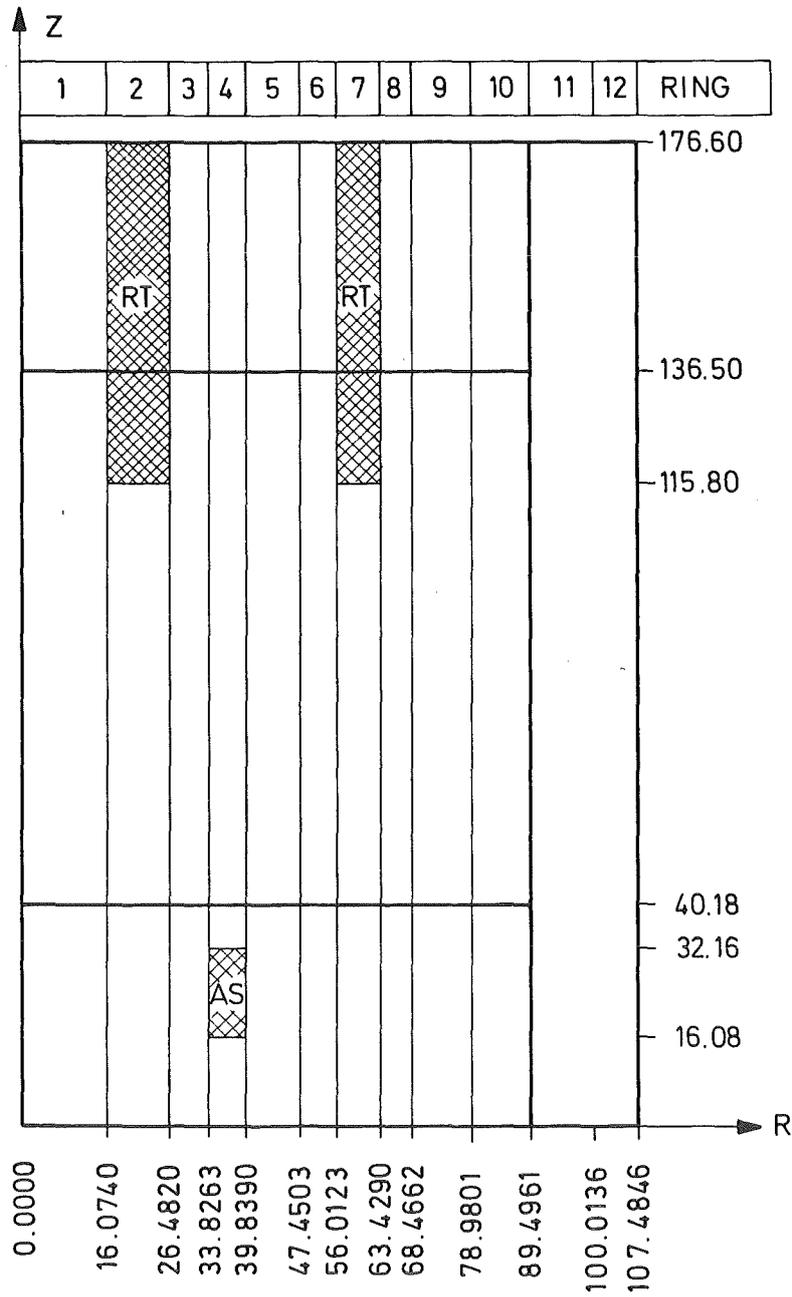


BILD 2.2.1 MODELL DES MARK 1A CORES DES SNR-300 (EOL)

3. BESTIMMUNG VON REAKTIVITÄTSNIVEAUS REPRÄSENTATIVER MATERIALANORDNUNGEN SOWIE ABSCHÄTZUNG DER POTENTIALE FÜR REAKTIVITÄTSÄNDERUNGEN

In den in Kapitel 3 zusammengefaßten Rechnungen sollen mit stationären 26-Gruppen S_N -Rechnungen die Reaktivitätspotentiale bzw. Reaktivitätsänderungen verschiedener Materialanordnungen bestimmt und analysiert werden, welche zur Einordnung und Beurteilung von Sekundärkritikalitätseignissen dienen können. Es soll also versucht werden, für verschiedene Phasen des Störfallscenarios das mögliche Potential für Reaktivitätsänderungen abzuschätzen. Das Vorhandensein eines Potentials großer positiver Reaktivitätsänderung bedeutet dabei natürlich noch nicht, daß solche Änderungen überhaupt oder schnell realisiert werden können. Im einzelnen wurden folgende Materialkonfigurationen untersucht:

- 3.1 Bestimmung der kritischen Höhen und Massen von Kernmaterialmischungen (Pools) im Reaktorkernbereich
- 3.2 Berechnung des Reaktivitätsgewinnes bei Vermischung des Brennstoffes beider Anreicherungszone
- 3.3 Bestimmung des Reaktivitätsverlustes durch Ejektion von Kernmaterial in das obere/und untere axiale Blanket bei intakten Brennelementkästen
- 3.4 Bestimmung des Reaktivitätsverlustes durch Ejektion von Kernmaterial in das obere/ und untere Blanket mit nachfolgender homogener Vermischung des Restbrennstoffes beider Anreicherungszone
- 3.5 Festlegung einer Referenzmaterialkonfiguration für die transienten Untersuchungen (Kap.4, Fälle A-D)

3.1 Bestimmung der kritischen Höhen und Massen von Kernmaterialmischungen (Pools) im Kernbereich

Im vorliegenden Fall wird angenommen, daß nach Ausbildung von Einzelpools in den noch intakten Brennelementkästen sich kurzfristig axiale Brennstoff/Stahlblockaden ausbilden. Nach radialem

Durchschmelzen der Brennelementkästen und Vermischung des Brennstoffs der beiden Corezonen unterschiedlicher Anreicherung soll soviel Kernmaterial über das obere axiale Blanket hinaus kontinuierlich ejeziert werden bis im Corebereich ein voll dichter, nicht siedender gerade neutronisch kritischer Pool zurückbleibt. Dieser Pool möge dabei direkt auf dem unteren axialen Blanket aufliegen. Das Abfließen des Pools in die tieferen Blanket- und Plenumstrukturen wird durch eine Brennstoff/Stahlblockade unter dem Pool verhindert (Abb.3.1.1 und 3.1.2). Diese Blockade enthält dabei 465 kg (8 % Coreinventar*) Kernbrennstoff*. Die Kernmaterialkonfiguration im unteren axialen Blanket entspricht dabei der in Punkt 3.5.

Die Bestimmung der kritischen Poolmassen dient vor allem der Abschätzung der Kernbrennstoffmassen, die endgültig aus dem Corebereich entfernt werden müssen, um dauerhafte Unterkritikalität der Restmassen im Kernbereich zu garantieren.

3.1.1. Kritischer Brennstoff/Stahlpool mit Spaltprodukten und B₄C-Material -----

In diesem Fall wird angenommen, daß der Pool neben dem Brennstoff der beiden Anreicherungszone auch Stahl, B₄C-Material des Regeltrimmsystems sowie auch die Spaltprodukte des EOL-Brennstoffs - also alle parasitären Neutronenabsorber - enthält.

Es wird weiterhin vorausgesetzt, daß der Pool nicht siedeln möge, die Stahltemperatur also unter dem Schmelzpunkt (und zwar ~ 500K) des Brennstoffs liege. Dispersionseffekte der Spaltprodukte werden ebenso per Definition ausgeschlossen. Die Brennstofftemperatur wird mit 3000 K knapp über dem Schmelzpunkt festgesetzt. Die Brennstoffdichte beläuft sich dann auf ungefähr 8.8 g/cm³ /17/ und die Stahldichte auf 6.4 g/cm³ /18/. Bei einer Volumenfraktion des Brennstoffs von etwa 57% (Stahl: 43%) beträgt dann die

* Die Begriffe Brennstoff sowie Inventar bezeichnen stets die Oxidmasse inclusive der Spaltprodukte außer es wird gesondert auf "reinen" Brennstoff (Oxidmasse) hingewiesen. (entspricht dem Vorgehen bei den Exkursionsrechnungen, da in KADIS der Brennstoffanteil stets auch die Spaltprodukte umfaßt.)

Brennstoffschmierdichte 5 g/cm^3 (Stahl: 2.7 g/cm^3).

Die mittlere PuO_2 -Anreicherung des Pools beläuft sich auf etwa 28 Atomprozent. Die mit Transporttheorie berechnete kritische Kernmaterialkonfiguration ist in Abb.3.1.1 dargestellt.

Diese Reaktorkonfiguration wird mit einer Oxidmasse von 3765 kg kritisch. Dies entspricht einem Coreinventaranteil von 63 Prozent. Die kritische Poolhöhe bei Einschluß der Spaltprodukte liegt bei 31.6 cm.

Diese Rechnungen zeigen, daß bei Einschluß aller parasitären Neutronenabsorber eine relativ hohe Kernbrennstoffmasse im Kernbereich unterkritisch gehalten werden kann. Die tatsächlich nach einem Kernschmelzen im Core zu Kritikalität führende Masse wird jedoch noch durch weitere physikalische Effekte bestimmt.

Einerseits wird durch Wärmeübertragung auf den Stahl dieser soweit aufgeheizt, daß er zu verdampfen beginnt und daß unabhängig vom Kritikalitätszustand Dispersionsvorgänge /19/ auftreten werden, welche das Poolmaterial verdünnen.

Es wird aber in diesem Pools wegen der Nichtlöslichkeit von Brennstoff und Stahl auch zu Separationsprozessen der beiden Materialien kommen und desweiteren werden auch Spaltprodukte ausdampfen bzw. metallische Anteile der Spaltprodukte sich mit dem auftreibenden Stahl verbinden und mitbewegen.

Exakte Angaben über den transient vorhandenen Stahlanteil im Pool können zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht gemacht werden, da der Pool die unteren axialen Blockade/Blanketbereiche langsam anschmelzen wird und von daher stets wieder Stahl hinzuschmilzt und in den Brennstoffpool gelangt.

Zusätzlich zu den 3765 kg Brennstoff befinden sich noch 231 kg Spaltprodukte im Pool. Dabei ist zwischen Edelgasen, flüchtigen und nicht flüchtigen Spaltprodukten zu unterscheiden, wobei in der letzten Gruppe noch zwischen oxid- und nichtoxidbildenden Elementen unterschieden werden kann. Die Nachwärmeleistung wird dabei etwa zu 70% von den nichtflüch-

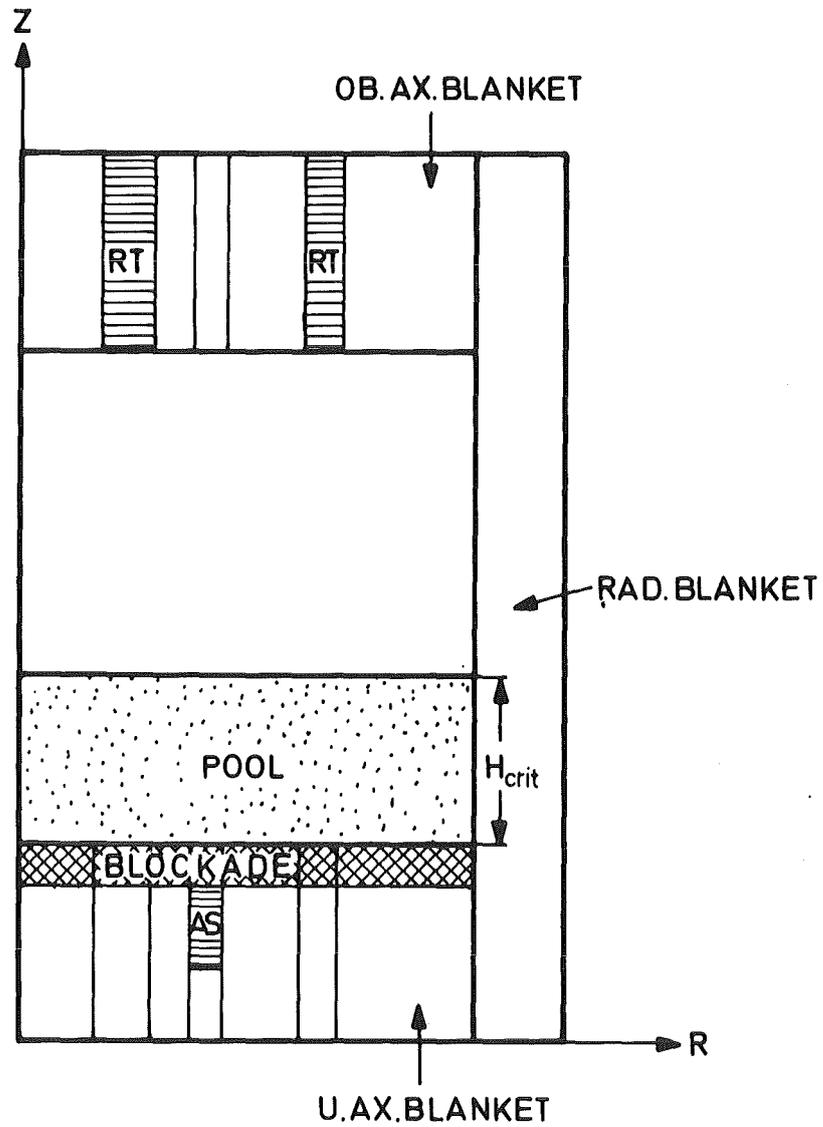


BILD 3.1.1 BESTIMMUNG DER NUKLEAR KRITISCHEN HÖHEN UND MASEN FÜR EINEN BRENNSTOFFPOOL UNTER EINSCHLUSS VON STAHL, SPALTPRODUKTEN UND ABSORBERMATERIAL

tigen Spaltprodukten geliefert. Ausgedrückt in Atomprozenten teilen sich die nicht flüchtigen Spaltprodukte in etwa 40% oxidbildende und 30% nicht-oxidbildende auf. Zu welchem Anteil sich nun im einzelnen jedes Spaltprodukt im flüssigen Brennstoff und Stahl befindet hängt weitgehend von Randbedingungen wie Abbrand, Pooltemperatur, Brennstoff/Stahlkonzentration etc. ab.

Das B_4C Material im Pool (0.3 Volumenprozent) wird aufgrund des etwa vierfach leichteren spezifischen Gewichtes wahrscheinlich nach oben auftreiben. Durch eine sich im Pool ausbildende Konvektionsströmung könnte es jedoch auch wieder zu einer nachträglichen teilweisen Vermischung kommen.

Entfernt man bei sonst gleichen Verhältnissen den noch verbliebenen B_4C Anteil aus dem Poolbereich, so reduziert sich die zur Kritikalität führende Brennstoffmasse geringfügig. Es führt dann schon eine Oxidmasse von 60% des Coreinventars (3629 kg) zu einer kritischen Materialanordnung.

Aufgrund der noch vorhandenen Unsicherheiten in welchen Anteilen Brennstoff, Stahl, B_4C -Material und Spaltprodukte im Pool vorhanden sind wurde als Extremabschätzung für die Kritikalität eines Gesamtcorepools angenommen, das sich der gesamte Stahl, das B_4C -Material und alle Spaltprodukte aus dem Pool absepariert haben (Punkt 3.1.2). Dieser Pool hat allerdings als Randbedingung für die PAHR-Phase keine Bedeutung, da in diesem Pool keine Nachwärme erzeugt wird.

3.1.2 Kritischer Pool aus reinem Brennstoff

Die Konfiguration eines völlig reinen Brennstoffpools wird in Abb.3.1.2 dargestellt. Als Brennstoffdichte und Brennstofftemperatur wurden die Werte aus Punkt 3.1.2 gewählt (8.8 g/cm^3 , 3000 K). Als zusätzlich reaktivitätserhöhend wirkt dabei der abseparierte Stahlanteil von dem angenommen wird, daß er aus dem Pool aufgetrieben wurde und nun auf dem reinen Brennstoffpool schwimmt. Die Stahlschicht besitzt dabei eine Dicke von 19 cm. (Abb.3.1.2) Diese Stahlschicht wirkt nun als zusätzlicher axialer Reflektor über dem Pool.

Durch das Fehlen der parasitären Neutronenabsorber wird der Pool schon bei einer sehr viel kleineren reinen Brennstoffmasse

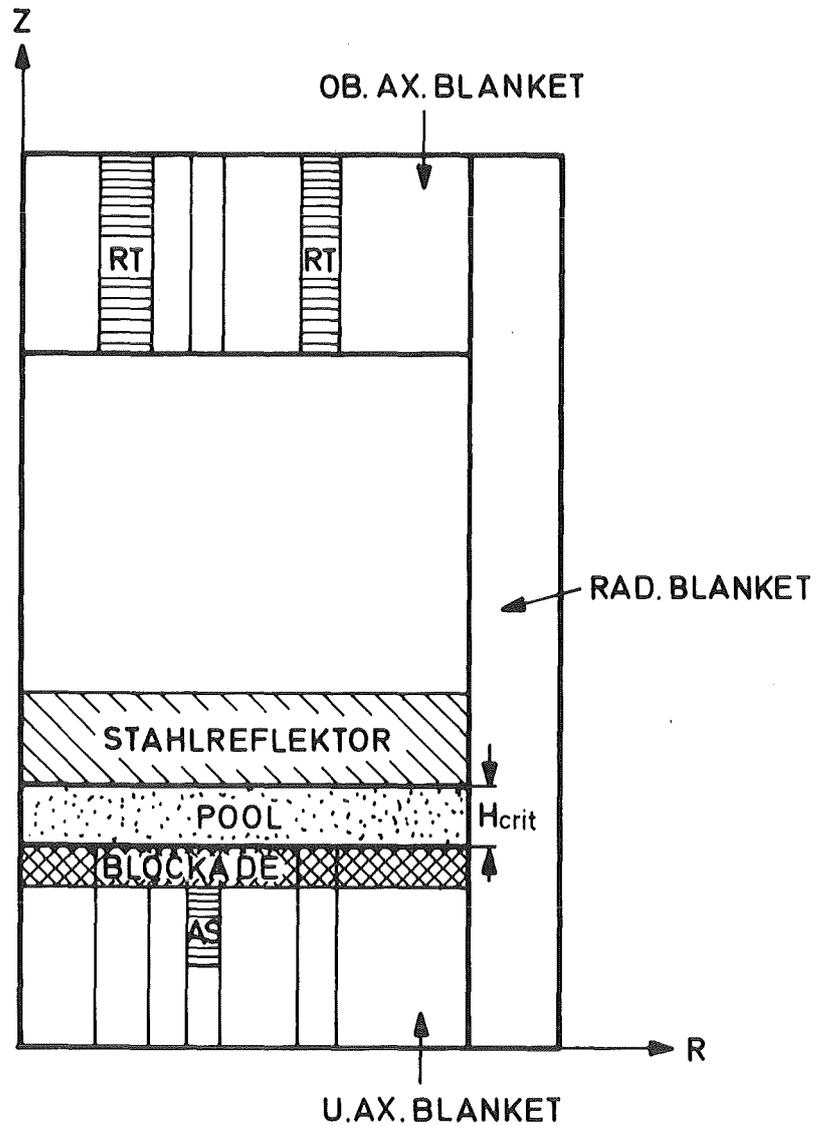


BILD 3.1.2 BESTIMMUNG DER NUKLEAR KRITISCHEN^m HÖHEN UND MASEN FÜR EINEN REINEN BRENNSTOFFPOOL MIT DARÜBERSCHWIMMENDEM STAHLREFLEKTOR

von 2439 kg kritisch ($\hat{=}$ 41 Prozent des Coreinventars). Die kritische Poolhöhe beträgt dabei 11 cm. Diese 2439 kg Oxidmasse stellen für einen Gesamtcorepool die unterste Grenze für die neutronische Kritikalität dar. Um endgültige Unterkritikalität zu gewährleisten müssen also 60 Prozent des Coreinventars aus dem Kernbereich ejeziert werden. Interessant ist hierbei noch eine nähere Betrachtung der kritischen Poolhöhen. Ein Vergleich mit den von Fauske /7/ angegebenen maximalen nicht siedenden Brennstoffschichtdicken auf Nachwärmeniveau lassen selbst bei 1 Prozent der Nominalleistung noch ein Aufsieden der obigen Brennstoffpools erwarten.

3.2 Berechnung des Reaktivitätspotentials bei Vermischung des Brennstoffes beider Anreicherungs-zonen

Der vorliegende Fall dient nur zur Bestimmung des maximalen Reaktivitätseffektes welcher bei Erhaltung des gesamten Coreinventars im Kern durch die homogene Vermischung der beiden Anreicherungs-zonen entsteht. Eine Durchmischung in der in Abb.3.2 angedeuteten Form (ohne axiale Blockadebildung bzw. Ejektion von Kernmaterial aus dem Kernbereich) ist nicht möglich. Durch die vor den radialen Durchschmelzvorgängen der Brennelementkästen eintretenden Ejektionsvorgänge bzw. Blockadebildungen könnte eine Durchmischung des Brennstoffes der beiden Corezonen nur von einem niedrigen Reaktivitätsniveau aus erfolgen. Die dominante Bewegungsrichtung der Kernmaterialien ist wegen der vorgegebenen Kastenwandstrukturen hauptsächlich axial. Die radiale Aufschmelzpropagation und eine zusätzliche radiale totale Durchmischung des Brennstoffes beider Anreicherungs-zonen kann nur relativ langsam (in Sekundenbereichen) erfolgen. Der sich in Abb.3.2 über den gesamten Kernbereich erstreckende Pool enthält also neben dem gesamten Brennstoff auch den gesamten Hüllen/Kastenstahl und das gesamte B_4C -Material der 20.7 cm in das Core eingefahrenen Regeltrimmstäbe. Die Reaktivitätszunahme durch die homogene Vermischung des gesamten Kernmaterials der verschiedenen hohen Anreicherungsstufen beträgt $\Delta\rho = + 18 \text{ \textcent}$.

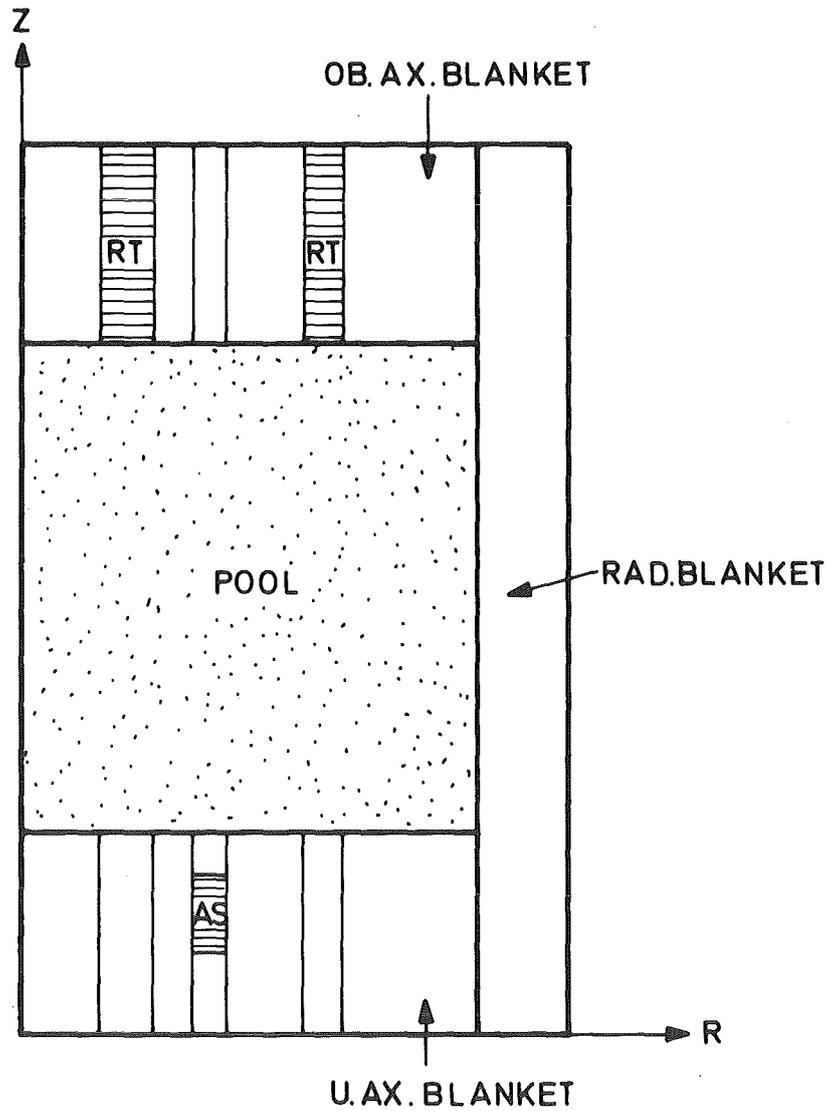


BILD 3.2 VERMISCHUNG BEIDER COREZONEN UNTERSCHIEDLICHER ANREICHERUNG NACH AUFSCHMELZEN DER BRENNELEMENT-KÄSTEN

3.3 Bestimmung des Reaktivitätsverlustes durch Ejektion von Kernmaterial in das obere und untere axiale Blanket bei intakten Brennelementkästen

Bei noch intakten Brennelementkästen sollen durch Dispersionsprozesse (Stahldampf, Spaltgase etc) das Brennstoff/Hüllenstahlgemisch des Cores bis in die axialen Blanketbereiche ejeziert werden. (Das Coreinventar bleibt dabei im Referenzvolumen Core+Blanket erhalten). Es soll dabei der Reaktivitätsverlust durch den Dispersionsvorgang angegeben werden. Zu beachten ist noch, daß in den vorliegenden Fällen der Corebrennstoff und Hüllenstahl (+Abstandshalter) in den im Brennelement vorliegenden Volumenverhältnissen homogen über die Core- und Blanketbereiche verschmiert werden. Die Brennstoffdichte im Kern/Blanketbereich wird also im Verhältnis

$$\gamma = \frac{\text{Corehöhe}}{\text{Corehöhe} + \text{Blankethöhe}}$$
 verdünnt. Es werden dabei mit voller Absicht keine dichten Blockaden modelliert, da bei der vorgegebenen Geometrie des SNR-300 ($H_{\text{Core}} = 96 \text{ cm}$, $2 * H_{\text{Blanket}} = 80 \text{ cm}$) und einem Leervolumenanteil von etwa 50% im gevoideten Core beinahe das gesamte Brennstoff/Stahlinventar in die axialen Blankets eingelagert werden könnte.

Da diese Kritikalitätsrechnungen hauptsächlich dazu dienen, um einen Eindruck von dem Reaktivitätsverlust bei Ejektion von Teilen des Coreinventars zu erhalten erschien es uns sinnvoll maximal nur 50% des Inventars in die axialen Blankets zu verlagern.

Dringt nun ein Brennstoff/Stahlgemisch bis zur Oberkante des oberen axialen Blankets aus jedem Brennelement vor (Abb.:3.3.1) so verliert der Reaktorkern etwa 29 Prozent des Inventars und die Reaktivität sinkt auf -49 % ab. (Fall 3.3.1)

Kann dieses Brennstoff/Stahlgemisch auch in das untere axiale Blanket expandieren $\gamma = \frac{\text{Corehöhe}}{\text{Corehöhe} + 2 \cdot H_{\text{Blanket}}}$ so reduziert sich die Reaktivität weiter und man erreicht ein Reaktivitätsniveau von -85 %. Dabei befinden sich jetzt etwa 45 Prozent des Inventars außerhalb der aktiven Corezone (Fall 3.3.2) (Abb.3.3.2)

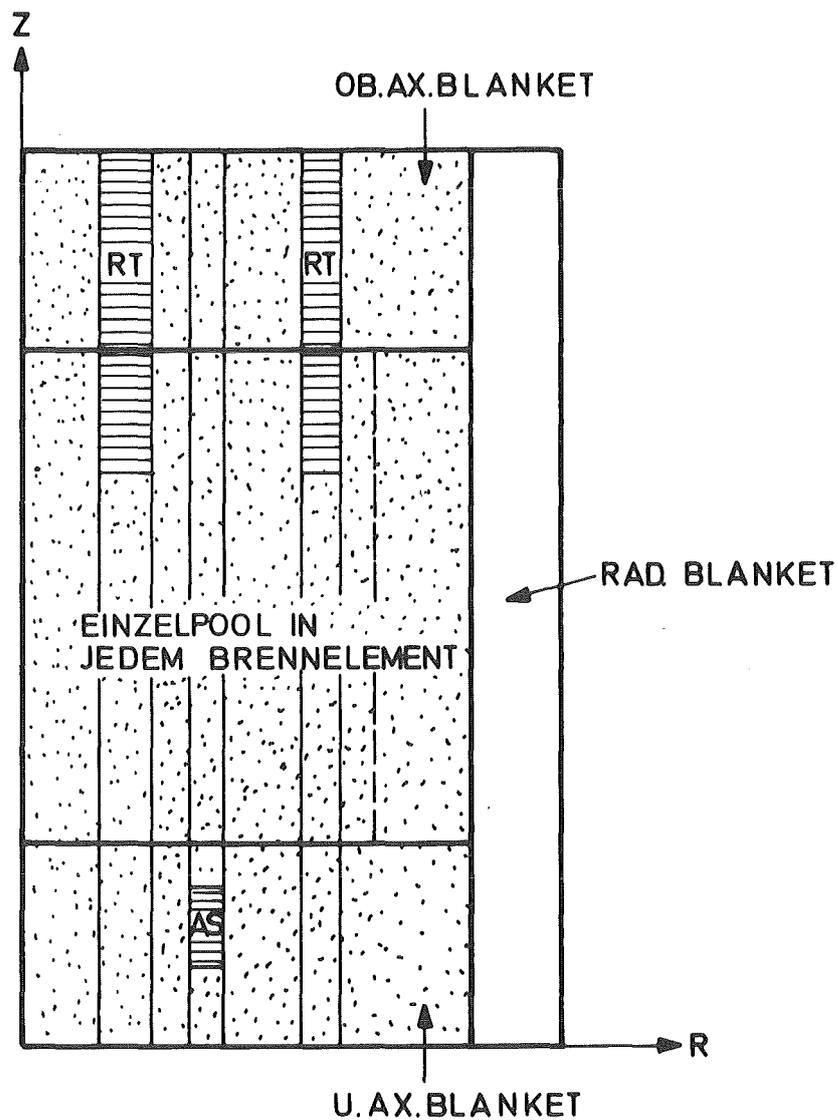


BILD 3.3.2 AUFSIEDEN DER POOLS IN DEN EINZELNEN BRENNELEMENTEN BIS IN DEN OBEREN UND UNTEREM BLANKETBEREICH

3.4 Bestimmung der Reaktivitätsänderung durch Ejektion von Kernmaterial in das obere/und untere Blanket mit nachfolgender homogener Vermischung des Restbrennstoffes beider Anreicherungs-zonen

Den Ausgangspunkt bilden die beiden Rechenfälle von 3.3 wobei jetzt jedoch angenommen wird, daß nach der Ejektion von Kernmaterial auch die Brennelementkastenwände niederschmelzen und sich der noch im Kern befindliche Restbrennstoff beider Corezonen homogen vermischt. Im Fall 3.4.1 erhöht sich die Reaktivität gegenüber Fall 3.3.1 um etwa 19 ‰, so daß schließlich ein noch immer stark unterkritisches Reaktivitätsniveau von -30 ‰ zurückbleibt. (Abb.3.4.2) Im Fall 3.4.2 (Abb.3.4.2) steigt die Reaktivität gegenüber Fall 3.3.2 um 23 ‰ an. Die Restkonfiguration bleibt auch hier mit - 62 ‰ weiterhin stark unterkritisch.

3.5 Festlegung einer Referenzmaterialkonfiguration für die transienten Untersuchungen (Fall B,C,D in Kap.4)

Die Konfigurationen, bei denen das siedende Brennstoff/Stahlgemisch nur in das obere axiale Blanket eindringt beziehungsweise bis zu den Außenkanten beider axialer Blankets vordringt haben stark modellhaften Charakter und sollten hauptsächlich zur Abschätzung des Reaktivitätsverlustes bei Ejektionsvorgängen aus dem Corebereich dienen. Für die zu untersuchenden transienten Rechenfälle müssen jedoch realistischere Kernmaterialkonfigurationen gewählt werden. Das Störfallszenario, welches zu diesen Materialverteilungen führt beginnt mit der Ausbildung von siedenden Brennstoff/Stahlpools in den einzelnen Brennelementen. Die Expansion der Kernbrennstoffmischung führt in den kälteren axialen Blanketbereichen zu transienter Blockadebildung. Es wird nun angenommen, daß eine gewisse Zeit vergeht, bis die aus dem Pool nach oben (unten) gerichteten Wärmeflüsse die Blockaden durchschmelzen und freie Strömungswege für die Ejektion des Kernmaterials geschaffen werden. Während dieser Phase werden die noch vorhandenen Brennelementkastenstrukturen aufgeschmolzen. Der noch im Kern vor-

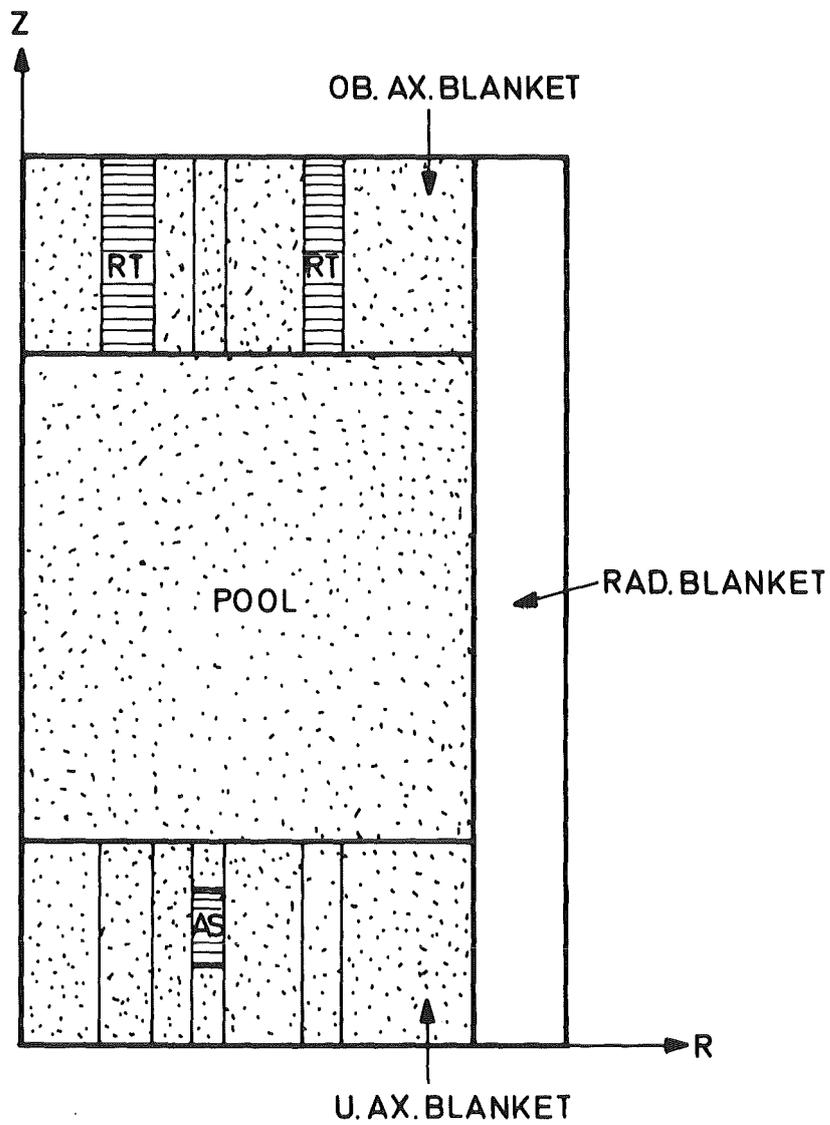


BILD 3.4.2 AUFSIEDEN DES POOLS IN DEN EINZELNEN BRENNELEMENTEN BIS IN DEN OBEREN UND UNTEREN BLANKETBEREICH MIT NACHTRÄGLICHEM AUFSCHMELZEN DER BE-KÄSTEN UND VERMISCHUNG DES BRENNSTOFFES BEIDER ANREICHERUNGSZONEN IM CORE

handene Brennstoff unterschiedlicher Anreicherung vermischt sich dabei homogen und es werden schließlich auch noch die intakt angenommenen Sonderelemente (RT, AS etc) zerstört. Danach liegt im Core ein über das gesamte Corevolumen aufgesiedeter homogener Pool vor.

