



KfK 2845
Dezember 1979

Untersuchungen zu Kühlmitteldurchsatzstörfällen im abgebrannten Mark 1A-Kern des Kernkraftwerks Kalkar

**Verfasser: P. Royl
unter Mitarbeit von:
M. Cramer, R. Düsing, C. Essig, R. Fröhlich,
P. Schmuck, D. Struwe, W. Zimmerer
Institut für Reaktorentwicklung
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
Projekt Schneller Brüter**

Kernforschungszentrum Karlsruhe

KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE
Institut für Reaktorentwicklung
Projekt Schneller Brüter

KfK 2845

Untersuchungen zu Kühlmitteldurchsatzstörfällen
im abgebrannten Mark 1A-Kern des Kernkraftwerks Kalkar

P. Roysl¹

unter Mitarbeit von

M. Cramer¹
R. Düsing³
C. Essig³
R. Fröhlich²
P. Schmuck²
D. Struwe¹
W. Zimmerer¹

- ¹ Institut für Reaktorentwicklung
² Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik
³ Interatom G.m.b.H., Bergisch-Gladbach 1

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH., Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH
ISSN 0303-4003

Zusammenfassung

Im Rahmen des Genehmigungsverfahrens für das Kernkraftwerk Kalkar mit einem schnellen natriumgekühlten Brutreaktor, auch SNR-300 genannt, ist die Untersuchung von Konsequenzen des Kühlmitteldurchsatzstörfalls von besonderem Interesse. Bei diesem hypothetischen Störfall wird angenommen, daß alle primären Pumpen auslaufen (Abschaltung der elektrischen Spannung) und gleichzeitig das erste und zweite Abschaltssystem versagen. In dem vorliegenden Bericht werden Störfallverläufe für den abgebrannten Mark Ia Kern des SNR-300 im einzelnen analysiert. Einleitend wird auf der Basis experimenteller und theoretischer Untersuchungen das heutige Verständnis physikalischer Schlüsselphänomene, die den Störfallablauf maßgebend beeinflussen können, für abgebrannte Brennstäbe dargestellt. Aus den Phänomenologiediskussionen folgt für den SNR-300, daß für den Durchsatzstörfall energetisch milde Verläufe zu erwarten sind. Stärker energetische Verläufe sind nur unter bestimmten sehr pessimistischen Voraussetzungen denkbar.

Die Analysen des Kühlmitteldurchsatzstörfalls für den hoch abgebrannten Mark Ia Kern des SNR-300 wurden mit dem amerikanischen Programmsystem SAS3D durchgeführt, das weltweit das am weitesten entwickelte Simulationssystem für derartige Untersuchungen darstellt. Die Möglichkeiten dieses Systems zur theoretischen Simulation von Einzelphänomenen und des Störfallverlaufs werden kurz aufgezeigt. Die Ergebnisse der für das Kernkraftwerk Kalkar durchgeführten Rechnungen werden dargestellt und erläutert. Die Rechnungen umfassen sog. Referenzfälle und einen Grenzfall. Die Referenzfälle sind dadurch gekennzeichnet, daß der erwartete Störfallverlauf im Sinne einer besten Schätzung möglichst gut beschrieben wird. Der Begriff "beste Schätzung" bedeutet hierbei, daß im Hinblick auf das Phänomenologieverständnis die Modellierung durch Rechenprogramme und die Wahl plausibler Parameter der gegenwärtige Stand der Technik zugrunde gelegt wird. Der Grenzfall verwendet dagegen eine konsequent pessimistische Phänomenologie und beschreibt die daraus resultierende energetische Störfallphase mit sehr pessimistischen Modellen und Parametern, wobei durchweg aber eine physikalisch argumentierbare Modellierung verwendet wird. Unsicherheiten der Energetik werden dadurch nach oben hin abgegrenzt.

Die wesentlichen Ergebnisse der Simulationen für Kühlmitteldurchsatzstörfälle im Kernkraftwerk Kalkar lassen sich wie folgt zusammenfassen: Für die Referenzfälle ergeben sich nur energetisch milde Störfallverläufe,

die durch frühes Aufbrechen und Dispergieren des Brennstoffs in den weitgehend von Natrium entleerten Kernbereichen zur nuklearen Abschaltung führen. Der Kern ist nach der Exkursion in einem thermisch und neutronisch instabilen Zustand. Daher schließt sich nachfolgend zu dieser ersten Exkursion eine Übergangsphase an, in der es durch fortschreitendes Aufschmelzen der Kastenwände zur Ausbildung von siedenden Brennstoff-Stahl-Pools und schließlich zu milden Entladungsvorgängen für große Teile des Kerninventars in das obere Kühlmittelplenum kommen wird. Beim Referenzfall ist das mechanische Belastungspotential für den Reaktortank und seine Einbauten vernachlässigbar.

Für die Grenzfallbetrachtung wird die axiale Brennstoffexpansionsrückwirkung vernachlässigt und es wird als Dispersionsmechanismus lediglich der Brennstoffdampfdruckaufbau berücksichtigt. Unter diesen Voraussetzungen erhält man einen stark energetischen Störfallverlauf. Dabei treten Brennstabversagen und rasche Natriumexpulsionen durch thermische Brennstoff-Natrium-Reaktionen in einer Phase raschen Leistungsanstiegs auf. Die konservative Modellierung dieser Vorgänge innerhalb des SAS3D - Programmsystems führt zur prompt-kritischen Exkursion, die im Sinne der Definition des Grenzfalls als Eingrenzung der Energetik des Störfallverlaufs angesehen wird. Nachfolgend sind starke Entladungsvorgänge des Kernmaterials in das obere Plenum durch mechanisch geöffnete Wege denkbar, die zur Übertragung von mechanischen Belastungen auf den Reaktortank und seine Einbauten führen können. Konservative Abschätzungen der mechanischen Arbeitsfähigkeit des während der Leistungsexkursion gebildeten Brennstoffdampfes führen dabei zu einem Belastungspotential von 66 MJ im Vergleich zu dem für die Auslegung festgelegten Grenzwert von 370 MJ.

Auf der Grundlage von Analysen für den frischen Kernzustand wird gezeigt, daß ähnlich energetische Störfallverläufe, wie sie für den abgebrannten Kernzustand ermittelt wurden, beim frischen Kern nicht denkbar sind. Die Versagensschwelle für frische Brennstäbe werden erst zu einem späteren Zeitpunkt erreicht, wenn der Brennstoff zum Teil schon durch Brennstoffdampfdrücke auseinandergetrieben wird. Zu diesem Zeitpunkt befindet sich auch weit weniger Natrium im Kern, so daß die Bedingungen für eine thermische Brennstoff-Natrium Reaktion beim frischen Kern kaum erreicht werden können. Darüber hinaus fehlt beim frischen Kern das Spaltgas als Arbeitsmedium, um große Mengen Brennstoff bei mechanischem Brennstabversagen in den Kühlkanal zu injizieren. Die Ergebnisse der Grenzfallbetrachtungen

für den abgebrannten Kern des Kernkraftwerkes Kalkar sind daher auch als Eingrenzung des mechanischen Belastungspotentials als Folge von Kühlmitteldurchsatzstörungen für den frischen Kern anzusehen.

S u m m a r y

Analyses of Loss of Flow Accidents without Scram in the Irradiated Mark 1A Core of the Kalkar Nuclear Power Plant

In the licensing procedure for the Kalkar Nuclear Power Plant (SNR-300) consequence analyses of hypothetical loss of flow accidents are of particular interest. The underlying assumption for this accident is that all primary coolant pumps coast down (for instance due to a loss of electrical power supply) and that the primary and secondary shut down system both fail to scram the reactor. Analyses of this accident have been performed for the irradiated end of life core of the SNR-300 and are reported in this document. The first part contains a state of the art review of the key phenomena which determine this type of accident with irradiated fuel and of their understanding based on current experiments and analyses. The conclusion from the phenomena discussion is, that one can expect mild scenarios for this accident in the SNR-300. More energetic sequences can result only if some very pessimistic assumptions are made.

Analyses of the loss of flow accident in the SNR-300 end of life Mark 1A core are based on the SAS3D code system, a US-DOE development, which is currently the most sophisticated analysis tool for this type of accident. The capabilities of this system for the analysis of specific phenomena are briefly summarized. Then the results of the SNR-300 loss of flow accident analyses are presented and discussed. Simulations are presented for so-called best estimate cases and for a bounding case. The attribute best estimate means that the simulations reflect the current state of the art in understanding of key phenomena, modeling and selection of plausible input parameters. For the bounding case simulation a consequent pessimistic phenomenology has been postulated and the resulting energetic accident sequence has been calculated with pessimistic models and parameters. Modeling is still kept however on a physically consistent basis. Uncertainties in accident energetics of the initiating phase are thus bounded.

The main results from these loss of flow accident simulations for the Kalkar nuclear power plant can be summarized as follows: The best estimate cases all lead to mild scenarios. Early fuel pin break up and dispersal occurs in a mostly voided core and leads to a rapid neutronic shut down. At the end of

a mild primary excursion the core is in a thermally and neutronically unstable state and enters a so-called transition phase in which the hexcans are successively molten and in which growing regions of boiling fuel steel pools are developed. Finally a mild discharge will occur and unload a large fraction of the core inventory into the upper coolant plenum. The estimated work potential from the best estimate case accident progression in the initiating phase is negligible.

The boundary case analysis neglects all feedbacks from fuel axial expansion and disables all potential mechanisms for fuel dispersal after failure except the fuel vapour pressure itself. It is only with those two assumptions together that one can force the accident into an energetic sequence during which fuel failure and rapid sodium expulsion by fuel coolant interactions occur. The conservative simulation of these events with SAS3D leads to super-prompt critical excursions, which bound the energetics of this accident. Subsequent to the prompt primary excursion an energetic discharge of the core material could occur into the upper coolant plenum and might transfer mechanical loads to the reactor vessel and its internals. Conservative estimates of the integral mechanical fuel work potential yield an integral mechanical load potential of 66 MJ for the bounding case which is far below the design load limit of 370 MJ for the SNR-300 vessel.

It is shown, that similar energetic accident sequences cannot occur in the fresh core. Failure thresholds for fresh fuel are much higher and will delay failure almost until build up of dispersive fuel vapour pressures. At this time much more sodium has been expelled already from the core, so that the possibility for fuel sodium interactions is reduced. Besides that the lack of fission gas at failure will not allow to inject as much fuel into the coolant channel as with irradiated fuel. The work potential of the bounding case from the irradiated core loss of flow accident analysis can be considered therefore as maximum value which covers the possible primary excursion energetics also of the fresh core loss of flow accident.

Inhaltsverzeichnis

	<u>Seite</u>
Liste der Abbildungen	V
Liste der Tabellen	X
1. Einleitung	1
1.1 Literatur zu Kapitel 1	5
2. Szenario beim Durchsatzstörfall und zusammenhängende Phänomenologie	6
2.1 Allgemeine Übersicht über mögliche Störfallabläufe	8
2.1.1 Strukturierung der Störfallabläufe	8
2.1.2 Störfallentwicklung und dominante Phänomene in der Einleitungsphase	12
2.2 Axiale Brennstoffexpansion	23
2.3 Hüllrohrbewegung	28
2.4 Aufbrechvorgänge ohne Restfestigkeit der Hülle	32
2.4.1 Spaltgaswirkung	32
2.4.1.1 Der Aufbrechvorgang	34
2.4.1.2 Experimentelle Aussagen zur Brennstoffbewegung	36
2.4.2 Natriumdampfdruck-Wirkungen	40
2.4.3 Einflüsse durch Stahldampf	43
2.5 Aufbrechvorgänge und Materialbewegungen nach mechanischem Hüllrohrversagen in gevoideten Kanälen	45
2.6 Phänomene nach dem Brennstabversagen in teilweise oder nicht gevoideten Bündeln (LOF/TOP Ereignis)	48
2.6.1 Vorgänge vor dem Hüllrohrversagen	48
2.6.2 Versagenskriterium und Versagensablauf	51
2.6.3 Axiale Brennstoffbewegung im Stabinnern nach dem Versagen	54
2.6.4 Axiale Brennstoffbewegung im Kühlkanal nach dem Versagen	55
2.7 Spaltgasverhalten im unteren Gasplenum der Stäbe	58

	<u>Seite</u>
2.8 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen für die Störfalluntersuchungen	59
2.9 Literaturangaben zu Kapitel 2	66
3. Modellierungsmöglichkeiten des SAS3D Systems und Erweiterungen gegenüber CAPRI-2/KADIS	73
3.1 Literatur zu Kapitel 3	78
4. Störfallsimulationen	80
4.1 Kerndarstellung für die SAS3D Simulationen	80
4.2 Annahmen für die erwarteten Störfallverläufe und die energetischen Grenzfallbetrachtungen	86
4.3 Störfallverläufe bei Simulation der erwarteten Phänomenologie	90
4.3.1 Störfallverlauf nach dem ersten Brennstab-aufbrechen	93
4.3.2 Einfluß einer höheren Versagensenthalpie (Fall C)	96
4.4 Energetische Grenzfallbetrachtungen	100
4.4.1 Energetischer Grenzfall im abgebrannten Kern	
4.4.1.1 Störfallverlauf in der LOF/TOP Phase	103
4.4.1.2 Einfluß der Brennstoffbewegungsrückwirkungen aus SAS/FCI (Fall F8)	107
4.4.2 Energetischer Grenzfall im frischen Kern	110
4.5 Konservative Abschätzung des integralen mechanischen Belastungspotentials der Störfälle	112
4.6 Literaturangaben zu Kapitel 4	116
5. Schlußfolgerungen aus den Rechnungen und Einordnung in ein Gesamtstörfallszenario	118
5.1 Erwarteter Störfallverlauf	119
5.2 Energetischer Grenzfall	126
5.3 Schlußbemerkungen	131
5.4 Literatur zu Kapitel 5	132
Danksagungen	134

		<u>Seite</u>
Anhang A	Änderung in der Kerndarstellung gegenüber der in CAPRI verwendeten Beschreibung	A1
A.1	Kondensationsschema für die SAS Kanäle	A1
A.2	Simulation der Querschnittserweiterungen im oberen Mischraum der Bündel und Druckverlustkorrelationen	A6
A.3	Primärkreiskopplung und Pumpenauslaufcharakteristik	A9
A.4	Restrukturierungs- und Abbrandverhalten	A11
A.5	Literatur zu Anhang A	A16
Anhang B	Basiseingabedaten und Modellannahmen für die simulierten Durchsatzstörfälle	B1
B.1	Basisannahmen für die Simulation der erwarteten Phänomenologie (Fall E)	B1
B.2	Liste der SAS Eingabedaten zum Fall E	B16
B.3	Änderungen in den Eingabedaten der Parameterfälle	B31
B.4	Literatur zum Anhang B	B33
Anhang C	Dokumentation der mit SAS3D simulierten Störfallverläufe	C1
C.1	Störfallverlauf bei Simulation der erwarteten Phänomenologie (Fall E + C)	C3
	1. Störfalleinleitung und Anfangsphase mit konstanter Leistung	C3
	2. Die Natriumexpulsionsphase	C9

	<u>Seite</u>
2.1 Strömungsverteilung bei der Kühlmittlexpulsion	C9
2.2 Voidvorgänge durch Sieden	C10
2.3 Voidvorgänge durch BNR in Kanal 9	C14
2.4 Reaktivitätsrückwirkungen durch die Voidvorgänge	C16
3. Core Zustand beim ersten Aufbrechen der Stäbe	C20
4. Die Brennstoffdispersionsphase	C22
4.1 SLUMPY Ergebnisse für den Leitkanal 8	C24
4.2 Rückwirkungen der Brennstoffbewegungen auf den Störfallablauf	C27
5. Einfluß einer höheren Versagensschwelle (Fall C)	C29
5.1 Rückwirkungen durch Hüllrohrbewegungen	C32
5.2 Gemeinsame Bewegung von Brennstoff und Hüllrohr	C32
C.2 Simulierter Störfallverlauf zur Energetikeingrenzung	C39
1. Die Exkursionsphase durch normale Siedevorgänge	C39
2. Core Zustand beim ersten Aufbrechen der Stäbe	C45
3. Störfallverlauf in der LOF/TOP Phase	C51
3.1 LOF/TOP Phase beim Störfall F7	C51
3.2 BNR Simulation in der LOF/TOP Phase	C55
3.3 Einfluß der Brennstoffbewegungsrückwirkungen aus SAS/FCI (Fall F8)	C58
C.3 Literatur zu Anhang C	C61

Liste der Abbildungen

	<u>Seite</u>	
Bild 2.1	Strukturierung des Ablaufs hypothetischer Störfälle und Definition von Analysephasen.	9
Bild 2.2	Einleitungsphase bei hypothetischen Durchsatzstörfällen in Natriumbrütern mit Verzweigungsbedingungen für gegenwärtig zu untersuchende Folgephänomene nach Ferguson et al. [2.3]	13
Bild 2.3	Schlüsselphänomene und Verzweigungen im Szenario der Einleitungsphase des Durchsatzstörfalles im SNR 300 Mark 1A EOL-Kern mit Eintragung der simulierten Störfallwege (Klassifizierung nach Ferguson et al. [2.3])	16
Bild 2.4	Reaktivitätsrückwirkungen durch axiale Brennstoffexpansion und ihr Einfluß auf den Verlauf des Durchsatzstörfalles im SNR 300 (Mark 1A EOL-Kern Fälle E+F7)	24
Bild 3.1	Vereinfachte Darstellung der SAS3D-Code-Struktur	74
Bild 4.1	Diskretisierung des Mark 1A Cores für die SAS3D Unfall-simulationen	81
Bild 4.2	Leistung und Leistungs-zu Durchsatz-Verhältnis in den Kanälen bezogen auf die Core-Mittelwerte (P = 21.392 kW/Stab, G = 89.76 g/sec Kanal) mit Siedesequenz beim Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern	83
Bild 4.3	Leistung und Netto-Reaktivität beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern mit Eintragung der charakteristischen Störfallphasen	91
Bild 4.4	Core-Zustand beim ersten Aufbrechen der Stäbe und am Ende der Dispersionsphase beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern (Aufbrechen bei Schmelzen des nicht restrukturier-ten Gefüges)	94
Bild 4.5	Leistung beim Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern mit Expansionsrückwirkung (Einfluß einer höheren Versagensenthalpie)	98