Bei der Definition und Wahl der Kernmaterialumverteilung im Corebereich bzw. in den axialen Blankets wurden zum Teil Gesichtspunkte des in /1,2/ dargestellten Szenarios berücksichtigt. Die Kernmaterialverteilung entspricht dabei den im SNR-300 vorliegenden geometrischen Verhältnissen und wurde auch (nach einigen Vorrechnungen) nach dem Gesichtspunkt ausgewählt, daß es bei den transienten Fällen C und D (Poolkollabieren und Rückkehr von Kernmaterial in den Poolbereich) auch tatsächlich wieder zu kritischen Materialkonfigurationen, z.B. nach Wiedereintritt von Brennstoff, kommt. (Siehe auch Anhang 5, wo in Fall D-4 keine Rekritikalität auftritt.) Um noch genügend Brennstoff im Pool zu erhalten, wurde ebenso kein Brennstoff in das radiale Blanket ejeziert. In diesem Sinne wurde eine pessimistische Modellierung gewählt, da wie die bisher in Kap.3 vorgestellten Rechnungen zeigen, eine Ejektion von Kernmaterial in die Blankets bereits zu sehr stark unterkritischen Konfigurationen führen kann. Im einzelnen wurde bei der Aufteilung der Brennstoffmassen wie folgt vorgegangen: Das EOL Core (3. Zyklus) enthält 199 Brennelemente mit 6002 kg Brennstoff (Spaltprodukte eingeschlossen). Davon werden 25 Prozent (1501 kg) aus dem Core in die Blanketstrukturen ejeziert. Mit dem Brennstoff wird auch ein Anteil des Hüllenstahls (33 Prozent $\hat{=}$ 598 kg) in die Blankets verlagert. Die Aufteilung des ejezierten Brennstoff/Stahlgemisches in das obere und untere axiale Blanket geschieht im Verhältnis 3:1, sodaß sich schließlich im oberen axialen Blanket 1126 kg (19% Inventar) und im unteren Blanket 375 kg (6% Inventar) Brennstoff befinden. Dieser Brennstoff wird in die gevoideten Blanketstrukturen (Leervolumen 49%) der einzelnen Brennelemente eingelagert. Dazu kommen noch die 598 kg Stahl aus dem Core.

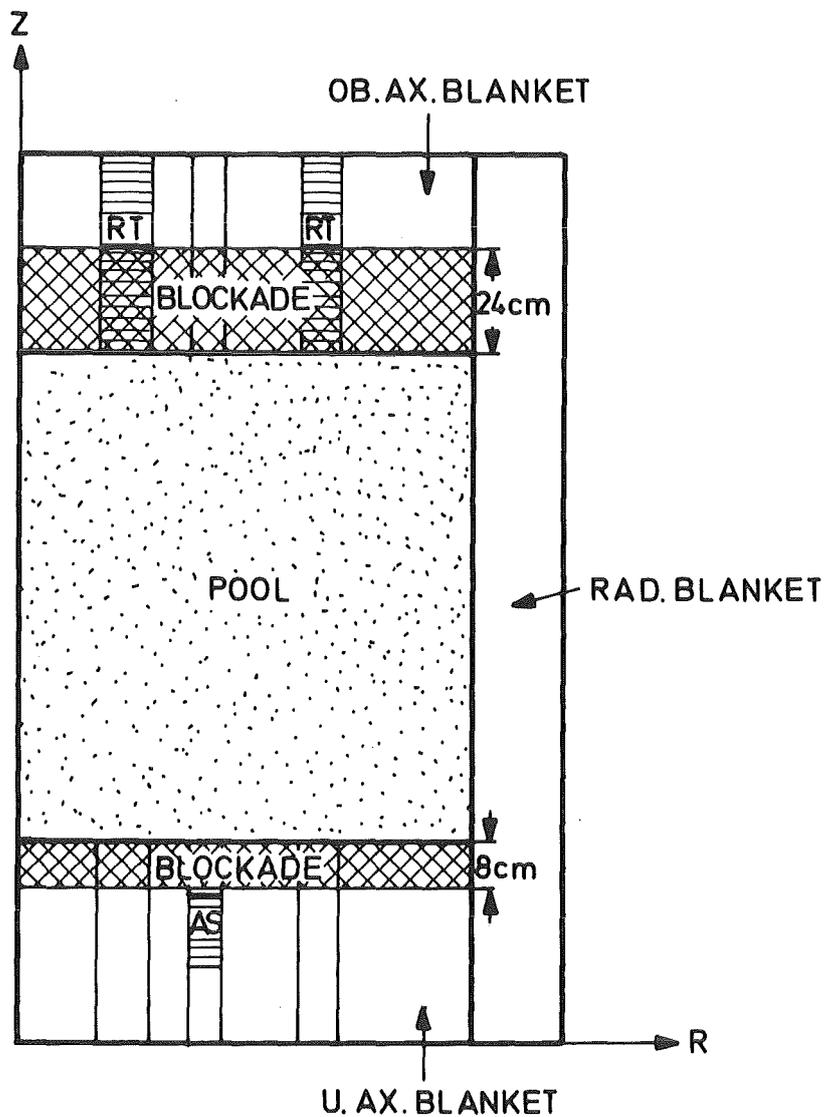


BILD 3.5

REFERENZMATERIALKONFIGURATION FÜR DIE TRANSIENTEN RECHENFÄLLE B, C UND D (KAP. 4)

Bei einer Eindringtiefe in das obere und untere axiale Blanket von 24 bzw. 8 cm ergeben sich in den durch Kernmaterial aufgefüllten Blanketbereichen, mittlere Brennstoffschmierdichten von 4.9 g/cm^3 und Stahlschmierdichten von etwa 2.0 g/cm^3 (gegenüber intaktem Core: $\bar{\rho}_f = 2.5 \text{ g/cm}^3$, $\bar{\rho}_s = 1.4 \text{ g/cm}^3$). Der Brennstoff nimmt dabei einen Volumenanteil von 57 Prozent und der Stahl von 27 Prozent ein. Im homogenen zylindrisierten R-Z-Modell beträgt dann das mittlere Voidvolumen im Blanketbereich 8 Prozent. Die Blockade wurde bewußt mit etwas Porosität ausgestattet, um den transienten Charakter der "Blockaden" zu verdeutlichen. Da eine geringe Verschiebung des Kernmaterials in der "Blockade" reaktivitätsmäßig weitgehend ohne Einfluß bleibt, kann durchaus argumentiert werden, daß die Blockaden an den Pooloberflächen völlig dicht sind. Die oberen Teile der Blockade müssen dann geringfügig höhere Voidanteile enthalten. Zusätzlich wurde aus rechentechnischen Gründen keine völlig dichte Blockade angenommen, da ja etwa im Fall D das Blockadematerial wieder aufschmilzt - sich also ausdehnt - und wieder in den Pool zurückkehrt.

Es wird nun weiter angenommen, daß auch die Absorberelemente aufschmelzen und daß durch diese neuen Strömungswege noch Brennstoff und Stahl des Pools in die axialen Blankets gelangt. Dabei werden noch 155 kg Brennstoff und 105 kg Stahl ejeziert, so daß schließlich im Pool noch 4346 kg Brennstoff (72% des Inventars) zurückbleiben. Die obere "Blockade" enthält dann 1191 kg (20% des Inventars) und die untere Blockade 465 kg (siehe Punkt 3.1) (8 % Inventars) Brennstoff. Aus rechentechnischen Gründen wird angenommen, daß kein Kernmaterial in die Brennelementzwischenräume des oberen und unteren axialen Blankets abfließen kann.

Die Schmierdichten in dem so entstandenen Pool, welche die Teilchenzahlendichten für die Neutronikrechnungen bestimmen, liegen für den Brennstoff bei 1.8 g/cm^3 und für den Stahl bei 1.2 g/cm^3 . Die Volumenverhältnisse von Brennstoff/Stahl und Void sowie die theoretische Dichten der Kernmaterialien werden durch die herrschenden Coretemperaturen und die Brennstoff/Stahlmassen bestimmt.

Bei einer Brennstofftemperatur von 3400 K (Stahltemperatur 3000 K) verhält sich der Brennstoff/Stahl/Voidanteil im Pool etwa wie: 22:19:59 bei einer theoretischen Brennstoffdichte von 8.28 g/cm^3 und einer Stahldichte von 5.93 g/cm^3 .

Eine k_{eff} -Rechnung mit S_N -Theorie ergibt für die in Abb.3.5 definierte Kernmaterialkonfiguration einen Reaktivitätswert von -13%.

Bei der Definition des Ausgangsreferenzzustandes für die transienten Rechnungen zu Sekundärkritikalitätsszenarien wurden bzgl. der Materialverteilung zwei pessimistische Annahmen gemacht, welche sich stark auf die Energetik der Exkursionsrechnungen auswirken:

- 1) Es dringt kein Brennstoff in die Zwischenräume der einzelnen Blanketelemente des radialen Brutmantels ein. Im Falle des Vordringens von Brennstoff in das radiale Blanket ginge dadurch ein gewisser Anteil des Coreinventars /2/ für Rekritikalitäten verloren.
- 2) Es wird für die Modellrechnungen angenommen, daß bei der Ejektion der größere Anteil (20 Prozent des Inventars) in das obere Blanket eindringt und damit genügend Brennstoff im oberen Blanket vorhanden ist, um bei der Rückkehr eine Rekritikalität zu initiieren. Wie aus der Tab.A.5.1 ersichtlich, führt der Fall D-4 zu keiner Sekundärkritikalität. Zudem würde eine etwas dickere untere Brennstoff/Stahlblockade das Poolinventar weiter erniedrigen, wobei dieser Brennstoff für Rekritikalitätseignisse nicht mehr direkt zur Verfügung stünde.

Durch die Annahme, daß sich noch sehr viel Kernmaterial im Corebereich befindet werden sowohl die Reaktivitätsgradienten bei den transienten Rechnungen vergrößert als auch die Exkursionsenergiefreisetzungen durch die höheren Brennstoffmassen erhöht.

4. UNTERSUCHUNG VON TRANSIENTEN SEKUNDÄRKRIKALITÄTSMODELLFÄLLEN

In diesem Kapitel werden insgesamt vier Modellfälle von Sekundärkritikalitäten untersucht und diskutiert, welche die wichtigsten Möglichkeiten eines Rekritikalitätseignisses bei noch intakten bzw. schon zerstörten Corestrukturen abdecken sollen.

Modellfall A: Herabfallen von Brennstabstümpfen in die Kernmittelebene bei noch intakten Brennelementkästen.

Modellfall B: Anschmelzen der axialen Blockaden und gleichzeitige Rückkehr von Kern- und Blanketmaterial in den siedenden Poolbereich

Modellfall C: Kollabieren eines siedenden Brennstoff/Stahlpools im Corebereich

Modellfall D: Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial in einen aufgesiedeten Corepool.

Im Modellfall A wird also noch von intakten Kastenwandstrukturen ausgegangen, während in den Fällen B, C und D die Brennelementkästen aufgeschmolzen sind und sich ein über das gesamte Core erstreckender Pool mit Brennstoff aus beiden Anreicherungs-zonen ausgebildet hat.

In allen vier Fällen werden zuerst Reaktivitätsänderungen aufgrund einer vorgegebenen Kernmaterialumverteilung bestimmt. So wird etwa im Fall A durch eine Folge stationärer k_{eff} -Rechnung die Reaktivitätszunahme durch den in die Coremittelebene herab-rückenden Brennstabstumpf bestimmt. Nach Interpolation zwischen den verschiedenen Reaktivitätszuständen kann an jedem Punkt der so erzeugten "Reaktivitätskurve" der Gradient [β/cm] bestimmt werden. Für die Exkursionsrechnungen ist speziell der Reaktivitätsgradient am prompt kritischen Punkt von Bedeutung, da in Hinblick auf die Neutronik erst bei Erreichen von prompter Kritikalität mit energetischen Exkursionen gerechnet werden muß. Um zu Aussagen über mögliche Reaktivitätsrampen zu gelangen, muß zusätzlich zur Richtung der Kernmaterialumverteilung auch noch deren Geschwindigkeit vorgegeben werden. Die Bestimmung der Änderungsgeschwindigkeit der Kernmaterial-

konfigurationen geschieht durch die Vorgabe einfacher Bewegungsgesetze wie z.B. Rückkehr von Kernmaterial aus dem Blanket durch Gravitationswirkung im Fall D.

Eine Verknüpfung des Reaktivitätsgradienten [β/cm] mit der Änderungsgeschwindigkeit [cm/sec] am prompt kritischen Punkt ergibt dann die dort generierte Reaktivitätsrampe.

Schließlich werden für die Fälle C und D Exkursionsrechnungen mit KADIS /10/ durchgeführt um die thermischen und mechanischen Energiefreisetzen von Sekundärkritikalitäten im Kernbereich abzuschätzen.

4.1 Modellfall A: Herabfallen von Brennstabstümpfen in die Kernmittelebene bei noch intakten Brennelementkästen

Der Modellfall A schließt zeitlich gesehen direkt an das Ende der ersten Dispersionsphase nach einem Kühlmitteldurchsatzstörfall an. Durch die erste Leistungstransiente sind dabei die Brennstäbe in der Coremittelebene aufgebrochen, so daß nach Beendigung der Exkursion im oberen sowie unteren Corebereich großteils nur mehr Brennstabstümpfe stehen geblieben sind, in die das flüssig gewordene Brennstoff/Stahlgemisch der axial zentralen Brennstabbereiche eingedrungen ist. Eine Möglichkeit für den Eintritt einer Sekundärkritikalität besteht nun darin, daß die oberen Brennstabstümpfe bestehend aus Brennstoff und nachfolgendem Blanketmaterial nach Druckabfall im zentralen Corebereich in die Coremittelebene fallen. Der hier nur kurz skizzierte Szenarioablauf kann detailliert aus /1/ entnommen werden. (Der Reaktivitätsmodellfall A schließt sich dabei an die milden Durchsatzstörfälle E in /1/ an.

Für die Sekundärkritikalitätsuntersuchung wurde aus Gründen der Konservativität und Transparenz eine Modellierung gewählt, bei der ein großer Zylinderring von Brennstabstümpfen in der gesamten 2. Corezone bei noch intakten Brennelementkästen in Richtung auf die Coremittelebene herabfällt. Da pro Brennelement 166 Brennstäbe vorhanden sind, wird dadurch in der Modellierung voraus-

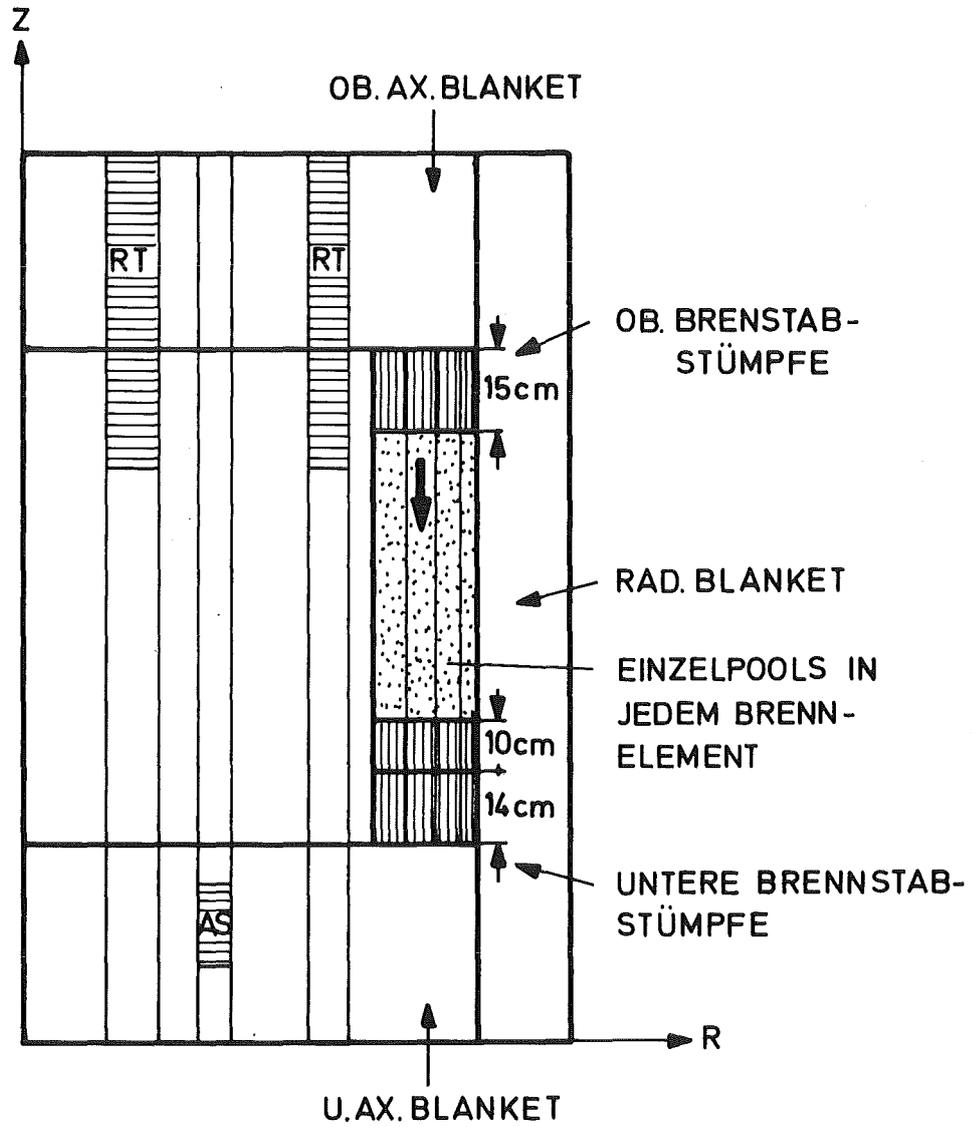


BILD 4.1.1 HERABFALLEN VON BRENNSTABSTÜMPFEN DER 2. COREZONE IN DIE KERMITTELEBENE

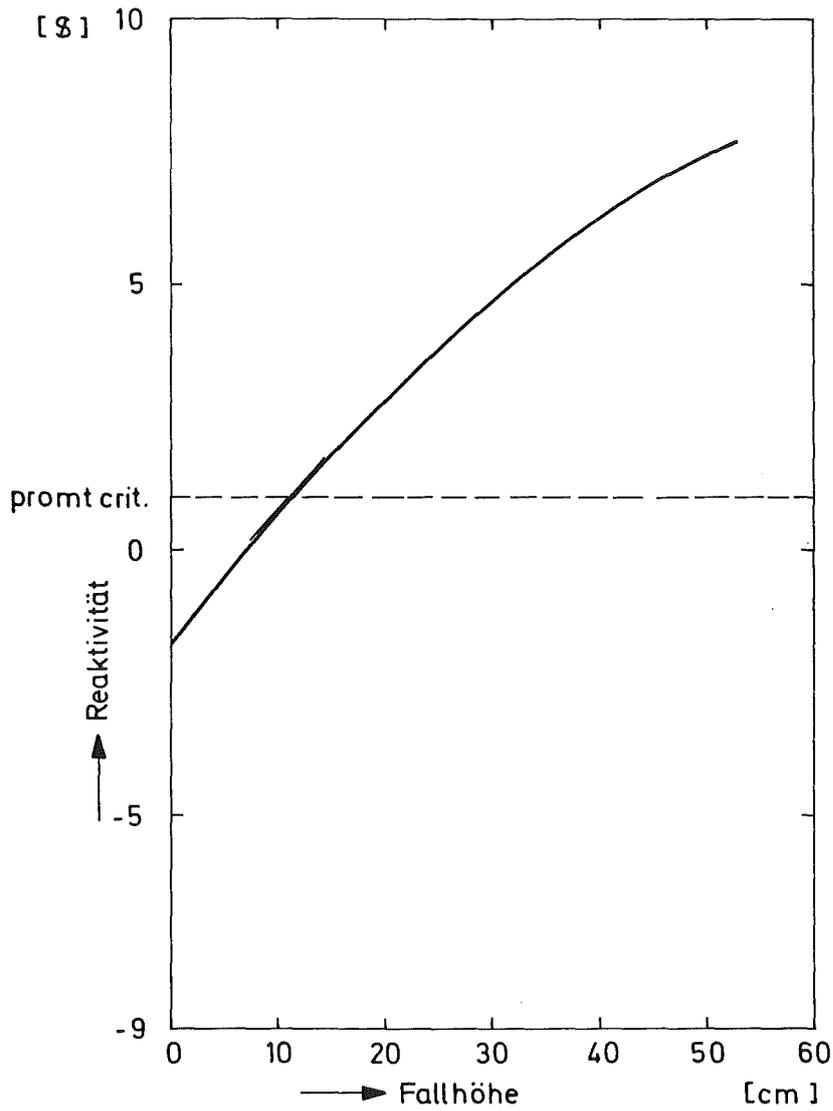


BILD 4.1.2 REAKTIVITÄTSVERLAUF ALS FUNKTION DER FALLHÖHE DER BRENNSTABSTÜMPFE

gesetzt, daß sich die $90 \times 166 = 14940$ Brennstabstümpfe insgesamt völlig kohärent beim Hereinfallen in die Coremittelebene verhalten. Pessimistischerweise wurde die Corezone mit höherer Anreicherung gewählt in der der Brennstoff reaktiver ist, also einen höheren Materialwert besitzt. Es wird weiter angenommen, daß der gesamte Zylinderringstumpf kohärent in das Core fällt und keine Blanketanteile, welche reaktivitätsreduzierend wirken würden (siehe auch Fall B) beim Fallen mitgenommen werden. Es wird bei diesem kohärenten Herabfallen nicht berücksichtigt, daß unter der Annahme noch intakter Brennelementkästen in den 90 Brennelementen der zweiten Corezone unterschiedliche Druckverhältnisse herrschen. Schließlich wird noch freier Fall vorausgesetzt, also Effekte durch verklemmte Abstandshalter oder Reibungsprozesse nicht berücksichtigt.

Für die neutronischen Rechnungen wurden die Materialverteilungen und die Sequenz der Materialbewegungen wie in Abb.: 4.1.1 definiert. Nach Aufbrechen der zentralen Brennstabbereiche bleiben im unteren Kernbereich ein Stumpf von 24 cm und im oberen ein Stumpf von 15 cm Länge übrig. Über den gesamten oberen sowie 10 cm über den unteren Brennstabstumpfbereich wird aufgesiedetes Kernmaterial homogen verteilt, d. h. der Kernbrennstoff sowie der Hüllrohrstahl des Zentralbereiches von Corezone 2 (≈ 57 cm) wird über eine Gesamtlänge von 82 cm gleichmäßig verschmiert.

Für die erste Corezone wird angenommen, daß die Materialbewegungen von Brennstoff und Stahl zu einer Nettoreaktivität identisch mit der bei unzerstörter Geometrie führen. Die Zwischenräume der Brennelementkästen sollen dabei noch mit Natrium gefüllt sein. Der obere Brennelementstumpf repräsentiert eine Brennstoffmasse von 424 kg. Die Kernmaterialumverteilung in Corezone 2 führt zu einem Reaktivitätszustand von $-1.8 \text{ } \beta$.

Unter Gravitationswirkung beginnen dann die Stümpfe in Richtung zur Coremittelebene hin zu fallen.

Durch sukzessive k_{eff} -Transportrechnungen wurde die Reaktivitätszunahme durch diesen "Slumping"-Vorgang bestimmt (Abb.:4.1.2). Nach einer Fallstrecke von etwa 12 cm wird prompte Kritikalität mit einem Reaktivitätsgradienten von $0.24 \text{ } \beta/\text{cm}$ erreicht.

Unter der Annahme eines ungebremsten freien Falles wird dann bei prompt kritisch eine 35 g/sec Rampe generiert.

Es wird dabei also nicht berücksichtigt, daß durch die Exkursion neuerlich Spaltgas und Stahldampfdrücke aufgebaut werden, welche zu einer Behinderung des freien Falles führen und es werden außerdem vorhandene Reibungskräfte vernachlässigt. Es werden bei der Modellierung dieses Falles A also sowohl pessimistische Annahmen bzgl. der Masse und Kohärenz des Herabfallens als auch der Geschwindigkeit der Brennstabstümpfe gemacht.

Die Energetik des Rekritikalitätsfalles A wurde über den später diskutierten Fall D (siehe auch Anhang 1 und 2) abgeschätzt.

Für die Exkursionsrechnungen wurde das in Anhang 2 spezifizierte Temperaturprofil T3 gewählt. Die Maximaltemperatur beträgt in der Mitte der 2. Corezone bei Beginn der Exkursion 3270 K und am Corerand 3130 K. Die mittleren Temperaturgradienten im gesamten Core liegen in radialer Richtung zwischen 4-8K/cm und in axialer Richtung zwischen 1-4K/cm. Für die Modellierung mit KADIS wurden etwas höhere Brennstofftemperaturen (bzw. Dampfdrücke) gewählt, als dem eigentlichen Corezustand im Fall E /1/ entsprechen. Die Dispersionsmechanismen, welche die Exkursion im Fall E begrenzen (Spaltgas, Na-Dampfdruck und später auch Stahldampfdrücke) werden schon vor dem Auftreten von Brennstoffdampfdrücken wirksam. Diese Mechanismen werden in KADIS nicht direkt erfaßt. Sie wurden daher durch die Wahl geringfügig höherer Anfangstemperaturen im Brennstoff plausibel simuliert. Die gewählten Temperaturen liegen im Gegensatz zum aktuellen Corezustand des Falles E am Ende der ersten Exkursion noch immer weit unter der Schwelle für Dispersionsdrücke. Aufgrund der Voraussetzung noch intakter Brennelementkästen zu Beginn der Sekundärexkursion wurde in KADIS die Option des "radial motion constraint" benutzt. Dabei werden radiale Materialbewegungen so lange unterdrückt, bis zwischen zwei radial benachbarten KADIS-Maschen eine vorgegebene Druckdifferenz Δp überschritten wird.

Die Untersuchungen des milden Kühlmitteldurchsatzstörfalles E /1/ zeigen, daß Teile der Kastenwandstrukturen durch die erste Exkursion bereits sehr stark aufgeheizt wurden und einer radialen Deformation nur geringen Widerstand entgegensetzen können. In konservativer Weise wurde jedoch im Modellfall A angenommen, daß erst ab einer Druckdifferenz von $\Delta p = 5 \text{ bar}$ auch radiale Materialbewegung zugelassen wird, die Kastenwände also erst dann als geschmolzen/geborsten angenommen werden. Dabei werden für den Druckaufbau im Core nur Brennstoffdampfdrücke berücksichtigt.

Die Anfangsleistung und Mutterkernkonzentrationen für die KADIS-Rechnungen wurden mit einer Punktkinetikrechnung bestimmt, indem der in Abb.4.1.3 dargestellte Reaktivitätsverlauf vorgegeben wurde. Die Reaktivität fällt dabei rasch von $+0.88 \%$ (Fall E in /1/) auf das für Fall A berechnete Reaktivitätsniveau von -1.8% ab, verläuft dann $1 \text{ sec} / 11/$ auf diesem Reaktivitätsniveau bis die für Modellfall A berechnete Reaktivitätsrampe von 35% /sec einsetzt. Als Eingabegrößen für die Punktkinetikrechnungen wurden noch die Anfangsleistung und die Vorläuferkonzentrationen aus der SAS3D Rechnung (Fall E /1/) übernommen.

Beim Erreichen prompter Kritikalität ist, nach dem vorhergehenden starken Abfall, die Leistung wieder auf den 26 fachen Wert der Nominalleistung angewachsen. Die Mutterkernkonzentrationen haben sich jedoch gegenüber der ersten Exkursion leicht verringert (Die Auswirkung der Verkleinerung der Mutterkernkonzentrationen auf die Störfallenergetik wird kurz in Anhang 1 diskutiert).

Die mit diesen Anfangsbedingungen durchgeführte Exkursionsrechnung führt zu einer thermischen Energiefreisetzung von 4442 MWsec im geschmolzenen Brennstoff mit Spitzenbrennstofftemperaturen von 5255 K (siehe Tab.: 3.1.1). Die mechanische Energiefreisetzung bei isentroper Expansion der heißen Brennstoffdampfblase auf das gedehnte Covergasvolumen beläuft sich auf 68 MWsec. Der nukleare Leistungsverlauf sowie die Zunahme der Energie im geschmolzenen Brennstoff sind in den Abbildungen 4.1.4 und 4.1.5 dargestellt.

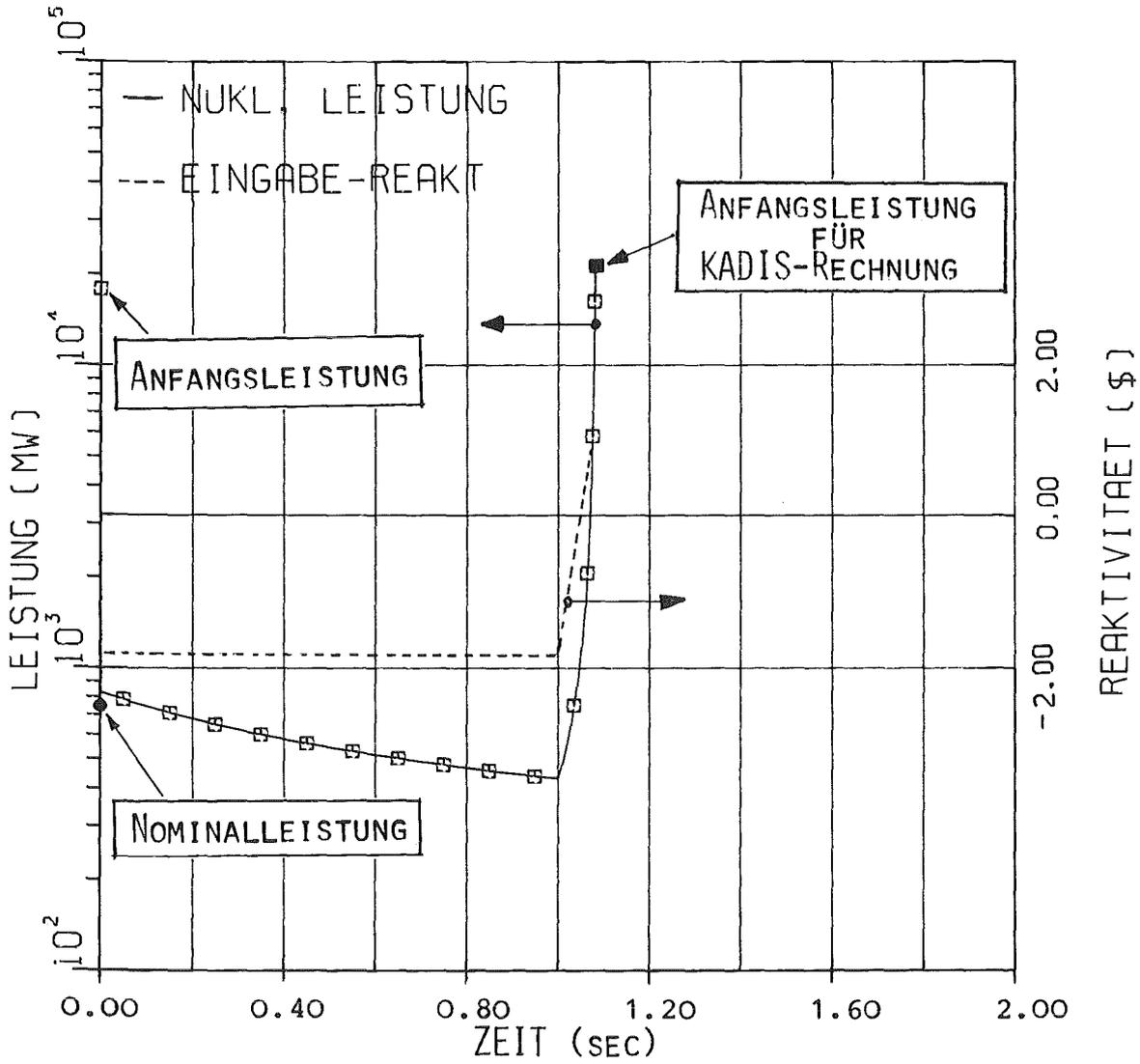


BILD 4.1.3 REAKTIVITÄTS- UND LEISTUNGSVERLAUF NACH BEENDIGUNG DER PRIMÄREXKURSION BIS ZUM EINSETZEN DER SEKUNDÄREXKURSION (MODELLFALL A)

Rampe	\$/sec	35
Anfangsreaktivität	β	1
Anfangsleistung	MW	0.200 + 5
Energie im geschm. Brennstoff (Beginn der Exkursion)	MWs	2421
Exkursionszeit	msec	9.9
Energie im geschm. Brennstoff (Ende der Exkursion)	MWs	4442
Masse des geschm. Brennstoffs	kg	4846
T _{mittel}	K	4139
T _{max}	K	5255
P _{max} (Menzies)	bar	79
max. Reaktivität	β	1.094
max. Leistung	MW	7.908 + 5
mechanische Energie (70 m ³)	MWs	68

Tab.: 3.1.1 Exkursionsrechnung für Sekundärkritikalitätsfall A anhand von Modellfall D

(Temperaturprofil T3, radiale Bewegungs-
unterdrückung bis Druckdifferenz $\Delta p = 5$ bar)