Bild 4.6	Reaktivitäten beim Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern mit Expansionsrückwirkung (Einfluß einer höheren Versagensenthalpie)	98
Bild 4.7	Leistung und Netto-Reaktivität beim Durchsatzstörfall F7 (energetischer Grenzfall) im Mark 1A EOL Kern	101
Bild 4.8	Void-Zustand und Position der aufgebrochenen Segmente in SLUMPY und SASFCI bei Slumpingbeginn und Exkursionsende (Durchsatzstörfall F7, Aufbrechen bei 50 % Brennstoffschmelzanteil)	104
Bild 4.9	Leistung bei konservativer Energetikeingrenzung für KDS im Mark 1A EOL Kern (Einfluß der SASFCI Brennstoffrückwirkung)	106
Bild 4.10	Reaktivitäten bei konservativer Energetikeingrenzung für KDS im Mark 1A EOL Kern (Einfluß der SASFCI Brennstoffrückwirkung)	106
Bild 4.11	Leistung beim Durchsatzstörfall im frischen und abgebrannten EOL Mark 1A Kern (ohne ax. Expansion und Spaltgasdispersion)	111
Bild 5.1	Prinzipskizze des SNR 300 Reaktortanks mit wichtigen Einbauten für Vorgänge in der Nach-Bethe-Thait-Phase	121
Bild 5.2	Denkbare Core-Konfiguration nach der Bildung abgeschlossener siedender Pools in der Transitionphase	123
Bild 5.3	Ausblasvorgang des Brennstoff-Stahl-Gemisches mit Granulierung und Verteilung im oberen Kühlmittelpodium nach dem Durchschmelzen von Strömungswegen	125
Bild 5.4	Mechanische Öffnung von Ausströmwegen für die Materialentladung nach einem energetischen Disassemblyvorgang	129
Bild A.1	Diskretisierung des Mark 1A Cores für die SAS3D-Unfallsimulationen	A2
Bild A.2	Wichtige Daten für den SAS-Kühlkanal mit konstanter Strömungsfläche und Umrechnungen zur Berücksichtigung des Mischraumbereiches	A7

	<u>Seite</u>	
Bild A.3	Prinzipskizze zum SAS3D Primärkreismodell mit Eintragung von Höhenschema, Druck- und Massenbilanz sowie wichtigen Geometriedaten des SNR-300 (im Betriebszustand)	A10
Bild A.4	Restrukturierung und Spaltgaskonzentration im Leitkanal 8 vor Störfallbeginn nach der SSFUEL Simulation in SAS3D (Mark 1A EOL Kern mit 441 Volllasttagen)	A15
Bild B.1	Annahmen zum Transport des Korngrenzgases in den Zentralkanal vor und nach dem Brennstabversagen mit den dazugehörigen SAS-Eingabegrößen	B5
Bild C.1	Leistung und Nettoreaktivität beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern mit Eintragung der charakteristischen Störfallphasen	C5
Bild C.2	Druckverläufe an den Ein- und Austrittsstutzen der Kühlmittelleitungen bei hydraulischer Kopplung der Kanäle im SAS3D Primärkreismodell für den Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern	C6
Bild C.3	Fall E Durchsatzreduktion und Strömungsumverteilung am Eintritt durch den Druckaufbau nach Siedebeginn und die hydraulische Kopplung	C7
Bild C.4	Einfluß des BNR Druckaufbaus im Kanal 9 auf die Eintrittsströmung im Leitkanal 8 beim Durchsatzstörfall E	C7
Bild C.5	Voidvorgänge durch Sieden und BNR beim Durchsatzstörfall E (100 % Expansionsrückwirkung)	C11
Bild C.6	Voiden mit Void-Rückwirkung, Austrocknen und Materialdispersion im Leitkanal 8 beim Durchsatzstörfall E	C13
Bild C.7	Druckaufbau der BNR und Expansion der BNR Zone nach Versagen im teilweise aufgesiedeten Kanal 9 beim Durchsatzstörfall E	C15
Bild C.8	Void-Rückwirkungen der Kanäle beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern	C17
Bild C.9	Reaktivitätsrückwirkungen beim Referenz-Durchsatz-Störfall E im Mark 1A EOL Kern	C19

	<u>Seite</u>
Bild C.10 Radiale Temperaturprofile im Peak Node von Kanal 8 beim Durchsatzstörfall E im SNR-Mark1A-EOL-Core	C21
Bild C.11 Core-Zustand beim ersten Aufbrechen der Stäbe und am Ende der Dispersionsphase beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern (Aufbrechen beim Schmelzen des nicht restrukturier-ten Gefüges)	C23
Bild C.12 Brennstoffdisperion durch Spaltgas und Natrium-Dampfdruck- gradienten im Leitkanal 8 beim Durchsatzstörfall E	C25
Bild C.13 Brennstoffrückwirkungen der Kanäle beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern	C28
Bild C.14 Leistung beim Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern mit Expansionsrückwirkung (Einfluß einer höheren Versagens-enthalpie)	C31
Bild C.15 Reaktivitäten beim Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern mit Expansionsrückwirkung (Einfluß einer höheren Versa- gensenthalpie)	C31
Bild C.16 Hüllrohr- und Brennstoffrückwirkungen beim Durchsatzstörfall C (Aufbrechen des Pellets bei $T_{CL} = 3500$ C)	C33
Bild C.17 Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen im Leitkanal 8 beim Durchsatzstörfall C im Mark 1A EOL Kern	C35
Bild C.18 Core-Zustand am Ende der Dispersionsphase beim Durchsatz- störfall C im Mark 1A EOL Kern (bei höherer Versagens- schwelle)	C38
Bild C.19 Leistung und Nettoaktivität beim Durchsatzstörfall F7 (energetischer Grenzfall) im Mark 1A EOL Kern	C40
Bild C.20 Void-Rückwirkungen der Kanäle beim energetischen Grenz- fall F7	C42
Bild C.21 Gesamt Void- und Dopplerrückwirkung beim energetischen Grenzfall F7	C42
Bild C.22 Void-Vorgänge durch Sieden und BNR beim Durchsatzstörfall F7 (keine Expansionsrückwirkung und Spaltgasdispersion)	C44

	<u>Seite</u>
Bild C.23 Void-Zustand und Position der aufgebrochenen Segmente in SLUMPY und SASFCI bei Slumpingbeginn und Exkursionsende (Durchsatzstörfall F7, Aufbrechen bei 50 % Brennstoffschmelzanteil)	C46
Bild C.24 Axiale Verteilung der Hüllrohrtemperatur und Brennstoffschmelzfraktion beim Versagen der Stäbe in den Kanälen 2,8 und 9 (Durchsatzstörfall F7, Versagen bei 50 % Schmelzfraktion)	C48
Bild C.25 Leistung bei konservativer Energetikeingrenzung für KDS im Mark 1A EOL Kern (Einfluß der SASFCI Brennstoffrückwirkung)	C52
Bild C.26 Reaktivitäten bei konservativer Energetikeingrenzung für KDS im Mark 1A EOL Kern (Einfluß der SASFCI Brennstoffrückwirkung)	C52
Bild C.27 Kompressible Zone im Kanal 8 nach neutronischer Abschaltung der Exkursion (Durchsatzstörfall F7, Materialdispersion nur durch Brennstoffdampfdrücke)	C54
Bild C.28 Druckaufbau der BNR und Expansion der BNR-Zone nach Versagen des teilweise aufgesiedeten Kanals 2 beim Durchsatzstörfall F7	C56
Bild C.29 Void-Reaktivitätsänderungen und SASFCI-Brennstoffrückwirkungen in den Kanälen mit BNR beim Durchsatzstörfall F8 im Mark 1A EOL Kern	C59

<u>Liste der Tabellen</u>	<u>Seite</u>
Tab. 2.1 Übersicht über verschiedene bekannte Formen des Brennstabaufbrechens beim Durchsatzstörfall und ihre möglichen Auswirkungen auf die nachfolgende Brennstoffbewegung	35
Tab. 2.2 Wichtige TREAT In-Pile Experimente zum Verständnis der Spaltgaswirkung beim Durchsatzstörfall	39
Tab. 2.3 Zusammenfassung der Effekte wichtiger Phänomene in der Einleitungsphase und ihre Berücksichtigung bei den Untersuchungen zum Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern	60
Tab. 4.1 Ergebnisse für den stationären Anfangszustand im Mark 1A EOL Kern nach der SSFuel-Simulation im SAS3D-System	85
Tab. 4.2 Zusammenfassung der wichtigen Annahmen und Modellparameter für die SAS3D-Simulation des Durchsatzstörfalles im Mark 1A EOL Kern	88
Tab. 4.3 Störfallablauf bei Simulation der erwarteten Phänomenologie (Referenzfall E)	92
Tab. 4.4 Referenzfall mit einer höheren Aufbrech- und Versagensenthalpie (Fall C)	97
Tab. 4.5 Ergebnisse für den energetischen Grenzfall (Fall F7)	102
Tab. 4.6 Grenzfall mit Berücksichtigung der SAS/FCI-Brennstoffbewegungsrückwirkung (Fall F8)	108
Tab. 4.7 Abschätzung der mechanischen Arbeitsfähigkeit des Brennstoffdampfes nach der Exkursion für verschiedene Störfallsimulationen	114
Tab. A.1 Zuordnung der SAS-Kanäle zu dem in CAPRI verwendeten Kanalschema und zu den Bündel-Reihen im EOL Mark 1A Kern	A3
Tab. A.2 Kanalabhängige SAS3D-Dopplerkoeffizienten für den nassen und trockenen Zustand und ihre Berechnung aus den CAPRI-Eingabedaten	A5

	<u>Seite</u>
Tab. A.3 Wichtige Parameter zur Bestimmung des Restrukturierungs- und Abbrandverhaltens vor der Störfalleinleitung	A12
Tab. C.1 Gegenüberstellung der Abläufe verschiedener Durchsatzstörfallsimulationen mit SAS3D für den Mark IA EOL Kern	C2
Tab. C.2 Ereignisablauf beim Referenzfall E	C4
Tab. C.3 Ereignisablauf beim Fall C (Referenzfall mit erhöhter Versagensenthalpie)	C30
Tab. C.4 Ereignisablauf beim energetischen Grenzfall F7	C41

1. Einleitung

Im Rahmen des Genehmigungsverfahrens für das Kernkraftwerk Kalkar mit einem schnellen natriumgekühlten Brutreaktor, auch SNR-300 genannt, muß die sichere Beherrschung des hypothetischen Kühlmitteldurchsatzstörfalls nachgewiesen werden. Dieser Störfall ist außerordentlich unwahrscheinlich und setzt den Ausfall aller primären Pumpen bei gleichzeitigem Versagen beider Abschaltssysteme voraus. Für die Genehmigung des SNR-300 ist dabei zu zeigen, daß die mechanischen Auswirkungen dieses hypothetischen Störfalls bestimmte Grenzen nicht überschreiten, die in den Auflagen 5 und 7 der 1. Teilerrichtungsgenehmigung [1.1] wie folgt definiert sind:

Auflage 5:

Das Gesamtsystem (Containment mit Reaktortanksystem) ist so auszulegen, daß es einer infolge einer überpromptkritischen Leistungsexkursion freigesetzten mechanischen Energie von 370 MJ standhält. Das Reaktortanksystem ist gegen eine infolge einer überpromptkritischen Leistungsexkursion freigesetzte mechanische Energie von mindestens 150 MJ auszulegen. Sofern ein höherer Auslegungswert anderen sicherheitstechnischen Erfordernissen nicht entgegensteht, ist das Reaktortanksystem so auszulegen, daß es auch bei Energiefreisetzung über 150 MJ hinaus möglichst bis zum Auslegungswert des Gesamtsystems intakt bleibt.

Auflage 7:

Der Tankdeckel ist so auszulegen, daß er sich unter den Auswirkungen der infolge einer überpromptkritischen Leistungsexkursion freigesetzten mechanischen Energie von 370 MJ nicht aus seiner Befestigung löst bzw. daß Teile des Deckels nicht abgetrennt und emporgeschleudert werden.

In diesem Bericht werden die nach dem heutigen Phänomenologieverständnis erwarteten Verläufe des Durchsatzstörfalls für den SNR-300 aufgezeigt und dazu durchgeführte Simulationen für definierte Referenzfälle erläutert. Ebenfalls dargestellt werden die Untersuchungen zur konservativen Eingrenzung des mechanischen Belastungspotentials anhand eines dafür definierten energetischen Grenzfalls. Dabei wird auch der große Abstand verdeutlicht, der zwischen der relativ milden erwarteten Phänomenologie und dem dafür mit einer Überlagerung zahlreicher pessimistischer Annahmen postulierten energetischen Szenario verbleibt. Die Untersuchungen schätzen

das mechanische Belastungspotential dieser Störfälle ab. Daneben setzen sie wichtige Randbedingungen für die Analysen der Phänomene im Reaktortank nach Beendigung der neutronischen Exkursion.

Die Analysen beschränken sich auf den abgebrannten EOL (End of Life) Mark 1A - Kern des SNR-300. Für den Durchsatzstörfall im frischen Kern existiert eine sehr ausführliche Analyse mit dem CAPRI/KADIS-System, die bereits veröffentlicht wurde [1.2]. Da Spaltgaseffekte dabei keine Rolle spielen, macht die Eingrenzung der Störfallenergetik für den frischen Kern mit CAPRI/KADIS die gleichen Phänomene geltend wie das hinsichtlich der Störfallbeschreibung am weitesten entwickelte SAS 3D-System [1.3]. Die CAPRI/KADIS-Analyse des Durchsatzstörfalls im frischen Kern entspricht daher voll dem Stand der Technik, was durch die gute Übereinstimmung der Ergebnisse bei einer kürzlich im Rahmen von EURATOM durchgeführten Vergleichsrechnung mit CAPRI/KADIS und SAS 3D für einen Durchsatzstörfall in einem frischen Kern auch bestätigt wurde [1.4]. Von weiteren Analysen des Durchsatzstörfalls im frischen Kern mit dem SAS3D-System wurde daher abgesehen. In dem früher veröffentlichten Bericht [1.2], in dem die Eingrenzung der Energetik dieses Störfalls im frischen Kern dokumentiert ist, sind auch schon erste Untersuchungen des Durchsatzstörfalls für den abgebrannten EOL-Kern erläutert. Dabei ließen sich jedoch ausschließlich nur die Tendenzen aufzeigen, die sich durch die Verwendung der Leistungs- und Wertverteilung und durch den veränderten Betriebszustand des abgebrannten Kernes ergaben. Für eine Simulation von EOL-spezifischen phänomenologischen Effekten durch Abbrand- und Restrukturierung, insbesondere des Spaltgaseinflusses auf Versagen und Aufbrechen der Brennstäbe und auf die Brennstoffbewegung, waren damals jedoch noch keine geeigneten Modelle verfügbar.

Im Rahmen des BMFT-US ERDA-Informationsaustauschabkommens wurde im Juli 1977 das am ANL entwickelte SAS 3D-Programmsystem an die GfK übergeben. Dieses System erlaubt erstmals eine integrale Simulation des Durchsatzstörfalls unter Einbeziehung der Spaltgaseffekte. Es gestattet außerdem eine kombinierte Simulation der Vorgänge bei intakten Stäben und der hydrodynamischen Materialbewegungen im Bereich der aufgebrochenen Stäbe.

Diese Vorgänge ließen sich früher nur entkoppelt nach Einleitungs- und Disassemblyphase untersuchen und waren nur bei Zugrundelegung energetischer und entsprechend pessimistischer Störfallverläufe simulierbar. Mit dem SAS 3D-System lassen sich die erwarteten Phänomene, insbesondere die frühe lokale Brennstoffdispersion, z.B. durch Spaltgaswirkung, bei hypothetischen Störfällen detaillierter abbilden. Die Durchsatzstörfälle, die mit dieser Brennstoffdispersionsphänomenologie in abgebrannten Kernen simuliert werden und die den erwarteten Abläufen möglichst nahe kommen, verlaufen dadurch sehr viel milder als die der früheren CAPRI/KADIS-Analysen, bei denen diese Phänomene nicht erfaßt wurden. Dadurch läßt sich auch das Sicherheitspotential gegenüber den pessimistischen Grenzabschätzungen besser aufzeigen. Eingrenzende Untersuchungen mit dem SAS 3D-System, bei denen das Spaltgas in pessimistischer Weise berücksichtigt wird, können aber auch zu energetischeren Verläufen führen als die früheren CAPRI/KADIS-Rechnungen. Der Durchsatzstörfall im abgebrannten Kern wurde daher mit diesem System, das weltweit den gegenwärtigen Stand der Technik repräsentiert, erneut untersucht. Kanalaufteilung und Leistung sowie Reaktivitätsdaten wurden dabei weitgehend aus der in [1.2] dokumentierten CAPRI-Eingabe übernommen.

Die Darstellung der Ergebnisse dieser Untersuchungen gliedert sich in diesem Bericht folgendermaßen auf. Anhand einer Szenariodiskussion für die Einleitungsphase werden zunächst die auftretenden Phänomene beim Durchsatzstörfall diskutiert. Im Vordergrund stehen dabei die Materialbewegungen nach dem Brennstabaufließen in gevoideten Bereichen, die das erwartete Störfallbild bestimmen, und die Materialbewegung nach Brennstabversagen und BNR in teilweise oder nicht gevoideten Bündeln, die in einem energetischen Störfallszenario einen dominanten Einfluß haben kann. Bei dieser Phänomenologiediskussion wird auch ein Überblick über die bis heute zu den verschiedenen Phänomenen vorliegenden Informationen aus in-pile- und out-of-pile-Experimenten gegeben. Im Abschnitt 3 wird anschließend das SAS-System mit seinen wichtigsten phänomenologischen Modellen kurz vorgestellt. Im Abschnitt 4 werden die Ergebnisse der Störfallsimulationen zusammengefaßt. Dabei werden zunächst kurz die verwendete Core-Darstellung in SAS 3D und anschließend die Annahmen für die insgesamt vier verschiedenen simulierten Fälle erläutert. Die Darstellungen sind teilweise recht kurz. Sie sollen in erster Linie einen

Überblick geben und werden durch detailliertere Erläuterungen in den Anhängen A bis C ergänzt. Die Rechnungen umfassen sogenannte Referenzfälle und einen energetischen Grenzfall. Die Referenzfälle sind dadurch gekennzeichnet, daß der erwartete Störfallverlauf im Sinne einer "besten Schätzung" möglichst gut beschrieben wird. Der Begriff "beste Schätzung" bedeutet hierbei, daß im Hinblick auf das Phänomenologieverständnis die Modellierung durch Rechenprogramme und die Wahl plausibler (aber nicht in allen Punkten wahrscheinlichster) Parameter der gegenwärtige Stand der Technik zugrunde gelegt wird. Die Simulationen der erwarteten Phänomenologie führen dabei nur zu milden Leistungsexkursionen bei der Kühlmittelexpulsion. Sie werden durch die negative axiale Expansionsrückwirkung begrenzt und nach dem Aufbrechen der Brennstäbe durch die Dispersionswirkung des freigesetzten Spaltgases und der Natrium-Dampfströmung nuklear abgeschaltet. Das mechanische Belastungspotential für den Reaktortank und seine Einbauten ist bei den Referenzfällen vernachlässigbar. Der energetische Grenzfall verwendet dagegen eine konsequent pessimistische Phänomenologie und beschreibt die daraus resultierende energetische Störfallphase mit sehr pessimistischen Modellen und Parametern, wobei aber durchweg eine physikalisch argumentierbare Modellierung verwendet wird. Unsicherheiten der Energetik werden dadurch nach oben hin abgegrenzt. Beim Grenzfall wurden die axiale Expansion und die Dispersionswirkung des Spaltgases nach dem Aufbrechen der Stäbe vernachlässigt. Die Voidrückwirkungen der Kühlmittelexpulsion führen dadurch zu prompt kritischen Exkursionen und erzeugen in einigen Kanälen Brennstabversagen und BNR. Die danach in der Core-Mitte pessimistisch initiierte Brennstoff/Natriumreaktion (BNR) führt zu einer weiteren Reaktivitätsexkursion, durch die die Energetik beim Durchsatzstörfall eingegrenzt wird. Konservative Abschätzungen des mechanischen Belastungspotentials durch isentrope Expansion des nach der Abschaltung siedenden Brennstoffs auf das im Tank verfügbare freie Volumen werden am Ende von Abschnitt 4 erläutert und mit entsprechenden Ergebnissen für den frischen Kern verglichen. Für den abgebrannten Kern führt der energetische Grenzfall zu einer maximalen Arbeitsfähigkeit des Brennstoffdampfes von 66 MJ. Dieser Wert deckt auch die für einen Kühlmitteldurchsatzstörfall des frischen Kerns möglichen Energiefreisetzung ab. Denn die BNR-Rückwirkungen, die die Störfallenergetik beim EOL-Kern stark steigern, können im frischen Kern nicht oder erst sehr spät und dann nur überlagert mit den sehr viel stärkeren

Abschaltrückwirkungen des unter seinem Dampfdruck disassemblierenden Brennstoffs auftreten. Die resultierenden Arbeitsfähigkeiten bleiben daher sowohl im frischen wie im abgebrannten Kern selbst bei sehr konservativen Grenzfallbetrachtungen noch alle weit unter der vom Design her vorgegebenen Belastungsgrenze. Im Abschnitt 5 dieses Berichtes werden die Ergebnisse der Rechnungen abschließend bewertet und in denkbare Szenarien für den gesamten Ablauf des Störfalls eingeordnet.

1.1 Literatur zu Kapitel 1

- [1.1] Ministerium für Arbeit, Gesundheit und Soziales
Genehmigungsbescheid zur 1. Teilerrichtungsgenehmigung
Dezember 1972
- [1.2] Fröhlich, R. et al.:
Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300-
Mark 1A-Reaktorkern. KFK 2310, Juni 1976
- [1.3] Cahalan, J.E., Ferguson, D.R. et al.:
A Preliminary User's Guide to Version 1.0 of the SAS 3D LMFBR
Accident Analysis Computer Code. SR 239831, ANL July 1977
- [1.4] Royl, P. et al.:
Comparative Analysis of a Hypothetical Loss of Flow Accident
in a LMFBR Using Different Computer Models for a Common
Benchmark Problem.
Beitrag zum International Meeting on Nuclear Power Reactor
Safety, vom 16.-19. Oktober 1978 in Brüssel, Belgien.

2. Szenario beim Durchsatzstörfall und zusammenhängende Phänomenologie

Für die Untersuchung hypothetischer Kühlmitteldurchsatzstörfälle mit Versagen des primären und sekundären Abschaltsystems ist ein Verständnis zahlreicher wichtiger Einzelphänomene, die in sehr komplexen gegenseitigen Abhängigkeiten stehen erforderlich. Bei der Untersuchung abgebrannter Kerne sind dabei eine Reihe zusätzlicher Mechanismen zu berücksichtigen, die sich gegenwärtig nur durch theoretische Überlegungen in ihren Wirkungen abschätzen lassen, da genauere experimentelle Absicherungen noch ausstehen. Der experimentelle Aufwand für solche Absicherungen wäre im übrigen - besonders wegen der Notwendigkeit von in-pile Experimenten - nicht unerheblich. Der Ablauf des Durchsatzstörfalls wird bestimmt durch die aus den verschiedenen Einzeleffekten entstehenden reaktivitätsmäßigen Rückwirkungen und die daraus resultierenden Leistungsänderungen. Er läßt sich in verschiedene Phasen und Teilphasen aufteilen, die nach Kriterien wie z.B. der Leistung aber auch entsprechend der Dominanz bestimmter Einzelphänomene definiert werden können.

Anhand einer allgemeinen Übersicht über die nach heutigem Verständnis möglichen Abläufe beim Durchsatzstörfall soll am Anfang dieses Kapitels zunächst eine generelle Strukturierung des erwarteten und unter pessimistischen Bedingungen denkbaren Störfallszenarios im SNR-300 Mark 1A EOL Kern in verschiedene Phasen und Teilphasen vorgenommen werden. Die in den Phasen dominanten Phänomene werden herausgestellt und in ihren Abläufen gegliedert. Dabei ist es teilweise unvermeidlich, im Vorgriff auf ausführliche Darstellungen in folgenden Abschnitten einige spezielle Auslegungsbedingungen und anlagenspezifische Aussagen zum Einfluß der Schlüsselphänomene vorwegzunehmen, die erst durch die Rechnungen mit dem SAS3D System erhärtet werden können. Im Mittelpunkt der Ausführungen stehen dabei nur Vorgänge, die in Zusammenhang mit Brennstoffbewegungen stehen. Das Phänomen der Kühlmittelexpulsion selbst, das den eigentlich treibenden Motor für den Störfallauf bildet, wird nur am Rand erwähnt. Verglichen mit anderen Mechanismen hat man die Expulsion unter diesen Bedingungen modellmäßig gut im Griff [2.1] und experimentell weitgehend abgesichert [2.2].

Der Szenariodiskussion und Ablaufstrukturierung schließt sich eine Diskussion der wesentlichen Einzelphänomene an, die die real erwarteten und soweit möglich auch experimentell belegbaren Vorgänge losgelöst von den durch ihre gegenwärtige Modellierung bedingten Einschränkungen darstellt. Die Diskussion stützt sich stark ab auf die wesentlichen Aussagen einer kürzlich in

den USA angefertigten Studie [2.3], die den neuesten experimentellen und theoretischen Stand zu diesem Themenkreis zusammenfaßt. Betrachtet werden dabei die axiale Brennstoffexpansion mit ihrer experimentellen Basis, Hüllrohrbewegungen und die wesentlichen Mechanismen, die die Brennstoffbewegung in gevoideten Kanälen bewirken. Diskutiert werden auch die erwarteten Vorgänge nach Brennstabversagen und BNR in teilweise oder nicht gevoideten Bereichen in einer Phase raschen Leistungsanstiegs. Dieses sog. "LOF/TOP Ereignis" kann nach seiner Initiierung den Störfallablauf kontrollieren, ist im Mark 1A Kern jedoch nur durch Aufeinandertürmen einer Reihe sehr pessimistischer Annahmen vorstellbar. Für das zuletzt diskutierte Spaltgasverhalten im unteren Spaltgasplenum wird nachgewiesen, daß es keinen Einfluß auf den Störfallverlauf hat und bei den Untersuchungen daher nicht weiter betrachtet werden muß.

Die teilweise recht detaillierten und komplexen Diskussionen der Abläufe und Phänomene werden in den wesentlichen Aussagen und Argumenten am Ende des Kapitels unter Punkt 2.8 zusammengefaßt. Die bei den später zu diskutierenden analytischen Untersuchungen von Störfallverläufen berücksichtigten Effekte werden dabei den erwarteten Effekten gegenübergestellt. Die Betrachtungen konzentrieren sich auf ein wahrscheinliches und ein die Energetik eingrenzendes Störfallszenario.

2.1 Allgemeine Übersicht über mögliche Störfallabläufe

Eine allgemeine Gliederung der möglichen Störfallabläufe wird im ersten Teil vorgenommen, wobei die Phasen, die den Störfallablauf charakterisieren, definiert werden. Begriffe wie Einleitungs-, Übergangs- und Kernzerlegungsphase, die im 2. Teil dieses Kapitels bei einer detaillierteren Diskussion der Störfallverläufe und Phänomene immer wieder auftauchen, werden dabei eingeführt.

2.1.1 Strukturierung der Störfallabläufe

Unseren Betrachtungen soll eine an die Bedingungen der Modellierung angepasste generelle Strukturierung der Störfallabläufe vorangestellt werden. Sie wurde aus der von Jackson et al. [2.4] 1974 vorgeschlagenen Klassifizierung abgeleitet und ist in Bild 2.1 angegeben. Bei dieser Strukturierung wurden verwandte Phänomengruppen zu Phasen zusammengefaßt. Dadurch werden die komplexen Vorgänge bei solchen Störfällen in weitgehend separat analysierbare Bereiche gegliedert. Die denkbaren Verknüpfungen zwischen den Phasen sind durch die Pfeile in Bild 2.1 angedeutet. Sie ergeben sich durch eine Klassifizierung der Auswirkungen der Teilphasen.

Die Einleitungsphase hypothetischer Störfälle faßt die Vorgänge nach der Störfallauslösung zusammen und verfolgt sie vom stationären Anfangszustand je nach Entwicklung bis hin zu einem frühen Abschaltvorgang in noch kühnbaren und intakten Bündelstrukturen oder bis hin zu einem mechanischen oder thermischen Versagen der Brennelementkästen. In der Einleitungsphase werden die sehr komplexen Phänomene zur Kühlmittel- und Brennstoffdynamik in den verschiedenen Brennelementen überlagert, wozu Rechenprogramme mit außerordentlich umfangreichen an die Phänomenologie angepassten Modellen verwendet werden. Die Darstellung der Phänomenologie der Einleitungsphase und ihrer Simulation mit Rechenprogrammen bildet den wesentlichen Schwerpunkt dieses Berichts.

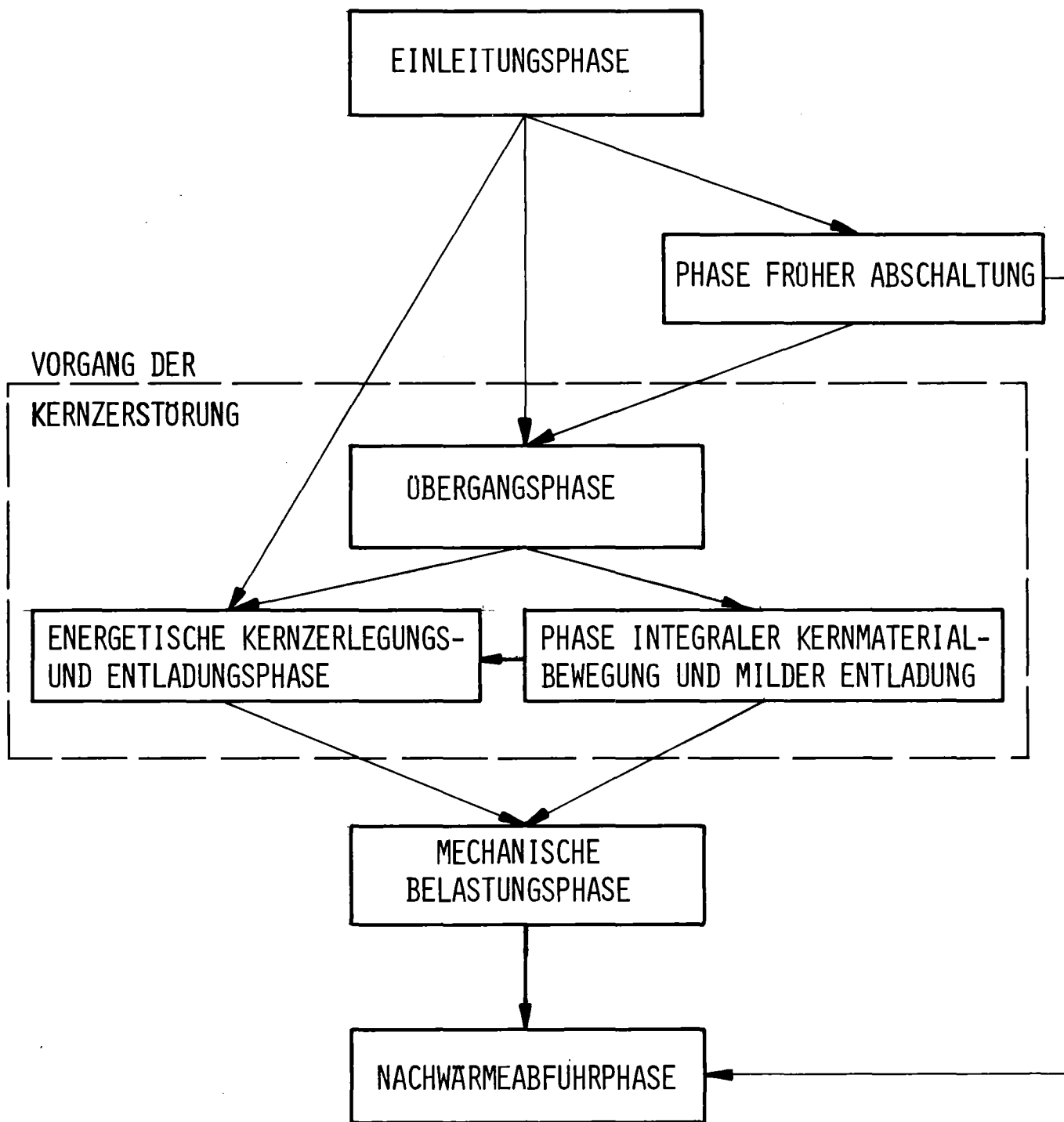


BILD 2.1: STRUKTURIERUNG DES ABLAUFES HYPOTHETISCHER STÖRFÄLLE UND DEFINITION VON ANALYSEPHASEN

In der Phase früher Abschaltung kommt es in einzelnen Brennelementen zum Austragen von größeren Brennstoffmengen. Die neutronische Exkursion wird dadurch beendet. Mechanismen für eine derartige Austragung sind u.a. die Schwemmwirkung der Natriumströmung auf Brennstoffpartikel, die in den Kühlkanal gelangt sind. Dieser sogenannte "Sweep-out" Effekt kann insbesondere bei Leistungsstörfällen ohne Pumpenausfall ein Abschalten in kühlbaren Konfigurationen ermöglichen. Ein anderer denkbarer Mechanismus ist ein direktes axiales Durchdringen der kalten Strukturen oberhalb und unterhalb der aktiven Zone bei der weiteren Expansion der Kernmaterialien nach Beendigung der neutronischen Exkursion. Kommt es dabei nicht zur Blockadebildung durch Gefriervorgänge, dann können Brennstoff und Stahlschmelze durch ihre Dampfdrücke bei einer entsprechend hohen inneren Energie noch vor der thermischen Zerstörung der Brennelementkästen permanent aus dem Core-Bereich entladen werden. Die diesen direkten Endladevorgang steuernden Phänomene sind ähnlich denen, die im Anschluß an die Übergangsphase in der integralen Materialbewegungs- und milden Entladephase in größeren zusammenhängenden Bündelbereichen auftreten.

Die Kernzerstörung wird durch das Versagen der Brennelementkastenwände eingeleitet. Die Vorgänge in den verschiedenen zusammenhängenden Core-Bereichen stehen danach in sehr viel direkterer Abhängigkeit zueinander, die andere modellmäßige Anforderungen für die Analyse setzen. Ein rascher starker Druckaufbau über weite Bereiche des Cores ist Randbedingung für die mechanische Kernzerlegungs- und Entladungsphase (auch Disassembly Phase genannt). Diese Phase setzt eine sehr energetische Störfallentwicklung voraus. Die Materialbewegungen in der Kernzerlegungsphase sind dabei in einer einfachen hydrodynamischen Näherung [2.5] beschreibbar, wobei die treibenden Druckgradienten vor allem durch Dampfdrücke der beteiligten Materialien Brennstoff, Natrium, Stahl und Spaltprodukte, in ungevoideten Kernbereichen auch durch Einphasendrucke gebildet werden. Bei den Belastungsbedingungen der Kernzerlegung werden eventuell vorhandene Restfestigkeiten der Struktur im Kernbereich i.a. vernachlässigt. Die Kernzerlegungsphase führt zu energetischen Materialentladungen, die z.B. nach mechanischer Öffnung von Wegen durch die den Kernbereich einschließende Struktur eine Übertragung mechanischer Lasten auf die Tankstruktur möglich machen.

Die Übergangsphase (im folgenden auch Transitionphase genannt) beschreibt die fortschreitende Zerstörung noch intakter Core-Bereiche von der ersten überwiegend durch thermische Lasten bedingten Zerstörung der Kastenwände

bis hin zur Bildung größerer zusammenhängender siedender Brennstoff / Stahl Anordnungen sogenannter "siedender Pools". Die Phase ist gekennzeichnet durch ein rasches radiales Durchschmelzen der heißen an den Enden teilweise blockierten Brennelementkästen. In den betroffenen Bündeln siedet das Mehrphasengemisch aus Brennstoff und Stahl zum Teil schon lokal oder wird durch die fortgesetzte Erwärmung rasch auf Siedebedingungen aufgeheizt. Dabei können Rekritikalitäten durch Wiedereintritt von anfänglich dispergiertem Material auftreten. Auch das transiente Verhalten der Kernmaterialien in zunächst noch intakten Bündeln kann zu weiteren Leistungsexkursionen führen.

Die Phase integraler Materialbewegungen und milder Entladung beschreibt das weitere Verhalten größerer zusammenhängender siedender Brennstoff/Stahl Pools bis zum Erreichen permanent unterkritischer Restmassen im Kernbereich. Dabei geht es um eine mehr isolierte Betrachtung des dynamischen Verhaltens dieser i.a. thermisch und neutronisch instabilen Anordnungen, das gekennzeichnet ist durch die Wechselwirkungen mit den Wänden und axialen Blockaden, durch die zyklischen Fließ- und Gefriervorgänge nach dem Aufschmelzen anfänglich vorhandener Blockaden und schließlich nach der Öffnung von Ausströmwegen durch die einsetzenden Entladevorgänge. Bei der inneren Energie der Materialien im Pool kommt es durch Aufrechterhaltung dieser Ausströmwege rasch zu einer fast vollständigen Entladung des Poolinventars. In dieser Phase wird nur ein begrenzter Dampfdruck aufgebaut, der i.a. nicht zu einer mechanischen Öffnung von Ausströmwegen ausreicht und nur milde Entladevorgänge erwarten läßt.

Die energetische- bzw. die milde Entladungsphase liefern die Randbedingungen für die mechanische Belastungsphase. Diese Phase beschreibt die mechanischen Belastungsauswirkungen des Störfalls auf die Tankstruktur, wobei der Quellterm aus einer unter extrem pessimistischen Annahmen postulierten Kernzerlegungsphase meist als konservative Eingrenzung des mechanischen Belastungspotentials des Störfalls angesehen wird. Die mechanische Belastung der Tankeinbauten sowie des Tanks und der Deckelstrukturen kann im Detail mit entsprechenden Strukturmechanikprogrammen [2.7] berechnet werden. Eine vereinfachte Abschätzung des mechanischen Belastungspotentials bei Kühlmitteldurchsatzstörfällen basiert auf der mechanischen Arbeitsfähigkeit des Brennstoffdampfs bei isentroper Expansion auf das verfügbare freie Gasvolumen im Tank [2.8].