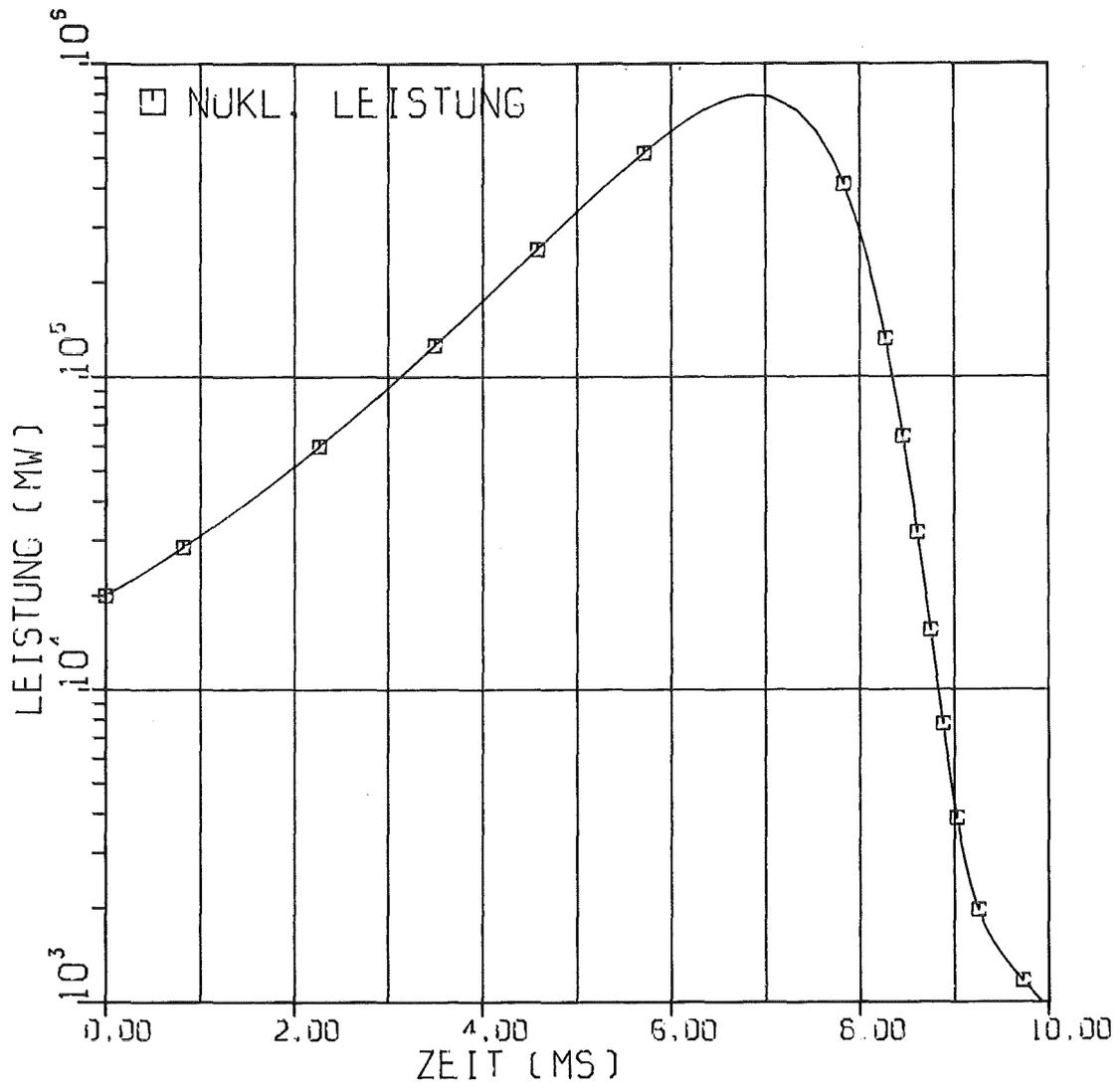


BILD 4.1.4 NUKLEARER LEISTUNGSVERLAUF FÜR DEN MODELLFALL A

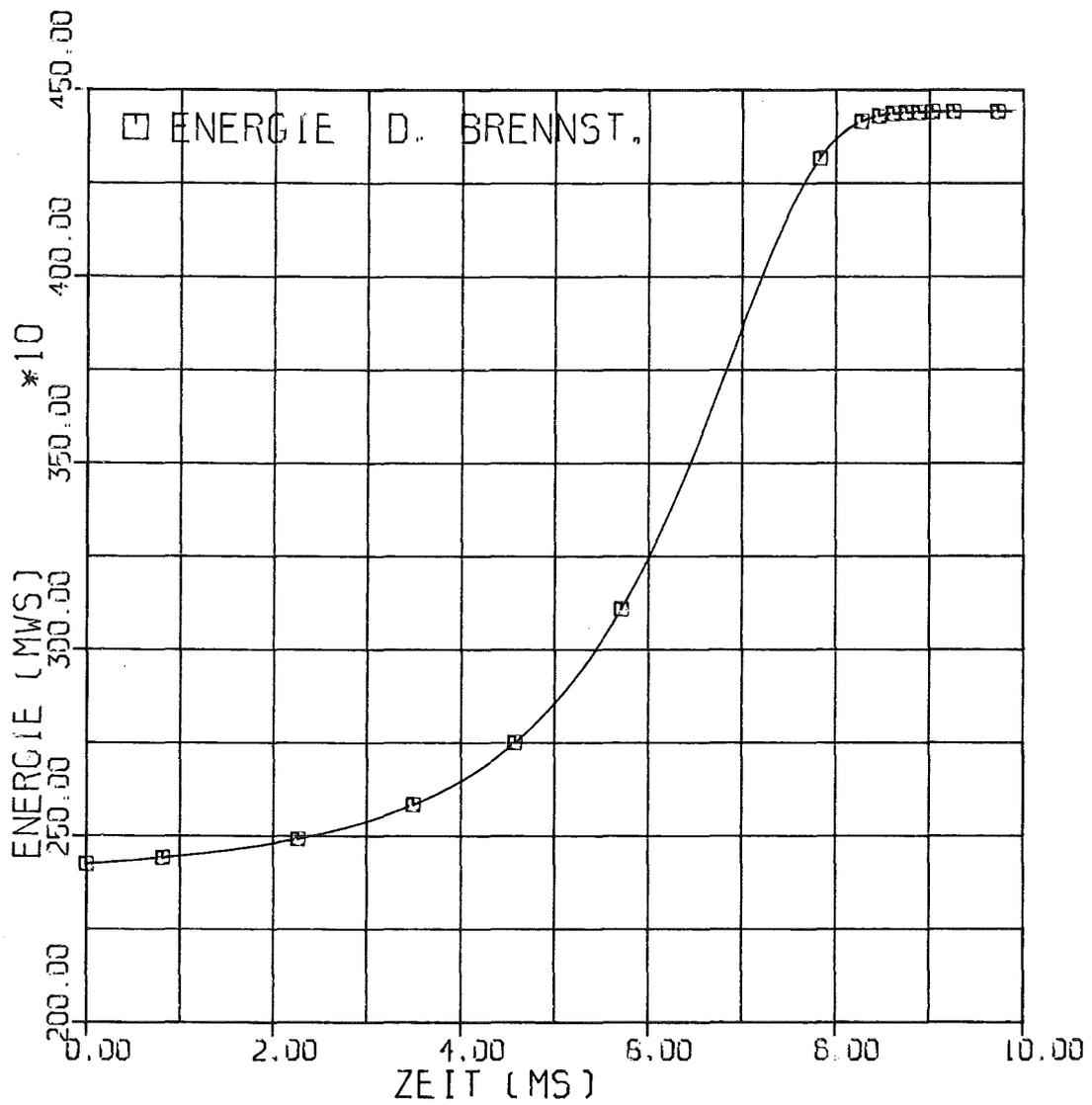


BILD 4.1.5

VERLAUF DER ENERGIE IM GESCHMOLZENEN BRENNSTOFF
BIS ZUR BEENDIGUNG DER 2. EXKURSION (FALL A)

In die Modellierung des Falles A gehen wesentliche konservative Annahmen ein, welche nochmals kurz zusammengestellt werden:

- * hohe herabfallende Brennstoffmassen
- * kohärentes Verhalten aller Brennstabstümpfe
- * keine Berücksichtigung von Reibungskräften, Abstandshaltern oder Gegendruckaufbau durch die Kernmaterialien
- * kein Herabfallen von reaktivitätsreduzierendem Blanketmaterial
- * keine Berücksichtigung der Spaltgas- und Stahldispersion während der Sekundärexkursion.
- * Unterdrückung der radialen Kernmaterialbewegung bis zu Druckdifferenzen von 5 bar zwischen den einzelnen radial benachbarten KADIS-Maschen.

Einen Eindruck, wie pessimistisch die oben gewählte Modellierung von Fall A ist, gibt eine Weiterrechnung /11/ des LOF-Referenzfalles E mit SAS3D. Nach der ersten Leistungsexkursion wird durch neuerliches Gefrieren des nichtrestrukturierten Brennstoffs der Spaltgasdruckgradient der die oberen Brennstabstümpfe vorerst in Schwebelage gehalten hat, rasch abgebaut. Da das Hüllrohr sich noch im festen bzw. im flüssigen Zustand befindet, sind auch noch keine Stahldampfdrücke wirksam. In dieser Störfallphase beginnt die von unten einsetzende Natriumdampfströmung die weitere Materialbewegung stärker zu beeinflussen /11/. Der Abbau der noch vorhandenen Druckgradienten führt schließlich zu einem Herabfallen der oberen Brennstabstümpfe in die Coremittelebene. Dadurch kommt es zu einem raschen Leistungsanstieg bis zum 2149 fachen

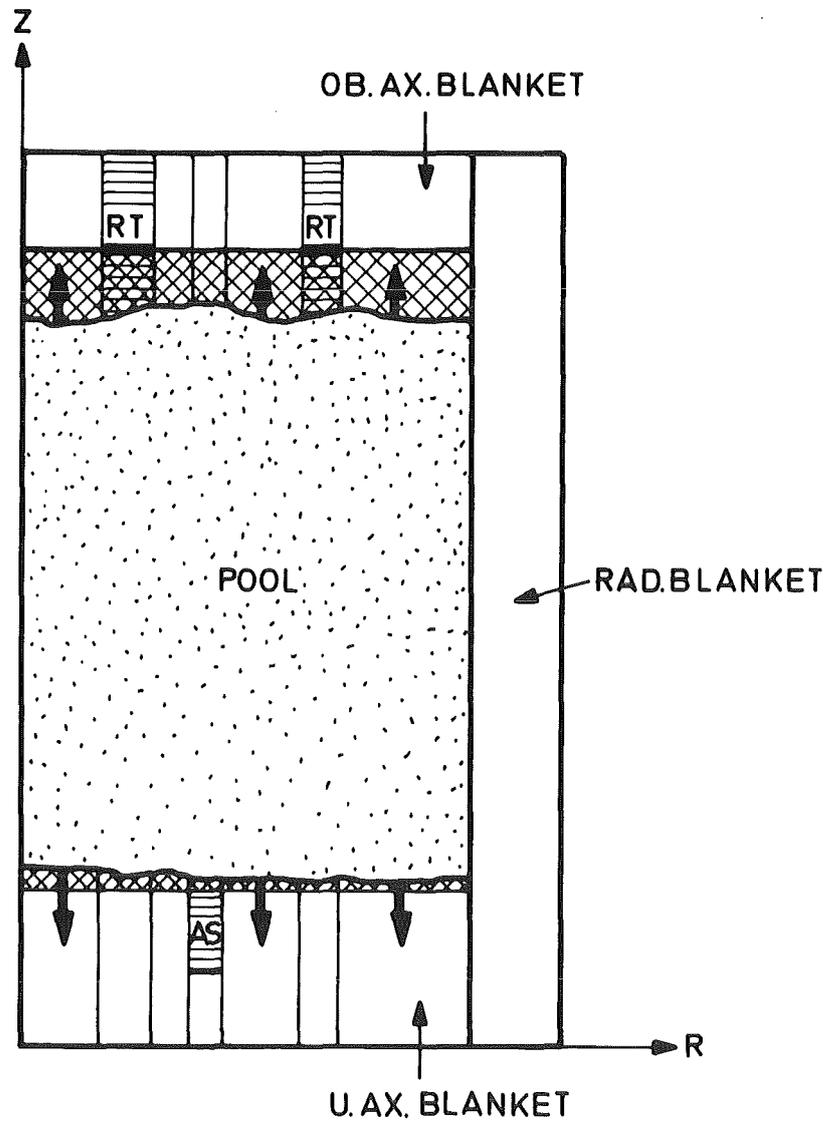
der Nennleistung /11/. Da bis zum Aufbrechen weiterer Brennstabsegmente und darauffolgender Spaltgasdispersion nur wenig Energie zugeführt werden muß, bleibt die Halbwertsbreite des Leistungspulses sehr schmal (3.1 msec). Die Energie im geschmolzenen Brennstoff beläuft sich nach Beendigung der 2. Exkursion auf 3780 MWs (gegenüber 4442 MWs in Tab.: 3.1.1) mit Brennstoffspitzentemperaturen von 4000 K. Durch die zweite Exkursion wird der Stahl soweit aufgeheizt, daß der weitere Störfallverlauf nun durch die Stahldispersion bestimmt wird. Die Beschreibung des Störfalles E mit SAS3D bis zum Eintritt einer Rekritikalität ist jedoch nicht ganz adäquat, da die Brennelementkastenwände nach der ersten Exkursion bereits teilweise geschmolzen sind, in SAS3D aber nur eindimensionale axiale Materialbewegungen modelliert werden können.

4.2 Modellfall B: Anschmelzen der axialen Blockaden und gleichzeitige Rückkehr von Kern- und Blanketmaterial in den siedenden Poolbereich

Es wird davon ausgegangen, daß der Brennstoffpool bis zu den vorhin blockierten Blanketbereichen aufgesiedet ist (Ausgangskonfiguration Kap.3.5 - Abb.3.5.1) und diese nun anzuschmelzen beginnt. Von diesen Schmelzprozessen sind dabei die axialen Blankets, die sich darin befindenden "Blockaden" aus ejeziertem Kernmaterial und das Regeltrimmsystem betroffen. Nach dem Aufschmelzen sollen sich diese Materialien rasch mit dem siedenden Brennstoff/Stahlgemisch des sich axial weiter vergrößernden Pools vermischen. (Abb.:4.2.1)

Durch die vorliegende Untersuchung soll abgeschätzt werden, welchen Einfluß der gleichzeitige Eintritt von ejeziertem Kernmaterial, welches mit Blanketmaterial vermischt ist, auf die Reaktivität des Pools hat. Das in den Pool wieder eintretende Material (Spalt- + Brutstoff) wird homogen mit dem Poolbrennstoff vermischt. Es wird dabei vorausgesetzt, daß der Pool trotz der Durchmischung mit kälterem Material weiterhin aufgesiedet bleibt.

Die Reaktivitätsänderung durch axiale Vergrößerung des Pools bei gleichzeitiger Durchmischung mit den zugeschmolzenen Materialien aus den Blanketbereichen wurde durch eine Folge von stationären Transportrechnungen bestimmt. Dabei ergibt sich schließlich der in Abb.4.2.2 dargestellte Reaktivitätsverlauf. Unabhängig von den tatsächlichen axialen Wärmeflüssen wird gleichzeitig im oberen und unteren axialen Blanket dieselbe Distanz aufgeschmolzen. Die angegebenen negativen Reaktivitäten beziehen sich also stets auf die doppelte Schmelzdistanz ("Doppelzentimeter" - der Abszissenwert von z. B. 10 cm Abschmelztiefe bedeutet das Aufschmelzen von 10 cm des oberen und 10 cm des unteren Blankets).



KfK

BILD 4.2.1 WIEDEREINTRITT VON EJEZIERTEM KERNMATERIAL UND BLANKETMATERIAL IN DEN SICH AUSDEHNENDEN SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHLPOOL

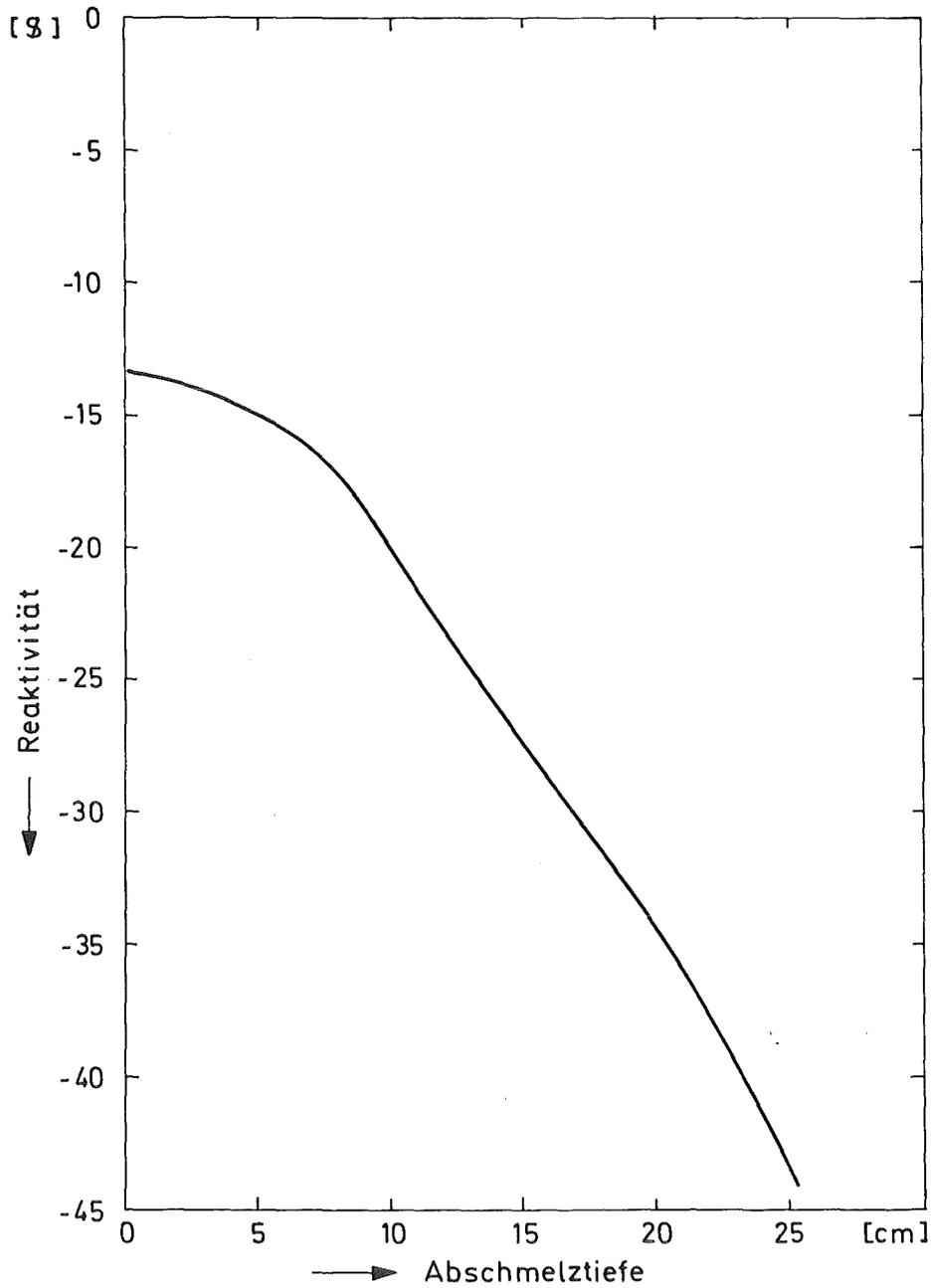


BILD 4.2.2 REAKTIVITÄTSVERLAUF BEIM WIEDEREINTRITT VON EJEZIERTEM KERNMATERIAL UND BLANKETMATERIAL IN DEN SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHLPOOL

Ausgehend von der Konfiguration Abb.:3.5 gelangt durch das Anschmelzen der Blockaden zuerst wieder relativ viel Kernbrennstoff in den Pool zurück. Die Abnahme der Reaktivität erfolgt daher zu Beginn der Schmelzprozesse eher langsam. Nach dem völligen Aufschmelzen der unteren Blockade wird dann mehr Blanketmaterial zugeschmolzen und auch das 2. Abschaltssystem in den Schmelzprozeß miteinbezogen. Dadurch fällt die Reaktivität sehr viel schneller ab und es ergeben sich negative Reaktivitätsgradienten bis zu $-2.0 \text{ } \%$ pro Doppelzentimeter aufgeschmolzenen Materials.

Durch gleichzeitiges Anschmelzen des ejezierten Kernbrennstoffs in den Blockaden und von Blanketmaterial, gemeinsamer Rückkehr und nachträglicher Vermischung mit dem Brennstoff des Cores verliert der Reaktor also schnell an Reaktivität. Dabei wird der positive Reaktivitätseffekt, der durch das Wiederaufschmelzen der Blockaden und den Eintritt von Brennstoff in den Corebereich entsteht, voll kompensiert.

Eine Zusammenschau der Ergebnisse von Kap.3, bzw. Kapitel 4.2 bei denen einerseits durch Ejektion von Brennstoff, weil unterkritische Materialkonfigurationen entstehen und andererseits durch die gleichzeitige Rückkehr von Brennstoff und Blanketmaterial diese Unterkritikalität noch verstärkt wird, zeigt, daß das Potential für Rekritikalitäten relativ gering ist.

4.3 Modellfall C: Kollabieren eines siedenden Brennstoff/ Stahlpools im Corebereich

Nach Ausbildung eines das gesamte Core umfassenden Brennstoff/ Stahlpools (Kap. 3.5) wird im Modell angenommen, daß der Pool durch eine Störung seiner Wärmebilanz (z.B. durch ein plötzliches Zusammenbrechen isolierender Brennstoffkrusten) plötzlich so viel Wärme verliert, daß sprunghaft die Stahldampfproduktion aufhört und die noch im Pool befindlichen Stahldampfblasen an die Oberfläche des Pools treiben, der durch den Voidvolumenverlust zu kollabieren beginnt. In dem Maße, in dem sich auf dem Poolboden eine dichte Brennstoff/Stahlschicht ausbildet reduziert sich die Poolhöhe, wobei sich über dem Pool der ausgetriebene Stahldampf ansammelt.

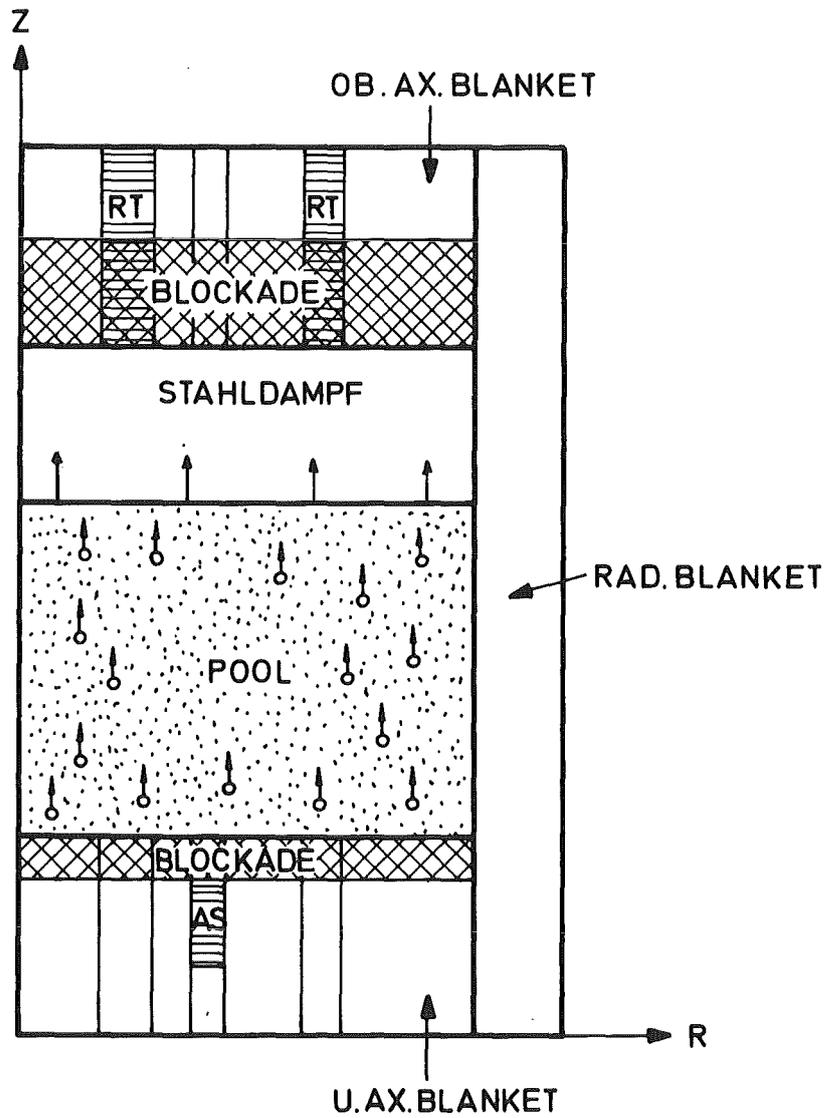
Die Annahme eines instantanen Abbruchs der Stahldampfproduktion ist eine extrem pessimistische Annahme, da wegen der weiterhin vorhandenen neutronischen Spalt- bzw. Nachwärme im Pool auch weiter Wärme vom Brennstoff auf den Stahl übertragen wird. Hinzu kommt, daß durch das Kollabieren der Brennstoff wieder in stärkeren Kontakt mit dem Stahl kommt, und auch von daher wieder eine Erhöhung der Wärmeübertragungsraten erwartet werden kann. Vor Einleitung des Kollabierungsvorgangs füllt das siedende Brennstoff/Stahlgemisch radial und axial den gesamten Corebereich aus (Kap.3.5). Oberhalb und unterhalb des Pools befinden sich Brennstoff/Stahlblockaden. Der Voidanteil in diesem Pool liegt bei etwa 59 Volumenprozenten und die Reaktivität dieser Anfangsmaterialkonfiguration beträgt - 13 $\%$. Der Brennstoff im Pool besitzt eine mittlere Anreicherung von 28 Gewichtsprozenten bei einer Brennstoffmasse von 4346 kg (72% des Inventars). Das Kollabieren des Pools wird nun so modelliert, daß der Voidanteil zukzessive im gesamten Pool homogen verringert wird. Es wird also die vorhin beschriebene Ausbildung einer nicht siedenden Brennstoff/Stahlschicht mit darüberliegender Poolschicht mit 59 Prozent Void nicht modelliert, sondern es

wird eine mittlere Brennstoff/Stahlschmierdichte für den gesamten Pool definiert, welche mit Abnahme des Voidanteils und der Höhe des Pools zunimmt (Abb.: 4.3.1), wobei sich über dem Pool ein Raum mit Stahldampf ausbildet. Diese Maßnahme wurde vor allem wegen der einfacheren Bestimmung der für die transienten Rechnungen mit KADIS benötigten Wertkurven, Leistungsverteilungen und Dopplerkoeffizienten getroffen, da mit Diffusionstheorie starke Materialdichtesprünge nur inadäquat behandelt werden können. Hinzu kommt, daß nach den bisher durchgeführten theoretischen und experimentellen Arbeiten sowohl radiale als auch axiale Dichtegradienten in den Pools erwartet werden können. Da die tatsächliche Materialverteilung in diesen Pools noch weitgehend unbekannt ist erscheint in erster Näherung die Annahme eines homogenen Pools durchaus sinnvoll. Auch ist wegen des Vorhandenseins von Nach- und Spaltwärme die Ausbildung von dicken dichten Brennstoff/Stahlschichten nicht sehr wahrscheinlich /19/.

Durch Reduktion des Voidanteils im Pool und Brennstoffkompaktierung nimmt die Kritikalität des Pools zu (siehe Abb.:4.3.2).

Schließlich wird bei einer Poolhöhe von 65.6 cm prompte Kritikalität erreicht. Der Voidanteil im Pool beträgt noch immer 41 Prozent. Mit Brennstofftemperaturen von 3200 K und Stahltemperaturen von 2800 K ergeben sich für den prompt kritischen Pool Brennstoffschmierdichten von 2.6 g/cm^3 und Stahlschmierdichten von 1.7 g/cm^3 . Der Brennstoffvolumenanteil beträgt 31 und der Stahlvolumenanteil 28 Prozent. Beim Durchgang durch prompt kritisch ergibt sich bei homogener Voidreduktion ein Reaktivitätsgradient von 0.61 β /cm.

Zusätzlich wurde auch der Reaktivitätsgradient (siehe Anhang 3) bestimmt, der sich durch die Ausbildung eines geschichteten Pools (dichter Brennstoff-Stahl/aufgesiedetes Poolmaterial/Stahldampf) einstellt. In diesem Fall liegt der Reaktivitätsgradient etwas höher, nämlich bei 0.86 β /cm.



KIK

BILD 4.3.1 KOLLABIEREN EINES SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHLPOOLS BEI ANGENOMMENER INSTANTANER REDUKTION DER STAHL-DAMPFBILDUNG

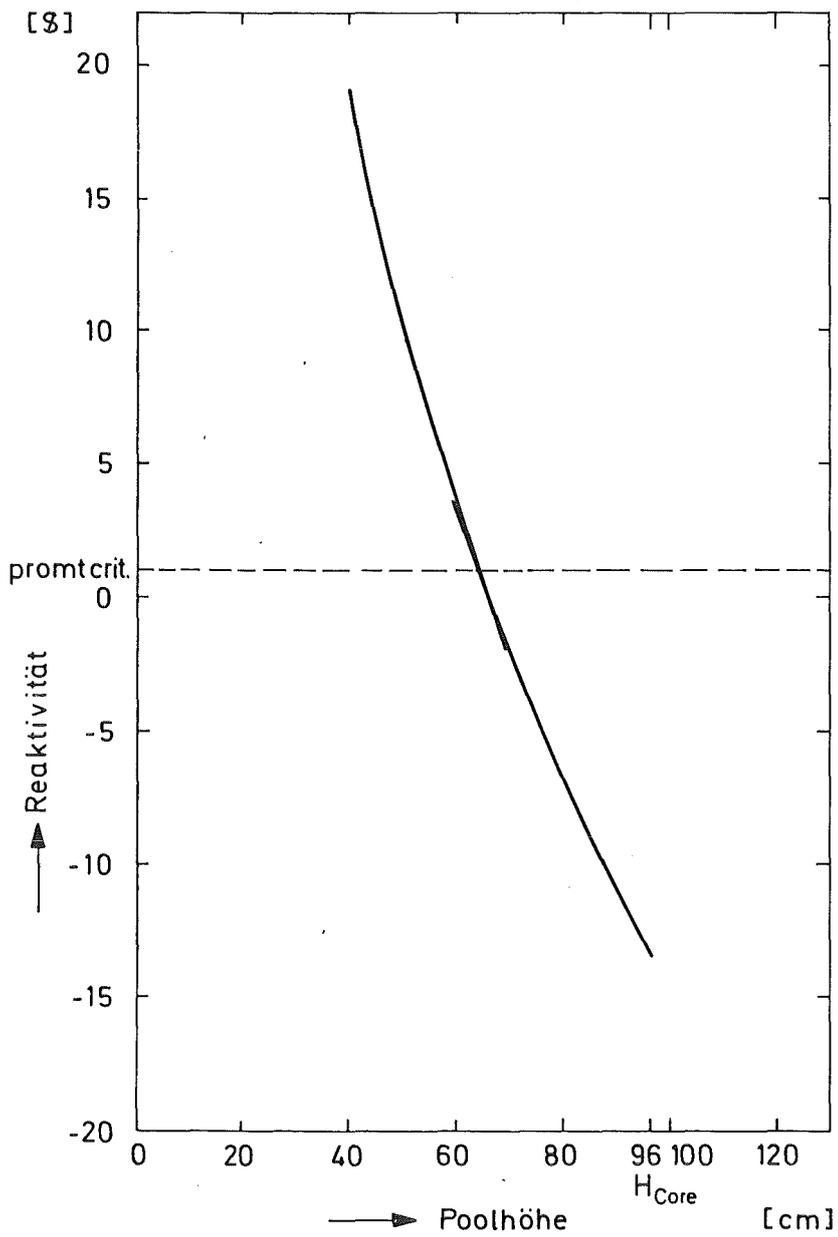


BILD 4.3.2 REAKTIVITÄTSZUNAHME DURCH KOLLABIERN DES SIEDENDEN BRENNSTOFFPOOLS

Die Geschwindigkeit mit welcher der Stahldampf den Pool verläßt und mit der andererseits der Pool kollabiert wurde über das "drift flux model" abgeschätzt /22/.

Nach Wallis /23/ ergibt sich unter Annahme eines "churn turbulent flow regimes" eine Driftgeschwindigkeit v_{v1} der Dampf- gegenüber der Flüssigphase von

$$v_{v1} = v_{\infty} / (1 - \alpha)$$

mit
$$v_{\infty} = 1.53 \cdot (g \cdot \sigma / \rho_l)^{1/4}$$

α Voidfraktion

v_{∞} Auftriebsgeschwindigkeit einer Einzelblase in einem Pool für Blasenradien zwischen 0.2 und 0.5 cm

g 981 cm²/sec

σ 450 dyn/cm /22/

ρ_l 8.5 g/cm³

Die Geschwindigkeit mit welcher der Dampf den Pool verläßt ergibt sich nach /21/ mit

$$v_D = \alpha \cdot v_{v1}$$

Die Voidfraktion im Bereich von prompt kritisch beläuft sich auf 41 Prozent. In dem Maße, wie der Stahldampf den Pool verläßt verdichtet sich der Pool und nimmt in seiner Höhe ab. Mit den vorhin angegebenen Zahlenwerten ergibt sich am prompt kritischen Punkt ein v_D von 16 cm/sec.

Mit den so abgeschätzten Sinkgeschwindigkeiten der Pooloberfläche am prompt kritischen Punkt ergeben sich mit einem Reaktivitätsgradienten von 0.61 $\$/cm$ Reaktivitätsrampen von 10 $\$/sec$.

Diese Rampe wurde als lineare Treiberrampe für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS verwendet. Die Auswirkung des etwas höheren Reaktivitätsgradienten bei Annahme eines geschichteten Pools bzw. die dann höhere Voidfraktion in Teilen des Brennstoff/Stahlgemisches (Anhang 3) wurde durch die höhere Reaktivitätsrampe von 33 β /sec berücksichtigt.

Wie in Kap.2 ausführlich beschrieben, wurden für die Kernmaterialkonfiguration der Abb.: 3.3.1 die totalen Materialwertkurven, Dopplerkoeffizienten und Leistungsverteilungen bestimmt.

Als Anfangsbedingungen für die Exkursionsrechnung wurden die einzelnen Eingabegrößen in KADIS wie folgt spezifiziert:

Die Exkursion wird am prompt kritischen Punkt (1 β) initiiert.

Die Anfangsleistung, Mutterkernkonzentrationen und die Temperaturverteilung im Pool für den Modellfall C wird durch eine Punktkinetikrechnung (bei Berücksichtigung der Dopplerkoeffizienten des Falles C) bestimmt (siehe auch Anhang 1).

Die Anfangsbedingungen für diese Punktkinetikrechnung werden wiederum durch die SAS3D Analyse des Referenzfalles E in /1/ festgelegt, wobei die Neutronikrechnung zum Zeitpunkt der maximalen Leistung und Reaktivität (0.88 β) des Falles E initiiert wird.

Die Brennstofftemperatur wird im gesamten Core mit 3100 K als konstant (also keine Temperaturgradienten) definiert. Es wird nun angenommen, daß die Reaktivität rasch auf das für den Modellfall C berechnete Reaktivitätsniveau von -13 β abfällt: Nach einer Zeitdauer von 10 sec beginnt in dieses stark unterkritische System eine 10 β /sec (33 β /sec) Rampe, die durch das Poolkollabieren ausgelöst wird, einzulaufen (Abb.:3.3.3). Die Wahl der Zeitdauer in der Größenordnung von 10 sec (für Fall C und D) zwischen Primär- und postulierter Sekundärexkursion entspricht dabei der für den SNR-300 aufgrund seiner Leistungsdichte und seiner Oberflächen/Volumenverhältnisse erwarteten Dauer der Übergangsphase und Phase milder Entladung /2/. Durch das Anwachsen der Reaktivität steigt auch die neutronische Leistung wieder an. Die Mutterkernkonzentrationen wachsen bis prompt kritisch nur mehr unwesentlich.

Im prompt kritischen Punkt wird schließlich eine Leistung entsprechend dem 10 (bzw. 5) fachen Nominalwert erreicht,

wobei sich die Mutterkernkonzentrationen nicht im Gleichgewicht mit dieser Anfangsleistung befinden, sondern sehr viel geringer sind.

Bis zum Erreichen prompter Kritikalität baut sich jedoch nur ein flaches Temperaturprofil im Pool auf. Beim Einlaufen einer 10 $\$/\text{sec}$ Rampe beträgt die Maximaltemperatur des Pools in der Coremitte bei prompt kritisch 3479 K, die mittlere Temperatur 3291 K. Die mittleren Temperaturgradienten in radialer Richtung liegen zwischen 0.4 - 2.0 K/cm, die in axialer Richtung zwischen 1.0 - 6.0 K/cm. Die Anfangsenergie im geschmolzenen Brennstoff beläuft sich auf 1963 MWsec und entspricht damit dem Energieinhalt der Schmelze nach einer ersten milden Exkursion (siehe /1/ Fall C). Für die 33 $\$/\text{sec}$ Treiberrampe ergibt sich zum Zeitpunkt prompter Kritikalität eine Energie im geschmolzenen Brennstoff von 1895 MWsec bei einer maximalen Coretemperatur von 3421 K und einer mittleren Temperatur von 3263 K. Im Pool werden nur Brennstoffdampfdrücke (Menzies EOS /16/ berücksichtigt. Während des Zeitraumes indem der Pool kollabiert (~ 1 sec) ist jedoch durch den verstärkten Kontakt von Brennstoff und Stahl wieder mit Stahlverdampfungsprozessen zu rechnen. Die Stahldampfdrücke liegen dabei im hier relevanten Temperaturbereich um eine Größenordnung über den Brennstoffdampfdrücken. Auch werden keine Dampfdrücke der Spaltprodukte in Rechnung gestellt.