Die Nachwärmeabfuhrphase faßt alle sich i.a. über sehr viel größere Zeiträume erstreckende Vorgänge zusammen, die das weitere Verhalten des aus dem Kernbereich entladenen Materials bestimmen bzw. die die Stabilisierung der im Kernbereich nach der Entladung zurückbleibenden unterkritischen Restmassen beschreiben bis zum Erreichen permanent kühlbarer Anordnungen.

In dieser Strukturierung der Abläufe und den in Bild 2.1 angegebenen möglichen Verknüpfungen zwischen den verschiedenen Phasen läßt sich die Gesamtheit der möglichen Entwicklungen bei hypothetischen Störfällen für Natriumbrüter aller Leistungsgrößen einordnen und analysieren. Die Vorgänge in den einzelnen Phasen sind jedoch je nach Reaktortyp verschieden. Nach einer besten Schätzung beim heutigen Kenntnisstand (s.a. den in diesem Bericht dargestellten Referenzfall) führt der Durchsatzstörfall im SNR-300 von der Einleitungsphase in die Übergangsphase und von dort in die Phase integraler Materialbewegung und milder Entladung. Dabei sind nennenswerte mechanische Belastungen des Tanks und seiner Einbauten nicht zu erwarten. Hierfür ist der Verlauf der Einleitungsphase entscheidend. Die dominanten Phänomene in der Einleitungsphase, die auf einen solchen Verlauf schließen lassen, werden im folgenden zusammengestellt.

2.1.2 Störfallentwicklungen und dominante Phänomene in der Einleitungsphase

Beschränkt man die Betrachtungen nur auf die Einleitungsphase, dann zeigt sich, daß der Ablauf dieser Phase an gewisse Schlüsselfragen gekoppelt ist, die in Bild 2.2 zusammengestellt sind. Darin gibt es zunächst 2 definierte Endpunkte, die Transitionphase und das sog. "LOF/TOP" Ereignis. Der Begriff LOF/TOP (Loss of Flow driven Transient overpower accident) wurde zuerst von Speis [2.9] verwendet. Das LOF/TOP Ereignis faßt dabei die Folgen eines durch die Voidrückwirkungen des Durchsatzstörfalls in anderen Kernbereichen induzierten Leistungsstörfalls mit Brennstabversagen in nicht oder nur teilweise gevoideten Core-Bereichen und anschließend einsetzender thermischer Brennstoff/Natrium Reaktion (BNR) zusammen, die den weiteren Störfallablauf dominant beeinflussen können. Ein LOF/TOP Ereignis kann entweder in die Transition- oder in die Disassemblyphase führen je nachdem, welche Reaktivitätsrückwirkungen aus den nach dem Versagen einsetzenden relativen Beschleunigungen zwischen Brennstoff und Natrium entstehen. Nach den unter Punkt 2.6 diskutierten Überlegungen erscheint aber auch bei diesem Ereignis für die Bedingungen des SNR-300 ein Einlaufen in die Transitionphase sehr wahrscheinlich.

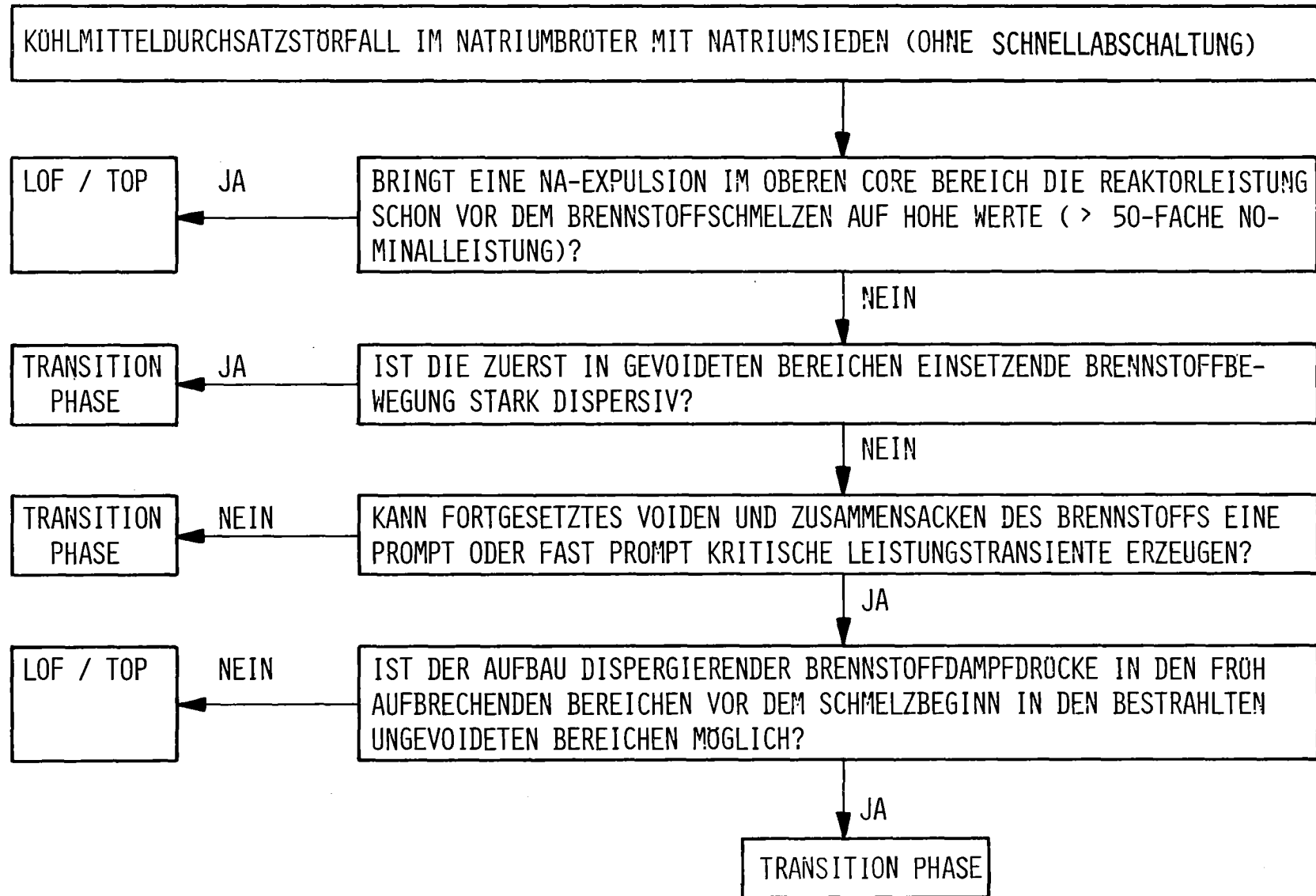


BILD 2.2: EINLEITUNGSPHASE BEI HYPOTHETISCHEN DURCHSATZSTÖRFÄLLEN IN NATRIUMBRÜTERN MIT VERZWEIGUNGSBEDINGUNGEN FÜR GEGENWÄRTIG ZU UNTERSUCHENDE FOLGEPHÄNOMENE NACH FERGUSON ET AL. / 2,3 /.

Nicht aufgeführt in Bild 2.2 ist die Verzweigung der Einleitungsphase, die zu einem frühen Abschalten in kühlbaren unzerstörten Kästen führt. Dieser Pfad ist unter den Bedingungen eines Durchsatzstörfalls ohne Scram beim jetzigen Design des SNR-300 praktisch nicht zu erreichen, da es insbesondere auf etwas höherem Leistungsniveau bei den relativ geringen radialen Wärmeverlusten der Bündel starke Argumente^x für das rasche Einsetzen von integralem Sieden mit Kühlmittlexpulsion gibt [2.2]. Aufgrund der positiven Voidkoeffizienten im Inneren des Kerns muß es daher mit zunehmendem Voidvorgang zu einem Leistungsanstieg kommen, der sich autokatalytisch steigert^{xx} und die Brennstäbe in großen Teilen des Kerns zerstören wird. Aber selbst, wenn man eine konstante Leistung beim Voidvorgang unterstellt, würde nach dem gegenwärtigen Verständnis der Phänomenologie der bestrahlte Brennstoff nach dem Schmelzen zunächst zusammensacken, wodurch eine Leistungstransiente einsetzen würde, die ebenfalls die Möglichkeit für frühe Abschaltungen bei kühlbaren weitgehend unzerstörten Bündeln ausschaltet.

Ohne nähere Kenntnis von Designbedingungen müssen prinzipiell alle in Bild 2.2 angegebenen Verzweigungen in der Einleitungsphase bei der Untersuchung von Durchsatzstörfällen in Betracht gezogen werden. Das gilt insbesondere für konventionell ausgelegte Brüter höherer Leistungsgrößen. Bei dem Voidkoeffizienten des SNR - 300 ist die in Bild 2.2 zuerst gestellte Frage jedoch mit Nein zu beantworten. Prompt kritische Leistungsexkursionen vor dem Brennstoffschmelzen, die direkt zu Brennstabversagen in nur wenig gevoideten Kernbereichen und zur BNR führen, sind nicht denkbar. Die zweite Frage ist nach dem gegenwärtigen Phänomenologieverständnis mit ja zu beantworten. Die unter Punkt 2.4 diskutierten Phänomene sprechen zum großen Teil für eine dispersive Brennstoffbewegung nach dem ersten Aufbrechen unter den Bedingungen des Durchsatzstörfalls im SNR-300. Hier gibt es jedoch noch Unsicherheiten, so daß diese Frage der ersten Brennstoffdispersion insbesondere bei einer konservativ eingrenzenden Störfallbetrachtung ein wichtiger Verzweigungspunkt im Gesamtszenario bleibt. Die 3. Frage ist beim SNR-300 wohl mit ja zu beantworten. Beim Ausbleiben dispersiver Brennstoffbewegungen wird es nach dem ersten Aufbrechen zu einem weiteren Leistungsanstieg kommen. Unter den erwarteten Bedingungen (also z.B. mit den negativen axialen Core Expansionsrückwirkungen) ist der Kernbereich mit positiven Voidkoeffizienten dabei jedoch

^x Die Verdampfungsraten übersteigen in diesem Fall sehr schnell die möglichen Kondensationsraten an den Kastenwänden.

^{xx} d.h. die Zunahme der Leistung führt rasch zu einer weiteren Beschleunigung des Voidvorganges, der wiederum die Reaktivitätsrampe und damit die Leistung erhöht.

zum großen Teil aufgevoidet, so daß die Zunahme der Leistung nur noch durch ein Zusammensacken des Brennstoffs erzeugt werden kann. Da das Core außer in der Randzone mit negativen Voidkoeffizienten größtenteils gevoidet ist, kann diese Leistungstransiente beim SNR unter den erwarteten Bedingungen nicht mehr zum Versagen mit BNR in den ungevoideten Core Bereichen mit positiven Voidkoeffizienten führen. Die 4. Frage ist daher beim SNR ebenfalls mit ja zu beantworten.

Im Unterschied zum CRBR wird somit im Mark 1A Kern ähnlich wie im FFTF auch beim Ausbleiben früher Brennstoffdispersionseffekte kein LOF/TOP Ereignis sondern ein direktes Einlaufen in die Transitionphase erwartet. Der Grund dafür liegt in der extrem flachen Leistungsverteilung, die durch die praktisch gleiche Standzeit aller Elemente im Kern gegeben ist und die eine weitgehend kohärente Aufsiedephase im ganzen inneren Kernbereich zur Folge hat. Nur in einer sehr pessimistischen Betrachtungsweise, bei der die negative axiale Expansionsrückwirkung willkürlich außer acht gelassen und keine frühe Brennstoffdispersion zugelassen wird, ist die 4. Frage mit nein zu beantworten. Um zu einem LOF/TOP Ereignis zu kommen, müssen beim Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern also nacheinander gleich zwei extrem pessimistische Annahmen unterstellt werden.

Für ein besseres Verständnis der nachfolgend in diesem Kapitel noch detaillierter betrachteten Schlüsselphänomene der Einleitungsphase ist eine weitere Detaillierung des Störfallablaufs über die in Bild 2.2 angegebenen Verzweigungen hinaus erforderlich. Aufbauend auf der Klassifizierung von Ferguson et al. [2.3] wird in Bild 2.3 ein derartes detaillierteres Ablaufdiagramm mit den verschiedenen denkbaren Wegen für die Einleitungsphase des Durchsatzstörfalls im SNR-300 angegeben. Die im Rahmen dieser Untersuchungen erwarteten und die für die Energetikeingrenzung postulierten Störfallpfade sind dabei gleich rechts durch die Angabe von Fallbezeichnungen hervorgehoben, auf die später noch näher eingegangen wird.

Der zeitliche Ablauf der Einleitungsphase des Durchsatzstörfalls läßt sich nach Bild 2.3 in die folgenden vier Bereiche unterteilen:

1. Die anfängliche Phase mit praktisch konstanter Leistung (Phase 1)
2. Die Kühlmittlexpulsionsphase mit eventuell einsetzender separater Hüllrohrbewegung (Phase 2)

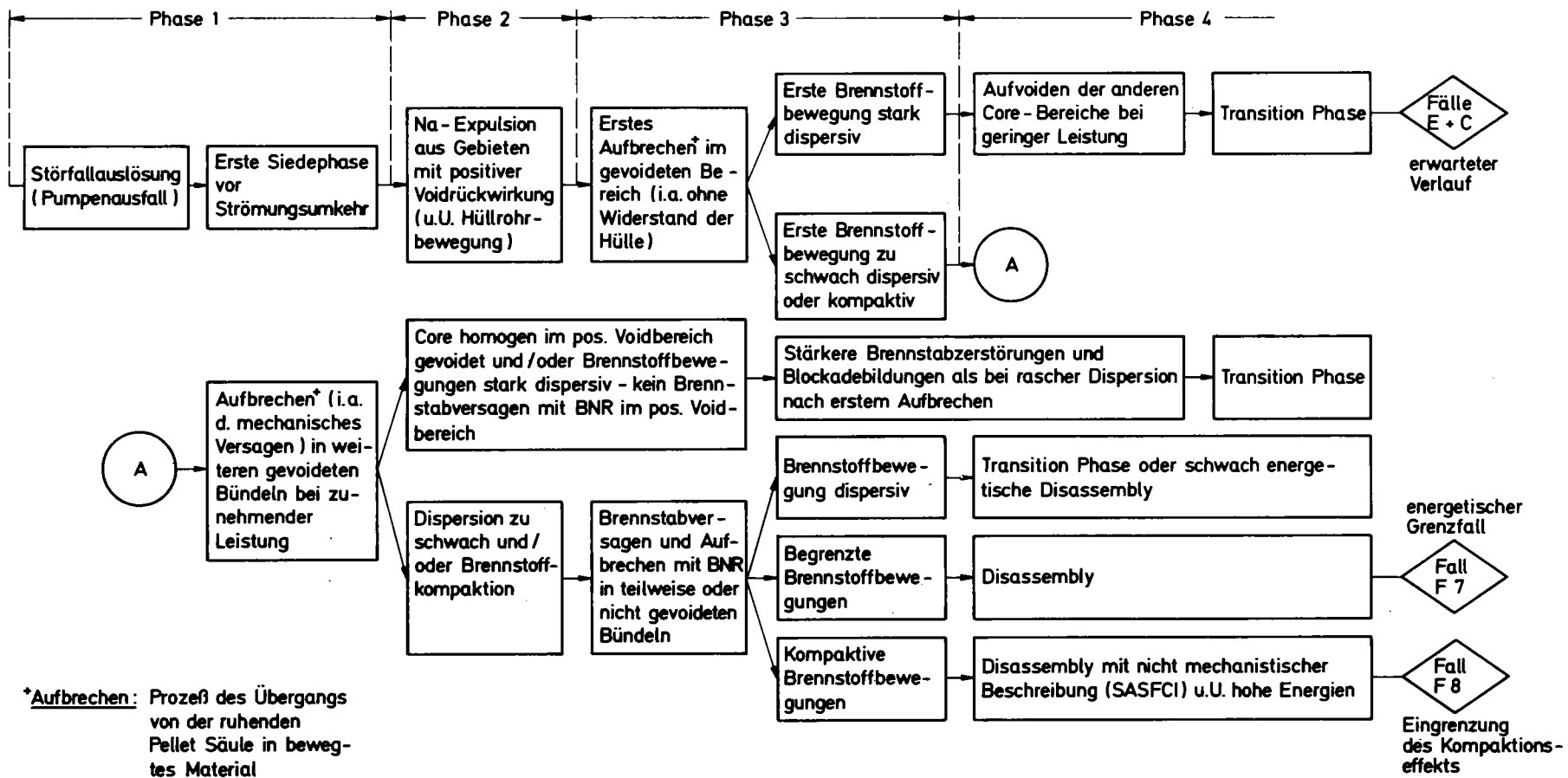


Bild 2.3: Schlüsselphänomene und Verzweigungen im Szenario der Einleitungsphase des Durchsatzstörfalls im SNR 300 Mark 1A EOL Kern mit Eintragung der simulierten Störfallwege (Klassifizierung nach Ferguson et. al. [23])

3. Die Vorgänge unmittelbar nach dem ersten Brennstabaufbrechen (Phase 3)
4. Die fortschreitende Zerstörung der Stab- und (später) der Core Geometrie (Phase 4), die zum Teil überlappend mit Transition- und Disassemblyphase gesehen werden muß.

Die Phase 1 beginnt mit einer raschen Abnahme des Kühlmitteldurchsatzes. Sieden tritt zuerst in den Bündeln mit dem höchsten Leistungs- zu Durchsatzverhältnis ein. Etwa 1 sec später kommt es (durch den Druckaufbau aus der Verdampfung des Natriumrestfilms auf den beheizten Oberflächen beim SNR zur Strömungsumkehr in diesen Bündeln, weitere 0.7 sec danach tritt zum ersten Mal Hüllrohr austrocknen im Kernbereich auf (s.a. Detailergebnisse für Referenzfall im Anhang C.1). Bis zu diesem Zeitpunkt ist die Leistung praktisch konstant geblieben. Die oberen Brutmantelbereiche sind außer in den stationär überkühlten äußersten Core-Zonen im ganzen Kern aufgevoidet. Die Voidvorgänge verlaufen dabei in dem stark abgebrannten Kern in weiten Teilen nahezu homogen ab. Die Kühlmittlexpulsion aus den Bereichen mit positiven Voidkoeffizienten setzt in dichter Folge über weite Bereiche des Cores ein und verursacht kurz nach dem ersten Austrocknen einen Anstieg der Leistung, der mit zunehmendem Aufvoiden und höheren Natriumdampfdrücken aufgrund des Anstiegs der Verdampfungsleistung autokatalytisch zunimmt.