Die wesentlichsten Ergebnisse der mit diesen Anfangsbedingungen durchgeführten Exkursionsrechnung mit KADIS sind in der Tab.: 4.3.1 dargestellt. Die während der Exkursion mit einer Reaktivitätsrampe von 10 $\$/\text{sec}$ (33 $\$/\text{sec}$) gespeicherte thermische Energie im geschmolzenen Brennstoff liegt bei etwa 2100 MWsec (bzw. 4475 MWsec). Die mit dem Reynolds-Modell /24/ berechneten mechanischen Belastungen der Tankstrukturen liegen bei maximal 82 MWsec. Die Energiefreisetzung durch die 33 $\$/\text{sec}$ Rampe wird dabei überschätzt, da in der dichten Brennstoff/Stahlschicht auftretende Einphasendrucke (welche in der Modellrechnung nicht modelliert werden) das Kernmaterial schnell dispergieren werden (siehe auch Anhang 3). Der Leistungsverlauf und das Anwachsen der Energie im geschmolzenen Brennstoff während der durch Poolkollabieren ausgelösten Sekundärexkursion können aus den Abb.: 4.3.4 und 4.3.5 entnommen werden.

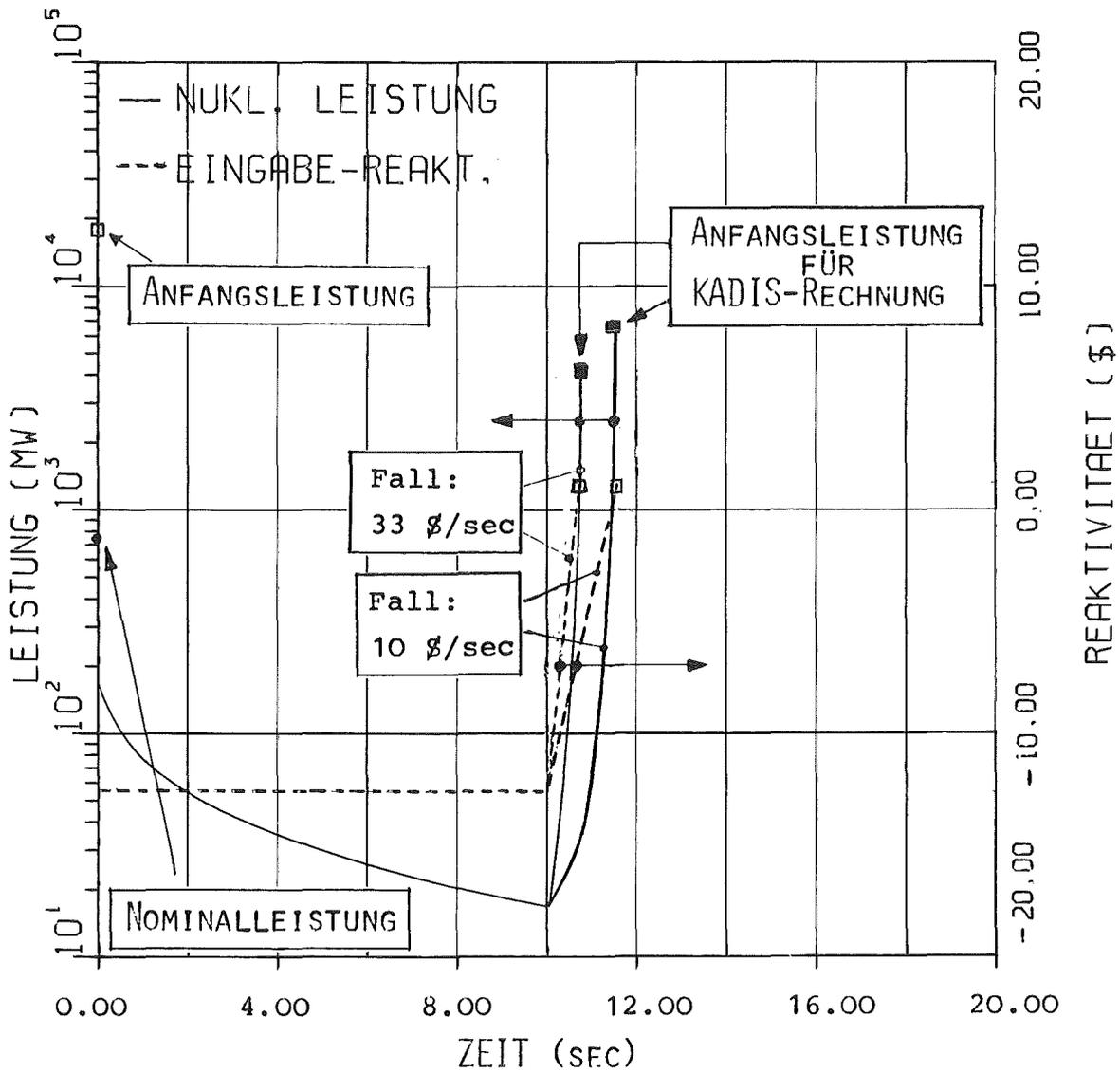


BILD 4.3.3 REAKTIVITÄTS- UND LEISTUNGSVERLAUF NACH BEENDIGUNG DER PRIMÄREKURSION BIS ZUM EINSETZEN DER SEKUNDÄREKURSION (MODELLFALL C)

Wegen der langen Zeitdauer der Exkursion bei der 10 $\$/\text{sec}$ Rampe werden verstärkt Wärmeübergangsprozesse auf den Stahl relevant, welche in KADIS nicht modellierbar sind. Zusätzlich wird sich abhängig von den Kondensationsraten im oberen Blanketbereich ein gewisser Dampfdruck im Gebiet über dem Pool ausbilden welcher wiederum auf das Siedeverhalten und die Pool-expansion zurückwirkt.

Auch im Modellfall C werden zahlreiche sehr pessimistische Annahmen bei der Beschreibung der Sekundärexkursion gemacht:

- * instantanes Zusammenbrechen der gesamten Stahldampfproduktion
- * Es wird nicht berücksichtigt, daß beim Kollabieren durch den starken Kontakt wieder mehr Wärme auf den Stahl übergeht und erneut Stahldampf gebildet wird.
- * Während des Disassemblyvorganges werden nur Brennstoffdampfdrücke aber keine Stahldampf- und Spaltprodukt-dampfdrücke berücksichtigt.
- * Im Fall der 33 $\$/\text{sec}$ Rampe werden keine Einphasendrücke, in der dichten Brennstoff/Stahlschicht berücksichtigt, welche das Kernmaterial schnell expandieren lassen.
- * Bei Festlegung der Anfangsbedingungen durch eine Punkt-kinetikrechnung ist im unterkritischen Bereich die Reaktivitätsrampe über weite Strecken sehr viel kleiner als 33 $\$/\text{sec}$ und es können sich daher höhere Anfangsleistungen und Mutterkernkonzentrationen ausbilden (Anhang 1).

Rampe	\$/sec	10	33
Anfangsreaktivität	β	1	1
Anfangsleistung	MW	0.812 + 4	0.418+4
Energie im geschmolz. Brennstoff Beginn der Exkursion	MWs	1963	1895
Exkursionsdauer	ms	24.0	10.4
Energie im geschmolz. Brennstoff (Ende der Exkursion)	MWs	2099	4475
Masse des geschm. Brennstoffs*	kg	4341	4341
T	K	3348	4347
T _{max}	K	3591	5564
P _{max} (Menziess)	bar	0.4	139
max. Reaktivität	β	1.011	1.130
max. Leistung	MW	2.07 + 4	1.27+6
mechanische Energie (70 m ³)	MWs	0	82

Tab.: 4.3.1 Ergebnisse der Exkursionsrechnung für den Sekundärkritikalitätsfall C
(*Brennstoff + Spaltprodukte)

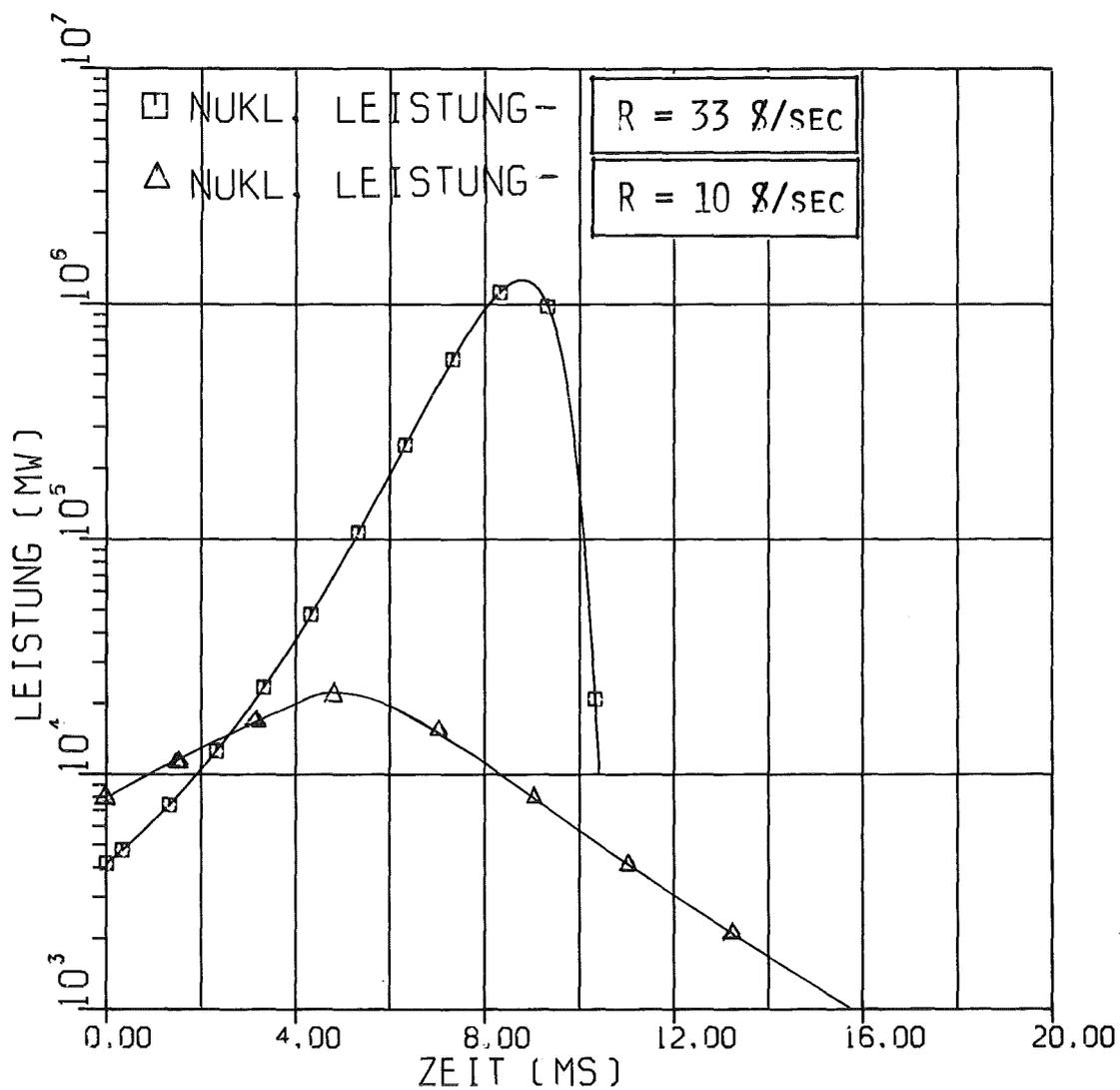


BILD 4.3.4 NUKLEARER LEISTUNGSVERLAUF FÜR DEN MODELLFALL C

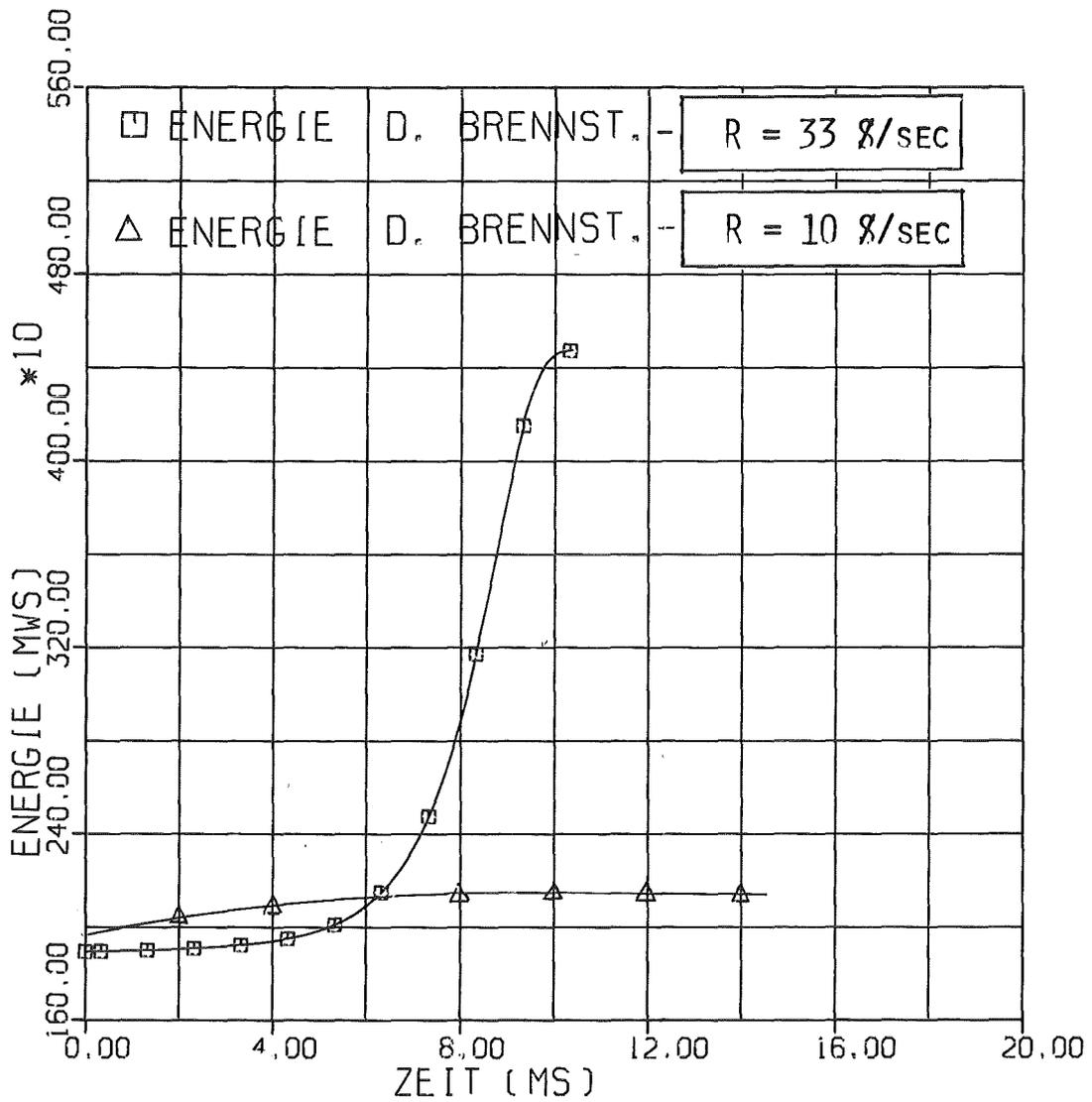


BILD 4.3.5 VERLAUF DER ENERGIE IM GESCHMOLZENEN BRENNSTOFF BIS ZUR BEENDIGUNG DER 2. EXKURSION (FALL C)

4.4 Modellfall D: Wiedereintritt von ejeziertem Kernmaterial in einen aufgesiedeten Corepool

Während im Modellfall A das Herabfallen von Kernmaterial in die Coremittelebene bei noch intakten Brennelementkastenstrukturen untersucht wurde, wird im Fall D angenommen, daß sich nach Aufschmelzen der Kastenwände ein sich über das gesamte Core aufgesiedeter Brennstoff/Stahlpool ausgebildet hat.

Der Brennstoff der beiden Anreicherungszone hat sich dabei homogen vermischt (mittlere Anreicherung $\alpha \sim 28\%$). Der homogen siedende Pool wird axial durch das bei noch intakten Brennelementkästen in das obere und untere axiale Blanket ejezierte Brennstoff/Stahlgemisch abgeschlossen. Die Kernmaterialverteilungen entsprechen dabei denen des im Kap.3.5 definierten Referenzfalles. Der Pool enthält 4341 kg Brennstoff (72% Inventar), die obere "Blockade" 20 Prozent und die untere Blockade 8 Prozent des Coreinventars. Die Brennstoffschmierdichte im Pool beläuft sich auf 1.8 g/cm^3 . Das Reaktivitätsniveau des aufgesiedeten Pools beträgt - 13 $\%$. Ausgelöst durch Schmelzprozesse kehren nun Teile des in das obere axiale Blanket ejezierten Brennstoff/Stahlgemisches wieder in den Kernbereich zurück.

In dem betrachteten Modellfall D tritt das Kernmaterial dabei in der Form von Zylindern bzw. Zylinderringen wieder in den Corebereich ein. Azimutale Inkohärenzen blieben in diesem R-Z Modell zwangsläufig unberücksichtigt. In den zurückfallenden Brennstoff/Stahlmassen befindet sich dabei kein aufgeschmolzenes reaktivitätsreduzierendes Blanketmaterial (wie in Fall B) und auch kein Hüllenstahl der Blanketpins.

Im Rekritikalitätsfall D erfolgt die Rückkehr des ejezierten Brennstoff/Stahlgemisches zeitlich inkohärent in einem Zweistufenprozeß. Zuerst fällt im Bereich der zweiten Corezone ein Brennstoff/Stahlslug mit einer Brennstoffmasse von 230 kg ($\hat{=} 7.7 \text{ BE}$) in den siedenden Pool und vermischt sich homogen

mit diesem. Die Annahme, daß zuerst im Bereich der 2. Corezone Material in den Pool hineinfällt, kann aufgrund der niedrigeren Schmelztemperatur (~ 60 K) des höher angereicherten Brennstoffs begründet werden. Die Reaktivität des weiterhin siedenden Pools wächst bis auf -5% an. Im Bereich des herabfallenden Slugs sind im oberen axialen Blanket Teile der Blockade noch zurückgeblieben, welche eine erneute Ejektion oder einen "blowdown" Prozeß der schnell zu starker Unterkritikalität führen würde verhindern (Abb.:4.4.1).

In einem weiteren Schritt fallen nun noch zwei Brennstoff/Stahlslags aus den Brennelementringen 1-3-4-5 (Abb.4.4.1 und Anhang 7) kohärent in den Pool und durchdringen dabei das siedende Brennstoff/Stahlgemisch. Diese beiden Slugs repräsentieren eine Gesamtbrennstoffmasse von 270 kg ($\hat{=} 9$ BE). Die Brennstoff/Stahlschmierdichte im Pool beträgt dann 1.9 g/cm^3 bzw. 1.2 g/cm^3 , die im Slugbereich 3.9 g/cm^3 und 2.1 g/cm^3 . Die Voidfraktion im Pool liegt bei 57 und die im Slug bei 18 Volumenprozenten (unter der Annahme der gegenseitigen Durchdringung). Die Brennstofftemperatur der Pools wurde mit 3400 K die der Slugs mit 3200 K angenommen. Mit den beiden Slugs befinden sich im Pool nun wieder 81 Prozent des Coreinventars. Nach einem Fall der Slugs von etwa 30 cm durch den siedenden Pool wird prompte Kritikalität erreicht. Der mit 26 Gruppen-Transporttheorie bestimmte Reaktivitätsverlauf beim Fall der Slugs durch den Pool wird in Abb.:4.4.2 dargestellt. Im Bereich von prompt kritisch beträgt der Reaktivitätsgradient $0.13 \text{ } \$/\text{cm}$.

Wird für den Grenzfall D angenommen, daß die beiden Slugs im freien Fall den Pool durchdringen so wird bis prompt kritisch eine Geschwindigkeit von 242 cm/sec erreicht. Damit ergibt sich eine Reaktivitätsrampe von $32 \text{ } \$/\text{sec}$ am prompt kritischen Punkt welche als lineare Treiberrampe für die Exkursionsrechnungen mit KADIS dient.

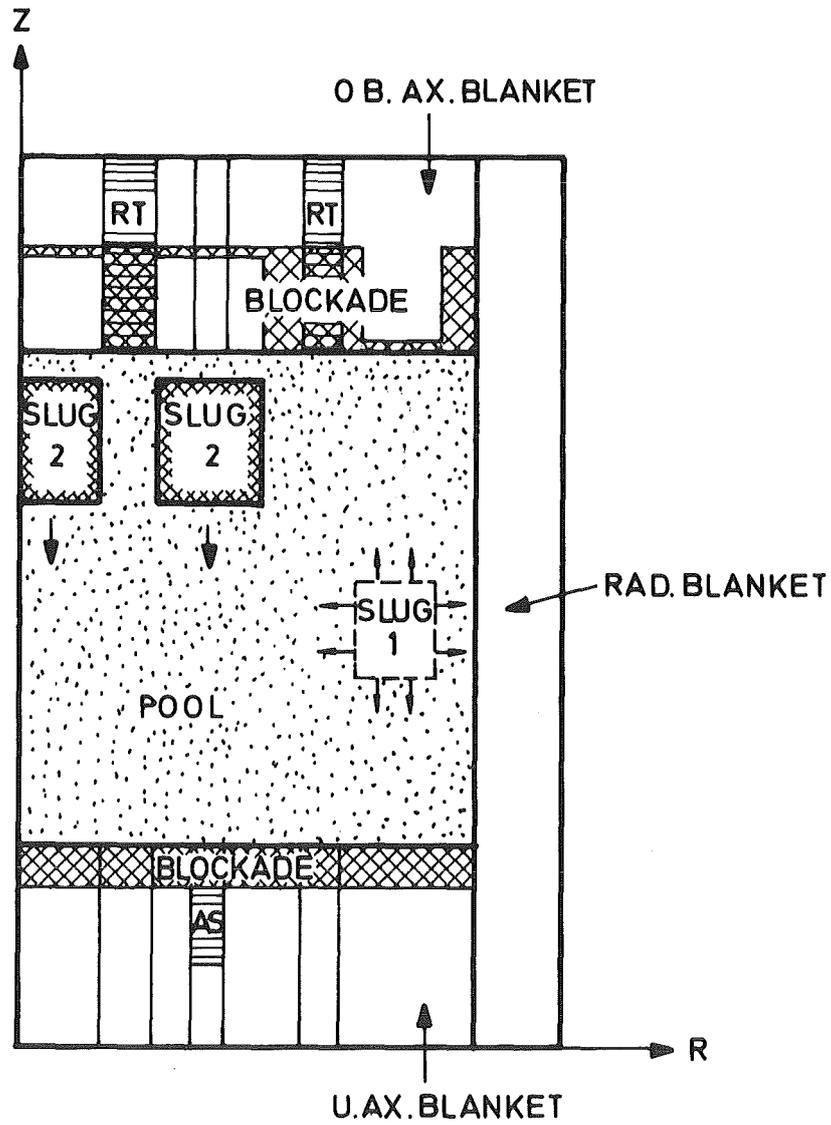


BILD 4.4.1 WIEDEREINTRITT VON EJEZIERTEM KERNMATERIAL IN EINEN SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHLPOOL IM COREBEREICH

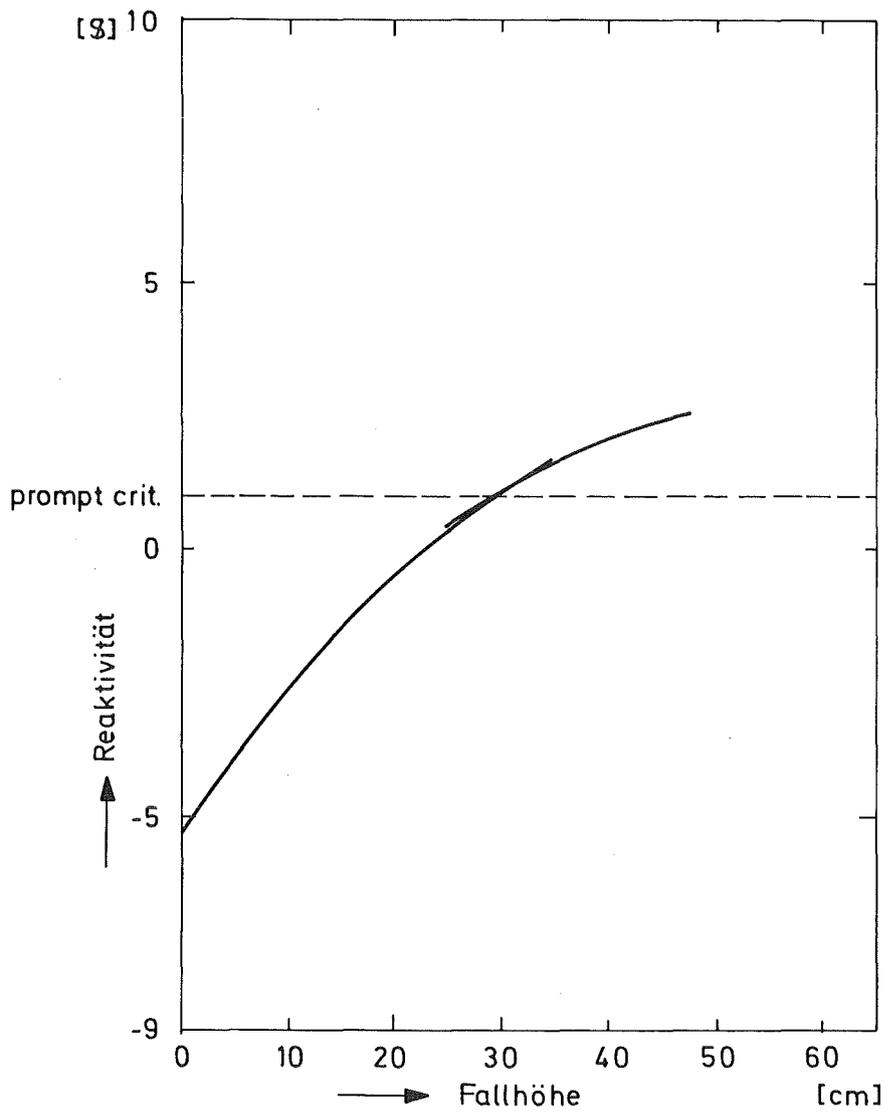


BILD 4.4.2 REAKTIVITÄTSZUNAHME ALS FUNKTION DER FALLHÖHE DER BRENNSTOFF/STAHLSTUGS

Die Größe der Reaktivitätsrampe am prompt kritischen Punkt kann durch verschiedene Mechanismen stark reduziert werden. So verringert sich z.B. die Fallgeschwindigkeit der Slugs beim Fall durch den Pool durch auftretende Reibungsprozesse. Zusätzlich wird der Reaktivitätsgradient bei prompt kritisch durch Inkohärenzvorgänge beim Wiedereintritt von Kernmaterial drastisch verkleinert.

Beide Mechanismen, welche zu einer Reduktion der Rampe und damit der Exkursionsenergetik führen, können beim gegenwärtigen Stand der Technik nicht exakt quantifiziert werden.

Beim Herabfallen der Slugs aus dem Blanketbereich werden zuerst in der Blanketstruktur Reibungsprozesse auftreten wenn das aufgeschmolzene Kernmaterial an den Blanketpins entlang in Richtung des Cores strömt. Der Wiedereintritt des Kernmaterials wird dabei durch die im Pool herrschenden Drücke zusätzlich behindert. Unter der Voraussetzung des gegenseitigen Durchdringens von Slug und Pool ist im Fall D außerdem mit starken Reibungs- und Impulsübertragungseffekten zu rechnen, da der Slug gegen eine nach oben gerichtete Dampfströmung in den Pool fällt. Quantitative Angaben über die tatsächliche Geschwindigkeitsreduktion gegenüber dem freien Fall sind allerdings schwer zu machen, da zahlreiche Parameter, wie Strömungsform, Form und Konsistenz des zurückkehrenden Materials, Viskosität des Poolmaterials, die Fallgeschwindigkeit des Slugs beeinflussen aber zum gegenwärtigen Zeitpunkt noch nicht genau bekannt sind. Die weitaus pessimistischste Annahme betrifft die Kohärenz mit der die beiden Brennstoffslugs in den Corebereich hineinfallen. Durch die thermische und mechanische Entkopplung des ezezierten Brennstoffs im Blanketbereich ist sowohl in azimuthaler als auch in radialer Richtung mit inkohärenten Wiedereintrittsvorgängen zu rechnen. Der ezezierte Brennstoff besitzt jedoch auch ein axiales Temperaturprofil, da sowohl die Spaltleistung in der Nähe des Cores höher ist, als auch das tiefer in die Blankets

ejezierte Material über weitere Wege an den Stahl der Blanketpins Wärme abgegeben hat. Es ist daher mit einem langsamen Aufschmelzen der Blockaden in Schichten von unten nach oben zu rechnen und die Rückkehr von Kernmaterial wird auch axial inkohärent erfolgen. Zusätzlich werden Inkohärenzvorgänge auch dadurch bedingt, daß aus den noch intakten Brennelementkästen unterschiedliche Mengen von Kernmaterial verschieden weit ejeziert wurden.

Auch hier besteht die Schwierigkeit quantitative Aussagen über den Grad der Inkohärenz bei Fall D zu machen. In Anhang 5 werden verschiedene Inkohärenzvorgänge parametrisch untersucht, wobei zwei Slugs mit etwa gleicher Brennstoffmenge (Gesamtmenge 270 kg inkohärent in den siedenden Pool fallen.

Für die Exkursionsrechnungen mit KADIS wurde für die vorgegebene Materialkonfiguration (Abb.:4.4.1) die totalen Materialwertkurven, die Dopplerkoeffizienten und die Leistungsverteilung bestimmt.

Die Anfangsbedingungen für die KADIS-Rechnungen wurden in ähnlicher Form wie für Fall C festgelegt:

Auch im Fall D wird die Exkursion am prompt kritischen Punkt (1%) initiiert.

Wie im Fall C werden durch eine vorhergehende Punktkinetikrechnung die Anfangsleistung, die Mutterkernkonzentrationen und das Temperaturprofil für den Fall D bestimmt. Die Anfangsbedingungen für diese Punktkinetikrechnung entsprechen denen von Fall C ($P_0 = 25 \cdot \text{Nominalleistung}$, $\rho_0 = 0.88\%$, $T_0 = \text{const.} = 3100\text{K}$) Der vorgegebene Reaktivitätsverlauf modelliert jedoch zusätzlich das Hereinfallen des ersten Slugs und die Reaktivitätszunahme von -13% auf -5% unterkritisch. Nachdem sich der Reaktor etwa 5 sec auf einem Reaktivitätsniveau von -13% befunden hat, steigt die Reaktivität vorerst auf -5% an und nach weiteren 5 sec beginnt in dieses unterkritische System die vorhin berechnete $32 \text{ } \%/ \text{sec}$ Reaktivitätsrampe einzulaufen (siehe Abb.:4.4.3).

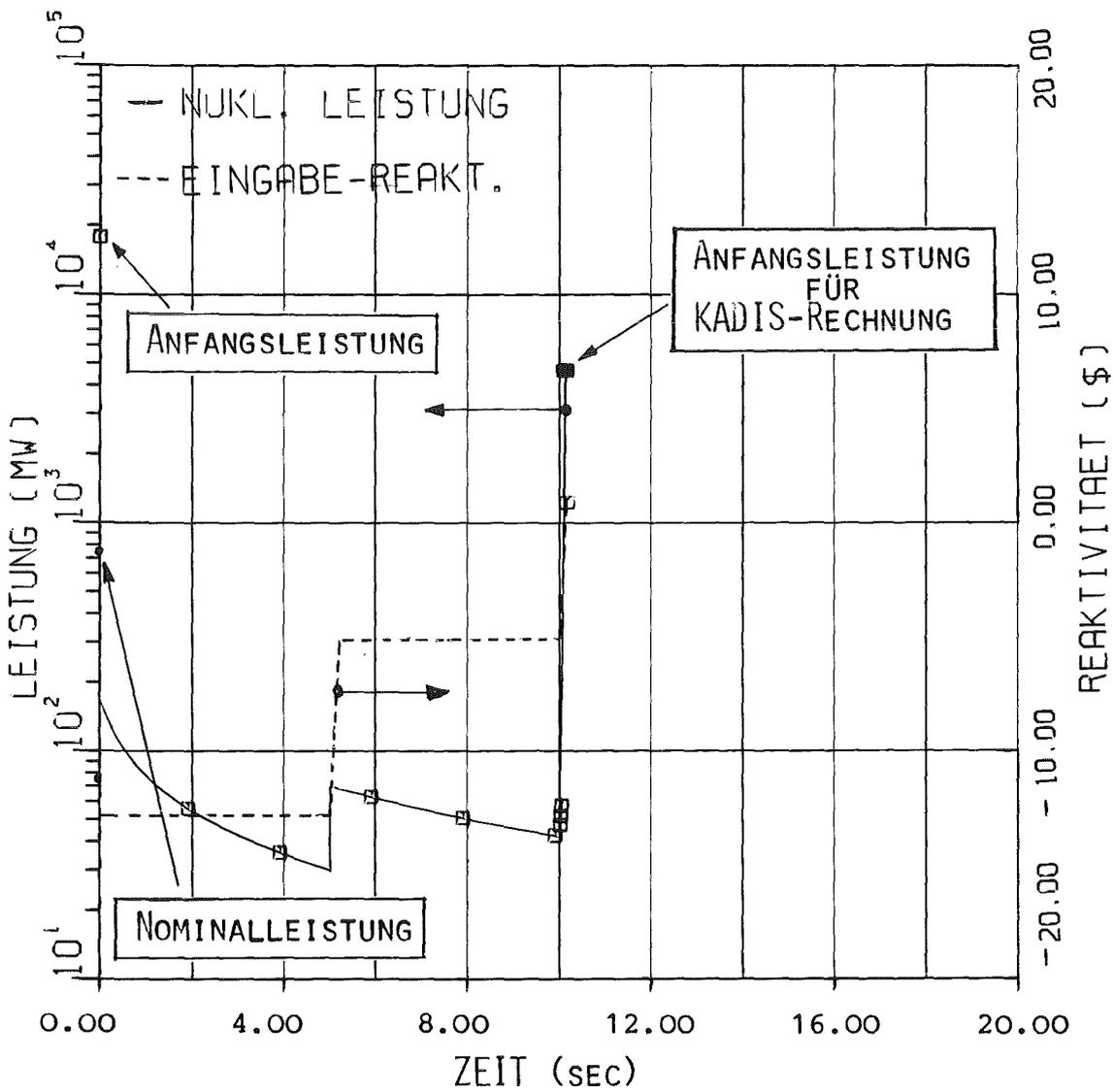


BILD 4.4.3

REAKTIVITÄTS- UND LEISTUNGSVERLAUF NACH BEENDIGUNG DER PRIMÄREKURSION BIS ZUM EINSETZEN DER SEKUNDÄREKURSION (MODELLFALL D)

Im prompt kritischen Punkt wird eine Leistung entsprechend dem 6-fachen Wert der Nominalleistung erreicht. Auch hier besteht kein Gleichgewichtszustand zwischen der Leistung und den Mutterkernkonzentrationen, welche dabei noch etwas unter den Nominalleistungskonzentrationen liegen.

Die maximale Coretemperatur beträgt beim prompt kritischen Punkt 3470 K, die mittlere Temperatur im geschmolzenen Brennstoff 3277 K. Dies entspricht einer gespeicherten thermischen Energie von 2153 MWsec. Die mittleren radialen Temperaturgradienten im Pool liegen zwischen 1.6 - 2.7 K/cm und die axialen Gradienten zwischen 0.5 und 2.9 K/cm. Für die Exkursionsrechnung des Falles D wird noch zusätzlich angenommen, daß die durch den Pool fallenden Slugs eine konstante Temperatur von 3200 K besitzen.

Während der Exkursion werden als Druckquelle nur Brennstoffdampfdrücke (Menzies-EOS) in Rechnung gestellt. Stahldampfdrücke und Dampfdrücke von Spaltprodukten bleiben auch im Fall D unberücksichtigt.

In den Anhängen 1 und 2 wird auf die genauen Zusammenhänge zwischen Kritikalität und neutronischer Leistung des Systems näher eingegangen bzw. der Einfluß eines Temperaturprofils auf den Exkursionsablauf untersucht.

Die Exkursionsrechnung für den Modellfall D mit einer Reaktivitätsrampe von 32 β /sec ergibt nach Beendigung dieser 2. Exkursion eine im Brennstoff gespeicherte Energie von 5308 MWs. Die hohen Brennstofftemperaturen führen zu starkem Brennstoffdampfdruckaufbau und bei isentroper Expansion des heißen Brennstoffzweiphasengemisches auf das gedehnte Covergasvolumen (70 m^3) zu einer hohen mechanischen Energiefreisetzung ($\int p dv$) von 94 MWsec.

Der Leistungsverlauf und das Anwachsen der Energie im geschmolzenen Brennstoff können aus den Abbildungen 4.4.4 und 4.4.5 entnommen werden.

Rampe	\$/sec	25	32
Anfangsreaktivität	β	1	1
Anfangsleistung	MW	0.459+4	0.459+4
Energie im geschm. Brennstoff	MWs	2153	2153
Exkursionsdauer	ms	14.8	11.0
Energie im geschm. Brennstoff	MWs	4044	5308
Masse des geschm.* Brennstoffs	kg	4846	4846
\bar{T}	K	3989	4465
T_{\max}	K	4846	5749
p_{\max} (Menziess)	bar	33	188
max. Reakt.	β	1.091	1.132
max. Leistung	MW	5.903+5	1.524+6
mechanische Energie (70 m ³)	MWs	32	94

Tab.: 4.4.1 Ergebnisse der Exkursionsrechnungen für den Modellfall D (*Brennstoff+Spaltprodukte)

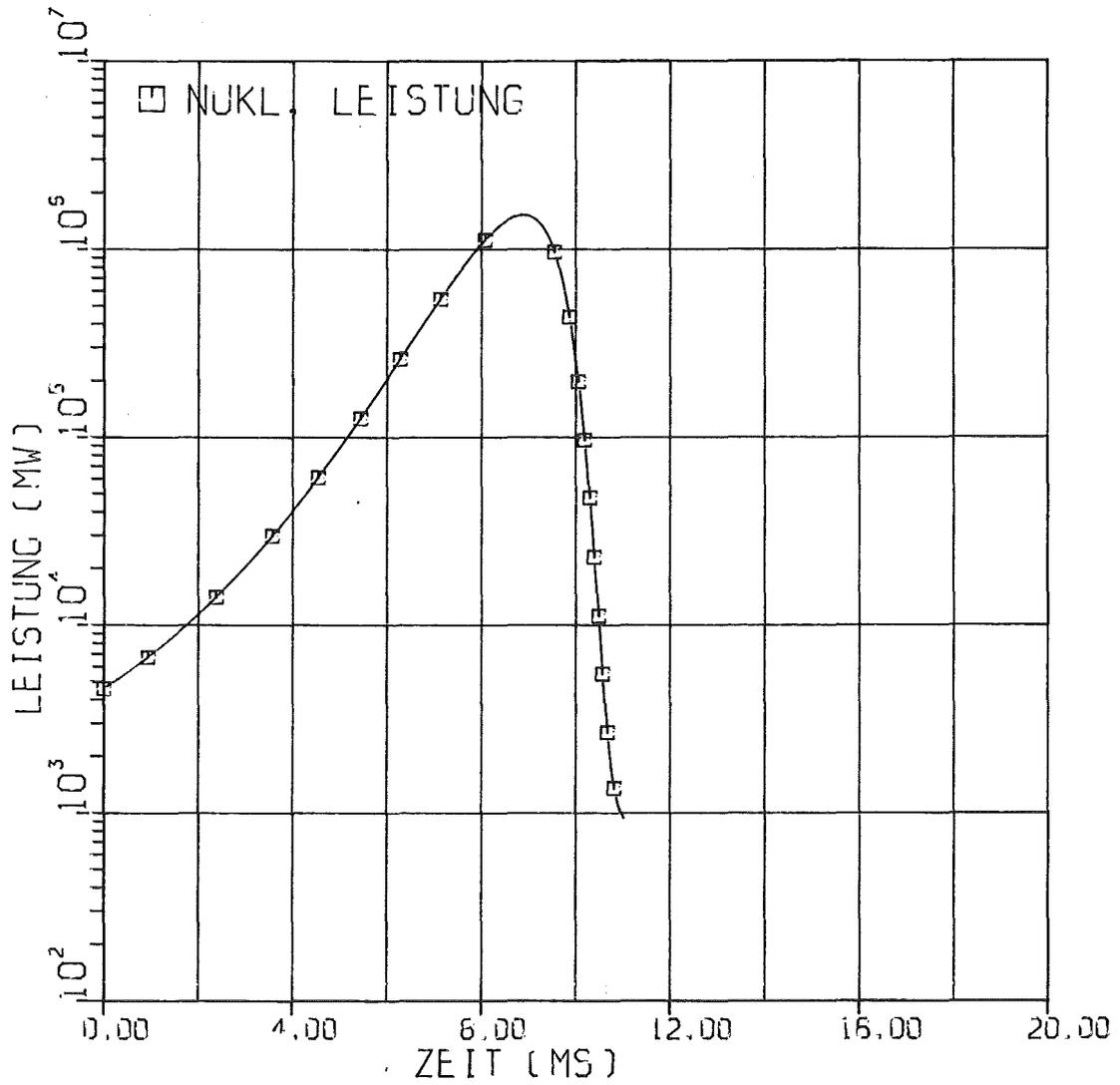


BILD 4.4.4 NUKLEARER LEISTUNGSVERLAUF FÜR DEN MODELLFALL D

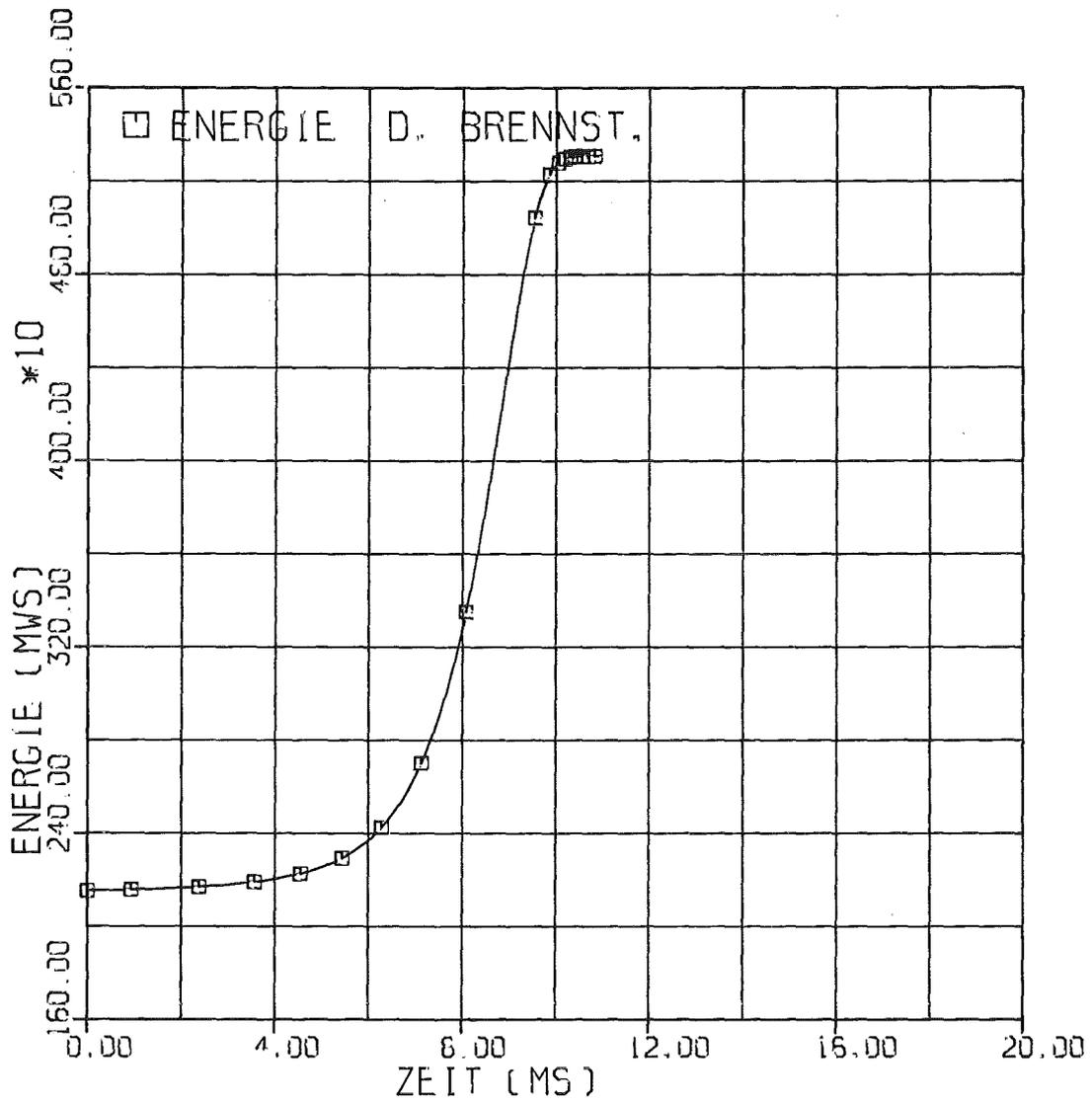


BILD 4.4.5 VERLAUF DER ENERGIE IM GESCHMOLZENEN BRENNSTOFF BIS ZUR BEENDIGUNG DER 2. EXKURSION (FALL D)

Im Anhang 5 wurde der Einfluß von Inkohärenzvorgängen beim Zurückfallen von vorher ejeziertem Brennstoff untersucht. Für verschiedene räumliche und zeitliche Inkohärenzen ergab sich dabei eine Reduktion der Reaktivitätsrampe am prompt kritischen Punkt bis auf 25 β /sec. Wie aus der Tab.4.4.1 entnommen werden kann, reduziert sich bei dieser kleineren Treiberrampe die mechanische Energiefreisetzung auf ein Drittel des ursprünglichen Wertes.

Inkohärenzvorgänge besitzen also ein hohes Potential zur Reduktion der thermischen und mechanischen Belastung der Tankstrukturen.

In die Modellierung des Falles D gehen im wesentlichen folgende pessimistischen Annahmen ein.

- * Relativ große Brennstoffmassen fallen in den Corebereich zurück
- * Der Wiedereintritt des Kernmaterials erfolgt kohärent (azimutal, axial und radial)
- * Die Slugs fallen im Bereich hohen Materialwertes in das Core
- * Das zurückfallende Material enthält kein reaktivitätsreduzierendes Blanketmaterial
- * Auf die Slugs werden keine geschwindigkeitsreduzierenden Kräfte (Gegendruck, Reibung, Abstandshalter, nach oben gerichtete Dampfstörung) ausgeübt.
- * Es werden nur Brennstoffdampfdrücke und keine Stahldampf- bzw. Dampfdrücke von Spaltprodukten berücksichtigt.

5. ZUSAMMENFASSUNG UND SCHLUSSFOLGERUNGEN

Auf der Basis von verschiedenen Modellfällen wurde im Sinne einer Grenzfallbetrachtung die Energetik von Sekundärexkursionen im Kernbereich des SNR-300 abgeschätzt, die in der Übergangsphase und Phase integraler Materialbewegung durch Kernmaterialumverteilungsprozesse ausgelöst werden könnten.

Das realistischerweise erwartete dispersive Verhalten von Kernmaterialmischungen führt dazu, daß Sekundärkritikalitäten weitgehend verhindert bzw. nicht energetisch verlaufen werden. Milde Sekundärexkursionen führen dabei zu keiner nennenswerten Belastung des Primärsystems und werden dabei noch Kernmaterial-Entladevorgänge unterstützen. Auch ein mehrfaches Auftreten solcher milder Sekundärexkursionen kann das Energieniveau des Brennstoff/Stahlgemisches nur so hoch treiben, daß Durchschmelz- und Entladevorgänge ins obere Plenum eintreten werden.

Da jedoch die Übergangsphase und die Phase integraler Materialbewegung und damit auch Szenarien, welche zu Sekundärkritikalitäten führen nicht lückenlos mechanistisch beschrieben werden können, ist man gezwungen, die Energetik von Sekundärexkursionen während dieser Störfallphasen durch geeignete energetische Grenzfallbetrachtungen abzudecken. In diesem Sinne sollen auch die in diesem Bericht dokumentierten Modellfälle verstanden werden.

Energetische Exkursionen - sei es nun eine energetische erste Exkursion wie der Grenzfall F7 in /1/ oder energetische Sekundärexkursionen, wie sie bei den hier dargestellten Grenzfallbetrachtungen vorkommen - führen zu einer weitgehenden Entladung des heißen Brennstoff/Stahlgemisches aus dem Kern, so daß weitere Sekundärexkursionen nach einem derartigen energetischen Leistungspuls ausgeschlossen werden können.

Die betrachteten Modellfälle decken die wesentlichen Formen von Sekundärkritikalitätseignissen ab, wie den Wiedereintritt von unverteilter Kernmaterial in Zentralbereiche des Cores bei noch intakten Brennelementkästen (Fall A), gleichzeitiger Wiedereintritt von ejeziertem Brennstoff und Brutstoff in einen das gesamte Core umfassenden siedenden Pool (Fall B), Kollabieren eines siedenden Pools (Fall C) und

Wiedereintritt von ejeziertem Brennstoff (ohne Brutstoff) in einen siedenden Core-Pool (Fall D).

Neben diesen transienten Rechenfällen wurden noch Potentiale für Reaktivitätsänderungen ermittelt, sowie die Brennstoffmassen im Corebereich bestimmt, welche gerade noch zu neutronisch kritischen Konfigurationen führen können.

Die definierten Modellfälle A,C und D enthalten im Sinne des Abdeckungsprinzips eine Reihe von pessimistischen Annahmen welche im einzelnen nochmals zusammengestellt werden sollen:

- Fall A:
- * Die Sekundärexkursion wird durch das Herabfallen einer relativ großen Brennstoffmasse hoher Anreicherung (2. Corezone) von 424 kg ausgelöst.

 - * Es wird angenommen, daß in den 90 einzelnen Brennelementen alle oberen Brennstabstümpfe ($\hat{=}$ 14940 Stümpfe) kohärent zur Kernmittelebene fallen.

 - * Es wird angenommen, daß keine Gegendrücke (von Spaltgas, Stahl, Brennstoffdampf) vorhanden sind, d.h. die Bewegung der Stümpfe erfolgt im ungebremsten freien Fall und ohne Berücksichtigung von Reibungskräften.

 - * In die abschätzende Exkursionsrechnung mit KADIS gehen weitere pessimistische Annahmen ein:
 - Eine radiale Bewegung der Kernmaterialien während der Exkursion wird solange unterbunden, bis sich radial zwischen 2 benachbarten KADIS-Maschen eine Druckdifferenz von über 5 bar aufgebaut hat.
 - Es werden nur Brennstoffdampfdrücke berücksichtigt.
 - Es wird keine Spaltgasdispersion berücksichtigt.
 - Auch die Berücksichtigung von Stahldampfdrücken unterbleibt.

Fall C:

- * Es wird ein instantanes Zusammenbrechen der gesamten Stahldampfproduktion angenommen.
- * Während der beginnenden Exkursion bleibt der erneute intimere Kontakt von Brennstoff und Stahl und damit die erneute Stahldampfproduktion welche den Poolkollaps abfangen könnte, unberücksichtigt.
- * Die Exkursionsrechnung mit KADIS enthält als pessimistische Annahmen:
 - Im Falle des geschichteten Pools (33 \$/sec Fall) werden in der dichten Brennstoff/Stahlschicht keine Einphasendrucke modelliert, welche die Exkursion schneller beenden und die Energiefreisetzung reduzieren können.
 - Es werden nur Brennstoffdampfdrücke berücksichtigt.
 - Während der prompt kritischen Exkursion werden keine Stahldampfdrücke berücksichtigt.
 - Ebenso bleiben Dampfdrücke der im Pool vorhandenen Spaltprodukte unberücksichtigt.

Fall D:

- * Bei der Massenverteilung des aus dem Kernbereich ejezierten Materials wird angenommen, daß die obere axiale Blockade doppelt soviel Brennstoff als die untere enthält und damit genügend Brennstoff für eine postulierte Rekritikalität zur Verfügung steht.
- * Die Rekritikalität wird durch das kohärente Herabfallen zweier großer Brennstoff/Stahlslags ausgelöst deren Brennstoffmasse 270 kg (entspricht 9 BE) beträgt.
- * Die Slugs fallen im Bereich hohen Materialwertes in das Core.

- * Das zurückfallende Material enthält kein Blanketmaterial, welches reaktivitätsreduzierend wirken würde.
- * Auf die Slugs wird solange sie sich noch im oberen axialen Blanket befinden, kein Gegendruck durch den siedenden Pool ausgeübt, der ihr Herabfallen verhindern oder verzögern würde.
- * Obwohl die Slugs gegen eine nach oben gerichtete Dampfströmung in den Pool fallen und diesen durchdringen werden keine Impulsübertragungsvorgänge zwischen den Materialien berücksichtigt, welche die Geschwindigkeit des freien Falles reduzieren würden.
- * In die Exkursionsrechnung mit KADIS gehen im einzelnen folgende pessimistische Annahmen ein:
 - Es werden nur Brennstoffdampfdrücke berücksichtigt.
 - Es wird kein Stahldampfdruckaufbau berücksichtigt.
 - Der Dampfdruck von Spaltprodukten bleibt ebenso unberücksichtigt.

Schließlich wird bei der Abschätzung der mechanischen Energiefreisetzung die Brennstoffdampfexpansionsarbeit durch eine pessimistische isentrope Expansion der heißen Brennstoffdampfblase auf das gedehnte Schutzgasvolumen von 70 m^3 abgeschätzt. Der Einfluß der oberhalb des Kerns liegenden Strukturen, Kondensations-, Reibungs- und Selbstvermischungsvorgänge /3/ werden dabei nicht berücksichtigt.

Welchen Einfluß die einzelnen pessimistischen Annahmen auf die Energetik der transienten Rekritikalitätsfälle haben kann z.B. anhand von Anhang 2 ersehen werden, wo die Annahme eines steileren Anfangstemperaturprofils für den Fall D eine drastische Reduzierung der mechanischen Energiefreisetzung bewirkt. Der Rekritikalitätsfall D sollte auch zusammen mit Fall B gesehen werden, bei dem neben Kernmaterial auch Brutstoff in den siedenden Corepool gelangt. Beide Fälle stellen dabei in ihrer Modellierung sowohl bei der positiven (Fall D) als auch negativen (Fall B) Reaktivitätszufuhr Extremsituationen dar.

Die Parametervariationen bzgl. Temperaturniveau und -verteilung weisen daraufhin, daß bei gleicher Masse des zurückkehrenden Materials die Energetik des Rekritikalitätsfalles D stark abgemildert werden kann. Die Berücksichtigung von Inkohärenzvorgängen beim Wiedereintritt von Kernmaterial führt bei Fall D (und entsprechend auch bei Fall A) bei gleicher Masse des zurückkehrenden Materials zu einer weiteren starken Reduktion der Exkursionsenergetik.

Die bisher durchgeführten theoretischen Untersuchungen und Experimente unterstützen die Annahme, daß falls Sekundärkritikalitäten auftreten, diese wegen des dispersiven Verhaltens der Kernmaterialmischungen milde verlaufen. Beim gegenwärtigen Stand der Technik können insbesondere milde Sekundärexkursionen noch nicht lückenlos mechanistisch beschrieben werden. Wegen der noch bestehenden Unsicherheiten müssen im Sinne des Abdeckungsprinzipes Grenzfälle definiert werden, welche die nach heutigem Verständnis zu erwartenden Energiefreisetzungen durch Sekundärexkursionen nach oben hin eingrenzen.

Die Überlagerung von pessimistischen Annahmen in der Modellierung der energetischen Grenzfälle A, C und D führen dabei zu maximalen mechanischen Energiefreisetzungen die unter 100 MWsec liegen. Reaktortank und Primärsystem werden jedoch gegen etwa den vierfachen Wert ausgelegt.

6. LITERATURVERZEICHNIS

- /1/ Royl, P. et al.:
Untersuchung zu Kühlmitteldurchsatzstörfällen im abgebrannten Mark 1A-Kern des Kernkraftwerks Kalkar
KfK-2845 (1979)
- /2/ Struwe, D. et al.:
Unveröffentlichter Bericht (1979)
- /3/ Bell, C.R., et al.:
SIMMER-I: An S_N Implicit, Multifield, Multicomponent Eulerian Recriticality Code for LMFBR Disrupted Core Analysis
LA-NUREG-6467-MS (1977)
- /4/ Abramson, P.B.:
FX2-POOL - A Two Dimensional Coupled Hydrodynamic Thermodynamic and Neutronic Computer Model for HCDA Analysis
Nucl. Sci. Eng. 67, 195 (1977)
- /5/ Waltar, A.E. et al.:
A Computational Model for Analyzing Postulated LMFBR Accident Fuel Boil-up Conditions
CONF-761001, Vol.3, 1142 (1976)
- /6/ Jackson J.F. et al.:
Trends in LMFBR Hypothetical Accident Analysis
CONF-740401, Vol.3, 1241 (1974)
- /7/ Fauske, H.K.:
The Role of Core-Disruptive Accidents in Design and Licensing of LMFBRs
Nucl. Safety 17, 550 (1976)

- /8/ Epstein, M.:
Melting, Boiling and Freezing: The "Transition Phase"
in Fast Reactor Safety Analysis
Symposium on the Thermal and Hydraulic Aspects of Nucl.
Reactor Safety (Vol 2)
ASME-Winter Meeting 1977
- /9/ Farahat, M. et al.:
Fuel Dispersal Experiments with Simulant Fluids
CONF-761001, Vol.4, 1707 (1976)
- /10/ Schmuck, P. et al.:
KADIS - Ein Computerprogramm zur Analyse der Kernzer-
legungsphase bei hypothetischen Störfällen in schnellen
natriumgekühlten Brutreaktoren
KfK 2497 (1977)
- /11/ Royl, P.:
Unveröffentlichter Bericht (1979)
- /12/ Ostensen, R.W. et al.:
The Transition Phase in LMFBR Hypothetical Accidents
CONF-761001, Vol.3, 895 (1976)
- /13/ Günther, C., et al.:
SNOW - Ein zweidimensionales S_N -Programm zur Lösung der
Neutronentransportgleichung in Platten und Zylinder-
geometrie
KFK-1826 (1973)
- /14/ Höbel, W.: Persönliche Mitteilung
- /15/ Fröhlich, R. et al.:
Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300
Mark 1A Reaktorkern
KFK 2310 (1976)

/16/ Menzies, D.C.:

The Equation of State of Uranium Dioxide at High Temperature and Pressures UKAEA TRG Report 1119 (D) (1966)

/17/ Fischer, E.A.:

Further Development of the LMFBR Accident Analysis Codes HOPE and KADIS: Automatic Data Transfer, New Equation of State

KFK 2546 (1978)

/18/ Choong S. Kim

Thermophysical Properties of Stainless Steels
ANL-75-55

/19/ Fauske, H.K.:

Boiling Fuel-Steel Pool Characteristics in LMFBR HCDA
Analysis

Trans. ANS 22, 386 (1975)

/20/ Epstein, M.:

Transient Freezing of a Flowing Ceramic Fuel in a Steel
Channel

Nucl. Sci. Eng. 61, 310 (1976)

/21/ Kazimi, M.S. et al.

Void Distribution in Boiling Pools with Internal Heat Generation

Nucl. Sci. Eng. 65, 17 (1978)

/22/ Jackson, J.F. et al.:

Report on the Core Disruption Phase of an Unprotected Flow-
Coastdown Accident in the FTR

ANL/RAS-74-16 (1974)

/23/ Wallis, G.B.:

One-dimensional Twophase Flow

McGraw Hill Book Co., Inc., (1969)

/24/ Reynolds, A.B.:

Fuel Vapor Generation in LMFBR Core Disruptive Accidents

Nucl. Techn. 26, 165 (1975)

- /25/ Griffith, J.D.:
Reflections on the Recriticality Conference at Argonne
National Laboratory
Nucl. Safety 18, 45 (1977)
- /26/ Duderstadt, J.:
Nuclear Reactor Analysis John Wiley & Sons, Inc.
New York (1976)
- /27/ Graham, J.:
Fast Reactor Safety (pp.15)
Academic Press, New York and London (1971)
- /28/ Suo-Anttila, A.J. et al.:
An Experimental Study of a Horizontal Layer of Fluid
with Volumetric Heating and Unequal Surface Temperatures
17th National Heat Transfer Conference, Salt Lake City (1977)
- /29/ Behrens, D.J.:
The Effect of Holes in a Reacting Material on the
Passage of Neutrons
Proc. of the Phys. Society 62, 607 (1949)
- /30/ Nicholson, R.B.:
Design Basis Accident Studies
ERDA Chicago Operations Office Report
COO-2286-3 (1974).
- /31/ Abramson, P.B. et al.:
Bubble Collapse Reactivity Increases in Boiling Fuel/Steel
Pools
Trans. ANS 27, 562 (1977)
- /32/ Gelbard, E.M. et al.:
Monte Carlo Treatment of Fundamental Mode Neutron Leakage
in the Presence of Voids
Nucl. Sci. Eng. 63,9 (1977)

- /33/ Hoffmann, T.J.:
Calculation of the Reactivity Due to Bubble Collapse
with the Probability Table Method
Nucl. Sci. Eng. 66, 67 (1978)
- /34/ McLaughlin T.P.:
Effects of Neutron Streaming and Geometric Models on
Molten Fuel Recriticality Accidents
Trans. ANS 22, 372 (1975)
- /35/ Boudreau, J.E. et al.:
Recriticality Considerations in LMFBR Accidents
CONF-740401, Vol.3 1265 (1974)
- /36/ Ministerium für Arbeit, Gesundheit und Soziales des
Landes Nordrhein-Westfalen, unveröffentlicht (1977)
- /37/ Hakim, S.J. et al.:
Transit - A Code for the Analysis of the Transition Phase
in an FBR Accident
Trans. Am. Nucl. Soc. 24, 261 (1976)
- /38/ Fuller, E.L.:
Energy Increase from Bubble Collapse Following
Recriticality in Large Molten Pools
Trans. ANS 27, 559 (1977)
- /39/ Jackson, J.F. et al.:
VENUS-II: An LMFBR Disassembly Program
ANL-7951 (1972)

ANHANG 1 ANWACHSEN DER REAKTORLEISTUNG VON EINEM UNTER- KRITISCHEN REAKTIVITÄTSNIVEAU BEIM EINLAUF EINER POSITIVEN TREIBERRAMPE

In den in Kap.4 vorgestellten Modellfällen für Sekundärkritikalitäten beginnt die Sekundärexkursion stets auf niedrigem Reaktivitäts- und auch Leistungsniveau. So ist das System aus Pool und Reaktor im Fall C zu Beginn der Exkursion etwa 13 % unterkritisch, bevor der Pool zu kollabieren beginnt. Durch den Kollabierungsvorgang erhöht sich nun die Reaktivität und auch das ursprünglich niedrige neutronische Leistungsniveau beginnt wieder anzuwachsen.

Die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS werden zu dem Zeitpunkt initiiert wenn das System aus Pool und übrigen Reaktor gerade prompte Kritikalität erreicht. Für die Modellfälle A,C und D wurden zur Bestimmung der Anfangsbedingungen der Exkursion (Anfangsleistung, Mutterkernkonzentrationen, Temperaturprofil) Punktkinetikrechnungen durchgeführt. Der Reaktivitätsverlauf wurde dabei entsprechend dem postulierten Szenario der Fälle A,C und D als Tabelle vorgegeben. Während für den Modellfall A die Sekundärexkursion sehr rasch auf die erste Leistungsexkursion folgt /1,11/ wird in den Fällen C und D etwa 10 sec gewartet bis das Sekundärkritikalitätseignis eintritt. Diese Zeitdauer von 10 sec zwischen der ersten Exkursion und dem Sekundärkritikalitätseignis entspricht der auf der Basis der Leistungsdichte und des Oberflächen zu Volumenverhältnisses für den SNR-300 erwarteten Dauer der Übergangsphase bzw. Phase milder Entladung. Nach /2/ sind größere Ausblasvorgänge des siedenden Brennstoff/Stahlgemisches die zu permanent unterkritischen Anordnungen führen in einem Zeitraum zwischen 5-20 sec zu erwarten. Dieser angegebene Zeitraum bestimmt damit auch den maximalen Zeitpunkt bis zu dem Sekundärkritikalitäten im Kernbereich überhaupt möglich sind. Da die angegebenen Werte für die maximale Dauer der Übergangsphase noch mit Unsicherheiten behaftet sind, werden in diesem Anhang 1 der Abfall der Leistung in einem unterkritischen System sowie auch der Anstieg bei erneuter Zufuhr von Reaktivität parametrisch untersucht.

Entstehen nach einer ersten Exkursion durch die Umverteilung des Kernmaterials (z.B. Bildung von Blockaden in den Blankets) stark unterkritische Reaktivitätszustände, so fallen die neutronische Leistung sowie die Mutterkernkonzentrationen im Reaktor stark ab. In der Abb. A.1.1 wird dieser Leistungsabfall in Abhängigkeit von der Zeit für verschiedene unterkritische Reaktivitätsniveaus dargestellt.

Die für diese Punktkinetikrechnungen benutzten Dopplerkoeffizienten entsprechen denen von Modellfall C. Die Anfangsreaktivität ist Null, die Anfangsleistung entspricht 762 MW (Nominalleistung des SNR-300) und die Mutterkernkonzentrationen C_i befinden sich im Gleichgewicht mit dieser vorgegebenen Leistung

$$C_i^0 = \frac{\beta_i}{\lambda \chi_i} * n^0$$

λ Generationszeit

χ_i Zerfallskonstante der i-ten Gruppe

β_i Anteil der i-ten Gruppe

Die Abb. A.1.1 zeigt, daß beim Modellfall C nach einem Reaktivitätssprung von -13% die neutronische Leistung zunächst sehr rasch auf etwa 7 Prozent der Nominalleistung abfällt und dann nach etwa 10 sec bis auf etwa 2 Prozent der ursprünglich vorhandenen Leistung abgesunken ist. Das Verhältnis der momentanen Leistung zur Anfangsleistung $n(t)/n(0)$ sinkt dabei umso stärker ab, je länger der unterkritische Zustand anhält und je tiefer das negative Reaktivitätsniveau liegt. Die zeitliche Abnahme der Leistung erfolgt allerdings wegen der langlebigen Mutterkerne in den Zeiträumen über 10 sec relativ langsam, so daß bei einer Reaktivität von -13% die Leistung im Zeitraum zwischen 10 und 20 sec nur um etwa ein weiteres Prozent der Nominalleistung abfällt.

Die KADIS-Exkursionsrechnungen für die transienten Rechenfälle A, C und D wurden stets bei prompt kritisch begonnen. Da die Energetik der Sekundärexkursion stark von der Anfangsleistung sowie der Anfangs-Mutterkernkonzentration abhängt, interessiert besonders der Leistungszuwachs und auch das Anwachsen der Mutterkernkonzentrationen nach erneuter positiver Reaktivitätszufuhr. Um den Leistungszuwachs zwischen dem unterkritischen Reaktivitätsniveau und prompt kritisch zu bestimmen, wurden daher eine Anzahl von Punktkinetikrechnungen durchgeführt die in Tab. A.1.1 zusammengestellt sind.

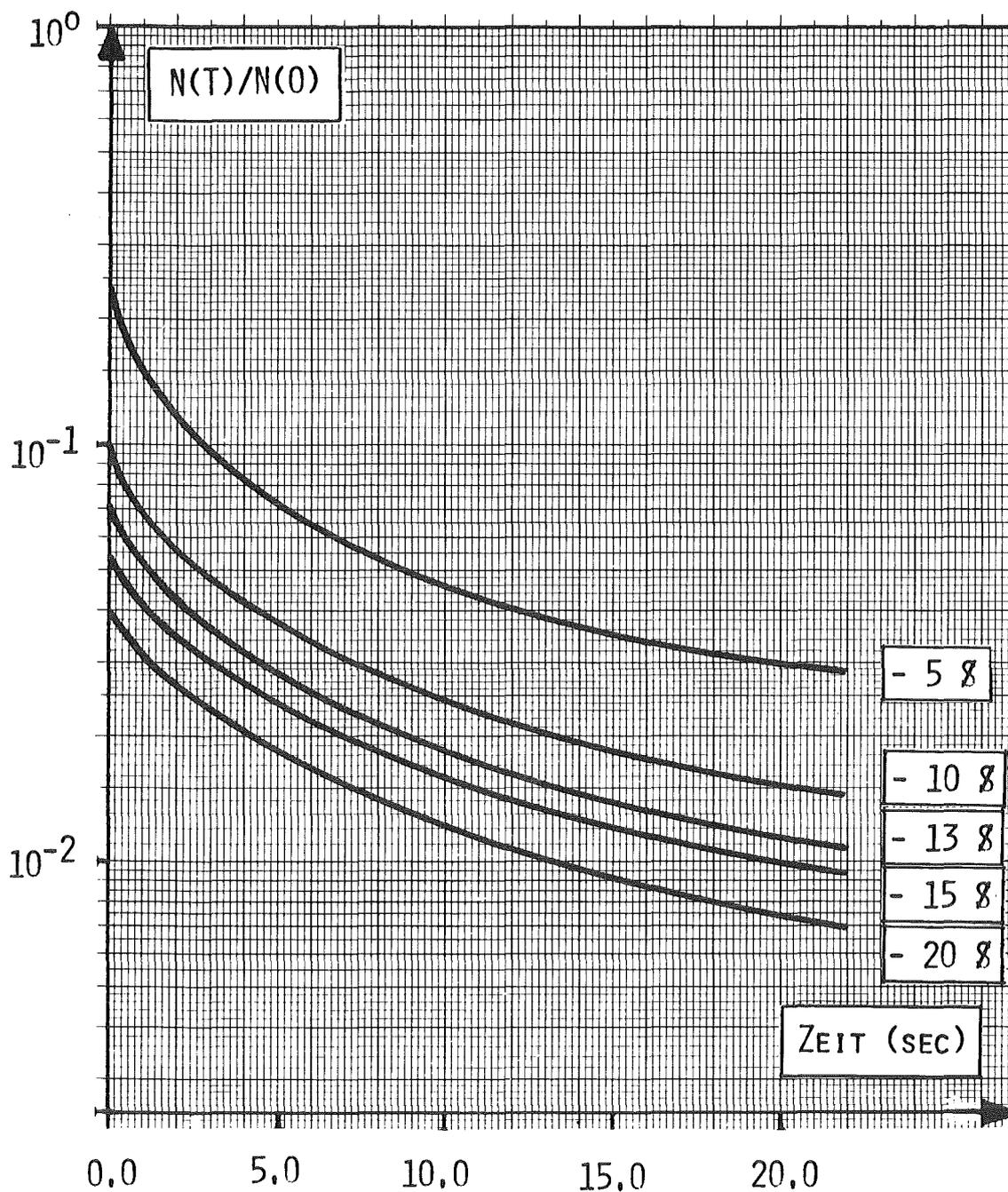


BILD A.1.1 ZEITLICHER ABFALL DER NEUTRONISCHEN LEISTUNG FÜR VERSCHIEDENE PROMPTE NEGATIVE REAKTIVITÄTSSPRÜNGE

Fall	ρ (\$/sec)	ρ_{sprung} (\$)	n_1 (762 MW)	C_i proportional (SS=762 MW)	n^* (762 MW)	$\frac{n_{\text{crit}}}{n^*}$	$\frac{n_{\text{prompt crit}}}{n_{\text{crit}}}$	$\frac{n_{\text{prompt crit}}}{n^*}$	$n_{\text{prompt crit}}$ (762 MW)
1	12	- 13	1.40	1.4 × SS	0.100	10.14	34.41	349	34.90
2	12	-13	1.40	0.1 × SS	0.007	10.71	31.73	340	2.38
3	12	-13	1.40	0.01 × SS	0.0007	10.38	31.25	324	0.23
4	12	-13	0.10	1.4 × SS	0.100	10.47	32.21	338	33.80
5	12	- 6.5	1.40	1.4 × SS	0.186	6.55	31.94	209	38.87
1	12	-13	1.40	1.4 × SS	0.100	10.14	34.41	349	34.90
6	12	-26	1.40	1.4 × SS	0.051	14.35	36.93	530	27.03
7	6.4	-13	1.40	1.4 × SS	0.1	9.09	52.31	475	47.50
1	12	-13	1.40	1.4 × SS	0.1	10.14	34.41	349	34.90
8	32	-13	1.40	1.4 × SS	0.1	12.07	18.15	219	21.90
9	64	-13	1.40	1.4 × SS	0.1	12.77	12.83	164	16.40

Tab.: A.1.1 Leistungsabfall nach negativen Reaktivitätssprüngen und anschließende Leistungszunahme bis verzögert bzw. prompt kritisch beim Einlaufen einer positiven Treiberrampe

ρ Reaktivitätsrampe n_{crit} Leistung bei verzögert kritisch
 ρ_{sprung} Reaktivitätssprung zum Zeitpunkt Null $n_{\text{prompt crit}}$ Leistung bei prompt kritisch
 n_1 Anfangsleistung
 n^* Leistung nach promptem Sprung
 C_i Mutterkernkonzentrationen

Dabei werden für verschiedene negative Reaktivitätssprünge, Anfangsleistungen und -mutterkernkonzentrationen sowie verschiedene aufgeprägte lineare Reaktivitätsrampen die Leistungsabnahmen und Leistungszuwächse bis verzögert und prompt kritisch angegeben.