Der Störfall erreicht dadurch die Phase 2, in der die Leistung sehr rasch ansteigt, wobei eine enge Kopplung zwischen den verschiedenen Rückwirkungseffekten wie Na-Void, Hüllrohrbewegung, Dopplereffekt und axialer Expansionsrückwirkung besteht. Der weitere Störfallverlauf in dieser Phase ist stark designabhängig und wird durch die Reaktivitätswerte der Materialien (wie z.B. dem Voidkoeffizient) und durch die Annahmen für die Einleitung von Hüllrohrbewegung geprägt. Für das Verhalten des SNR-300 in dieser Phase lassen sich die folgenden generellen Merkmale festhalten:

1. Die Raten der Reaktivitätszufuhr durch Na-Void und Hüllrohrbewegung bleiben relativ zu den bei einem LOF/TOP Ereignis möglichen Rampen niedrig.
2. Starkes Brennstoffschmelzen tritt in jedem Fall vor irgend einem denkbaren prompt kritischen Zustand auf.

3. Die Leistung steigt bei der Kühlmittlexpulsion zunächst zwar monoton an. Eine Zunahme um mehr als eine Größenordnung tritt jedoch erst oberhalb einer Nettoreaktivität von 80 - 90 % auf.
4. Parametervariationen für die dominanten Vorgänge in der Expulsionsphase (wie z.B. die Vernachlässigung der stark negativen Rückwirkungseffekte durch axiale Expansion) können den weiteren Störfallablauf vor allem dadurch beeinflussen, daß sie das im Core beim Einsetzen von Brennstoffbewegung vorhandene Kühlmittelinventar vergrößern.
5. Stärker negative oder geringere positive Rückwirkungseffekte können dazu führen, daß zusätzliche Mechanismen mit positiven Reaktivitätsrückwirkungen wirksam werden. So können z.B. schwächere Voidkoeffizienten^{*}, die im SNR-300 für den aufgevoideten Zustand denkbar sind, zu milderer Leistungstransienten führen, in denen mehr Zeit zwischen Einsetzen der Hüllrohrbewegung und Einsetzen der Brennstoffbewegung bleibt, so daß es zu stärkeren Hüllrohrbewegungen kommt, die den verringerten Voidbeitrag kompensieren.

Die Phase 3 beginnt mit dem ersten Brennstoffaufbrechen und dem Einsetzen axialer Brennstofftransportvorgänge. Experimentelle und theoretische Untersuchungen deuten an $\sqrt{2.10^7}$, daß dieses zeitlich etwa mit dem Aufschmelzen der gashaltigen nicht restrukturierten Gefügezone des Brennstoffs zusammenfällt. Beim SNR (s.a. Referenzfall im Anhang C.1) tritt das wahrscheinlich kurz nach dem Einsetzen von Hüllrohrschmelzen auf. Zu diesem Zeitpunkt ist zu erwarten, daß der Kernbereich mit positiven Voidkoeffizienten schon weitgehend und homogen aufgevoidet ist. Die Leistung hat etwa den 20 bis 30-fachen Nominalwert auf einem Reaktivitätsniveau von ca. 85 % erreicht, die Voidrückwirkung ist bereits im Abnehmen. Ob es danach zu einer prompt oder nahezu prompt kritischen Phase kommt, oder nicht, wird bestimmt durch das Ausmaß, in dem Einzeleffekte wie Schwerkraft, Spaltgasdrücke, Natriumdampfdrücke und möglicherweise Stahldampfdrücke den Bewegungsvorgang bestimmen können.

Die erste Brennstoffbewegung ist ein wesentlicher Verzweigungspunkt für die Untersuchung des Störfallablaufs. Eine starke Brennstoffdispersion nach dem ersten Aufbrechen würde weitere energetische Vorgänge in jedem Fall verhindern und zu einer raschen Leistungsabnahme führen, die den weiteren Unfallablauf verlangsamt. Starke Brennstoffdispersion bedeutet in diesem Zusammenhang, daß nach dem Aufbrechen sehr schnell aufwärts gerichtete Brennstoffgeschwindigkeiten von ca. 100 cm/sec oder mehr erreicht werden müssen oder allgemeiner Abschaltstrampen von -5 bis -10 %/sec.

^{*} Es ist anzunehmen, daß die benutzten Voidkoeffizienten für den SNR-300 insbesondere für den Fall größerer gevoideter Bereiche überschätzt werden.

Diese Dispersionsgeschwindigkeit, die aus Abschätzungen für den CRBR stammt [2.3], bräuchte beim SNR nicht einmal so hoch zu sein, da der Aufbruchvorgang im Mark 1A Kern, in dem sich praktisch nur Brennstoff mit gleicher Standzeit befindet, in dichter Folge über weite Bereiche des Kerns einsetzt.

Nach der Abschaltung durch die Dispersionswirkung voiden die unteren Kernbereiche noch auf niedrigem Leistungsniveau weiter auf und der Störfall läuft in die Transitionphase ein. In der Phase 4 sind die weiteren Vorgänge dabei wesentlich nur noch durch milde slumping- und stahldampfduzierte Dispersionsvorgänge gekennzeichnet. Dabei kommt es zu einer Auflösung der Bündelstrukturen und zu einem Verlust der Kerngeometrie.

Bleibt eine genügend starke Brennstoffdispersion nach dem ersten Aufbrechen aus oder unterstellt man danach sogar kompaktive Bewegungen, kommt man in den 2. Störfallpfad, der im unteren Teil von Bild 2.3 angegeben ist. Beim SNR-300 sind in diesem Fall weitere leistungssteigernde Effekte im wesentlichen nur noch durch Slumpingeffekte in den zuerst aufbrechenden Core Bereichen und, wenn die später aufbrechenden Bereiche nicht dispergieren, auch dort denkbar. Da zu erwarten ist, daß die Bereiche mit positiven Voidkoeffizienten bereits größtenteils aufgevoidet sind, steigt die Voidrückwirkung nicht mehr weiter an. Auf dem erhöhten Leistungsniveau kann es in einigen Bündeln zu Aufbruchvorgängen durch mechanisches Brennstabversagen kommen. Brennstabversagen mit BNR in nicht oder teilweise aufgevoideten Bereichen mit positiven Voidkoeffizienten ist dabei nicht möglich. Mechanisches Brennstabversagen in den gevoideten Bereichen wird dabei wenn überhaupt nur bei einer durch die sehr hohe Hüllrohrtemperatur stark geschwächte Restfestigkeit des Hüllrohrs auftreten, so daß es wahrscheinlich direkt zu einer Stabzerstörung im ganzen Core Bereich kommen wird. Die Brennstoffbewegung danach ist wesentlich durch Spaltgas- und Spaltprodukt drücke sowie eine starke Na-Dampfströmung und die Schwerkraft bestimmt. Unterstellt man, daß Dispersionseffekte dabei nicht auftreten, dann kommt es zu Kompaktionen, die außer der Schwerkraft keine zusätzlichen treibenden Kräfte haben. Die Leistungssteigerungen durch Slumpingvorgänge können nach dem gegenwärtigen Phänomenologieverständnis nicht sehr groß sein, da die Kompaktionen in ihren Beschleunigungen durch Viskositätseffekte begrenzt sind. Auf dem erhöhten Leistungsniveau kommt es rasch zum Aufbau dispergierender Dampfdrücke, die jedoch für eine Kernmaterialentladung nicht ausreichen, so daß der Störfall nach einem energetisch milden Leistungspuls in die Transitionphase einläuft. Bei Ausbleiben einer frühen Brennstoff-

dispersion führt die Phase 4 daher schon in der Einleitungsphase zu stärkeren Brennstabzerstörungen im Core Bereich u.U. auch zu Blockadebildungen. Wegen des weitgehend homogen gevoideten Kerns sind im SNR-300 LOF/TOP Ereignisse jedoch auch in diesem Fall nicht zu erwarten. Vielmehr wird der Störfall, wie in der Verzweigung des unteren Störfallpfades angegeben, in die Transitionphase einlaufen, da die Schwerkraftkompaktion nur begrenzte Leistungssteigerungen erzeugen kann.

Nur in einer sehr pessimistischen Betrachtungsweise, bei der die negative axiale Expansionsrückwirkung außer acht gelassen und keine frühe Brennstoffdispersion zugelassen wird, kann der untere Störfallpfad in einer Phase raschen Leistungsanstiegs zum Brennstabversagen mit BNR in teilweise oder nicht gevoideten Bündeln führen. Hierzu muß weiter noch unterstellt werden, daß die Brennstoffbewegungen aller nachträglich in gevoideten Bereichen und auf noch höherem Leistungsniveau aufbrechenden Stäbe auch nicht stark genug dispersiv sind, um die in diesem Fall durch weitere positive Voidrückwirkungen induzierte Leistungssteigerung zu verhindern. In einem solchen Fall wären beim ersten Aufbrechen die stationär überkühlten Core Bereiche nicht oder nur im oberen Brutmantelbereich gevoidet. Die Leistung wäre um ca. 2 Größenordnungen über dem stationären Wert und würde rasch weiter ansteigen und in den nicht oder teilweise gevoideten Kernbereichen käme es zum Brennstabversagen (s.a. die Ergebnisse für den energetischen Grenzfall im Anhang C.2). Die bis zum Versagen noch gekühlte Hülle wäre nicht sehr heiß und besäße daher noch eine gewisse Restfestigkeit. Unter diesen Bedingungen würden Ausspritzvorgänge durch den Versagensriß in die gevoideten und ungevoideten Bereiche einsetzen können, gleich darauf entstünde jedoch ein rasch zunehmendes Dispersionspotential durch Natriumdampfdrücke, die beim Kontakt zwischen Brennstoff und Natrium durch BNR aufgebaut würden. Kommt es dabei gleich nach dem Versagen zu einer weitgehend homogenen Vermischung beider Materialien, dann wird die Brennstoffbewegung bei der Expansion der Mischzone die dabei entstehenden Voidrückwirkungen zum Teil kompensieren können, so daß eine neutronische Abschaltung ohne Aufbau großer Brennstoffdampfdrücke möglich ist. Die axiale Verteilung der Hüllrohrfestigkeit läßt unter diesen Bedingungen ein Versagen im oberen Stäbbereich erwarten, das zu raschen Brennstoffaustragungen und starken Abschalt rückwirkungen führen kann. Aber selbst bei niedrigeren Versagenspositionen wäre bei dieser pessimistischen Betrachtung der wahrscheinliche Endpunkt der Einleitungsphase die Transitionphase höchstens jedoch eine relativ milde Disassembly.

Erst wenn man Stabversagen in Kernmitte annimmt und Brennstoffbewegungen innerhalb des Stabes von beiden Enden bis zum Riß postuliert ohne eine nennenswerte Rißaufweitung dann können theoretisch hohe Energiefreisetzungen entstehen, die zu den in Bild 2.3 im untersten Pfad ausgewiesenen heftigen

Disassemblyvorgängen führen können. Abschätzungen für solche Disassemblyvorgänge liegen bisher jedoch nur auf der Basis unrealistisch pessimistischer Modelle vor. Die im Punkt 2.6 folgende Phänomendiskussion wird überdies anhand vieler Argumente deutlich machen, daß ein derartiger Pfad selbst bei sehr pessimistischer Betrachtung kaum erreichbar ist. Der Mittelweg, der als Folge des LOF/TOP Ereignisses in Bild 2.3 gezeigt ist, berücksichtigt nur den einsetzenden Brennstoff/Natrium Wärmeübergang bei der BNR in seinen unmittelbaren Auswirkungen auf die Natriumexpulsion. Damit verbundene Brennstoffbewegungen werden ebenso wie Bewegungen im Innern des Stabes außer acht gelassen. Auch dieser Weg, der eine Kompensation möglicher positiver und negativer Bewegungsrückwirkungen des Brennstoffs voraussetzt, würde zur Kerndisassemblierung führen. Die Energetik wird dabei stark von der durch pessimistische Annahmen erzeugten Ausgangssituation des Cores beim Aufbrechen bestimmt, insbesondere der Voidverteilung und dem im Core verbliebenen positiven Reaktivitätspotential, das durch weiteres Voiden freigesetzt werden könnte. Ebenfalls stark eingehen würde der Zustand des Brennstoffs in den zuerst im gevoideten Bereich aufgebrochenen Stäben, der die Exkursion durch Aufbau von Brennstoffdampfdrücken beendet. Der stärkste und die Heftigkeit der Exkursion kontrollierende Einfluß kommt jedoch durch den Brennstoff/Natrium Wärmeübergang.

Der in Bild 2.3 angegebene Mittelpfad nach dem LOF/TOP Ereignis ist Grundlage für die in diesem Bericht vorgenommene Energetikeingrenzung beim Durchsatzstörfall, die durch entsprechende Annahmen in dem später zu diskutierenden Fall F7 vorgenommen wurde. Ausgehend von einer pessimistischen Ausgangssituation wurde dabei durch Annahme eines sehr starken Brennstoff/Natrium Wärmeübergangs eine rasche Natriumexpulsion aus dem Kernbereich eingeleitet, die zu sehr heftigen Exkursionen führte. In Anbetracht der im Kapitel 2.6 noch ausführlich diskutierten Einzelphänomene, erscheint eine zusätzliche Simulation von Kompaktionsrückwirkungen durch Brennstoffbewegungen im Innern des Stabs für diese Energetikeingrenzung wenig sinnvoll. Der Kompaktionseffekt wurde jedoch in der unrealistisch pessimistischen Beschreibungsweise des derzeitig dafür verfügbaren Simulationsmodells im Fall F8 in seinen Auswirkungen trotzdem eingegrenzt. Der Störfallverlauf, der sich durch Simulation der erwarteten Einzelphänomene ergibt, führt auf den obersten Pfad und wurde in den Fällen E + C untersucht.

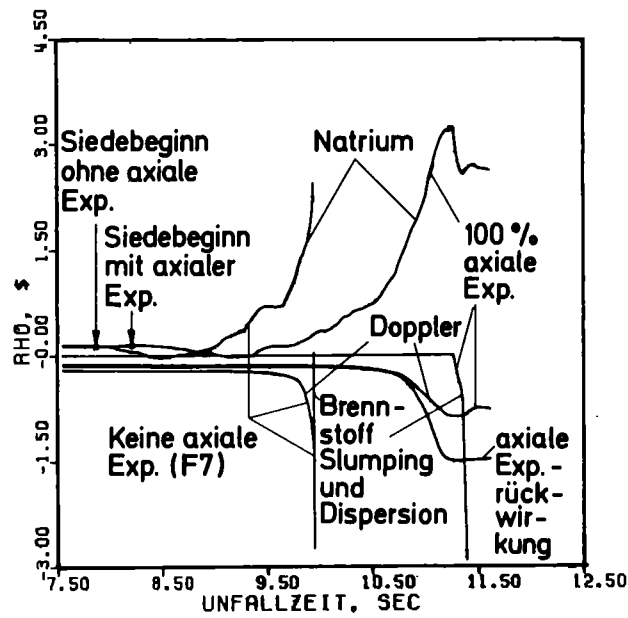
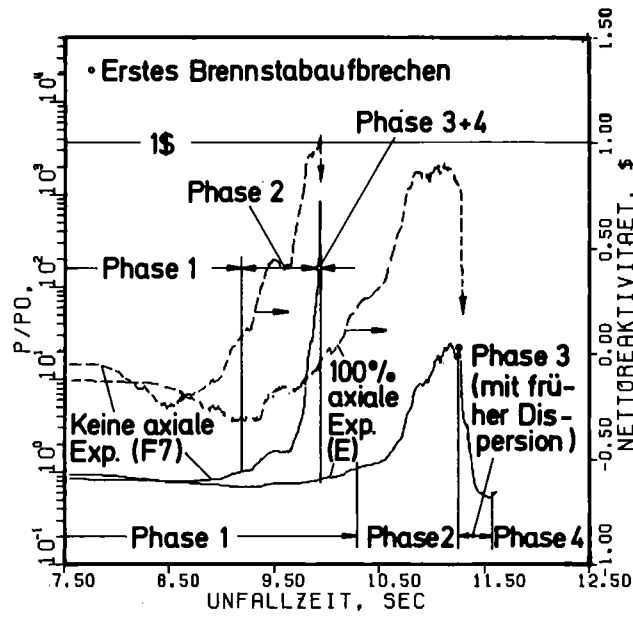
Vor einer detaillierteren Diskussion und Begründung der für eine Simulation

erwarteter bzw. pessimistisch eingrenzender Störfallverläufe im einzelnen geltend zu machenden Phänomene, die am Ende dieses Kapitels erfolgt, soll im nun folgenden Teil zunächst auf die wichtigen den Störfallablauf kontrollierenden Phänomene und die derzeit verfügbare experimentelle und theoretische Basis zu ihrem Verständnis eingegangen werden.

2.2 Axiale Brennstoffexpansion

Der Kühlmitteldurchsatzstörfall wird insbesondere beim SNR-300 stark durch Reaktivitätsrückwirkungen aus axialer Brennstoffexpansion beeinflusst. Die axiale Expansion verringert die Brennstoffdichte und erzeugt stark negative Rückwirkungen, die in der Größenordnung des Dopplereffektes liegen. Diese negativen Rückwirkungen kompensieren in steigendem Maße die positiven Rückwirkungsbeiträge durch Natriumexpulsion aus den inneren Core Bereichen in der Phase 2. Der Anstieg der Netto Reaktivität wird dadurch auf Werte um 90 % begrenzt, wodurch vor dem Brennstoffaufbrechen nicht mehr als die 20 bis 30-fache Nennleistung erreicht werden kann. Bild 2.4 vergleicht Leistungs- und Reaktivitätsverläufe, wie sie sich mit und ohne Berücksichtigung der Expansionsrückwirkung beim Durchsatzstörfall im Mark 1A EOL Kern ergeben. Die vorher erwähnten 4 charakteristischen Störfallphasen sind darin eingetragen. Die dargestellten Verläufe sind vorausgenommene Ergebnisse für Fälle, die in den Anhängen C.1 und C.2 noch ausführlicher erläutert werden. Die Vorgänge nach dem Brennstoffaufbrechen sind dabei mit unterschiedlichen Annahmen simuliert. Durch den langsameren Leistungsanstieg in der Natriumexpulsionsphase und die niedrige Begrenzung des Leistungsmaximums bei Mitnahme der Expansionsrückwirkungen voidet das Core vor dem Brennstoffschmelzen weiter auf, so daß die Möglichkeit für eine spätere schnelle und kohärente Natriumexpulsion etwa durch Brennstabversagen in ungevoideten Kernbereichen mit nachfolgender BNR stark eingeschränkt ist. Durch die um eine Größenordnung niedrigere Leistung beim Aufbrechen der Stäbe ist in den Zeitskalen für die Brennstoffdispersion auch größerer Spielraum als bei Vernachlässigung der axialen Expansion, bei der das Brennstabaufbrechen in einer Phase raschen weiteren Reaktivitätsanstieges erfolgt und geringfügig andere Annahmen zum Dispersionsverhalten die Energetik des Störfallablaufs stark verändern können.

Es ist eine wohlbekannte Tatsache, daß Reaktormaterialien sich ähnlich wie die meisten anderen Stoffe bei Erwärmung ausdehnen. Die Umsetzung der volumetrischen thermischen Dehnung in axiale Expansion wird jedoch im Brennstab durch verschiedene Effekte beeinflusst, die sich in geschlossener Form bisher nicht darstellen lassen. Diese Effekte sind:



Phase 1 - $P/P_0 = \text{konstant}$
Phase 2 - Na-Expulsion

Phase 3 - Brennstabaufbrechen
Phase 4 - Geometriezerstörung

GfK
IRE

Reaktivitätsrückwirkungen durch axiale Brennstoffexpansion und ihr Einfluß auf den Verlauf des Durchsatzstörfalls im SNR 300 (Mark 1A EOL Kern Fälle E+F7)

Bild 2.4

1. Das transiente radiale Temperaturprofil im Stab, das zu radialen Verteilungen der thermischen Expansion führt, die modellmäßig i.a. nur mit der Einschränkung des Ebenbleibens der Querschnitte auf mittlere axiale Dehnungen umgerechnet werden /2.11, 2.12/.
2. Transiente Rißbildungen im Brennstoff
3. Kriechverformungen des Brennstoffs
4. Wechselwirkung mit der Hülle
5. Mögliche zusätzliche Hohlrumbildungen durch axiales Auseinanderücken von Pellets vor Beginn des Störfalls.
6. Volumenänderungen im Brennstoff unter dem Einfluß von Spaltgas.

Bis heute sind nur wenige experimentelle Ergebnisse zur axialen Brennstoffexpansion bekannt.

Von den Out-of-pile Versuchen sind vor allem die am ANL durchgeführten Experimente mit direkter elektrischer Beheizung des Brennstabs (DEH-Apparat) zu nennen /2.13/. Dabei wurden Brennstabproben ohne Hüllrohr einer Leistungstransienten ausgesetzt, was zu bedeutenden axialen Expansionen führte. Es wurden nur geringe Unterschiede in der Längung des Materials mit und ohne Cracks festgestellt. Einige TREAT in-pile Experimente (Tests HOP 3-3C /2.14/ und PNL 2-1 /2.15/) geben Hinweise auf die Übertragung starker axialer Lasten von expandierendem Brennstoff auf das Hüllrohr, woraus indirekt, wenn auch nicht quantitativ auf das Auftreten axialer Brennstoffexpansion geschlossen werden kann. Zwei in-pile Tests, das General Electric Experiment E5F /2.16/ und das Oak Ridge Experiment MINT-1 /2.9/, die mit instrumentierten Brennstäben durchgeführt wurden, geben zusätzliche Auskunft über das Expansionsverhalten während einer Leistungstransienten, obwohl dabei mehr typische Leistungsänderungen für Betriebstransienten und weniger solche für Störfallsituationen untersucht wurden. Im Test E5F wurde die axiale Brennstoffexpansion relativ zum Hüllrohr echt gemessen. Die gemessene Längung lag dabei unterhalb der aus der transienten Temperaturänderung bei Zugrundelegung freier Expansion berechneten. Mögliche Erklärungen für diese nicht isotope Umverteilung der thermischen Dehnung liegen im nicht berücksichtig-

ten Kriechverhalten des Brennstoffs und in möglichen Behinderungen durch das Hüllrohr. Bei stärkerem Abbrand ($> 20.000 \text{ MWd/to}$) war das Expansionsverhalten uneinheitlich und nicht mehr reproduzierbar. Die gezogenen Schlußfolgerungen aus dem Experiment E5F sind, daß ein Schließen des Spalts zwischen Pellet und Hülle die axiale Brennstoffexpansion behindert und sie im Extremfall auf die axiale Dehnung des Hüllrohres begrenzen kann. Im Test MINT-1, mit nur leicht abgebrannten Pellets trat eine differentielle Längung des Brennstoffs gegenüber dem Hüllrohr auf. Die Längung war durch das Dishing der verwendeten Tabletten beeinflusst und wurde durch die Temperaturänderungen in dem äußeren Siebentel des Pelletquerschnitts bestimmt. In-Pile Untersuchungen zum Expansionsverhalten des Brennstoffs in einer Leistungstransienten nach vorausgegangener Hüllrohrexansion durch eine Kühlmittelerwärmung, also Experimente mit den charakteristischen Bedingungen des Durchsatzstörfalls im SNR-300, liegen bisher nicht vor.

Für ähnliche Situationen wurden jedoch Simulationen mit verfeinerten Modellen durchgeführt /2.3/ und mit entsprechenden Ergebnissen aus der vereinfachten Modellierung dieser Vorgänge in den Unfallanalysecodes gegenübergestellt. Die vereinfachte Modellierung, die gegenwärtig in den Programmen wie SAS3D und CAPRI /2.11, 2.12/ zur Beschreibung der axialen Längung verwendet wird, basiert dabei auf der Deformationsanalyse für den festen Bereich des Pellets, dessen Materialverhalten als vollkommen elastisch und unter der vereinfachenden Annahme des Ebenbleibens der Querschnitte beschrieben wird. Die Ergebnisse dieser Untersuchungen lassen sich wie folgt zusammenfassen:

1. Brennstoffrisse (cracks) beeinflussen überwiegend nur die radiale Dehnung, ihr Einfluß auf die axiale Expansion ist vernachlässigbar klein.
2. Bei radial unbehinderter Expansion ohne axiale Kraft aus Pellet-Hüllrohrwechselwirkungen kann Brennstoffkriechen, das bei den Störfallanalysen nicht simuliert wird, im wesentlichen durch die Kriechverformungen in den zentralen Hohlraum herein zu einer Verringerung der axialen Brennstofflängung führen. Für eine typische voidinduzierte Leistungstransiente bei einem Durchsatzstörfall wird eine maximale Reduktion um ca. 40 % gegenüber dem mit dem rein elastischen Modell bestimmten Wert angegeben [23]. Diese Reduktionen treten vor allem in der Endphase der Transienten auf, da die Kriechdaten erst mit zunehmender Brennstofftemperatur stark ansteigen.

3. Die Behinderung der radialen Expansion durch das den Brennstoff umschließende Hüllrohr führt bei Zulassen differentieller Bewegungen zwischen Pellet und Hülle generell insbesondere bei hohen Brennstofftemperaturen $> 2000^{\circ}\text{C}$ zu einer Verstärkung der axialen Expansion wenn Brennstoffkriechen berücksichtigt wird (Zahnpastatuben Effekt).
4. Läßt man keine differentiellen Bewegungen zwischen Brennstoff und Hülle zu und betrachtet die Grenzsituation, in der beide an den Enden fest zusammengeschweißt sind - dies ist eine konservative Annahme, da die anfängliche Hüllrohraufweitung beim Durchsatzstörfall auf noch niedrigerem Leistungsniveau solche festen Verbindungen oben kaum zulassen wird, - dann zeigen selbst pessimistische Rechnungen mit rein elastischem Hüllrohr bei dem gleichen zugrundegelegten Durchsatzstörfall mit Leistungstransiente maximal nur etwa eine um 50 % niedrigere axiale Verlängerung als im Fall freier Expansion. Die Core Längung bleibt dabei vor allem in der energetischen Endphase der Exkursion zurück. In der Anfangsphase wird der Verlängerungseffekt dagegen verstärkt, da das Hüllrohr in der ersten Phase der Kühlmittelaufheizung bei noch konstanter Leistung schneller expandiert als der Brennstoff.

Wie eingangs erwähnt, sind zusätzliche nur schwer simulierbare Effekte denkbar, die im stationären Betrieb zum Auseinanderrücken der Pellets und zur Bildung von Hohlräumen führen können, in die der Brennstoff während der Transienten expandieren kann, ohne daß es eine Verlängerungswirkung gibt. Derartige Effekte wurden jedoch nur unter unprototypischen Betriebsbedingungen beobachtet /2.18, 2.19/ (starke Vibrationswirkungen im Bündel bzw. unprototypisch hohe stationäre Leistungsdichten, die ein axiales Zusammenschweißen der Pellets an den Rändern mit gleichzeitiger Hohlraumbildung im Innern hervorrufen können).

Aus den Diskussionen dieses Kapitels kann daher letztlich der Schluß gezogen werden, daß die axiale Brennstoffexpansion ein realer Effekt ist, der bei der Untersuchung des Durchsatzstörfalls zu berücksichtigen ist. Das in den Unfallanalysecodes verwendete Modell kann diesen Effekt in bestimmten Situationen zwar etwas überschätzen. Der Rückwirkungseffekt wird hier aber trotzdem voll berücksichtigt und nur bei der pessimistischen Energetikengrenzung vernachlässigt.

2.3 Hüllrohrbewegung

Das Auftreten separater Hüllrohrbewegungen in der Natriumexpulsionsphase (Phase 2) vor dem Aufbrechen der Stäbe ist beim Durchsatzstörfall im SNR-300 wenn überhaupt nur über kurze Zeiträume hinweg möglich (s.a. Fälle E+C im Anhang C.1). Durch die vom Voideffekt erzeugte Leistungstransiente rücken Hüllrohr- und Brennstoffschmelzen in der Phase 2 dicht zusammen. Ein großer Teil der separaten Hüllrohrbewegung findet dann erst in der Phase 3 statt, wenn es in den inneren Core Bereichen bereits zum Aufbrechen der Stäbe und zu Bewegungsvorgängen des dort vorhandenen Materials (Brennstoff und noch verbliebenes Hüllrohr) gekommen ist und damit zu Vorgängen, die ihrerseits die separate Bewegung des Hüllrohrs in den intakten Unterkanälen der axialen Randbereiche beeinflussen. In der Phase 3 haben die Hüllrohrbewegungen rückwirkungsmäßig nur noch eine geringe Bedeutung. Hier ist es vor allem ihr Ausfrierverhalten, durch das die Bewegung des Brennstoffs beeinflusst wird.

Das Vorhandensein von geschmolzenem Hüllrohr hat verschiedene Auswirkungen auf den Durchsatzstörfall. Einmal wirkt es durch den beim Hüllrohrschmelzen verbesserten thermischen Kontakt zum Brennstoff als verstärkte Wärmesenke, die die Brennstoffoberflächentemperatur begrenzt und den radialen Temperaturgradienten im Stab verstärken kann, was u.a. auch die Spaltgasfreisetzungsdynamik beeinflusst. Kommt es vor dem Brennstoffaufbrechen zu größeren Hüllrohrbewegungen, dann kann die Entfernung dieses Materials außerdem zu einer Reaktivitätszufuhr führen, die zusätzliche Leistungstransienten zur Folge hat. Zum dritten kann es beim Gefrieren des geschmolzenen Materials zu starken Querschnittsverengungen und Blockaden an den Bündelenden kommen, wodurch Randbedingungen für mögliche Core-Konfigurationen in der Transitionphase gesetzt werden und ein direktes Ausblasen der geschmolzenen Kernmaterialien nach der voidinduzierten primären Exkursionsphase verhindert wird. Viertens kann die Vermischung von Brennstoff mit dem im aufbrechenden Bereich noch verbliebenen geschmolzenen Hüllrohranteil zum Aufbau von Stahldampfdrücken führen, die die Brennstoffdispersion fördern.

Für die Bewegung des Hüllrohrs sind u.a. folgende Einflußgrößen wichtig:

- (1) Der zeitliche Abstand mit dem Hüllrohrbewegung vor dem Brennstoffaufbrechen initiiert wird.
- (2) Die Schubspannungswirkung der Natriumdampfströmung, die je nach Dampfgeschwindigkeit und Benetzungseigenschaften der Pelletoberfläche unterschiedliche Strömungsformen in der Hüllrohr-

schmelze hervorrufen kann, z.B. eine aufwärts (entgegen der Schwerkraft) gerichtete Filmströmung die oberhalb gewisser Grenzwerte der Dampfgeschwindigkeiten nach Überschreiten der sog. "Flooding" Bedingung [2.20] bei Benetzbarkeit zwischen Stahlschmelze und Pelletoberfläche eintritt, oder eine von der Pelletoberfläche gelöste Tröpfchenströmung, die bei schlechten Benetzungseigenschaften bzw. bei noch höheren Dampfgeschwindigkeiten durch Ablöseprozesse (Entrainment - Wirkung) möglich ist. Nach Überschreiten gewisser Filmdicken sind auch Brückenbildungen über Unterkanäle hinweg möglich, die ihrerseits die Dampfströmung lokal unterbrechen. (3) Inkohärenzeffekte durch unterschiedliches Verhalten der innerhalb des Bündels in Wechselwirkung stehenden Unterkanäle. Dabei können insbesondere die Wandkanäle, in denen Hüllrohrschmelzen erst später einsetzt, Bypasswege für die Dampfströmung offenhalten, die die lokalen Dampfgeschwindigkeiten und damit die Schubspannungseffekte im Innern begrenzen. (4) Stoffwerte des Hüllrohrs, wie seine spezifische Wärme, Leitfähigkeit, Zähigkeit und Oberflächenspannung. Bei der Zähigkeit ist dabei insbesondere die effektive Zunahme während des Erstarrungsvorgangs von Einfluß. (5) Die Schwerkraftwirkung. (6) Die Druckdifferenz zwischen Bündeleintritt und Austritt. Diese kann sich bei der Natriumexpulsion aufgrund der Kreislaufträgheit wieder so stark erhöhen, daß allein die entstehenden Dampfdruckgradienten des Natriums ohne jede Schubspannungswirkung der Dampfströmung die Schwerkraftwirkung kompensieren und ein Hinunterfließen der Stahlschmelze verhindern können. (7) Die Oberflächenbeschaffenheit und generelle Integrität der Pelletsäulen nach dem Aufschmelzen der Hülle, die nicht notwendig eine regelmäßige Anordnung gerader Stäbe mit glatten Oberflächen bilden müssen, wie es bei der Modellierung derartiger Bewegungsvorgänge meist angenommen wird. (8) Das Vorhandensein von Wärmesenken, an denen das bewegte Material ausfrieren kann. (9) Die Auswirkung transienter Spaltgasfreisetzung in den gevoideten Bereich auf Druckgradient und Dampfgeschwindigkeit in der Blase. Wegen des unten liegenden Spaltgasplenums können dabei im Unterschied zum CRBR im SNR-300 nur verhältnismäßig kleine Gasmengen freigesetzt werden, die höchstens das Kondensationsverhalten in der Blase verschlechtern. Die turbulente Dampfströmung in der Blase wird dabei aber den Aufbau inerter Grenzschichten an den Kondensationsflächen weitgehend verhindern können, so daß die Abflachung der Druckgradienten in der Blase durch Spaltgasfreisetzung nur gering sein wird. (10) Der Einfluß der Abstandshalter. Diese sind im Kernbereich des SNR-300 in Abständen von ca. 15 cm angeordnet und beeinflussen das lokale Druckprofil. Ihre Wärmekapazität ist zwar gering, sie stellen jedoch zusätzliche Wärmesenken dar, an denen das Hüllrohr zumindest kurzfristig ausfrieren kann.

Die derzeit bekannten experimentellen out-of-pile Untersuchungen verschiedener Autoren zur Hüllrohrbewegung [2.21, 2.22] kommen zu recht unterschiedlichen Aussagen, die im wesentlichen in den zugrundegelegten verschiedenen Gasgeschwindigkeiten begründet sind. Theofanos, der von höheren Gasgeschwindigkeiten ausgeht, kommt zu der Aussage, daß beim Durchsatzstörfall erhebliche Hüllrohrbewegungen durch "Entrainment Wirkung" auftreten können. Seine Simulationsexperimente wurden jedoch für ebene ausgedehnte Platten, also für wenig repräsentative Anordnungen durchgeführt, wobei Woods Metall und Luft verwendet wurde. Die Experimente von Henry verwenden dagegen eine echte Bündelanordnung, die von Argon Gas durchströmt wird. Die einzelnen Stäbe (bis zu 28) haben Woods-Metall Hüllen auf von innen beheizten Kupferrohren. Henry's Experimente wurden mit einer etwa konstant treibenden Druckdifferenz von 5 bar ($\hat{=}$ 80 m/sec Dampfgeschwindigkeit) durchgeführt. Darin ist bereits ein gewisser Druckaufbau im Eintrittsplenum durch die Natriumexpulsion angenommen. Sie berücksichtigen aber nicht den bei einer heftigen voidinduzierten Leistungsexkursion möglichen zusätzlichen Druckaufbau, der durch Natriumfilmverdampfung bei hoher Leistung entstehen und die Dampfgeschwindigkeiten noch weiter anheben kann, ebenso sind die Benetzungseigenschaften zwischen Kupfer und Woods Metall nicht repräsentativ für Mischoxid und Stahlschmelze. Henry's Experimente zeigen starke Inkohärenzeffekte bei der Hüllrohrbewegung, auf deren Grundlage die "Sloshing Hypothesis" von Fauske aufgestellt wurde [2.23]. Danach gibt es nach Einsetzen von Hüllrohrbewegung in einem Bündel lokal immer Unterkanäle mit geringem Strömungswiderstand, durch die der Natriumdampf ausweichen kann, so daß die auf die Hüllrohrschmelze übertragene Schubspannungswirkung stark abgeschwächt wird, wodurch die Hüllrohrbewegung pulsationsartig erfolgt ("Sloshing") mit im Mittel nur geringen Netto Verschiebungen. Ohne ein analytisches Modell für die verschiedenen in Wechselwirkung stehenden Unterkanäle, mit dem Henry's experimentell gefundene Aussagen in konsistenter Weise auf die Bündelbedingungen beim Durchsatzstörfall umgerechnet werden können, und ohne eine genaue Kenntnis der Benetzungseigenschaften zwischen Mischoxid und Stahlschmelze erscheint heute eine Übertragung der "Sloshing Hypothese" auf die Reaktorbedingungen jedoch noch nicht gerechtfertigt.

Aus den bisher vorliegenden In-pile Experimenten (wie z.B. der TREAT R-Serie [2.24], bei denen separate Hüllrohrbewegungen auftraten, läßt sich

nur wenig aussagen im Hinblick auf mögliche Hüllrohrbewegungen beim Durchsatzstörfall, da diese wegen der begrenzten Stabanzahl (maximal 7) und der gewählten Unterkanaldimensionierung und auf Bündelbedingungen nicht übertragbar sind. Nachrechnungen dieser Experimente mit dem CLAZAS Modell / 2.257 des SAS3D Systems zeigen zusätzlich, daß die ohnehin durch die kleine Anordnung bedingte starke Hüllrohrbewegung von dem eindimensionalen Modell sowohl von der Rate wie von der Menge des nach oben bewegten Materials her überschätzt wird. Deshalb wurde das CLAZAS Modell wie an anderer Stelle noch erläutert werden wird, für die Störfallanalysen modifiziert.