Aus Tab.A.1.1 können folgende Ergebnisse abgelesen werden:

- A) Bei vorgegebenem Leistungsniveau n_1 , entsprechender Mutterkernkonzentration und einem **negativem** Reaktivitätssprung sinkt die neutronische Leistung umso tiefer ab, je geringer die Mutterkernkonzentration und je tiefer das Reaktivitätsniveau liegen. Befindet sich die Mutterkernkonzentration im Gleichgewicht mit der Anfangsleistung so kann der Leistungsabfall durch die sog. "prompt jump approximation" abgeschätzt (Fall 1) werden. Unter Reaktorbedingungen werden durch den Leistungspuls vermehrt Mutterkerne gebildet, sodaß nach Beendigung der Exkursion noch eine höhere Mutterkernkonzentration existiert als der neutronischen Leistung in einem Gleichgewichtszustand entsprechen würde. Die neutronische Leistung sinkt in diesem Fall langsamer oder nicht mehr weiter ab (Fall 4).
- B) Die Leistungserhöhung zwischen verzögert kritisch und unterkritisch liegt umso höher, je weiter unterkritisch das System nach dem prompten Sprung geworden ist. Dies ist verständlich, da bis zum Erreichen von verzögert kritisch längere Zeit die Rampe einlaufen muß und in dieser längeren Zeit die Leistung stärker ansteigen kann. (Siehe Vergleich Fälle 5-1-6). Die dann schon erhöhte Neutronenpopulation führt zu einem weiteren stärkeren Leistungsanstieg.
Die Leistungserhöhung $n^{\text{prompt crit.}}/n^*$ ist dabei umso höher je höher die anfängliche Mutterkernkonzentration liegt.
- C) Je höher die einlaufende Reaktivitätsrampe ist, desto weniger Zeit steht von verzögerter Kritikalität bis prompt kritisch zur Verfügung, um die Leistung anwachsen zu lassen.
(Fälle 7-1-8-9) Die Rückwirkung durch den Dopplereffekt führt im unterkritischen Bereich dazu, daß die Leistung bei kleinen Rampen etwas schwächer ansteigt als etwa bei der 64 $\$/\text{sec}$ Rampe.

- D) Insgesamt liegen die Faktoren für die Leistungserhöhung in der Größenordnung zwischen unterkritischem Reaktivitätsniveau und prompt kritisch zwischen 200-500.
- E) Die Mutterkernkonzentrationen entsprechen bei prompt kritisch nicht den Gleichgewichtskonzentrationen der Leistung $n_{\text{prompt crit.}}$. Ebenso wie beim prompten Leistungsabfall ein Ungleichgewichtszustand existiert, indem mehr Mutterkerne als der Leistung entsprechend vorhanden sind, nimmt die Mutterkernkonzentration bei rascher Leistungszunahme (höhere Rampe) im Verhältnis langsamer zu.
- F) Die Energetik der Sekundärexkursion hängt auch von der vorhandenen Mutterkernkonzentration ab. Für die Exkursionsrechnungen beginnend am prompt kritischen Punkt müssen daher neben der Anfangsleistung auch diese Mutterkernkonzentrationen konsistent durch vorausgehende Kinetikrechnungen (wie in Kap. 4) bestimmt werden.

ANHANG 2 EINFLUSS EINES TEMPERATURPROFILS AUF DIE THERMISCHE UND MECHANISCHE ENERGIEFREISETZUNG SOWIE EINFLUSS DES ANFANGSTEMPERATURNIVEAUS AUF DEN EXKURSIONSVER- LAUF

Für die Exkursionsrechnungen der einzelnen Modellfälle A, C und D wurde bei Beginn der Exkursion am prompt kritischen Punkt jeweils ein bestimmtes Temperaturprofil für die Pools in den einzelnen Brennelementen (Fall A) bzw. für den sich über das gesamte Core erstreckenden Pool (Fälle C und D) angenommen. Die Definition dieser Temperaturprofile am prompt kritischen Punkt erfolgt in den Fällen C und D derartig, daß noch im neutronisch unterkritischen Bereich von einer konstanten Pooltemperatur (3100 K) ausgegangen und mittels einer Punkt-kinetikrechnung der Temperaturanstieg in den einzelnen Poolgebieten entsprechend der dort herrschenden Leistungsverteilung bis prompt/kritisch bestimmt wurde. Bei diesen Rechnungen wurden aber die thermischen und hydrodynamischen Verhältnisse in derartigen Pools (Konvektion etc) nicht berücksichtigt und die verwendeten Temperaturprofile sind daher mit einer gewissen Unsicherheit behaftet. Daß derartige siedende Brennstoff/Stahlpools ein besonders in den Randschichten ausgeprägtes Temperaturprofil besitzen, kann etwa aus /28/ ersehen werden.

Im vorliegenden Anhang soll untersucht werden, welchen quantitativen Einfluß vorhandene Temperaturprofile im Pool auf den Exkursionsverlauf haben. Durch die in KADIS verwendeten Modelle ist eine sensitive Abhängigkeit zwischen Exkursionsenergie und Temperaturprofil zu erwarten, da zwar die erste Phase der Exkursion hauptsächlich durch den Dopplereffekt bestimmt wird, die eigentliche nukleare Abschaltung aber durch Materialbewegung aus den Bereichen hohen Materialwertes hinaus, erfolgt. Bei sehr flachem Temperaturprofil sind lange Zeit nur geringe Druckgradienten im Pool vorhanden und es müßten erst über die Leistungsverteilung entsprechende Temperatur- und damit auch Druckgradienten aufgebaut werden.

Die vorliegenden Untersuchungen wurden anhand des Modellfalls D (Wiedereintritt von Kernmaterial in einen das gesamte Core umfassende Pool) durchgeführt.

Für den Pool wurde ein Temperaturprofil der Form

$$T(i,j) = T_{\text{Anfang}} + \gamma \cdot \cos \frac{\pi}{2} \frac{r(i)}{R_{\text{core}}} \cos \frac{\pi}{2} \frac{z(j)}{H_{\text{core}}} - \delta$$

vorgegeben. Die Anfangstemperatur wurde dabei stets so gewählt, daß der gesamte Pool in geschmolzener Form vorlag. Der Faktor δ diente dazu, die Maximaltemperatur axial an verschiedene Stellen im Pool zu verschieben. Um für diese Untersuchung vergleichbare Werte zu erhalten, wurde die Anfangsenergie im geschmolzenen Brennstoff also die massengemittelte Temperatur für alle Exkursionsrechnungen identisch gewählt. Dies wurde durch die Wahl des Faktors γ gewährleistet. Bei sonst gleichen Anfangsbedingungen wie Rampe, Leistung, Energie und Reaktivität wurden in einem ersten Schritt 3 Temperaturprofile verglichen (Tab.:A.2.1) wobei von T1 bis T3 die Steilheit des Profils stärker wird. Neben den Maximaltemperaturen sind noch die mittleren Temperaturgradienten für die radialen und axialen Temperaturtraversen durch den Coremittelpunkt angegeben.

Temperaturprofil	T_{Anfang}	$\frac{\delta}{\frac{H_{\text{core}}}{2}}$	$T_{\text{max.}}$	T_{mittel}	$\frac{T_{\text{max}} - T_{\text{min}}^{\text{rad}}}{R}$	$\frac{T_{\text{max}} - T_{\text{min}}^{\text{ax}}}{(H/2)}$
T1	3350	48.16	3410	3379	0.6	0.3
T2	3200	48.16	3567	3379	3.7	1.8
T3	2979	48.16	3799	3379	8.0	3.9

Tab.: A.2.1 Temperaturprofile für die Exkursionsrechnungen
(bei gleicher mittlerer Temperatur)

		Rechenfälle klassifiziert nach Temperaturprofil		
		T1	T2	T3
Rampe	\$/sec	32	32	32
Anfangsreaktivität	\$/	1	1	1
Anfangsleistung	MW	0.762+3	0.762+3	0.762+3
Energie im geschm. Brennstoff (Exkursionsbeginn)	MWsec	2421	2421	2421
Energie im geschm. Brennstoff (Exkursionsende)	MWs	5336	3494	2588
Masse des geschm. Brennstoffs	kg	4846	4846	4846
T _{mittel}	K	4475	3782	3441
T _{max}	K	5524	4342	3916
Mechanische Energie (70 m ³ Covergasvolumen)	MWs	90	12	0.0

Tab.: A.2.2 Ergebnisse der Exkursionsrechnungen mit KADIS
für verschiedene Temperaturprofile

Die wichtigsten Ergebnisse der Exkursionsrechnungen mit KADIS für die untersuchten Temperaturprofile sind in Tab.:A.2.2 zusammengestellt. Die Mutterkernkonzentrationen wurden dabei entsprechend der Anfangsleistung (Nominalleistung) am prompt kritischen Punkt gewählt. Der Einfluß der axialen Lage des Temperaturmaximums im Poolbereich (Faktor δ) auf die Energiefreisetzung ist gering.

Wie die Ergebnisse der Tab.:A.2.2 zeigen, haben Temperaturprofile einen sehr starken Einfluß auf die Exkursionsenergie. So sinkt die mit KADIS berechnete mechanische Tankbelastung beim Temperaturprofil T3 bis auf Null ab. Die Temperaturgradienten des für den Fall D berechneten Temperaturprofils bei prompt kritisch liegen zwischen denen von T1 und T2. Hinzu kommt jedoch (siehe Kap. 3.4), daß für die Slugs noch konstante Temperaturen von 3200 K angenommen werden und dadurch die Energetik der Exkursion erhöht wird.

Um den Einfluß des Anfangstemperaturniveaus auf die Exkursionsenergie zu untersuchen, wurde das Temperaturprofil T3 verwendet. Die Form des Profils und die Temperaturgradienten blieben dabei erhalten, jedoch wurden verschiedene Anfangstemperaturen vorgegeben. (Tab.: A.2.4)

Temperaturprofil	T_{Anfang}	T_{max}	T_{mittel}
T3-A	2700	3520	3208
T3	2979	3799	3379
T3-B	3500	4320	3900

Tab.: A.2.4 Variation der Anfangstemperatur bei sonst gleichem Temperaturprofil T3

Die Anfangsenergie im geschmolzenen Brennstoff (T_{mittel}) ist nun von Fall zu Fall verschieden, und die Exkursion wird bei verschieden hohen Energieniveaus des geschmolzenen Brennstoffs begonnen.

Die Exkursionsrechnungen bei Verwendung der Temperaturprofile T3-A/T3 und T3-B sind in Tab.: A.2.5 zusammengestellt.

Im Fall T3-A mit der niedrigsten Anfangstemperatur ist die mechanische Energie wieder bis 65 MWs angewachsen. Dies resultiert daraus, daß zu Beginn der Exkursion große Massenanteile des Pools (~ 32 Prozent) noch nicht aufgeschmolzen sind. Während des Aufschmelzvorganges kommt der Dopplereffekt nicht zum Wirken und die Leistung kann ungehindert ansteigen. Der im Fall D definierte Pool besitzt jedoch Temperaturen die über dem Schmelzpunkt des Brennstoffs liegen. Für hohe Anfangstemperaturen des Pools ist auch dessen Energiedichte schon zu Beginn der Exkursion sehr hoch (Fall T3-B: $T_{\text{max}}=4320$). Während der Exkursion wird nur mehr unwesentlich Energie erzeugt. Die erreichten Spitzentemperaturen von 4332 K bedeuten, daß Teile des Cores etwa 600 K über dem Siedepunkt des Brennstoffs (~ 3770 K) liegen. Die Expansion des komprimierten Brennstoffdampfes führt zu einer mechanischen Energiefreisetzung von 19 MWs.

		Rechenfälle klassifiziert nach Anfangstemperatur		
		T3-A	T3	T3-B
Rampe	\$/sec	32	32	32
Anfangsreaktivität	β	1	1	1
Anfangsleistung	MW	0.762+3	0.762+3	0.762+3
Energie im geschm. Brennstoff (Exkursionsbeginn)	MWs	1332	2421	3808
Masse d. geschm. Brennstoffs (Exkursionsbeginn)	kg	3274	4846	4846
Energie im geschm. Brennstoff (Exkursionsende)	MWs	3953	2588	3826
Masse des geschm. Brennstoffs	kg	4702	4846	4846
T _{mittel}	K	4000	3441	3907
T _{max}	K	5482	3916	4332
mech. Energie (70m ³ Covergasvolumen)	MWs	65	0.0	19

Tab.: A.2.5 KADIS Exkursionsrechnungen für verschiedene Anfangstemperaturen des T-Profiles T3

Der Fall T3-A entspricht wegen der noch großen nichtaufgeschmolzenen Corebereiche eher einer ersten Exkursion während der Einleitungsphase. Die Exkursionsrechnung für den Fall T3-B kann als Indiz dafür betrachtet werden, daß, falls es nach einer milden Sekundärexkursion zu keiner vollständigen Entladung des Kernmaterials kommt sondern nur das Energieniveau im Pool angehoben wird auch eine erneute Exkursion (ausgelöst durch eine starke Reaktivitätszufuhr von 32 \$/sec) nur zu kleinen zusätzlichen Energiefreisetzungen führt, da die Brennstoffdampfdrücke das Poolmaterial sehr schnell in eine nuklear unterkritische Konfiguration treiben.

ANHANG 3 BERECHNUNG DES REAKTIVITÄTSGRADIENTEN BEI KOLLABIERN DES BRENNSTOFF/STAHLPOOLS BEI NICHTHOMOGENER VOID- VERTEILUNG

Im Rekritikalitätsmodellfall C wurde das Poolkollabieren näherungsweise so modelliert, daß der Blasenanteil homogen im Pool verkleinert wird und durch diese Abnahme der Voidfraktion der Pool kollabiert. Die Auftriebsgeschwindigkeit der Dampfblasen multipliziert mit dem Reaktivitätsgradienten der aus diesem homogenen Kollabieren resultiert ergibt die Reaktivitätsrampe. In der ursprünglichen Modellvorstellung wurde jedoch angenommen, daß die Stahldampfblasen aus dem Pool aufsteigen und sich dadurch im unteren Poolbereich eine dichte Brennstoff/Stahlschicht ausbildet. Diese Dichtesprünge führen bei der Bestimmung der Wertkurven mit Diffusionstheorie zu Schwierigkeiten. Aus diesen Gründen wurde bei den Rechnungen ein homogenes Poolkollabierungsmodell angenommen. In der transienten Exkursionsrechnung mit KADIS wird dabei insofern konservativ vorgegangen, als daß nur Dampfdrücke $p=p(T)$ und keine Einphasendrücke für das Auseinandertreiben des Poolmaterials benutzt werden. In einem Pool mit dichtem Material würden wegen der Einphasendrücke von Beginn der Exkursion an trotz des flachen Temperaturprofils schon Druckgradienten für die Materialbewegung vorhanden sein, wie auch die absolute Höhe der Drücke im Poolbereich um Größenordnungen größer sein würde. Dies führt zu einer Reduktion der freigesetzten Exkursionsenergie.

Um die Größe der Abweichung in der Treiberreaktivitätsrampe bei homogenem Kollabieren und der Ausbildung von Schichten festzustellen, wurde zusätzlich mit Transporttheorie der Reaktivitätsgradient (β/cm) bestimmt, welcher beim Modell mit Dichtegradienten auftreten würde. Die Höhe der dichten Brennstoff/Stahlschicht H_D steht mit dem darüber befindlichen noch aufgesiedeten Pool (H_P) dabei in folgender Beziehung:

$$H_D * \frac{(V/O) \text{ Brennstoff/Stahl}}{\text{Dicht}} + H_B * \frac{(V/O) \text{ Brennstoff/Stahl}}{\text{Siedend}}$$
$$= H_{\text{total}}^{\text{Core}} * \frac{(V/O) \text{ Brennstoff/Stahl}}{\text{Siedend}}$$

H_D Höhe des dichten Materials

H_B Höhe des siedenden Materials

Im prompt kritischen Bereich ergibt sich für das Modell mit axialem Dichtegradienten im Pool ein Reaktivitätsgradient von 0.86 \$/cm (gegenüber 0.61 \$/cm für den homogenen Fall).

Dieser Reaktivitätsgradient führt zu einer etwas höheren Treiberrampe in KADIS. Diese ist durch die Rampenparametervariation in Kap.4.4 abgedeckt. Dabei muß noch berücksichtigt werden, daß wie vorhin ausgeführt die Dichtegradienten bei der Exkursion zu niedrigerer Energiefreisetzung als die in Tab.: 4.3.1 für den 33 \$/sec Fall angegebene führen.

ANHANG 4 AUTOKATALYTISCHE REAKTIVITÄTSEFFEKTE DURCH VER- VERRINGERUNG DER NEUTRONENLEAKAGE AUS DEM POOL- BEREICH (BEHRENSEFFEKT)

Ein möglicher autokatalytischer Reaktivitätseffekt, der in nicht-dispersen Strömungsformen (z.B. bei Blasenströmung) auftreten könnte, resultiert aus der plötzlichen Reduktion des Neutronenstreamings. Liegt der siedende Brennstoff/Stahlpool in einer Blasenströmung vor, so ist die Leakage durch das "neutron streaming" in den diskreten Hohlräumen (Stahldampfblasen) aus diesem Pool höher als bei einem Pool mit gleicher Brennstoff/Stahlschmierdichte aber homogener Voidverteilung. Für sehr große Pools mit einem $k_{\text{eff}} \rightarrow k_{\infty} \rightarrow 1.0$ wird dieser Leakageeffekt natürlich immer kleiner /29,30/. Während einer prompt kritischen Leistungsexkursion wird das Brennstoff/Stahlgemisch stark aufgeheizt und der flüssige Brennstoff erfährt eine Volumenausdehnung, welche nun zu einer Kompression der Stahldampfblasen und deren Kollabieren führen könnte. Dadurch würde im Bereich von prompt kritisch plötzlich die Neutronenleakage verringert und es könnte zu einer zusätzlichen positiven Reaktivitätszufuhr kommen /30/. Eine andere in /31/ diskutierte Möglichkeit der Reaktivitätserhöhung durch Streamingreduktion besteht darin, daß durch einen äußeren Druckpuls die Randschichten eines nahezu kritischen bzw. prompt kritischen Pools instantan komprimiert werden und dadurch plötzlich weniger Neutronen aus dem Pool entweichen können. (lokale Oberflächenkompression)

In dem untersuchten Rekritikalitätsfall C kommt es während des Kollabierens zur Ausbildung dichter Brennstoff/Stahlschichten am unteren Poolrand. Die vorhin angesprochene Möglichkeit der plötzlichen Reaktivitätserhöhung durch Ausbildung dichter Brennstoffrandschichten ist allerdings für die untersuchte Konfiguration aus folgenden Gründen nicht relevant:

- 1) Bereits während der Phase starker Unterkritikalität hat sich eine dichte Brennstoff/Stahlschicht ausgebildet, welche überdies noch auf einer Brennstoff-Stahl-(=Reflektor) blockade liegt. In der Nähe von prompt kritisch wird diese

Schicht zwar dicker (etwa 16 cm) sein, es ändert sich jedoch an der Leakage nach unten in den Poolboden wenig. Aufgrund der Modellvorstellung bildet sich im Zeitraum Δt aus einer Schicht mit Stahldampfblasen ΔX eine dichte Brennstoff/Stahlschicht ΔX^* . Bei Blasenauftriebsgeschwindigkeiten von 20 cm/sec und einem ursprünglichen Dampf-volumenanteil von 59 Volumenprozenten und Exkursionszeiten im Millisekundenbereich (z.B. 10 msec) bedeutet dies, daß sich aus einer Schicht $\Delta X \approx 0.2$ cm während der Exkursion eine zusätzliche dichte Brennstoff/Stahlschicht von nur $\Delta X^* = 0.08$ cm ausbildet. Hinzu kommt, daß diese Schicht nicht am Poolrand sondern nahe dem Flußmaximum des Pools (kleine Flußgradienten + kleine Leakage) ausgebildet wird, während die stärksten Flußgradienten und damit die größte Leakage an der Oberseite des Pools, der dort an einen Bereich mit Stahldampf grenzt, auftreten. Die Reduktion der Leakage wird daher im vorliegenden Fall nicht zu einer nennenswerten Erhöhung der Reaktivitätsrampe bei prompt kritisch führen.

- 2) Schließlich soll noch auf die in /31/ und Fall C unterschiedlichen Geschwindigkeiten bei der Ausbildung dichter Brennstoffschichten hingewiesen werden sowie auf die verschieden großen Bläschenradien. Der im Modell von Fall C zugrunde gelegte Bläschenradius liegt um den Faktor 2-5 unter dem in /31/ angenommenen. Je kleiner dieser Radius desto geringer ist auch der zu erwartende positive Reaktivitätseffekt. Es soll allerdings noch betont werden, daß unsere Annahmen über die Größe der Bläschen auf Untersuchungen mit Flüssigkeiten wie Wasser/Dampf beruhen /23/ und die tatsächliche Blasengröße im System Brennstoff/Stahl noch unbekannt ist.

Für den Fall C wurde noch untersucht wie groß die Reaktivitätszunahme Δk durch Reduktion des Neutronenstreamings beim plötzlichen Kollabieren aller Stahldampfbläschen beim prompt kritischen homogenen Pool von Fall C sein würde. Zur Abschätzung wurde dabei die Formel von Behrens verwendet /29/. Es wird dabei angenommen, daß sich mikroskopisch eine statistische Bläschenverteilung ausbildet, makroskopisch jedoch eine gleichmäßige Ver-

teilung im Pool herrscht.

$$\Delta k = \frac{k_{\infty} - 1}{k_{\infty}} \cdot \left[0.75 \cdot r_{\text{Blase}} \cdot \frac{\alpha}{(1+\alpha)^2} \sum_{\text{tot}} \right]$$

r Blasenradius
 α Volumenverhältnis: Blasen/Fluid
 \sum_{tot} totaler Wirkungsquerschnitt

Eine 26-Gruppen Transportrechnung ergab für den prompt kritischen Pool einen k_{∞} -Wert von 1.489797. Für den totalen Wirkungsquerschnitt wurde aus den 26-Gruppen ein mittlerer Querschnitt wie folgt bestimmt:

$$\bar{\sum}_{\text{tot}} = \frac{\int \sum_{\text{tot}} \phi_{\text{tot}} dE}{\int \phi_{\text{tot}} dE} = 0.2382 \text{ (cm}^{-1}\text{)}$$

mit einem Bläschenradius zwischen 0.2 - 0.5 cm ergeben sich Δk Werte von

$$0.94 \text{ \$} \leq \Delta k \leq 2.34 \text{ \$}$$

Die "Behrensformel" wurde mit sehr viel aufwendigeren Methoden (Monte Carlo /32/, Probability Table Method /33/) überprüft und gibt den durch Streamingreduktion auftretenden Reaktivitätseffekt (bei den geg. physikalischen Annahmen) relativ gut wieder.

Insgesamt gesehen bestehen aber starke Unsicherheiten wie groß der tatsächliche "Streaming" Reaktivitätseffekt in einem siedenden Brennstoff/Stahlpool ist. Insbesondere ist noch fraglich ob in den Strömungsformen welche heute als für siedende Pools relevant angesehen werden /8, 9, 21/, Reaktivitätseffekte nach der Art von "Behrens" überhaupt auftreten, und wie sich Vorgänge wie z. B. die Blasendrift auf die Reaktivitätsänderung auswirken werden.

Der angegebene Reaktivitätswert von $0.94 \text{ } \beta \leq \Delta k \leq 2.34 \text{ } \beta$ stellt das maximale Reaktivitätspotential dar, welches durch das gleichzeitige Kollabieren aller Stahldampfblasen in einem Pool mit der Strömungsform des Blasensiedens eintreten könnte. Detaillierte Analysen zur Auswirkung dieser Reaktivitätszufuhr auf den Exkursionsverlauf wurden in /38/ mit dem Disassemblycode VENUS-II /39/ für einen Reaktorkern derselben Größenordnung wie den des SNR-300 (also ähnlichen Reaktivitätspotentialen) durchgeführt. Diese Untersuchungen zeigen, daß nur 2 Prozent des vorhandenen Reaktivitätspotentials während der Exkursion wirksam werden und sich die Reaktivitätsrampen nur um etwa 5 Prozent erhöhen.

Während des angenommenen Blasen kollabierens treten also gegenläufige Reaktivitätseffekte auf /38, 34/ welche in derselben Größenordnung wie die Streamingeffekte liegen und die positive Reaktivitätszufuhr wieder nivellieren. So führt der Druckpuls, welcher die Blasen kollabieren läßt zu einer in Richtung niedrigen Materialwertes gerichteten Strömung des Brennstoff/Stahlgemisches und damit zu Reaktivitätserniedrigung /34/. Des weiteren führt das Kollabieren der Blasen wegen der dann niedrigeren homogenen Brennstoffdichte zu einer kleineren Selbstmultiplikation /34/ und damit zu einer weiteren Verringerung der positiven Reaktivitätszufuhr.

ANHANG 5 DER EINFLUSS VON INKOHÄRENZEN AUF DIE GENERIERTE REAKTIVITÄTSRAMPE BEIM WIEDEREINTRITT VON KERN- MATERIAL

In den Modellfällen A und D wurde angenommen, daß große Mengen Kernmaterial gleichzeitig in den aktiven Corebereich eintreten. Es gibt nun eine Reihe von Argumenten welche die kohärente Rückkehr des vorher ejezierten Brennstoff/Stahlgemisches unwahrscheinlich machen. Schon bei der Ejektion wird je nach Brennelement und Ort im Brennelement ein in seiner Konsistenz und in seiner Temperatur unterschiedliches Brennstoff/Stahlgemisch ejeziert. Natürlich herrschen auch in den Brennelementen unterschiedliche Druckverhältnisse, so daß dieses Material unterschiedlich weit in die Blanketstrukturen eindringen wird. Dort kommt es vorerst zu einer Verdichtung bzw. Blockadenbildung wobei das ejezierte Material in den einzelnen Blanketelementen räumlich und thermisch entkoppelt ist. Es existieren sowohl radiale, azimutale wie auch axiale Temperaturgradienten. Ein Wiedereintritt dieses Kernmaterials in den Corebereich kann nun etwa nach einem Schmelzprozeß in den Blanketbereichen erfolgen.

Schmilzt nun eine derartige Blockade auf, so wird dies von unten nach oben erfolgen, da aus dem Pool ein starker Wärme- fluß (Konvektion, Wärmeleitung, Strahlung) in Richtung des oberen axialen Blankets zu erwarten ist /2/. Zusätzlich wird dies noch durch die Eigenwärmeproduktion (Spalt/Nachwärme) des ejezierten Materials unterstützt. (siehe auch Seiten 73,74) Man kann also erwarten, daß dieses Material von unten aufzu- schmelzen beginnt und in den Kernbereich zurücktropft. Dabei können auch Teile des oberen axialen Blankets in den Poolbe- reich gelangen und Rekritikalitäten weitgehend verhindern (siehe Fall B). Das Brennstoff/Stahlgemisch wird insgesamt also axial inkohärent zurückkehren und es wird weiterhin zwi- schen den einzelnen Brennelementbereichen radiale und azimu- tale Inkohärenzen bei der Rückkehr des Materials geben.

In /35/ wurde untersucht welche Auswirkungen ein sog. "staggered fall" der zurückkehrenden Brennstoff/Stahlmassen auf die generierte Treiberrampe besitzen. Das Kernmaterial kehrt dabei axial versetzt aber zusammenhängend mit derselben Geschwindigkeit in den Pool zurück. Die Ergebnisse /35/ zeigen, daß es durch die Berücksichtigung von Inkohärenzen zu einer starken Reduktion der Reaktivitätsgradienten am prompt kritischen Punkt kommt.

Für den Rekritikalitätsfall D wurde nun in zweifacher Weise verfahren:

- 1) Es wurde an einer Modellrechnung untersucht, welchen Einfluß ein "staggered fall" auf die Reaktivitätsrampe bei prompt kritisch besitzt (Fälle D-1-a und D-1-b).
- 2) Es fallen zwei Brennstoffslugs unabhängig voneinander in den Pool. Es wurden dabei zwei Fälle unterschieden.
 - a) das herabfallende Material ist in radialer Richtung räumlich getrennt und fällt mit Zeitverzögerung in den Pool (Fall D-2)
 - b) es fällt Material aus denselben Blanketbereichen axial hintereinander in den Pool jedoch mit verschiedenen Zeitverzögerungen (Fälle D-3-a und D-3-b).

Die hierbei generierten Rampen können dann mit denen durch kohärentes Herabfallen verglichen werden. Als Ausgangspunkt diene stets die Konfiguration von Abb.A.5.1 wobei jedoch SLUG2 nun inkohärent in den Pool fällt.

ad 1 In diesem Fall wird angenommen, daß die Slugs von Fall D (Abb. A.5.1) wie in Abb.:A.5.2 aufgetrennt werden. Des weiteren wird angenommen, daß Slug A (170 kg Brennstoff) langsam aus dem Blanket herabfließt und zu dem Zeitpunkt, wenn seine Oberkante das Blanket verläßt im Verein mit Slug B (100 kg Brennstoff) gemeinsam im freien Fall in den Pool hinabstürzen.

Die Fallhöhe des unteren Slugendes bis prompt kritisch beträgt dann 24.3 cm wobei bei prompt kritisch ein Reaktivitätsgradient von 0.088 β /cm erreicht wird. Daraus resultiert eine Reaktivitätsrampe von 19 β /sec (Fall D-1-a).

Nimmt man an, daß SLUG A von der Unterkante des oberen axialen Blankets zu fallen beginnt, wobei SLUG B 24 cm tiefer aus dem Blanketbereich herausfällt, so wird bei fast gleichem Reaktivitätsgradienten durch die längere Falldistanz eine Rampe von 27 $\$/\text{sec}$ am prompt kritischen Punkt erzeugt (Fall D-1-b).

ad 2a Der im Fall D spezifizierte Slug 1 wird in zwei ähnliche Massen (170 kg : 100 kg Brennstoff) aufgeteilt (siehe Punkt 1). Die beiden Slugs sind ähnlich wie bei Punkt 1 in radialer Richtung räumlich getrennt. Nur fällt diesmal SLUG A unabhängig von SLUG B mit einer zeitlichen Inkohärenz von 0.07 sec. Im prompt kritischen Punkt ist SLUG A 46 cm gefallen und SLUG B etwa 27 cm (Abb.: A.5.3). Der von beiden Slugs erzeugte Reaktivitätsgradient bezogen auf die Unterkante von SLUG A beträgt beim prompt kritischen Punkt 0.084 $\$/\text{cm}$. Mit der oben angegebenen Fallhöhe ergibt sich dann eine Reaktivitätsrampe von 25 $\$/\text{sec}$.

ad 2b Es wird angenommen, daß die Blanketblockade von 24 cm Dicke in 2 Hälften aufgeteilt ist. Fällt nur die erste untere Hälfte (Höhe: 12 cm, 135 kg Brennstoffmasse) in den Pool zurück, so wird keine prompte Kritikalität mehr erreicht und damit tritt auch keine Rekritikalität auf (Fall D-4). In einem weiteren Schritt (Abb.: A.5.1) wird nun angenommen, daß der untere Teil von SLUG1 ($\hat{=}$ SLUG A) herabfällt und nach einem Δt von 0.05 sec der obere Teil (SLUG B) nachfällt (Fall D-3-a). Prompte Kritikalität wird erreicht, wenn SLUG A 45 cm gefallen ist wobei SLUG B sich im Abstand von 13 cm über SLUG A befindet. Der Reaktivitätsgradient beträgt dabei 0.081 $\$/\text{cm}$. Beim Durchgang durch prompt kritisch wird dann eine Reaktivitätsrampe von 24 $\$/\text{sec}$ erzeugt.