Im Hinblick auf mögliche separate Hüllrohrbewegungen beim Durchsatzstörfall im SNR-300 kann man nach dem oben gesagten schon die Schlußfolgerung ziehen, daß diese nicht gleich zu einer kohärenten Entfernung dieses Materials aus dem Core Bereich führen werden. Abgesehen davon läßt die Leistungsexkursion bei der Natriumexpulsion im SNR-300 wenn überhaupt nur sehr kurze Zeitspannen zu, in denen die Hüllrohrbewegung stärkere Rückwirkungen auf den Störfallverlauf haben kann, da der Ablauf nach dem Brennstoffaufbrechen durch die dann entstehenden sehr viel stärkeren Brennstoffbewegungsrückwirkungen beherrscht wird. Die aufgezeigten Unsicherheiten bei den Phänomenen der separaten Hüllrohrbewegung können daher den Ablauf der voidinduzierten Leistungsexkursion beim Durchsatzstörfall verglichen mit Unsicherheiten bei anderen weitaus wichtigeren Phänomenen kaum verändern. Ihre wesentliche Auswirkung liegt mehr in den Randbedingungen, die sie durch mögliche Gefrier- und Blockadebildungen im Hinblick auf eine spätere Transitionphase setzen. Reine Stahlblockaden an den Bündelausgängen haben z.B. ein anderes Aufschmelzverhalten als Blockaden aus Brennstoff/Stahl Gemischen. Dadurch kann der Zeitpunkt für die spätere Materialentladung aus dem Core Bereich etwas verschoben werden.

2.4 Aufbrechvorgänge ohne Restfestigkeit der Hülle

In diesem Abschnitt werden die bei der Szenariodiskussion als wichtig herausgestellten Phänomene erläutert, durch die es beim Durchsatzstörfall zuerst zur Zerstörung der Stabgeometrie und zu axialen Brennstoffbewegungen kommt. Beim SNR-300 erfolgt dieser erste Aufbrechvorgang i.a. bei einer schon vernachlässigbaren Restfestigkeit der Hülle. Spaltgas-effekte spielen dabei eine wichtige Rolle. Erläutert werden sowohl die vor allem vom Spaltgas bestimmten Aufbrechmechanismen als auch die Spaltgasrückwirkungen auf die Brennstoffbewegungen. Dabei wird auch ein Überblick über die zu diesem wichtigen Komplex bisher vorliegenden experimentellen Informationen gegeben. Weitere wichtige Bewegungsmechanismen können durch die Natriumdampfströmung und durch Verdampfung geringer Stahlmengen, die in Brennstoffschmelze eingeschlossen sind, entstehen. Ihr möglicher Einfluß wird am Ende dieses Abschnitts diskutiert.

2.4.1 Spaltgaswirkungen

Man kann nicht genügend auf die entscheidende Bedeutung einer frühen Brennstoffdispersion, d.h. einer dispersiven Brennstoffbewegung in den beim Durchsatzstörfall zuerst aufbrechenden Bereichen, für die Verhinderung energetischer Störfallabläufe hinweisen. Der Reaktivitätsabbau, der mit solchen Brennstoffdispersionen verbunden ist, kann wegen des gegenüber dem Kühlmittel um Größenordnungen stärkeren Reaktivitätswerts dieses Materials die Netto Reaktivität und Leistung trotz möglicher zusätzlicher positiver Rückwirkungen durch fortgesetzte Kühlmittlexpulsionen rasch verringern und den Störfall in eine relativ milde Transitionphase einlaufen lassen. Demgegenüber kann es bei Ausbleiben eines solchen Dispersionseffektes unter pessimistischen Bedingungen zu weiteren Reaktivitätssteigerungen kommen, die mechanisches Brennstabversagen mit anschließender BNR in den wenig oder ungevoideten Kernbereichen hervorrufen und die damit zu Effekten führen, deren Rückwirkungen die Energetik des Störfallablaufs stark verändern können.

Das transiente Verhalten von bestrahltem Brennstoff, insbesondere auch seine frühe Dispersion beim Aufbrechen, wird durch eine Reihe wichtiger Merkmale bestimmt. Dieses sind

- (1) Die Menge und Verteilung des im Brennstoff vorhandenen Spaltgases und der leicht flüchtigen Spaltprodukte zu Beginn des Störfalls.

- (2) Mögliche Umverteilungen der Gase und flüchtigen Spaltprodukte in der Störfallphase vor dem Aufbrechen der Stäbe
- (3) Die Art und Weise sowie der Zeitpunkt des Brennstabaufbrechens, die u.a. durch die mechanische sowie thermische Brennstabbelastung bestimmt werden.
- (4) Der Energie- und Impulsaustausch des aufgebrochenen Brennstoffs mit der Natriumdampfströmung und den beim Aufbrechen freigesetzten Gasen.

Diese Merkmale bestimmen zum großen Teil, ob die für eine frühe Brennstoffdispersion wesentliche Bedingungen erfüllt werden können. Diese wesentlichen Bedingungen können wie folgt zusammengefaßt werden:

- (1) Es muß im Brennstab ein Innendruck existieren, der nach Erreichen entsprechender mechanischer und thermischer Bedingungen den Brennstoff aufbrechen kann. Dieser Innendruck kann z.B. durch Spalt- und Füllgas im zentralen Hohlraum oder im Porenvolumen des Brennstoffs, oder auch durch transient freigesetztes Spaltgas an den Korngrenzen entstehen.
- (2) Es ist günstig, aber nicht unbedingt notwendig für die Brennstoffdispersion, wenn die Kompressionsenergie des unter Druck stehenden Spaltgases nicht durch plastische Brennstoffverformung (z.B. starke Schwellvorgänge) dissipiert wird. Bei der transienten Bildung von Spaltgasbläschen innerhalb des Gitters (intragranular) würden z.B. die den Schwellvorgang stark beeinflussenden Blasenkoaleszenzen bei sehr rascher Relaxation der Blasengröße auf den allein durch die Oberflächenspannung bedingten Gleichgewichtswert zu einer besonders starken Verminderung des unmittelbaren dispersiven Potentials des Spaltgases beitragen [2.26]. Jedoch selbst wenn Schwellvorgänge auftreten, bleibt ein Teil des Potentials für eine spätere Brennstoffdispersion (z.B. ein Aufschäumen nach dem Schmelzbeginn) weiterhin erhalten, solange das Gas sich nicht makroskopisch vom Brennstoff absepariert.
- (3) Für eine Fortsetzung des Dispersionsvorgangs müssen nach dem Aufbrechen weiterhin dispersive Kräfte aufrechterhalten bleiben. Daher kann ein Brennstoffdispersion durch Spaltgas nur dann aufrechterhalten werden, wenn es nicht zu einer raschen Abseparierung des Spaltgases vom Brennstoff kommt oder wenn gleichzeitig damit andere dispersive Kräfte wie z.B. die Natriumdampfströmung wirksam werden.


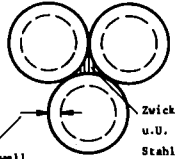
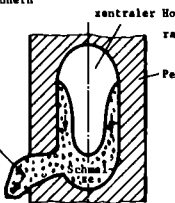
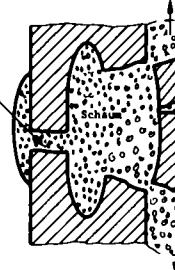
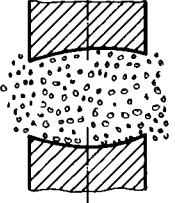
Die vom Leistungs- und Temperaturprofil her möglichen Zustände, unter denen der Brennstoff beim Durchsatzstörfall zuerst aufbricht, setzen weiter wesentliche Randbedingungen für die Spaltgaswirkung. Beim SNR-300 führt der später noch zu diskutierende Störfallablauf bei ca. 20 bis 30 - facher Nennleistung zum ersten Aufbrechen (Aufschmelzen des stark gashaltigen nicht restrukturierten Gefüges). Das Hüllrohr ist dabei zu ca. 70 % geschmolzen, d.h. es wurde noch nicht bewegt, besitzt aber keine Festigkeit mehr. Die Aufheizrate im nicht restrukturierten Gefüge liegt bei ca. 2200 °C/sec, der radiale Temperaturgradient in dieser Gefügezone bei 8700°C/cm. Die gas-haltige Gefügezone wird also zu diesem Zeitpunkt nicht nur sehr rasch aufgeheizt sondern sie zeigt gleichzeitig auch ein stark ausgeprägtes radiales Temperaturprofil.

2.4.1.1 Der Aufbrechvorgang

Die Temperaturänderungsrate und der radiale Temperaturgradient in der gas-haltigen Gefügezone haben starken Einfluß auf die Art und den Mechanismus des Brennstabaufbrechens beim Durchsatzstörfall. Unter Aufbrechvorgang soll hier der Prozeß des Übergangs von einem intakten Brennstab in ein bewegliches Material verstanden werden.¹ Die Art des Aufbrechvorgangs bestimmt dabei den Beginn der Brennstoffbewegung, die anfängliche Geschwindigkeit und setzt letztlich auch die Randbedingungen für die Wechselwirkungsvorgänge (zwischen Brennstoff, Spaltgas, Na-Dampf usw.), die die Brennstoffdispersion über den anfänglichen Aufbrechvorgang hinaus fortsetzen. Eine Klassifizierung der bisher bekannten wichtigsten verschiedenen Arten des Brennstoffaufbrechens wurde von Dietrich et al. auf der Grundlage vorliegender Versuchsergebnisse zusammengestellt [2.26]. Dabei ist allerdings zu bedenken, daß die für das Aufbrechen geltend gemachten wirksamen Mechanismen teilweise aus theoretischen Überlegungen kommen, deren experimenteller Nachweis noch nicht in allen Punkten erbracht werden kann. In Tabelle 2.1 sind diese verschiedenen Arten zusammengestellt, wobei der Mechanismus für das Aufbrechen, die bisherige experimentelle Basis und die aus beiden abgeleiteten Bedingungen mit angegeben

¹ In diesem Sinne ist übrigens mechanisches Brennstabversagen, bei dem die Stabgeometrie zunächst nur lokal verändert wird, nicht unbedingt auch gleichzeitig als Aufbrechvorgang zu verstehen.

Tab. 2.1: Übersicht über verschiedene bekannte Formen des Brennstabaufbrechens beim Durchstrahlungsfall und ihre möglichen Auswirkungen auf die nachfolgende Brennstoffbewegung

Art des Aufbrechens	Mechanismus	Exp. Basis	Bedingungen	Folgen für d. Brennstoffbewegung
<p>Verwölbung mit Abkippen lose aufgestapelter Pellets</p> 	<p>Bei Überschreiten einer gewissen Krümmung wird der Segmentstapel instabil und knickt auseinander.</p>	<p>TREAT L2 Experiment mit frischem Brennstoff /2.27/ Experimente der R-Serie /2.24/ L5 Exp. mit abgebranntem Brennstoff /2.28/.</p>	<p>Frische, nicht zusammengesinterte Tabletten. Bestrahlter Brennstoff mit nicht verheilten Rissen, der sich als Grobschüttung mit Brockendimensionen in der Größenordnung des Pelletradius ähnlich wie die einzelnen Tabletten verhalten kann.</p>	<p>Zusammensacken (Stumpen) nach dem Aufbrechen aber kein freier Fall wegen aus der gewölbten Anordnung heraus entstehender Verkantungen innerhalb der Brennelementgeometrie (s. TREAT-Test L5).</p>
<p>Starkes Brennstoffschwellen vor dem Schmelzen</p> 	<p>Schwellwirkung durch Gasblasen im Gitter (intragranular) und an den Korngrenzen (intergranular). Rate bestimmt durch Blasenkoaleszenzrate, Kinetik d. Ausgleichsvorgänge nach der Koaleszenz auf Blasengrößen, die im Gleichgewicht mit der Oberflächenspannung stehen, und Geschwindigkeit, mit der Brennstoff durch Druckaufbau in den Poren deformiert werden kann. Starke Zunahme der Schwellrate bei Annäherung an den Schmelzpunkt.</p>	<p>HEDL Labor Exp. /2.33/. TREAT F1 Exp. /2.30/. Aufgetretene Schwellen bisher summiert intergranular in Verbindung mit langsamen Aufheizraten (~200°C/sec)</p>	<p>Hohe Brennstofftemperatur, die über längere Zeit gehalten wird. Kein größerer mechanischer Widerstand gegen die Schwellverformung, d.h. Auftreten nur bei flachen Temperaturgradienten im Pellet oder stark aufgerissemem kaltem Brennstoff mit viel Leervolumen.</p>	<p>Materialbewegungen durch Schwellen i.a. schwach dispersiv. Schwellen dissipiert das Dispersionspotential des Gases an den Korngrenzen zum Teil. Solange das Gas dabei jedoch nicht aus dem Brennstoff entweicht, verbleibt immer noch die Möglichkeit für eine spätere, weitere damit induzierte Dispersionswirkung.</p>
<p>Aufschmelzen und Herabfließen im Stabinnern</p> 	<p>Bei Fehlen von Gas oder bei genügend Zeit zum vorherigen Entweichen des Gases fließt der im Stabinnern aufschmelzende Brennstoff innerhalb der durch den Schmelzradius nach innen begrenzten festen Schale unter Schwerkraftwirkung nach unten.</p>	<p>Hodoskop Messungen für das TREAT L4 Exp. /2.31/. Exp. mit direkter elektrischer Beheizung /2.32/.</p>	<p>Frischer Brennstoff ohne nennenswerten Gasgehalt bzw. allgemein extrem langsame Aufheizraten, bei denen das Gas vorher entweichen kann. Wichtige Bewegungsart, wenn das Schwerkraftgetriebene Herabfließen genügend lange wirken kann, um die verzögernde Wirkung der Gasblasen zu überwinden.</p>	<p>Langsame durch die Brennstoffviskosität begrenzte z.T. kompaktive Fließvorgänge, deren Geschwindigkeiten aber weit unter denen des freien Falls liegen.</p>
<p>Brennstoffschmelzen mit Aufschäumen (und Aufbrechen der Segment-Schale)</p> 	<p>Aufschäumen beim Schmelzen verursacht durch Gas in den Poren, an den Korngrenzen und im Gitter. Volumenvergrößerung hauptsächlich durch Blasenkoaleszenz, die zu größeren und durch die Veränderung der Oberflächenspannung rascher wachsenden Blasen führt. Aufschäumen wird durch die Trägheit der Schmelze und die Umrandung begrenzt. Beim Schmelzen in abgeschlossenen Bereichen kann sich durch das Aufschäumen und die Dichtebänderung des Brennstoffs ein Druck aufbauen, der die feste Schale um die Schmelzzone herum in größere Brocken (Chunks) sprengt u. zu rad. Bewegungen von festem und flüssigem Brennstoff führt. Axiales Nachrücken von Brennstoff innerhalb der durch die Pelletschale begrenzten Schmelzzone wird durch die plötzliche Druckentlastung möglich.</p>	<p>Aufschäumen in den freien Räumen des Kühlkanals beim TREAT L5 Exp. /2.28/.</p>	<p>Stark gashaltiger Brennstoff in Leistungstransienten, in denen nicht genügend Zeit zu einem vorherigen Entweichen des Gases verbleibt. Druckaufbau bei dichter Umschließung der Innenzone durch eine noch feste äußere Schale ohne Risse; falls Risse vorhanden, können sie durch erstarrte Schmelze geschlossen werden.</p>	<p>Aufschäumen i.a. starker Dispersionsvorgang mit überwiegend negativen Reaktivitätsrückwirkungen, durch anheiles Nachrücken von Brennstoff nach Aufbrechen einer die Zone vorher fest umschließenden Schale sind unter ungünstigen Bedingungen (Core Mitte) auch kompaktive Bewegungen mit positiven Rückwirkungen denkbar.</p>
<p>Zerbröselung des festen Brennstoffs in kleine Partikel ("Staubwolken-Bildung")</p> 	<p>Zerbröselung durch Trennung der Korngrenzen aufgrund von lokal dort angesammeltem Spaltgas, das nicht abfließen kann. Die im SLUMPT Modul des SAS3D Systems simulierte Spaltgasdispersion basiert letztlich auf diesem Aufbruchmechanismus.</p>	<p>Korngrenzentrennung durch Spaltgaswirkung in Labor- und In-pile Exp. Festgestellt (FOR Tests). Dadurch induzierte Zerbröselung nur bei frühen HEHL Exp. /2.29/ Spätere Versuche, die dieses Phänomen in einer etwas anders angespannten Anordnung reproduzieren sollten, führten zu starken Schwellvorgängen /2.33/.</p>	<p>Zerstäubung kann vor allem bei raschem Gastransport an die Korngrenzen in noch dichtem Brennstoff mit geringer Permeabilität für den weiteren Transport des Korngrenzen-gases auftreten. Die zugeordnete Temperaturtransiente muß dabei rasch genug ablaufen, da sonst eher ein starkes Brennstoffschwellen auftritt.</p>	<p>Anfänglich starker Dispersions-effekt, bei dem Brennstoff durch Druckgradienten und die Mitbewegung der Gasströmung bewegt wird.</p>

wurden, die für das Auftreten der zugeordneten Aufbrechart erfüllt sein müssen. Zusätzlich aufgeführt sind auch die möglichen Auswirkungen der verschiedenen Arten auf die anfängliche Brennstoffbewegung. Anzumerken ist, daß die verschiedenen Aufbrecharten sich nicht gegenseitig ausschließen müssen, sondern durchaus auch kombiniert auftreten können (z.B. Schwellen mit anschließendem Aufschäumen beim Schmelzen). Die zuletzt in Tabelle 2.1 genannte Zerbröselung des Brennstoffs in kleine Partikel ist der Aufbrechmechanismus, der für die im SLUMPY Modell [2.35] des SAS3D Systems simulierte spaltgasgetriebene Brennstoffdispersion zugrundegelegt wurde. Aus den in der vierten Spalte von Tab. 2.1 aufgeführten Bedingungen folgt, daß im wesentlichen nur drei von den genannten Aufbrecharten (d.h. Schwellen, Aufschäumen mit oder ohne Aufbrechen der festen Pelletschale und Zerbröselung) bei den eingangs genannten Bedingungen des Durchsatzstörfalls im SNR-300 EOL Kern auftreten können. Innerhalb der voidinduzierten Leistungstransienten und für die vorher genannten Hüllrohrbedingungen sind diese Arten für den zuerst aufbrechenden Brennstoff aber grundsätzlich zunächst alle dispersiv.