Es wurde außerdem noch eine größere Zeitinkohärenz von 0.10 sec angenommen. (Fall D-3-b) Dadurch ergibt sich zwischen den Slugs eine noch größere räumliche Trennung. Die Fallstrecke bis prompt kritisch erhöht sich dabei bis auf 56 cm. Bei kleinerem Reaktivitätsgradienten von

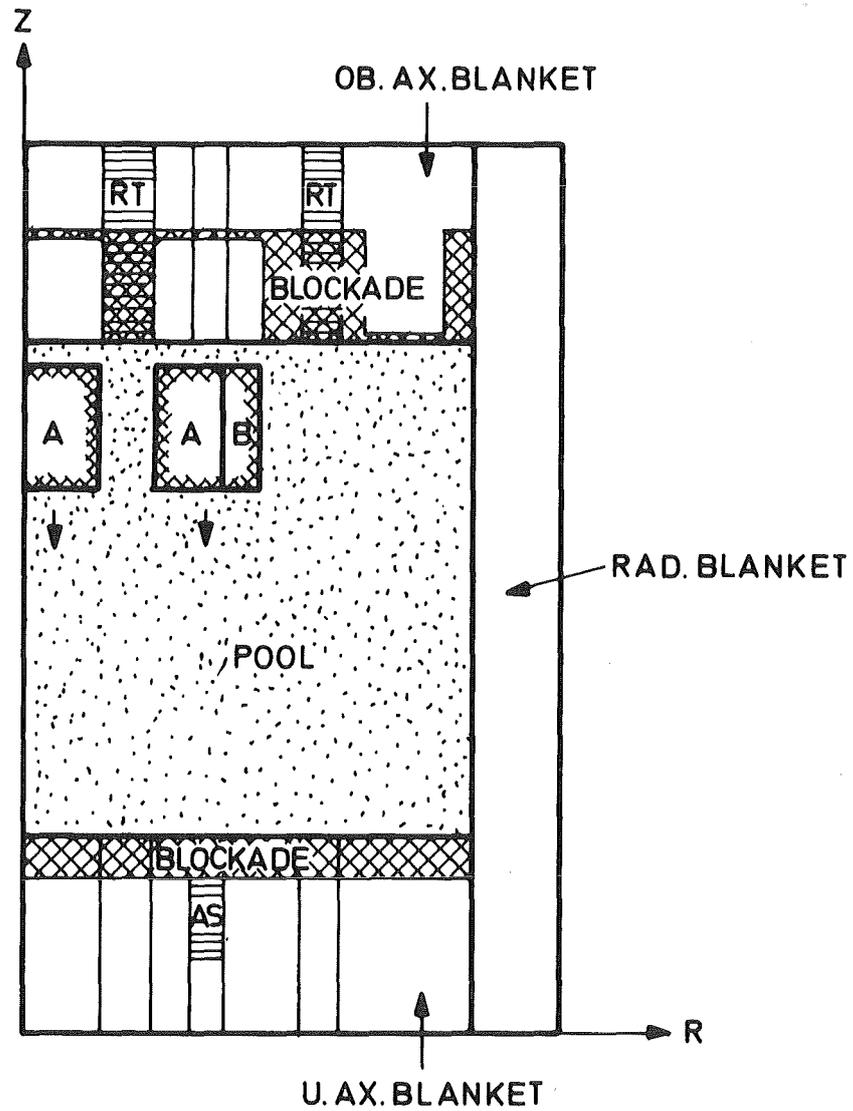


BILD A.5.1 WIEDEREINTRITT VON EJEZIERTEM KERNMATERIAL IN EINEN SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHLPOOL IM COREBEREICH KOHÄRENTER FALL DER BEIDEN SLUGS A UND B

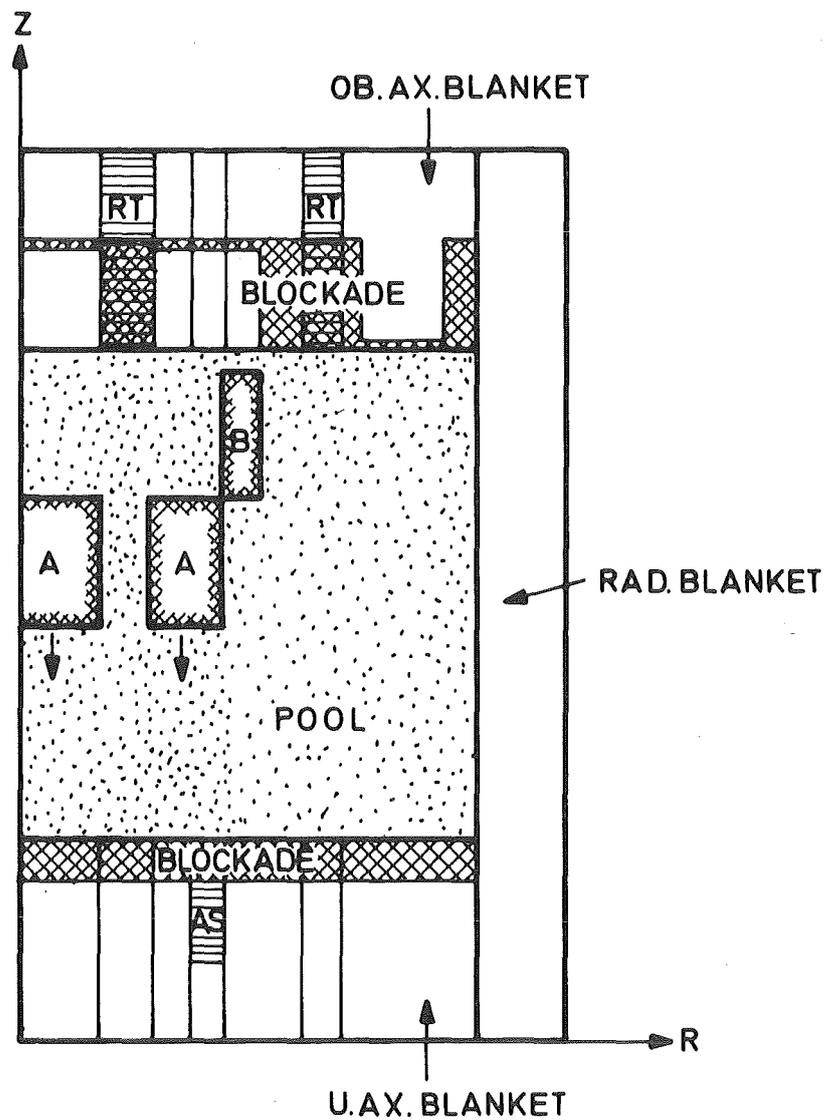


BILD A.5.2 INKOHÄRENTER WIEDEREINTRITT VON KERNMATERIAL IN DEN SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHPPOOL ("STAGGERED FALL")

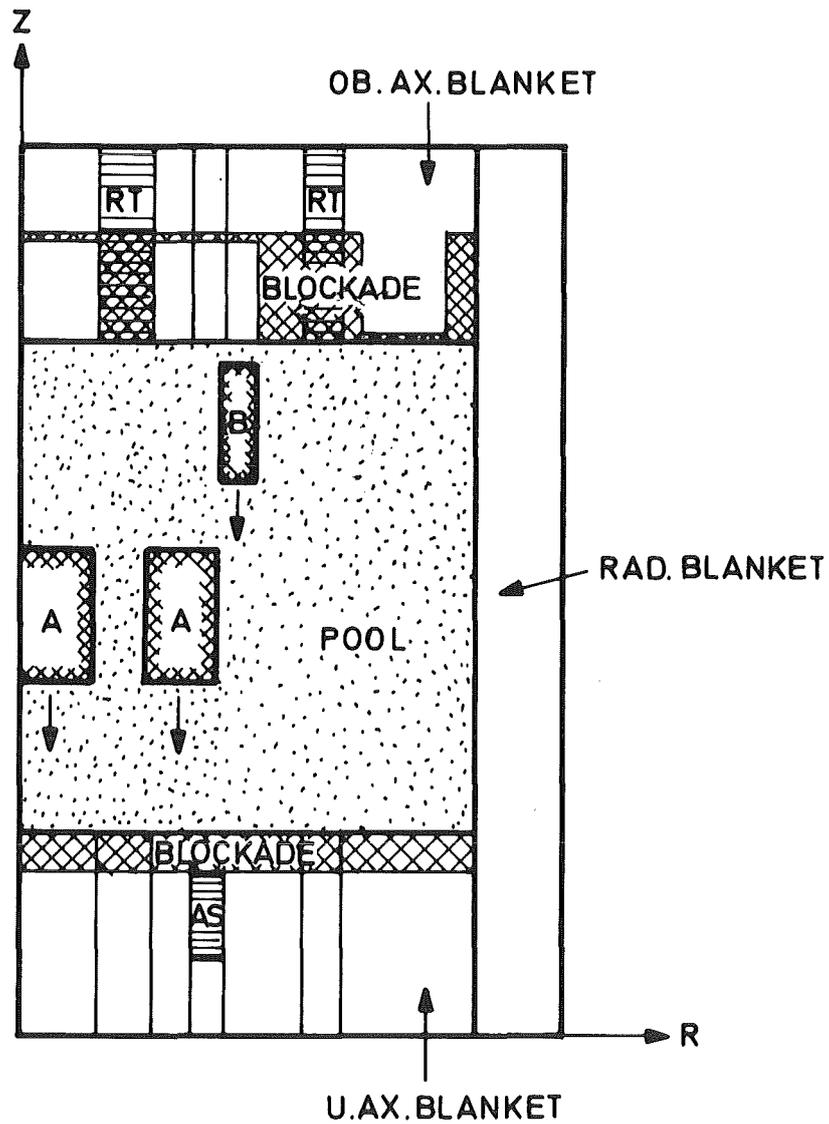


BILD A.5.3

INKOHÄRENTER WIEDEREINTRITT VON KERNMATERIAL IN DEN SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHLPOOL (SLUG-A UND SLUG-B FALLEN AUS VERSCHIEDENEN BLANKETBEREICHEN MIT ZEITLICHER VERZÖGERUNG)

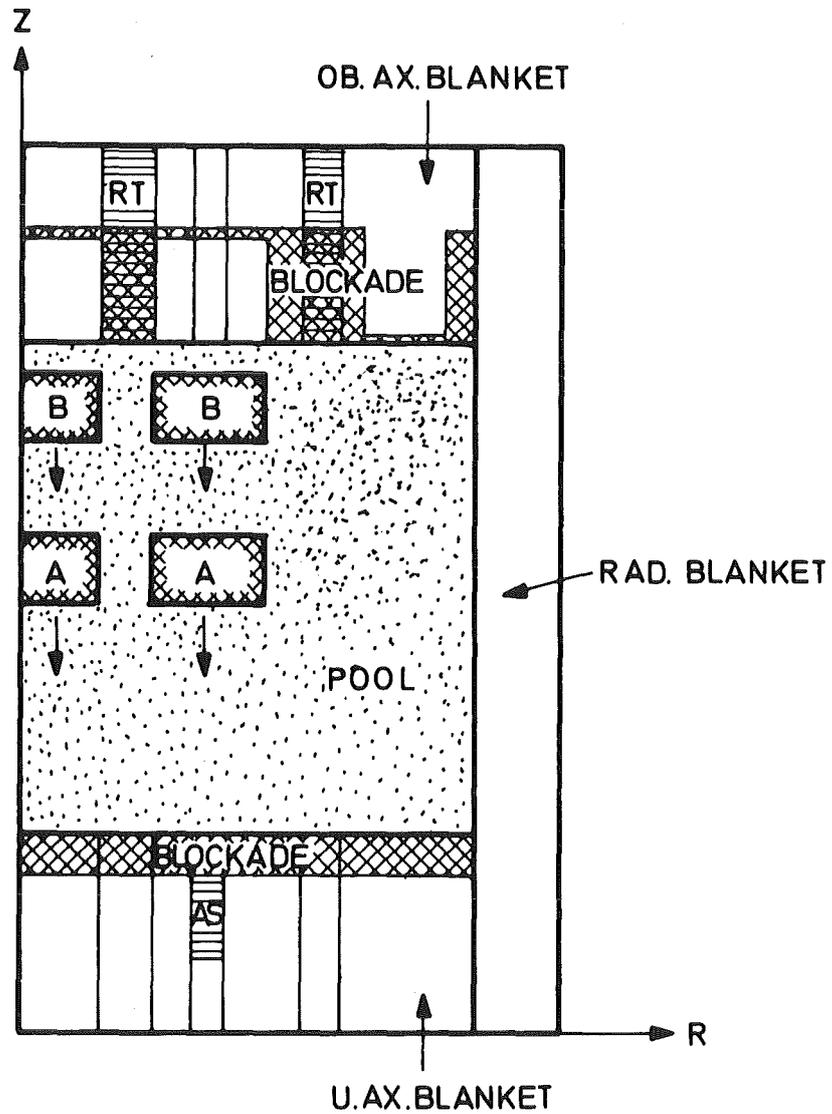


BILD A.5.4 INKOHÄRENTER WIEDEREINTRITT VON KERNMATERIAL IN DEN SIEDENDEN BRENNSTOFF/STAHLPOOL (SLUG-A UND SLUG-B FALLEN AUS DENSELBE BLANKETBEREICHEN MIT ZEITLICHER VERZÖGERUNG)

0.077 \$/cm ergibt sich jedoch bei prompt kritisch eine etwas höhere Reaktivitätsrampe von 25 \$/sec.

Wie die Ergebnisse der Tab.:A.5.1 zeigen, ist die generierte Reaktivitätsrampe eine Funktion der durch die herabfallenden Massen erzeugten Reaktivitätsgradienten und der Fallhöhe (-geschwindigkeit) bei prompt kritisch.

Es zeigt sich, daß bei stärkerer räumlicher Inkohärenz die Reaktivitätsgradienten immer kleiner werden. Es werden aber immer größere Fallwege benötigt bis beide Brennstoffslugs sich in einer Konfiguration befinden die den Reaktor prompt kritisch macht.

Im Fall D-1 ("staggered fall") ist dabei der Reaktivitätsgradient gegenüber dem Referenzfall um etwa 35 Prozent kleiner. Kommt es auf Grund von Reibungsprozessen noch zusätzlich zu einer Konfiguration wie D-1-a, so kann daraus eine drastische Reduzierung der Reaktivitätsrampe resultieren.

Eine Auftrennung der Slugmasse von 270 kg in etwa zwei gleich schwere Teile und deren inkohärenter Fall führen also zu einer Reduktion der Reaktivitätsrampe um 7 \$/sec. Bei der Beurteilung des Einflusses von Inkohärenzen auf die Größe der Reaktivitätsrampe sollte jedoch nicht übersehen werden, daß eine Reduktion der Treiberrampe von 32 \$/sec auf 25 \$/sec bereits die mechanische Energiefreisetzung auf ein Drittel reduziert (Tab.: 4.4.1)

Der Einfluß der Inkohärenzen sollte daher im Hinblick auf seine Auswirkungen bzgl. der Energetik des Störfalles beurteilt werden.

Aus den zu Beginn dieses Anhangs aufgeführten Argumenten läßt sich ableiten, daß ezeziertes Kernmaterial mit großer Wahrscheinlichkeit sehr inkohärent in den Corebereich eintreten wird (falls es zu einer derartigen Form von Reaktivitäten kommen sollte). Es ist zusätzlich zu beachten, daß durch Anschmelzen des Hüllenstahls im Blanket und teilweise Anschmelzen des Blanketmaterials selbst, der zurückkehrende Brennstoff an Reaktivität verloren hat und durch Hereinfallen von Blanketmaterial in den Pool der Reaktor stark an Kritikalität verliert (siehe Fall B, Kap.4.2).

Diese Phänomene wurden beim Referenzfall D (Kap.4.4 nicht in Rechnung gestellt, da das Auftreten von Inkohärenzvorgängen oder der gleichzeitige Wiedereintritt von Blanketmaterial zu erwartende Phänomene sind, jedoch noch nicht ausreichend genau quantifiziert werden können.

Fall	Definition der Inkohärenz	Reaktivitätsgradient bei prompt kritisch ($\$/cm$)	Fallstrecke von SLUG A bis prompt kritisch (cm)	Fallgeschwindigkeit bei prompt kritisch (cm/sec)	Abstand der Oberkante SLUG 1 Unterseite SLUG 2 bei prompt kritisch (cm)	Reaktivitätsrampe bei prompt kritisch ($\$/sec$)
D	Referenzfall D - keine Inkohärenz (Kap.4.4, Slugmasse: 270 kg (Ring 1-3-4-5))	0.13455	29.86	242	0.0	32.56
D-1-a	"Staggered fall" Masse Slug A: 170kg Slug B: 100kg SLUG B aus Ring 5 grenzt mit seiner Unterkante an SLUG A aus den Ringen 1-3-4 -	0.08816	24.30	218	0.0	19.25
D-1-b	beide fallen gemeinsam.	0.08816	48.40	308	0.0	27.17
D-2	"Unabhängiger Fall beider Slugs" Masse SLUG A: 170 kg Masse SLUG B: 100 kg SLUG B fällt aus Ring 5 um 0.07 sec später als SLUG A aus den Ringen 1-3-4	0.08427	46.48	302	Oberkante SLUG A überlappt mit Unterkante SLUG B 5.36 cm	25.45
D-3-a	"Unabhängiger Fall beider Slugs" Masse SLUG A: 135 kg Masse SLUG B: 135 kg Slug B fällt aus den Ringen 1-3-4-5 um Δt sec später als Slug A aus den Ringen 1-3-4-5	0.08099	45.17	298	13.66	24.11
D-3-b		0.07707	56.06	332	28.25	25.56
D-4	Herabfallen von SLUG A: 135 kg	es wird keine Kritikalität erreicht	-	-	-	-

Tab.: A.5.1 Reaktivitätsgradienten und Reaktivitätsrampen bei Berücksichtigung verschieden starker Inkohärenzen beim Modellfall D.
(Die angegebenen Slugmassen beziehen sich auf die Brennstoffmasse)

ANHANG 6 REKRITIKALITÄTSUNTERSUCHUNGEN FÜR DAS FRISCHE MARK I A CORE DES SNR-300

Aus den in der Einleitung erwähnten Gründen wurde die gesamte Untersuchung zu Sekundärkritikalitäten im Reaktorkernbereich für das abgebrannte Core des SNR-300 durchgeführt. Die Brennstoffpools enthalten also gegenüber dem BOL-Zustand Spaltprodukte als Neutronenabsorber. Im BOL-Zustand kann allerdings damit gerechnet werden, daß sich nach Ausbildung großer zusammenhängender Pools mehr neutronenabsorbierendes B_4C Material im Poolbereich befindet, da das Regeltrimmsystem um etwa 28 cm weiter eingefahren ist. Im BOL Core ist zusätzlich noch eine etwas höhere mittlere Pu-Anreicherung (etwa 10 %) in Rechnung zu stellen.

Insgesamt ist zu erwarten, daß die Kritikalitätsverhältnisse ähnlich liegen und auch die Reaktivitätsgradienten für die transienten Untersuchungen der Fälle A-D sich nur unwesentlich unterscheiden.

In die Exkursionsrechnungen mit KADIS fließt der Abbrandzustand des Cores über die Treiberrampe und die Materialkoeffizienten (Wertkurven, Doppler, Leistungsverteilung) ein. Konservativerweise wurden jedoch die für das abgebrannte Core zu erwartenden Spaltgaseffekte, die zu einer früheren und schnelleren Abschaltung der Exkursion führen /17/ nicht berücksichtigt.

In der Definitionsphase der Modellfälle zu Sekundärkritikalitäten wurden einige erste Rechnungen für das frische Core durchgeführt. Die erzielten Ergebnisse sollen hier kurz dargestellt werden. Dabei differieren jedoch zum Teil die Massenverhältnisse, da ein etwas anderes Szenario zugrunde gelegt wurde als bei den schließlich gewählten Fällen A-D für das abgebrannte Core. Zusätzlich wurde für diese Rechnungen noch ein gröberes Ortsmaschennetz verwendet.

Ein sehr direkter detaillierter Vergleich der Ergebnisse für das BOL und EOL Core ist daher nicht möglich.

Im folgenden sollen in Tabelle A.6.1 Ergebnisse für ähnliche Kernmaterialkonfigurationen im BOL und EOL Core (siehe Kap.3) verglichen werden. In Tabelle A.6.2 werden dann noch der für die transiente Analyse von Fall C maßgebliche Reaktivitätsgradient und die im Fall D generierten Reaktivitätsrampen gegenübergestellt.

Der um etwa 30% höhere Reaktivitätswert beim Vermischen beider Corezonen für das BOL-Core resultiert vor allem daraus, daß sich im BOL-Core eine größere Menge B_4C in Corezone 1 befindet. Durch die Vermischung wird nämlich nicht nur Brennstoff höherer Anreicherung in Bereiche höheren Wertes transportiert, sondern auch B_4C -Material aus Bereichen hohen Wertes abgeführt.

Wie sich dieses B_4C Material bei einem Coreschmelzstörfall tatsächlich verhält und wieviel sich davon im Brennstoff/Stahlpool befindet ist weitgehend unbekannt. Wahrscheinlich wird es wegen seiner 4 mal kleineren Dichte aus dem Pool aufgetrieben und schwimmt an dessen Oberfläche.

In Tab.: A.6.2 läßt sich der Fall des Poolkollabierens im BOL und EOL-Core gut vergleichen, wobei jedoch im BOL-Core eine etwas geringere Poolmasse vorliegt. Die Reaktivitätsgradienten am prompt kritischen Punkt liegen für beide Abbrandzustände in derselben Größenordnung.

Die Anfangsbedingungen für die Rückkehr von ejeziertem Kernmaterial aus den oberen axialen Blanketstrukturen differieren für das BOL und EOL Core und die Reaktivitätsrampen am prompt kritischen Punkt lassen sich nicht direkt vergleichen obwohl die Zahlenwerte fast identisch sind. Für das BOL-Core wurde dieser Fall derartig modelliert, daß der Brennstoff/Stahlslug direkt in einen teilweise kollabierten, kritischen Pool fällt. Prompte Kritikalität wird dann schon nach wenigen Zentimetern Fallstrecke erreicht und es wird trotz der höheren Slugmasse eine ähnliche Reaktivitätsrampe wie im Fall D des EOL-Cores erzeugt. Für das EOL-Core wurde von dieser Modellierung

in konservativer Weise abgegangen, da Wiedereintrittsphänomene durch Aufschmelzen der Blockaden bei aufgesiedeten Brennstoffpools eine größere Wahrscheinlichkeit besitzen. Der Brennstoffslug fällt demnach in einen unterkritischen Pool und durchdringt diesen, wobei keine Reibungskräfte berücksichtigt werden. Durch die längeren Fallzeiten wird auch schon bei einer sehr viel kleineren Slugmasse eine Reaktivitätsrampe von 32 $\$/\text{sec}$ erzeugt.

Wie die Ergebnisse der Tab.: A.6.1 und A.6.2 zeigen, sind die Kritikalitätsverhältnisse sowie auch die auftretenden Reaktivitätsgradienten bei den transienten Untersuchungen für das BOL- und EOL-Core ähnlich und die Sekundärkritikalitätsuntersuchungen zum EOL-Core decken auch das BOL-Core voll ab.

Fallbeschreibung	Reaktivitäten	
	BOL-Core	EOL-Core (Kap.: 3)
Homogene Vermischung beider Anreicherungs-zonen	+ 26 \$	+ 18 \$
Aufsieden der Einzel-pools in den Brennele-menten		
α) Aufsieden in ob. axialen Blanket	- 40 \$	- 49 \$
β) Aufsieden in beide axiale Blankets	- 71 \$	- 85 \$
Aufsieden der Einzel-pools in den Brennele-menten und nachträg-liches Vermischen des Restbrennstoffes im Core mit unterschied-licher Anreicherung		
α) Aufsieden ob. ax. Blanket → dann Vermischen	- 18 \$	- 30 \$
β) Aufsieden in beide Blankets → dann Vermischen	- 51 \$	- 62 \$

Tab.: A.6.1 Vergleich von Kritikalitätsrechnungen bei gleichen Materialkonfigurationen für das BOL und EOL-Core

	Generierte Reaktivitätsgradienten bzw. Reaktivitätsrampen am prompt kritischen Punkt	
Fallbeschreibung	BOL-Core	EOL-Core (Kap.: 4)
Kollabieren eines siedenden Brennstoffpools Fall C	0.55 $\$/cm$	0.61 $\$/cm$
<p>Rückkehr von ezezier- tem Kernmaterial aus den oberen axialen Blan- ketstrukturen</p> <p>BOL-Core: Zurückfallen der Massen in einen kriti- schen Brenn- stoffpool Slugmasse: 480 kg</p> <p>EOL-Core: Zurückfallen und Durchdrin- gen eines auf- gesiedeten Un- terkritischen Pools Slugmasse: 270 kg</p>	30 $\$/sec$	32 $\$/sec$

Tab.: A.6.2 Vergleich von Reaktivitätsgradienten bzw. Reaktivitätsrampen für das BOL und EOL-Core für die transienten Modellfälle

ANHANG 7 REAKTORMODELL DES SNR-300 EOL - 3. ZYKLUS,

MATERIAL- UND TEILCHENDICHTEVERTEILUNGEN

Im vorliegenden Anhang werden die für die Kritikalitätsrechnung benutzten Teilchendichten in Tab.7.1 und deren Zuordnung zum R-Z- Modell (Abb. A.7.1) des Mark Ia Cores Ende 3. Zyklus, dargestellt. In den Gebieten, in denen Mischungen von Brenn- und Sonderelementen (RT,AS etc.) enthalten sind, werden die Teilchendichten entsprechend Tab. A.7.2 bestimmt.

Für die stationären Rechnungen ergeben sich als Ausgangspunkt 41 verschiedene Materialmischungen. Diese 41 Mischungen werden entsprechend der in Kap.3 und Kap.4 beschriebenen Materialumverteilungen weiterverarbeitet.

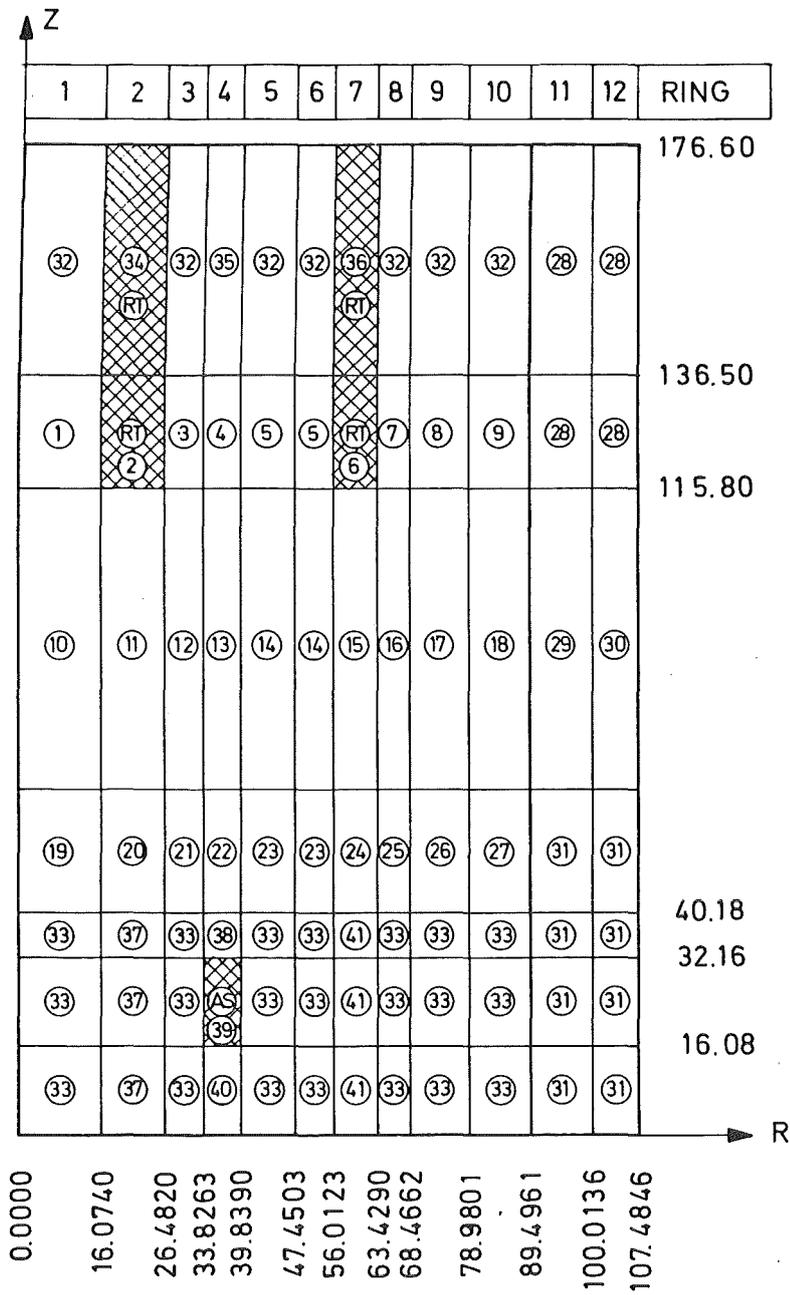


BILD A.7.1 MODELL DES MARK 1A CORES DES SNR-300
RINGAUFTEILUNG UND ZUORDNUNG DER 41 MATERIAL-
MISCHUNGEN

KONZENTRATIONEN NI (I,M) [10E-24 / CM ** 3]

NR.	DAT.NR.	ELEMENT	1.MATERIAL	2.MATERIAL	3.MATERIAL	4.MATERIAL	5.MATERIAL	6.MATERIAL
1	12	B 100	0.	0.	0.	0.	0.	0.
2	13	B 110	0.	0.	0.	0.	0.	0.
3	14	C 120	0.	0.	0.	0.	0.	0.
4	27	CR520	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02
5	28	FE560	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01
6	33	MO960	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03
7	18	NA230	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01
8	32	NB930	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04
9	29	NI590	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02
10	17	O 160	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01
11	53	PU390	.984969E-03	.984969E-03	.983797E-03	.983797E-03	.986568E-03	.101106E-02
12	55	PU400	.347852E-03	.347852E-03	.352110E-03	.352110E-03	.350469E-03	.340067E-03
13	57	PU410	.360597E-04	.360597E-04	.365818E-04	.365818E-04	.364258E-04	.356096E-04
14	58	PU420	.882807E-05	.882807E-05	.896771E-05	.896771E-05	.888867E-05	.839735E-05
15	47	U 580	.862459E-05	.862459E-05	.855025E-05	.855025E-05	.863041E-05	.925597E-05
16	51	U 880	.435918E-02	.435918E-02	.435592E-02	.435592E-02	.436037E-02	.439996E-02
17	2	SPU50	.210143E-05	.210143E-05	.214057E-05	.214057E-05	.208500E-05	.163413E-05
18	3	SPP90	.259563E-03	.259563E-03	.258454E-03	.258454E-03	.253595E-03	.204881E-03
NR.	DAT.NR.	ELEMENT	7.MATERIAL	8.MATERIAL	9.MATERIAL	10.MATERIAL	11.MATERIAL	12.MATERIAL
1	12	B 100	0.	0.	0.	0.	0.	0.
2	13	B 110	0.	0.	0.	0.	0.	0.
3	14	C 120	0.	0.	0.	0.	0.	0.
4	27	CR520	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02
5	28	FE560	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01
6	33	MO960	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03
7	18	NA230	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01
8	32	NB930	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04
9	29	NI590	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02
10	17	O 160	.118572E-01	.119087E-01	.119087E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01
11	53	PU390	.100216E-02	.139178E-02	.142373E-02	.900558E-03	.900558E-03	.904513E-03
12	55	PU400	.341003E-03	.495496E-03	.496718E-03	.365071E-03	.365071E-03	.369637E-03
13	57	PU410	.354554E-04	.517103E-04	.519228E-04	.380165E-04	.380165E-04	.386434E-04
14	58	PU420	.847891E-05	.123503E-04	.122284E-04	.101005E-04	.101005E-04	.102255E-04
15	47	U 580	.907316E-05	.778719E-05	.803260E-05	.687190E-05	.687190E-05	.689600E-05
16	51	U 880	.438802E-02	.376849E-02	.378572E-02	.422533E-02	.422533E-02	.423036E-02
17	2	SPU50	.177688E-05	.152503E-05	.132782E-05	.336621E-05	.336621E-05	.332661E-05
18	3	SPP90	.224021E-03	.303902E-03	.255364E-03	.439343E-03	.439343E-03	.425263E-03
NR.	DAT.NR.	ELEMENT	13.MATERIAL	14.MATERIAL	15.MATERIAL	16.MATERIAL	17.MATERIAL	18.MATERIAL
1	12	B 100	0.	0.	0.	0.	0.	0.
2	13	B 110	0.	0.	0.	0.	0.	0.
3	14	C 120	0.	0.	0.	0.	0.	0.
4	27	CR520	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02
5	28	FE560	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01
6	33	MO960	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03
7	18	NA230	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01
8	32	NB930	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04
9	29	NI590	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02
10	17	O 160	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.119087E-01	.119087E-01
11	53	PU390	.904513E-03	.949122E-03	.949122E-03	.935539E-03	.127800E-02	.133182E-02
12	55	PU400	.369637E-03	.362206E-03	.350129E-03	.351339E-03	.502888E-03	.504075E-03
13	57	PU410	.386434E-04	.376849E-04	.365067E-04	.364051E-04	.523933E-04	.525222E-04
14	58	PU420	.102255E-04	.983046E-05	.915329E-05	.928507E-05	.132250E-04	.129475E-04
15	47	U 580	.689600E-05	.721407E-05	.797936E-05	.771008E-05	.680756E-05	.723059E-05
16	51	U 880	.423036E-02	.425405E-02	.430895E-02	.428941E-02	.369734E-02	.373012E-02
17	2	SPU50	.332661E-05	.312373E-05	.259023E-05	.279607E-05	.226788E-05	.193920E-05
18	3	SPP90	.425263E-03	.402226E-03	.336765E-03	.366674E-03	.468842E-03	.386780E-03

Tab.: A.7.1

Ausgangsteilchendichten für die einzelnen

Materialzonen von Abb.7.1

NR.	DAT. NR.	ELEMENT	19. MATERIAL	20. MATERIAL	21. MATERIAL	22. MATERIAL	23. MATERIAL	24. MATERIAL
1	12	B 100	0.	0.	0.	0.	0.	0.
2	13	B 110	0.	0.	0.	0.	0.	0.
3	14	C 120	0.	0.	0.	0.	0.	0.
4	27	CR520	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02
5	28	FE560	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01
6	33	MO960	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03
7	18	NA230 *	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01
8	32	NB930	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04
9	29	NI590	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02
10	17	O 160	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01	.118572E-01
11	53	PU390	.928881E-03	.928881E-03	.933646E-03	.933646E-03	.950320E-03	.978484E-03
12	55	PU400	.368158E-03	.368158E-03	.371310E-03	.371310E-03	.361825E-03	.351366E-03
13	57	PU410	.384191E-04	.384191E-04	.388537E-04	.388537E-04	.376737E-04	.367374E-04
14	58	PU420	.993854E-05	.993854E-05	.100054E-04	.100054E-04	.953662E-05	.897301E-05
15	47	U 580	.734114E-05	.734114E-05	.739389E-05	.739389E-05	.780502E-05	.847922E-05
16	51	U 880	.426681E-02	.426681E-02	.427317E-02	.427317E-02	.430163E-02	.434750E-02
17	2	SPU50	.300125E-05	.300125E-05	.294657E-05	.294657E-05	.267624E-05	.219778E-05
18	3	SPP90	.372224E-03	.372224E-03	.357988E-03	.357988E-03	.328418E-03	.271790E-03
NR.	DAT. NR.	ELEMENT	25. MATERIAL	26. MATERIAL	27. MATERIAL	28. MATERIAL	29. MATERIAL	30. MATERIAL
1	12	B 100	0.	0.	0.	0.	0.	0.
2	13	B 110	0.	0.	0.	0.	0.	0.
3	14	C 120	0.	0.	0.	0.	0.	0.
4	27	CR520	.310839E-02	.310839E-02	.310839E-02	.252814E-02	.252814E-02	.252814E-02
5	28	FE560	.109350E-01	.109350E-01	.109350E-01	.889372E-02	.889372E-02	.889372E-02
6	33	MO960	.282435E-03	.282435E-03	.282435E-03	.229727E-03	.229727E-03	.229727E-03
7	18	NA230 *	.106055E-01	.106055E-01	.106055E-01	.839388E-02	.839388E-02	.839388E-02
8	32	NB930	.729194E-04	.729194E-04	.729194E-04	.593073E-04	.593073E-04	.593073E-04
9	29	NI590	.275292E-02	.275292E-02	.275292E-02	.223902E-02	.223902E-02	.223902E-02
10	17	O 160	.118572E-01	.119087E-01	.119087E-01	.199903E-01	.199903E-01	.199903E-01
11	53	PU390	.967545E-03	.134317E-02	.139093E-02	.891653E-04	.231786E-03	.181294E-03
12	55	PU400	.352848E-03	.502927E-03	.501584E-03	.155605E-05	.706869E-05	.565837E-05
13	57	PU410	.366613E-04	.524465E-04	.523609E-04	.163422E-07	.110218E-06	.993464E-07
14	58	PU420	.909079E-05	.128437E-04	.125444E-04	.167131E-09	.177497E-08	.149156E-08
15	47	U 580	.825244E-05	.733381E-05	.772837E-05	.231149E-04	.197927E-04	.206765E-04
16	51	U 880	.433187E-02	.373712E-02	.376553E-02	.100210E-01	.983235E-02	.991131E-02
17	2	SPU50	.237084E-05	.186121E-05	.155601E-05	.165144E-05	.414816E-05	.337602E-05
18	3	SPP90	.295435E-03	.370716E-03	.300274E-03	.941880E-05	.474663E-04	.215941E-04
NR.	DAT. NR.	ELEMENT	31. MATERIAL	32. MATERIAL	33. MATERIAL			
1	12	B 100	0.	0.	0.			
2	13	B 110	0.	0.	0.			
3	14	C 120	0.	0.	0.			
4	27	CR520	.252814E-02	.310890E-02	.310890E-02			
5	28	FE560	.889372E-02	.109368E-01	.109368E-01			
6	33	MO960	.229727E-03	.282500E-03	.282500E-03			
7	18	NA230 *	.839388E-02	.106148E-01	.106148E-01			
8	32	NB930	.593073E-04	.729313E-04	.729313E-04			
9	29	NI590	.223902E-02	.275337E-02	.275337E-02			
10	17	O 160	.199903E-01	.130704E-01	.130704E-01			
11	53	PU390	.105380E-03	.675799E-04	.986132E-04			
12	55	PU400	.213770E-05	.111799E-05	.262499E-05			
13	57	PU410	.255757E-07	.100026E-07	.376993E-07			
14	58	PU420	.296926E-09	.957427E-10	.605861E-09			
15	47	U 580	.226981E-04	.149694E-04	.142231E-04			
16	51	U 880	.100016E-01	.654165E-02	.650361E-02			
17	2	SPU50	.195099E-05	.119190E-05	.172159E-05			
18	3	SPP90	.118059E-04	.707347E-05	.120772E-04			

Ring Nr.	BE C1	BE C2	RT inn.	RT auß.	AS	BL B ₄ C	BL Na	BU A	BU B	REF	ges	RA (cm)
1	1										1	6.0754
2	6										6	16.0740
3	9		3								12	26.4820
4	12										12	33.8263
5	3				3		6				12	39.8390
6	18										18	47.4503
7	24										24	56.0123
8	18 ⁺)			6		0					24	63.4290
9	18										18	68.4662
10		42									42	78.9801
11		48									48	89.4961
12								54			54	100.0136
13									42		42	107.4846
14										186	186	135.7140
ges.	109	90	3	6	3	6	6	54	42	186	499	-

+) 12 Elemente mit 3 Zyklen)
 3 Elemente mit 2 Zyklen) Standzeit bei EØL
 3 Elemente mit 1 Zyklus)

BE = Brennelemente (Zone 1+Zone 2) BL = Blindelemente mit
 RT = Regeltrimmelemente NA oder B4C
 AS = Abschaltstäbe BU = Brutelemente
 RA = Äquivalente Außenradien der REF = Reflektor
 Elementringe

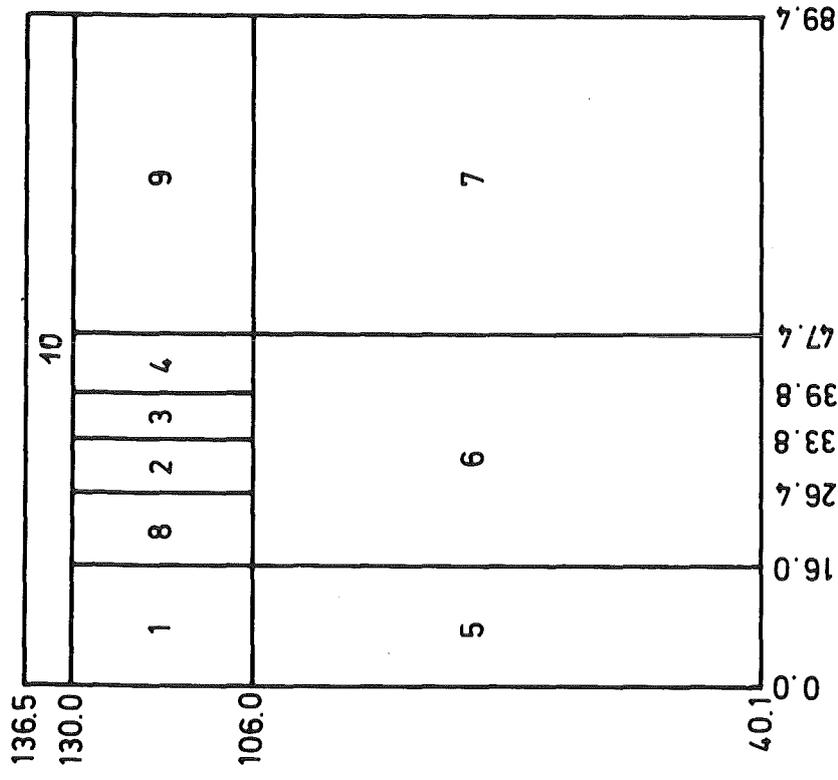
Tab.:A.7.2 Aufteilung der Elemente auf Elementringe im 3. Zyklus (EOL) des SNR M1A Cores und äquivalente Ringradien

ANHANG 8 WERTKURVEN, LEISTUNGSVERTEILUNGEN UND KINETISCHE

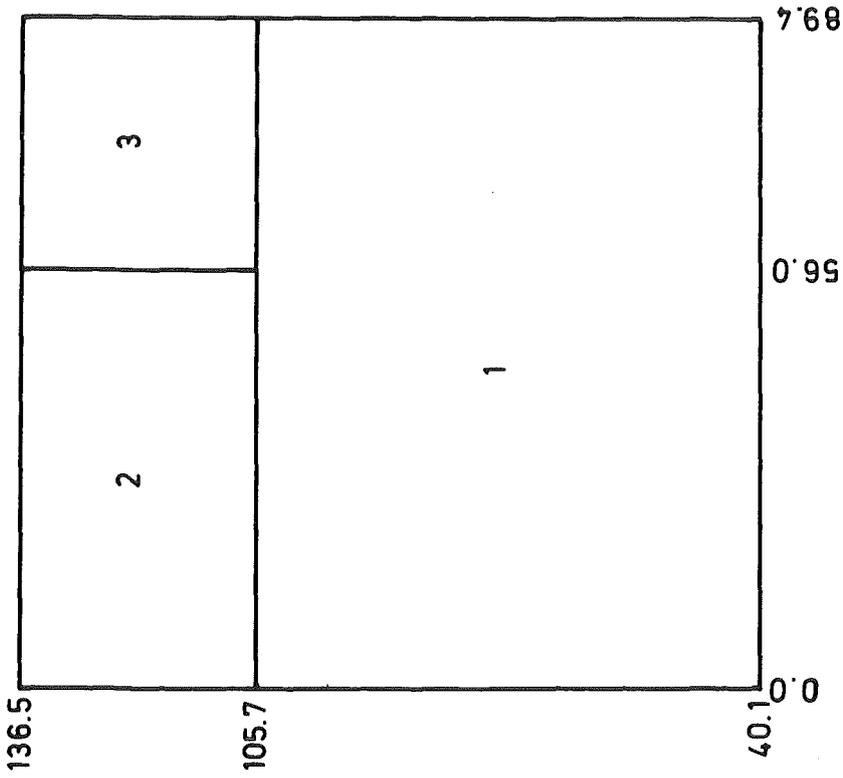
PARAMETER DER TRANSIENTEN RECHENFÄLLE C UND D

(KAP. 3 UND 4)

Für die Exkursionsrechnungen mit KADIS wurden für die Rekritikalitätsmodellfälle C und D die Wertkurven, Leistungsverteilungen und Dopplerkoeffizienten mit 26 Gruppen-Diffusionsrechnung bestimmt. Die Zuordnung der relativen Leistungsverteilung erfolgt in KADIS kanalweise Tab.: A.8.1 und A.8.2. Die totalen Materialwertkurven Tab.: A.8.3 und A.8.4 werden entsprechend der Abb.:A.8.1 als KADIS-Zonen den einzelnen Coregebieten zugeordnet. Für den Fall C (Kap.4) entspricht Zone 1 dem kollabierten Brennstoff/Stahlpool und Zone 2 und 3 dem über dem Pool befindlichen Stahldampf (Tab.: A.8.3). Im Fall D sind die Zonen 1,2,3 und 4 den zurückkehrenden Brennstoff/Stahlslugs zugeordnet, während die restlichen Zonen dem Brennstoff/Stahlpool entsprechen (Tab.:A.8.1). In der Tabelle A.8.5 sind noch die Dopplerkoeffizienten für beide Rekritikalitätsfälle C und D sowie in Tab.:A.8.6 einige wichtige kinetische Größen (Anteile verzögerter Neutronen, λ , β_{eff} etc) für die Exkursionsrechnungen zusammengestellt.



FALL D



FALL C



BILD A.8 ZUORDNUNG DER KADIS-ZONEN IM COREBEREICH FÜR DIE MODELLFÄLLE C UND D

POWER DENSITY DISTRIBUTION--NORMALIZED

	2	3	4	5	6	7	8	9	10
2	0.1700-07	0.1700-07	0.1490-07	0.1580-07	0.9880-08	0.1390-07	0.1250-07	0.1000-07	0.1000-07
3	0.4820-07	0.4770-07	0.4020-07	0.4380-07	0.2420-07	0.3910-07	0.3530-07	0.2770-07	0.2850-07
4	0.4740-06	0.4620-06	0.3370-06	0.4130-06	0.9770-07	0.3770-06	0.3450-06	0.2400-06	0.2800-06
5	0.7730-06	0.7560-06	0.7180-06	0.6740-06	0.6340-06	0.6070-06	0.5570-06	0.4940-06	0.4430-06
6	0.8780-06	0.8620-06	0.8250-06	0.7810-06	0.7410-06	0.6980-06	0.6360-06	0.5640-06	0.5020-06
7	0.9500-06	0.9350-06	0.8990-06	0.8540-06	0.8110-06	0.7610-06	0.6910-06	0.6120-06	0.5440-06
8	0.9820-06	0.9680-06	0.9330-06	0.8880-06	0.8440-06	0.7910-06	0.7180-06	0.6360-06	0.5660-06
9	0.9710-06	0.9570-06	0.9240-06	0.8810-06	0.8390-06	0.7860-06	0.7150-06	0.6340-06	0.5650-06
10	0.9150-06	0.9030-06	0.8730-06	0.8330-06	0.7950-06	0.7470-06	0.6810-06	0.6060-06	0.5420-06
11	0.8160-06	0.8050-06	0.7800-06	0.7470-06	0.7140-06	0.6730-06	0.6170-06	0.5530-06	0.4980-06
12	0.6770-06	0.6690-06	0.6500-06	0.6250-06	0.6000-06	0.5690-06	0.5250-06	0.4770-06	0.4340-06
13	0.5050-06	0.5000-06	0.4880-06	0.4730-06	0.4570-06	0.4370-06	0.4100-06	0.3790-06	0.3520-06
14	0.3080-06	0.3060-06	0.3020-06	0.2970-06	0.2920-06	0.2850-06	0.2760-06	0.2650-06	0.2560-06
15	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
16	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
17	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
18	0.1420-06	0.1390-06	0.1020-06	0.1420-06	0.3620-07	0.1450-06	0.1430-06	0.1060-06	0.1440-06
19	0.8230-07	0.7900-07	0.5760-07	0.8490-07	0.2230-07	0.8850-07	0.8380-07	0.6040-07	0.8300-07
20	0.4950-08	0.4870-08	0.3740-08	0.5660-08	0.3510-08	0.5750-08	0.5250-08	0.3710-08	0.5010-08

	11	12	13	14
2	0.8130-08	0.5730-08	0.5600-08	0.2420-08
3	0.2360-07	0.1650-07	0.1560-07	0.6690-08
4	0.3000-06	0.2090-06	0.2730-07	0.1130-07
5	0.3680-06	0.2580-06	0.3650-07	0.1450-07
6	0.4150-06	0.2920-06	0.4290-07	0.1700-07
7	0.4500-06	0.3170-06	0.4730-07	0.1870-07
8	0.4680-06	0.3310-06	0.4970-07	0.1980-07
9	0.4690-06	0.3330-06	0.5040-07	0.2010-07
10	0.4530-06	0.3240-06	0.4940-07	0.1980-07
11	0.4200-06	0.3050-06	0.4700-07	0.1900-07
12	0.3720-06	0.2780-06	0.4370-07	0.1790-07
13	0.3120-06	0.2470-06	0.4060-07	0.1690-07
14	0.2420-06	0.2170-06	0.3910-07	0.1630-07
15	0.0	0.0	0.1930-07	0.7860-08
16	0.0	0.0	0.3580-07	0.2260-07
17	0.0	0.0	0.7650-07	0.2560-07
18	0.1870-06	0.1760-06	0.2850-07	0.1130-07
19	0.1080-06	0.9370-07	0.1420-07	0.6250-08
20	0.4940-08	0.4120-08	0.4320-08	0.2000-08

Tab.: A.8.1 Normierte Leistungsdichteverteilung für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS: FALL C

INPUT MATERIAL WORTH FOR REGION 2

0.122960-09	0.127360-09	0.122950-09	0.134500-09	0.122500-09	0.133240-09
0.118530-09	0.123510-09	0.114010-09	0.116180-09	0.109290-09	0.112100-09
0.103670-09	0.105510-09	0.950000-10			
0.113840-09	0.115110-09	0.111080-09	0.115310-09	0.109900-09	0.114120-09
0.108380-09	0.111320-09	0.106370-09	0.107360-09	0.101800-09	0.102120-09
0.958580-10	0.955450-10	0.884960-10			
0.826600-10	0.802400-10	0.822210-10	0.795780-10	0.835460-10	0.804350-10
0.846490-10	0.812190-10	0.823730-10	0.792660-10	0.787420-10	0.755180-10
0.759580-10	0.719720-10	0.721030-10			
0.471230-10	0.460280-10	0.491700-10	0.473180-10	0.519420-10	0.495570-10
0.534670-10	0.512120-10	0.533910-10	0.512430-10	0.527540-10	0.504830-10
0.523110-10	0.495620-10	0.505100-10			
0.288340-10	0.302880-10	0.294460-10	0.328710-10	0.322080-10	0.362060-10
0.356890-10	0.383380-10	0.378020-10	0.389860-10	0.377680-10	0.393840-10
0.382800-10	0.403380-10	0.390000-10			
0.213020-10	0.219990-10	0.204360-10	0.240540-10	0.237970-10	0.284740-10
0.287110-10	0.321970-10	0.323590-10	0.341280-10	0.320770-10	0.337220-10
0.327460-10	0.358620-10	0.353500-10			
0.507830-11	0.803580-11	0.914680-11	0.992370-11	0.144410-10	0.158420-10
0.200020-10	0.205910-10	0.250700-10	0.243850-10	0.226250-10	0.215830-10
0.244230-10	0.267520-10	0.305220-10			
-0.374580-11	-0.432030-11	-0.193820-11	-0.126410-11	0.455760-11	0.425350-11
0.784480-11	0.944130-11	0.161190-10	0.115550-10	0.923960-11	0.902880-11
0.156300-10	0.186800-10	0.236550-10			

R LATTICE (CM)

0.0	0.30380+01	0.60750+01	0.11070+02	0.16070+02	0.21280+02	0.26480+02	0.30150+02	0.33830+02	0.36830+02
0.39840+02	0.43640+02	0.47450+02	0.51730+02	0.56720+02					

Z LATTICE (CM)

0.10580+03	0.11020+03	0.11460+03	0.11890+03	0.12330+03	0.12770+03	0.13210+03	0.13650+03		
------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	--	--

INPUT MATERIAL WORTH FOR REGION 3

0.950000-10	0.938490-10	0.837270-10	0.801190-10	0.736600-10	0.682330-10
0.519160-10	0.410740-10	0.334590-10			
0.884960-10	0.864130-10	0.793890-10	0.758370-10	0.677110-10	0.598210-10
0.448030-10	0.299290-10	0.754730-10			
0.721080-10	0.673010-10	0.661620-10	0.586050-10	0.525250-10	0.459930-10
0.385520-10	0.250290-10	0.988300-10			
0.505100-10	0.471900-10	0.459890-10	0.426580-10	0.418540-10	0.354450-10
0.307570-10	0.214510-10	0.161730-10			
0.390000-10	0.394380-10	0.372680-10	0.360860-10	0.236950-10	0.326060-10
0.277920-10	0.244730-10	0.184520-10			
0.353500-10	0.365630-10	0.349500-10	0.344380-10	0.315870-10	0.325610-10
0.306520-10	0.316460-10	0.263250-10			
0.205220-10	0.300680-10	0.307400-10	0.269220-10	0.243010-10	0.276110-10
0.325820-10	0.364480-10	0.521080-10			
0.236550-10	0.210080-10	0.195030-10	0.177370-10	0.202130-10	0.230750-10
0.326070-10	0.519920-10	0.142520-10			

R LATTICE (CM)

0.56720+02	0.59720+02	0.63430+02	0.65950+02	0.68470+02	0.73720+02	0.79980+02	0.84240+02	0.89500+02	
------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	--

Z LATTICE (CM)

0.10580+03	0.11020+03	0.11460+03	0.11890+03	0.12330+03	0.12770+03	0.13210+03	0.13650+03		
------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	------------	--	--

Tab. : A.8.4 Totale Materialwertverteilung (AK/K / cm³)
 für die KADIS-Zonen im Corebereich: FALL D

INPUT MATERIAL WORTH FOR REGION 1

0.839920-06 0.836930-06 0.828050-06 0.801580-06 0.764910-06
 0.840390-06 0.837340-06 0.828280-06 0.801570-06 0.760720-06
 0.829810-06 0.826660-06 0.817260-06 0.789210-06 0.744450-06
 0.808610-06 0.805280-06 0.795360-06 0.765480-06 0.717970-06
 0.778320-06 0.774770-06 0.764180-06 0.732230-06 0.682670-06
 0.741700-06 0.737890-06 0.726520-06 0.692280-06 0.639570-06
 0.702550-06 0.698490-06 0.686250-06 0.648910-06 0.589510-06
 0.665430-06 0.661320-06 0.649810-06 0.608620-06 0.522660-06
 0.634530-06 0.630500-06 0.618040-06 0.575410-06 0.479620-06

R LATTICE (CM)

0.0 0.30380+01 0.60750+01 0.11070+02 0.16070+02

Z LATTICE (CM)

0.10600+03 0.10900+03 0.11200+03 0.11500+03 0.11800+03 0.12110+03 0.12410+02 0.12710+03 0.13010+03

INPLT MATERIAL WORTH FOR REGION 2

0.684580-06 0.658200-06 0.625740-06
 0.675240-06 0.654090-06 0.625420-06
 0.659250-06 0.640300-06 0.612450-06
 0.636160-06 0.618470-06 0.590990-06
 0.606970-06 0.590380-06 0.563080-06
 0.573120-06 0.558050-06 0.530380-06
 0.536690-06 0.524380-06 0.494430-06
 0.501410-06 0.495000-06 0.455930-06
 0.476490-06 0.471690-06 0.414860-06

R LATTICE (CM)

0.26480+02 0.30150+02 0.33830+02

Z LATTICE (CM)

0.10600+03 0.10900+03 0.12200+03 0.11500+03 0.11800+03 0.12110+03 0.12410+03 0.12710+03 0.13010+03

INPUT MATERIAL WORTH FOR REGION 3

0.391360-06 0.371190-06 0.350530-06
 0.389200-06 0.366340-06 0.343900-06
 0.385070-06 0.362260-06 0.340670-06
 0.379680-06 0.356950-06 0.335440-06
 0.373170-06 0.350160-06 0.328080-06
 0.366320-06 0.342640-06 0.319720-06
 0.360180-06 0.335480-06 0.312590-06
 0.355390-06 0.328650-06 0.311010-06
 0.351440-06 0.324030-06 0.319520-06

R LATTICE (CM)

0.23830+02 0.26830+02 0.39840+02

Z LATTICE (CM)

0.10600+03 0.10900+03 0.11200+03 0.11500+03 0.11800+03 0.12110+03 0.12410+02 0.12710+03 0.13010+03

INPLT MATERIAL WORTH FOR REGION 4

0.56026C-06 0.52145D-06 0.48515D-06
0.55631D-06 0.52365D-06 0.48943C-06
0.54463D-06 0.51290D-06 0.47744D-06
0.52492C-06 0.49252C-06 0.45577C-06
0.49855D-06 0.46503D-06 0.42692C-06
0.46743D-06 0.43234D-06 0.39211D-06
0.43419D-06 0.39669D-06 0.35184C-06
0.40306D-06 0.36203D-06 0.30561D-06
0.37758D-06 0.33005D-06 0.25791D-06

R LATTICE (CM)

0.3984D+02 0.4364D+02 0.4745D+02

Z LATTICE (CM)

0.1060D+03 0.1090D+03 0.1120D+03 0.1150D+03 0.1180D+03 0.1211D+03 0.1241D+03 0.1271D+03 0.1301D+03

INPUT MATERIAL WORTH FOR REGION 5

0.22260D-06 0.22224D-06 0.22127C-06 0.21970C-06 0.22420C-06
0.24263D-06 0.24232D-06 0.24146D-06 0.23936D-06 0.23911D-06
0.26340D-06 0.26309D-06 0.26220C-06 0.25958D-06 0.25588C-06
0.28347D-06 0.28311D-06 0.28202D-06 0.27865D-06 0.27327C-06
0.30277D-06 0.30233D-06 0.30105D-06 0.29704D-06 0.29063D-06
0.32125D-06 0.32076D-06 0.31930C-06 0.31479D-06 0.30765C-06
0.33885D-06 0.33832D-06 0.33672D-06 0.33180C-06 0.32408D-06
0.35544D-06 0.35487D-06 0.35317C-06 0.34791D-06 0.33970D-06
0.37088D-06 0.37028D-06 0.36848C-06 0.36293C-06 0.35428C-06
0.38500D-06 0.38437D-06 0.38248D-06 0.37666D-06 0.36764D-06
0.39765D-06 0.39699D-06 0.39501C-06 0.38892C-06 0.37955C-06
0.40870D-06 0.40801D-06 0.40594D-06 0.39960D-06 0.38985C-06
0.41809D-06 0.41736D-06 0.41519D-06 0.40854D-06 0.39838D-06
0.42580D-06 0.42504D-06 0.42275C-06 0.41571C-06 0.40503C-06
0.43196D-06 0.43114D-06 0.42870D-06 0.42117D-06 0.40971D-06
0.43682D-06 0.43596D-06 0.43336C-06 0.42522D-06 0.41248D-06
0.44101D-06 0.44009D-06 0.43734C-06 0.42866D-06 0.41388C-06
0.44536D-06 0.44441D-06 0.44164D-06 0.43394D-06 0.41752D-06

R LATTICE (CM)

0.0 0.3038D+01 0.6075D+01 0.1107D+02 0.1607D+02

Z LATTICE (CM)

0.4018D+02 0.4405D+02 0.4792D+02 0.5180D+02 0.5567D+02 0.5954D+02 0.6341D+02 0.6728D+02 0.7115D+02 0.7503D+02
0.7890D+02 0.8277D+02 0.8664D+02 0.9051D+02 0.9439D+02 0.9826D+02 0.1021D+03 0.1060D+03

INPLT MATERIAL WORTH FOR REGION 6

0.224200-06	0.218630-06	0.200290-06	0.201610-06	0.232920-06	0.219480-06
0.178250-06	0.145350-06	0.138740-06			
0.239110-06	0.232870-06	0.219590-06	0.214870-06	0.222700-06	0.212950-06
0.188760-06	0.165290-06	0.154700-06			
0.255880-06	0.248410-06	0.237620-06	0.231000-06	0.225000-06	0.214820-06
0.200740-06	0.183830-06	0.171060-06			
0.273270-06	0.264790-06	0.253710-06	0.245150-06	0.235410-06	0.225330-06
0.213840-06	0.199190-06	0.185800-06			
0.290630-06	0.281240-06	0.269260-06	0.259510-06	0.248490-06	0.238340-06
0.227470-06	0.213370-06	0.199550-06			
0.307650-06	0.297440-06	0.284570-06	0.274060-06	0.262370-06	0.252010-06
0.241100-06	0.226880-06	0.212570-06			
0.324080-06	0.313160-06	0.299520-06	0.288420-06	0.276220-06	0.265540-06
0.254370-06	0.239750-06	0.224880-06			
0.339700-06	0.328170-06	0.313840-06	0.302250-06	0.289570-06	0.278510-06
0.266970-06	0.251850-06	0.236380-06			
0.354280-06	0.342220-06	0.327280-06	0.315230-06	0.302090-06	0.290640-06
0.278700-06	0.263010-06	0.246920-06			
0.367640-06	0.355080-06	0.339600-06	0.327140-06	0.313550-06	0.301710-06
0.289350-06	0.273090-06	0.256380-06			
0.379550-06	0.366560-06	0.350600-06	0.337770-06	0.323770-06	0.311570-06
0.298800-06	0.281970-06	0.264640-06			
0.389850-06	0.376460-06	0.360100-06	0.346550-06	0.332610-06	0.320090-06
0.306950-06	0.289580-06	0.271630-06			
0.398380-06	0.384600-06	0.367930-06	0.354580-06	0.339990-06	0.327220-06
0.313780-06	0.295910-06	0.277330-06			
0.405030-06	0.390800-06	0.373950-06	0.360540-06	0.345860-06	0.332960-06
0.319330-06	0.301050-06	0.281820-06			
0.409710-06	0.394840-06	0.377960-06	0.364730-06	0.350170-06	0.337340-06
0.323750-06	0.305290-06	0.285330-06			
0.412480-06	0.396440-06	0.379660-06	0.367060-06	0.352930-06	0.340310-06
0.327210-06	0.309290-06	0.288520-06			
0.413880-06	0.395230-06	0.378480-06	0.367710-06	0.354250-06	0.341400-06
0.329610-06	0.314750-06	0.293390-06			
0.417520-06	0.391430-06	0.374620-06	0.368090-06	0.355000-06	0.337920-06
0.329310-06	0.328400-06	0.306970-06			

R LATTICE (CM)

0.16070+02 0.21280+02 0.26480+02 0.30150+02 0.33830+02 0.36830+02 0.39840+02 0.43640+02 0.47450+02

Z LATTICE (CM)

0.40180+02 0.44050+02 0.47920+02 0.51800+02 0.55670+02 0.59540+02 0.63410+02 0.67280+02 0.71150+02 0.75030+02
 0.78900+02 0.82770+02 0.86640+02 0.90510+02 0.94390+02 0.98260+02 0.10210+03 0.10600+03

INPLT MATERIAL WORTH FCR REGION 7

0.13874D-06	0.13361D-06	0.12886D-06	0.11675D-06	0.10038D-C6	0.92503C-07
0.86810D-C7	0.77396D-07	0.69554C-07	0.65948D-07	0.72305C-07	
0.15470D-C6	0.14547D-C6	0.13659D-C6	0.12542D-06	0.11204C-06	0.10427C-06
0.97729D-07	0.86279D-07	0.76513D-C7	0.68141D-C7	0.63684D-C7	
0.17106D-C6	0.15877D-06	0.14668D-06	0.13510C-06	0.12307C-06	0.11543D-06
0.10838D-06	0.95205D-07	0.83538D-C7	0.72722C-07	0.63407D-07	
0.18580D-06	0.17176D-06	0.15797D-06	0.14580D-C6	0.12370D-06	0.12583D-06
0.11831D-C6	0.10373D-06	0.90442C-07	0.77992C-07	0.66888C-07	
0.19955D-06	0.18440D-06	0.16945D-06	0.15660D-06	0.14399D-06	0.13571C-06
0.12770D-C6	0.11188D-06	0.97259C-07	0.83622D-07	0.71554D-07	
0.21257D-C6	0.19656D-C6	0.18067D-C6	0.16711D-06	0.15384C-06	0.14508C-06
0.13658D-06	0.11964D-06	0.10390D-C6	0.89337D-C7	0.76623D-C7	
0.22488D-C6	0.20808D-06	0.19135C-06	0.17707C-06	0.16311C-06	0.15387D-06
0.14488D-06	0.12693D-C6	0.11022D-06	0.94863D-C7	0.81562D-07	
0.23638D-06	0.21881D-06	0.20128D-06	0.18630D-06	0.17165D-06	0.16195D-06
0.15250D-C6	0.13363D-06	0.11607C-06	0.10001C-06	0.86175C-07	
0.24692D-06	0.22860D-06	0.21029D-C6	0.19464D-06	0.17933D-C6	0.16919C-06
0.15932D-C6	0.13961D-06	0.12131C-06	0.10462D-06	0.90293D-07	
0.25638D-C6	0.23731D-06	0.21825D-06	0.20196D-06	0.18602C-06	0.17548C-06
0.16522D-C6	0.14475D-06	0.12579D-06	0.10856D-C6	0.93789D-07	
0.26464D-06	0.24483D-06	0.22503C-06	0.20812D-06	0.19160D-C6	0.18067D-06
0.17006D-06	0.14893D-06	0.12941D-06	0.11171C-06	0.96558D-07	
0.27163D-06	0.25108D-06	0.23053D-06	0.21302D-C6	0.19594D-06	0.18468D-06
0.17375D-C6	0.15205D-06	0.13206C-06	0.11398C-06	0.98522C-07	
0.27733D-C6	0.25599D-06	0.23468D-06	0.21656D-06	0.19897D-C6	0.18740C-06
0.17619D-C6	0.15402D-06	0.13366C-06	0.11530D-06	0.99621C-07	
0.28182D-C6	0.25958D-06	0.23741D-06	0.21868C-06	0.20058C-06	0.18874C-06
0.17731D-06	0.15477D-06	0.13416D-06	0.11563D-C6	0.99820D-07	
0.28533D-C6	0.26191D-06	0.23868D-06	0.21927D-06	0.20071C-06	0.18862D-06
0.17702D-06	0.15425D-06	0.13352D-C6	0.11454C-06	0.99103D-07	
0.28852D-06	0.26307C-06	0.23839D-06	0.21823C-06	0.19924D-06	0.18699D-06
0.17529D-C6	0.15244D-06	0.13173C-06	0.11324C-06	0.97483C-07	
0.29339C-06	0.26303D-06	0.23626D-06	0.21538D-06	0.19609D-C6	0.18378C-06
0.17207D-C6	0.14933D-06	0.12882C-06	0.11055D-06	0.94954C-07	
0.30697D-C6	0.26028D-06	0.23163D-06	0.21043D-06	0.19117C-06	0.17896C-06
0.16738D-06	0.14498D-06	0.12484D-C6	0.10654D-C6	0.91698D-C7	

R LATTICE (CM)

0.4745D+02 0.5173D+02 0.5601D+02 0.5972D+C2 0.6343D+C2 0.6595D+02 0.6847D+02 0.7372D+02 0.7898D+02 0.8424D+02
0.8950D+02

Z LATTICE (CM)

0.4018D+02 0.4405D+02 0.4792D+02 0.5180D+02 0.5567D+02 0.5954D+02 0.6341D+02 0.6728D+02 0.7115D+02 0.7503D+02
0.7890D+02 0.8277D+02 0.8669D+02 0.9051D+02 0.9439D+02 0.9826D+02 0.1021C+03 0.1060D+03

INPUT MATERIAL WORTH FCP REGION 8

0.41752C-06 0.39143D-06 0.37462C-06
 0.41717D-06 0.38839D-06 0.36402C-06
 0.41766D-06 0.38813D-06 0.36667D-06
 0.41931D-06 0.38961C-06 0.37092C-06
 0.42143D-06 0.39181D-06 0.37619D-06
 0.42282D-06 0.39313D-06 0.38257D-06
 0.42162D-06 0.39079D-06 0.39089C-06
 0.41550D-06 0.37925D-06 0.40422D-06
 0.36223D-06 0.34780D-06 0.37281C-06

R LATTICE (CM)

0.1607C+02 0.2128D+02 0.2648D+02

Z LATTICE (CM)

0.1060C+03 0.1090D+03 0.1120D+03 0.1150C+03 0.1180C+03 0.1211D+03 0.1241D+03 0.1271D+03 0.1301C+03

INPUT MATERIAL WORTH FOR REGION 9

0.20697D-06 0.26028D-06 0.23163D-06 0.21043D-06 0.19117C-06 0.17896C-06
 0.16738D-06 0.14498C-06 0.12484D-06 0.10654D-06 0.91658D-07
 0.28155D-06 0.25185D-06 0.22570C-06 0.20507D-06 0.18615C-06 0.17414D-06
 0.16277D-06 0.14079D-06 0.12106D-06 0.10354C-06 0.88633D-07
 0.27146D-06 0.24409D-06 0.21365D-06 0.19859D-06 0.18017D-06 0.16847D-06
 0.15738D-06 0.13595D-06 0.11674C-06 0.99691C-07 0.85187C-07
 0.26312D-06 0.23562D-06 0.21056D-06 0.19115D-06 0.17336D-06 0.16206C-06
 0.15132D-06 0.13055D-06 0.11193C-06 0.95450D-07 0.81431C-07
 0.25375D-06 0.22585D-06 0.20140D-06 0.18282D-06 0.16585C-06 0.15502C-06
 0.14471D-06 0.12466D-06 0.10671D-06 0.90891D-07 0.77457D-07
 0.24253D-06 0.21442D-06 0.19111C-06 0.17371D-06 0.15777C-06 0.14752D-06
 0.13768D-06 0.11838D-06 0.10111D-06 0.86093C-07 0.73398D-07
 0.22896D-06 0.20392D-06 0.17970D-06 0.16397C-06 0.14932D-06 0.13977D-06
 0.13045D-06 0.11181D-06 0.95153C-07 0.81140C-07 0.69477C-07
 0.21210D-06 0.18473D-06 0.16732D-06 0.15366D-06 0.14072D-06 0.13203C-06
 0.12334D-06 0.10506D-06 0.88767C-07 0.76117D-07 0.66111C-07
 0.18345D-06 0.16494D-06 0.15451D-06 0.14387D-06 0.13215C-06 0.12460C-06
 0.11700D-06 0.98284D-07 0.81697D-07 0.71097D-07 0.64208D-07

R LATTICE (CM)

0.4745D+02 0.5173D+02 0.5601D+02 0.5972D+02 0.6343D+02 0.6595D+02 0.6847D+02 0.7372D+02 0.7898D+02 0.8424D+02
 0.8950D+02

Z LATTICE (CM)

0.1060D+03 0.1090D+03 0.1120D+03 0.1150D+03 0.1180D+03 0.1211D+03 0.1241D+03 0.1271D+03 0.1301D+03

INPLT MATERIAL WORTH FOR REGION 10

0.34307D-06	0.34122D-06	0.33575D-06	0.32069D-06	0.36223D-06	0.34780C-06
0.37281D-06	0.28874D-06	0.25932D-06	0.25178C-06	0.23348D-06	0.19496D-06
0.18345D-06	0.16494D-06	0.15451C-06	0.14387C-06	0.13215D-06	0.12460C-06
0.11700D-06	0.98284D-07	0.81697D-07	0.71097D-07	0.64208D-07	
0.32567D-06	0.32460D-06	0.32145C-06	0.31253D-06	0.30617C-06	0.30404D-06
0.30269D-06	0.27612D-06	0.26568D-06	0.25127D-06	0.21946C-06	0.19242C-06
0.15753D-06	0.14748D-06	0.14240D-06	0.13443D-06	0.12289D-06	0.11693D-06
0.11303D-06	0.91408D-07	0.72761C-07	0.65800C-07	0.66311C-07	
0.21063D-06	0.31035D-06	0.30561D-06	0.30666C-06	0.28378D-06	0.26539C-06
0.27299D-06	0.27215C-06	0.27649D-06	0.25244C-06	0.20873D-06	0.17281D-06
0.14371D-06	0.13114D-06	0.13297D-06	0.12625C-06	0.11320C-06	0.11220C-06
0.11515D-06	0.84157D-07	0.62223D-07	0.62281D-07	0.78232D-07	

R LATTICE (CM)

0.0	0.3038D+01	0.6075D+01	0.1107D+02	0.1607D+02	0.2128D+02	0.2648C+02	0.3015D+02	0.3383D+02	0.3683D+02
0.3984D+02	0.4364D+02	0.4745D+02	0.5173D+02	0.5672D+02	0.5972C+02	0.6343D+02	0.6595D+02	0.6847D+02	0.7372D+02
0.7898D+02	0.8424D+02	0.8550D+02							

Z LATTICE (CM)

0.1301D+03	0.1333D+03	0.1365D+03			
------------	------------	------------	--	--	--

KADIS-Zone	FALL D (KAP.4)	FALL C (KAP.4)
	A * 10 ⁻⁴	A * 10 ⁻⁴
1	- 0.32377	- 7.71060
2	- 0.46143	- 0.0
3	- 0.22021	- 0.0
4	- 0.52067	
5	- 0.35352	
6	- 2.09240	
7	- 2.46131	
8	- 0.19894	
9	- 0.80431	
10	- 0.24633	

Tab.:A.8.5 Dopplerkonstanten ($\frac{dk}{dT} = \frac{A}{T}$) für die transienten Exkursionsrechnungen mit KADIS (Fall D und Fall C, Kap. 4)

verz. Gruppe	λ_{eff}	β_{eff}	Isotop	Gesamtzahl der verzögerten Neutronen pro Spaltung ν_v
1	0.01295	0.75180-4	U-235	0.0165
2	0.03131	0.67565-3	U-238	0.0412
3	0.13488	0.56367-3	Pu-239	0.0063
4	0.34404	0.11018-2	Pu-240	0.0088
5	1.3727	0.4644-3	Pu-241	0.0154
6	3.7691	0.15318-3		
gesamt	-	0.30350-2		
$l = 0.4621 \times 10^{-6} \text{ sec}$ $\bar{\nu} = 2.939 \text{ n/Sp}$				

Tab.:A.8.6 Kinetische Parameter bei EOL

- 1) G.R. Keepin, "Physics of Nuclear Kinetics", 1965
 2) S.A. Cox, "Phys. Rev.", 123, 1735, (1961)