2.4.1.2 Experimentelle Aussagen zur Brennstoffbewegung

Die im letzten Abschnitt dargestellte Klassifizierung des Brennstoffaufbrechens basiert auf den Ergebnissen einer Reihe von Labor- und In-Pile Experimenten. Auf einige wichtige Experimente davon soll im folgenden noch etwas ausführlicher eingegangen werden. Generell gibt es drei Gruppen von Tests, in denen Brennstäbe zerstört und nachfolgende Bewegungsvorgänge untersucht wurden. Da sind einmal die zahlreichen In-Pile TREAT Experimente [2.24, 2.28, 2.36, 2.37, 2.38] und zum anderen die out-of-pile Laborversuche des ANL mit direkter elektrischer Beheizung (DEH Experimente) [2.32] sowie die von HEDL durchgeführten Laborversuche mit indirekter Beheizung (FGR-Experimente) [2.33]. Die meisten Versuche wurden zur Unterstützung der FFTF Sicherheitsanalysen oder generell zur Untersuchung bestimmter Einzelphänomene (z.B. der Spaltgasfreisetzung) durchgeführt. Kein einziges davon kann als vollständige Simulation der verschiedenen Bedingungen angesehen werden, wie sie beim Durchsatzstörfall mit voidinduzierter Leistungstransiente in Reaktoren wie dem SNR-300 oder CRBR auftreten können.

Die DEH und FGR Laborversuche sind alle mehr Phänomenologietests, die mit unprototypisch niedrigen Aufheizraten und wenig prototypischen Beheizungsmoden und Randbedingungen durchgeführt wurden. Bei den frühen FGR-Tests

wurde erstmals die Zerbröselung des Brennstoffs nach der Korngrenzenseparation festgestellt (Tests FGR-9 und FGR-10), also der Aufbrechvorgang, der der Beschreibung der Spaltgasdispersion im SLUMPY Modul zugrundegelegt wird. Die DEH-Experimente, in denen starke radiale Temperaturgradienten zum Rand zu auftreten, zeigen die Möglichkeit einer radialen Bewegung der Brennstoffschmelze durch vorhandene Risse im Brennstoff sowie die Möglichkeit des Herausreißen größerer Brocken aus der festen Pelletschale nach dem Aufschmelzen der zentralen Bereiche, die auch in In-pile Experimenten festgestellt wurde [2.52].

Die in TREAT simulierte Leistungsstörfälle (E-, H-, HOP-, HUT - und R9) sind (bis auf das Experiment E-3) alle durch ein frühes Schmelzen des Brennstoffs lange vor dem Hüllrohrversagen gekennzeichnet, die Hülle konnte dem Brennstoff dabei sowohl vor dem Versagen wie auch noch einige Zeit danach einen erheblichen mechanischen Widerstand entgegensetzen. Bei den zuerst aufbrechenden Stäben in einem typischen Durchsatzstörfall des SNR-300 schmilzt das Hüllrohr dagegen i.a. vor dem Brennstoff was zu ganz anderen Randbedingungen für die nachfolgende Brennstoffbewegung führt.

Von den In-Pile Untersuchungen der L- und R-Serien zum Durchsatzstörfall wurden die meisten Tests (d.h. L2, L3, L4, R4, R5, R6 und R8) entsprechend den FFTF Bedingungen bei konstanter Leistung durchgeführt. Diese Tests geben daher nicht die raschen Aufheizraten wieder, die die Spaltgasdynamik während des Aufschmelzprozesses stark beeinflussen. Außerdem wurde außer in den Experimenten L3 und L4 i.a. nur frischer Brennstoff verwendet. Charakteristisch für alle Experimente mit frischem Brennstoff war die Verwölbung der aufgestapelten Pellets mit anschließendem seitlichen Abkippen wie sie in Tabelle 2.1 als Aufbrechart auch angegeben ist; nach dem Schmelzen kam es dann i.a. zum Herunterlaufen der Schmelze, da nennenswerte Dampfdrücke für eine Dispersion noch nicht zur Verfügung standen. Erst später traten lokale Dispersionseffekte auf (sog. Eructations), die wahrscheinlich auf den Aufbau von Stahldampfdrücken zurückgeführt werden können, und die auch bei den Experimenten L3 und L4 festgestellt wurden. In den Experimenten L3 und L4 mit bestrahltem Brennstoff trat beim Aufbrechen zunächst überwiegend eine radiale Materialbewegung auf, der eine ruhige Phase ohne axiale Materialbewegungen folgte, in der es nur zu den vorher genannten kurzen scharfen Dispersionspulsen kam. Bevorzugte Aufbrechart bei diesen Experimenten war wahrscheinlich ein mehr radiales Brennstoffschwellen, dem später nach dem Schmelzen ein Herabfließen im Innern des

Stabs folgte ähnlich wie es bei dem im folgenden noch ausführlicher erläuterten Experiment F-1 auftrat. Beim Experiment R7 mit frischem Brennstoff wurde der konstanten Leistung kurz vor Beginn des Brennstoffslumpens ein Leistungspuls überlagert, der die Rückwirkung durch vorher stattfindende Hüllrohrbewegungen im FFTF simulieren sollte. Die Leistung erreichte dabei etwa den 15-fachen Nominalwert. Vor der Pulseinbringung kam es jedoch zu Hüllrohrblockaden wie sie für die Bedingungen beim Durchsatzstörfall im SNR wenig charakteristisch sind. Der Leistungspuls führte in diesem Fall durch die erhöhten Schmelzraten im wesentlichen nur zu einem beschleunigten Slumpingvorgang.

Die im Hinblick auf die Spaltgaswirkung beim Durchsatzstörfall aufschlußreichsten In-Pile Experimente sind einmal der TREAT Test L5 [2.28] bei dem ein Durchsatzstörfall mit überlagerter Leistungstransiente ohne Blockadebildungen vor dem Aufbrechen simuliert wurde, zum anderen die mehr phänomenologischen Tests F1 [2.30] und F2 [2.39] zur Untersuchung der Brennstoffbewegung. Bei allen Experimenten wurde vorbestrahlter Brennstoff verwendet. Die Versuchsbedingungen sowie die wichtigen Ergebnisse und Schlußfolgerungen der Tests sind in Tabelle 2.2 zusammengestellt.

Beim Experiment L5 werden die tatsächlich erwarteten Hüllrohrbedingungen zum Zeitpunkt des Aufbrechens (die Hülle ist geschmolzen aber große Hüllrohrbewegungen mit Blockadebildungen konnten noch nicht stattfinden) durch die entsprechende Experimentauslegung ganz gut erfüllt, obwohl die maximalen Aufheizraten in der Transienten immer noch vergleichsweise klein sind. Beim Aufbrechen kam es zunächst noch vor dem Schmelzen zum Herausbrechen größerer Brocken aus dem Pellet, die wahrscheinlich anschließend durch den Wegfall des mechanischen Widerstands und die gleichzeitige Temperaturerhöhung zunächst aufschwollen und beim sehr rasch danach einsetzenden Schmelzen aufschäumten, was zu milden Dispersionseffekten führte, die mit dem Hodoskop festgestellt wurden. Beim Experiment F1, das bei konstanter Nennleistungsdichte durchgeführt wurde, kam es zu starken Schwellverformungen, durch die der Brennstoff noch vor dem Schmelzen aufbrach. Beim danach einsetzenden Schmelzen kam es zwar zu leichten Schaumbildungen. Diese führten jedoch nicht zu meßbaren Brennstoffdispersionen, da das Gas bei der niedrigen Leistungsdichte wahrscheinlich ebenso schnell entweichen konnte, wie sich neue Blasen bildeten. Nach einiger Zeit ist das Gas schließlich sogar schneller aus dem Schaum ausgetreten als es nachgeliefert werden

Tab. 2.2: Wichtige TREAT In-Pile Experimente zum Verständnis der Spaltgaswirkung beim Durchsatzstörfall

	Versuchsbedingungen	Ergebnisse	Schlußfolgerungen
L5 /2.28/	<p>Drei Stäbe mit 90cm langen auf 8 at % Abbrand mit thermischen Neutronen bestrahltem Brennstoff in Loop Anordnung. Einbringung einer Leistungstransienten nach Siedebeginn aber 0.5 sec vor dem Hüllrohrschmelzen. Brennstoffschmelzen tritt 1.22 sec nach Beginn der Leistungssteigerung auf bei 4.3-facher Anfangsleistung (entspricht dem 5.7-fachen der maximalen nominellen Leistungsdichte im SNR-300). Leistungsanstieg geht bis auf 6-fachen Anfangswert (= 8.0-facher Leistungsdichte im SNR-300), der nach 1.6 sec erreicht wird.</p>	<p>Nach den Hodoskopmessungen traten vor dem Scram keine bedeutsamen Materialbewegungen auf. Nach dem Scram auf niedrigerem Leistungsniveau wurden milde Dispersionsvorgänge gemessen, durch die Brennstoff vom leistungsmäßig stärker belasteten Bereich wegbewegt wurde.</p> <p>Mehrere Arten des Aufbrechens aus Nachuntersuchungen feststellbar. (Herausgebrochene Pellet Brocken am Ende der axialen Zone, die massiv intragranular geschwollen waren). Schwellen ist wahrscheinlich erst in der Abkühlphase nach dem Herausbrechen der Pellet Brocken aufgetreten und kein direkter Aufbruchmechanismus bei diesem Experiment. Im stärker beheizten inneren Core-Bereich wurde über 40cm hinweg eine verdünnte Zone mit erstarrtem Brennstoffschäum festgestellt.</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Erstes Brennstoffaufbrechen in einzelne Brocken trat noch vor dem Schmelzen auf. 2. Beim danach einsetzenden Schmelzen kam es zum Aufschäumen mit milder Dispersionswirkung, die größtenteils erst nach dem Abschalten unter annähernd isothermen Bedingungen stattfand. 3. Schwellen trat auf, kann jedoch zeitlich nicht klar eingegrenzt werden.
F1 /2.30/	<p>Phänomenologieexperimente mit stationär hochbelasteten niedrig (2.4 at %) abgebranntem Brennstoff in trockener adiabater Kapsel mit beheizter Wand. Konstante Leistungen (\approx Nennleistung). Sehr flaches unprototypisches radiales Temperaturprofil. Beim Brennstoffschmelzen ist Hüllrohr voll abgeschmolzen. Nach 11 sec Anschmelzen der nicht restrukturierten gashaltigen Gefügezone, 12.2 sec Überschreiten der Liquiduslinie an dieser Stelle und praktisch über die ganze Zone hinweg.</p>	<p>Hodoskop zeigt Brennstoffbewegung erst 0.9 sec nach Überschreiten des Liquiduspunktes an. Die obersten Pellets, die im Übergangsbereich zwischen festem und flüssigem Brennstoff lagen, zeigen deutliche Schwellverformungen im festen Brennstoff, die an Stellen, wo der Soliduspunkt überschritten wurde noch ausgeprägter waren. Auch wurden Bereiche mit erstarrtem Brennstoffschäum festgestellt. Langsames Herabfließen der Schmelze im Innenbereich des Stabes vor dem Erstarren.</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Starke Schwellverformungen des festen Brennstoffs (besonders oberhalb des Soliduspunktes), die gesamte Testsektion ausfüllen. 2. Stärkere Schäumgetriebene Dispersion trat nicht auf, da das Gas ebenso schnell entweichen konnte wie sich Blasen in der Schmelze bildeten (Folge der relativ niedrigen Leistungsdichte). Dadurch langsames Herunterfließen der Schmelze im Innenbereich. 3. Es traten ebensowenig starke Kompaktionswirkungen auf wie Anzeichen für Dispersion. Dispersionspotential wird bei höherer Leistungsdichte sicher stärker sein.
F2 /2.39/	<p>Gleiche Versuchsanordnung wie F1 mit schwach (0.4 at %) abgebranntem bei hoher Leistung bestrahltem und stark umstrukturiertem Brennstoff, bei dem im Unterschied zu F1 nach dem vollständigen Abschmelzen der Hülle aber noch vor dem Schmelzen des Brennstoffs ein Leistungspuls mit Spitzenwerten von der 14-fachen nominellen Peak Leistungsdichte im SNR-300 EOL Kern überlagert wurde. Bei dem flachen Temperaturprofil und der raschen Transienten trat Brennstoffschmelzen zuerst am äußeren Rand des Stabs auf (0.2 sec nach Beginn der Leistungstransienten).</p>	<p>Hodoskop zeigt erste Brennstoffbewegung erstmals 0.51 sec nach Beginn der Leistungspulses bei 7-facher Nominalleistung an. Dabei wurde eine milde Brennstoffdispersion mit maximal 50 cm/sec festgestellt. Erst nach Überschreiten der Peak Leistung (0.77 sec nach Pulsbeginn) trat ein Zurückfallen des Materials ein, das sich nach dem Abschalten weiter fortsetzte.</p>	<ol style="list-style-type: none"> 1. Die Dispersion kann bereits durch die geringen Spaltgas-mengen herbeigeführt worden sein, andere zusätzlich dispersive Wirkungen durch Brennstoff und Stahldampfdruck sind auch denkbar. 2. Experiment zeigt, daß mit einer Leistungstransienten beim Aufbrechen unmittelbar, -d.h. ohne vorherige Slumpingvorgänge - ein Dispersionsvorgang selbst bei nur ganz schwach bestrahltem Brennstoff eingeleitet werden kann.

konnte. Dadurch trat 0.9 sec nach Überschreiten des Liquiduspunktes ein langsames Herabfließen der Schmelze im Innern des stark aufgeschwollenen Stabes ein, das vom Hodoskop her auch registriert wurde. Das festgestellte Verhalten gilt als spezifisch für die verwendete niedrige und konstante Leistungsdichte, die auf die Störfallsituation im SNR nicht zutrifft. Beim Experiment F2 wurde in der gleichen Anordnung jedoch mit weniger gashaltigem Brennstoff der konstanten Leistung eine etwas realistischere Transiente mit Spitzenwerten von der 14-fachen Nennleistung überlagert, die noch vor dem Brennstoffschmelzen eingeleitet wurde. Dabei kam es mit dem Aufbrechen trotz des sehr viel kleineren Gasgehalts zu einer milden aber kontinuierlichen Brennstoffdispersion, die durch die Wirkung des Spaltgases erklärt werden kann. Von daher kann man mit dem unter echten Bedingungen viel gashaltigeren Brennstoff sicher einen sehr viel stärkeren direkten Dispersions-effekt bei vergleichbaren Leistungstransienten erwarten. Bei niedriger Leistung, wie sie bei Durchsatzstörfällen in Reaktoren mit kleinen Voidkoeffizienten u.U. denkbar ist, besteht demgegenüber die Möglichkeit für ein zu starkes Entweichen des Gases, das letztlich ein langsames Herunterfließen der Schmelze mit milden aber sehr viel schwächeren Kompaktionswirkungen als beim freien Fall möglich machen kann.

Zusammenfassend ist zu sagen, daß die bisherigen Experimente starke Hinweise geben für ein direktes dispersives Potential des Spaltgases beim ersten Brennstoffaufbrechen unter den beim SNR-Durchsatzstörfall charakteristischen Bedingungen. Es bleiben jedoch noch einige Unsicherheiten, weshalb dieses Phänomen bei einer pessimistisch eingrenzenden Betrachtung der Energetik dieses Störfallablaufs im Rahmen dieser Untersuchungen nicht geltend gemacht wird.

2.4.2 Natriumdampfdruck Wirkung

Die bei der Kühlmitlexpulsion durch die Randbedingungen an den Bündelenden und die Dampfströme von den verdampfenden zu den kondensierenden Grenzflächen entstehenden Druckgradienten in den gevoideten Core Bereichen beeinflussen die Brennstoffbewegung nach dem Aufbruchvorgang. Beim Aufbrechen des Brennstoffs in einem durch frühe Hüllrohrbewegungen mit festgefrorenem Hüllrohrmaterial an höherer Stelle blockierten Kanal sind diese Gradienten jedoch i.a. niedrig. Sie tragen in diesem Fall kaum zur Brennstoffbewegung bei und können als Bewegungsmechanismen vernachlässigt wer-

den, was auch konsistent ist mit den experimentell vorliegenden Informationen für derartige Randbedingungen. Experimente, die die unter Störfallbedingungen ohne vorherige Blockadebildung durch Druckaufbau im Eintrittsplenum u.U. zusätzlich verstärkten möglichen Druckgradienten in den gevoideten Bereichen und ihren Einfluß auf die Brennstoffbewegung simulieren, gibt es bisher nicht. Betrachtet man dagegen die in den gevoideten Zonen zum Zeitpunkt des Aufbrechens verfügbaren Druckgradienten, wie sie sich aus SAS3D Analysen des Durchsatzstörfalls ergeben, dann wird deutlich, daß diese einen bedeutenden zusätzlichen Bewegungsmechanismus darstellen können.

Der integrale Druckabfall über den Kernbereich setzt sich zum Zeitpunkt des Aufbrechens aus dem Restförderdruck der Pumpe, aus dem statischen Druck der durch den Voidvorgang verdrängten Natriumsäule (- er wird durch das im Primärkreis stehende Natrium aufgebracht -) und aus einem dynamischen Zusatzterm zusammen. Dieser repräsentiert die Druckerhöhung im Eintrittsplenum, die sich aufgrund der Kreislaufträgeit durch die gleichzeitige Natriumexpulsion in den verschiedenen Brennstabbündeln ergibt. Beim ersten Aufbrechen des Brennstoffs ist der verbleibende Förderdruck der Pumpe im SNR-300 schon vernachlässigbar. Das Bündel ist etwa über eine Länge von 170 cm aufgevoidet, was zu einer statischen Druckdifferenz von 0.15 bar zwischen der oberen und unteren Grenzfläche der gevoideten Zone führt. Der Druckaufbau im Eintrittsplenum ist stark von der Heftigkeit der Natriumexpulsion abhängig. Bei dem erwarteten Störfallverlauf, bei dem die voidinduzierte Leistungstransiente durch axiale Expansionsrückwirkung begrenzt wird, führt die Natriumexpulsion nach den SAS3D Analysen gegenüber den Bedingungen bei Siedebeginn zu einer Druckzunahme im Eintrittsplenum um ca. 2.9 bar. Bei den energetischen Parameterfällen ist dieser Anstieg sogar noch viel stärker¹. Zusammen mit dem Druck der Säule steht dadurch beim ersten Aufbrechen zumindest ein Druckabfall von ca. 3 bar über den gevoideten Bereich hinweg zur Verfügung. Dieser axiale Druckabfall würde ausreichen, um die volle geschmolzene Brennstoffsäule im Core von ca. 1 m (= 1 bar statischer Druck) mit 2 g

¹ Das für diesen Teil der Rechnungen wesentliche Primärkreismodell wurde von seinen Ergebnissen her für ähnliche Fälle von Dunn durch Handrechnungen [2.40] bestätigt.

nach oben zu beschleunigen, wenn der Druckabfall sich auf den Core Bereich beschränkt. Auch eine gleichmäßige Verteilung des Druckabfalls über den gesamten gevoideten Bereich, die im Mittel zu einem Gradienten von 0.017 bar/cm führt, könnte die kompakte Schmelze noch mit 0.7 g nach oben beschleunigen.

Bei einer realistischeren Beschreibung des Durchsatzstörfalls sollten daher solche möglicherweise starken Beschleunigungen durch den Natriumdampf mit in Betracht gezogen werden. Die Mitnahme solcher Effekte in einer mechanistischen Unfallbeschreibung bringt jedoch eine Reihe von Problemen mit sich. Zunächst basieren die oben angegebenen Abschätzungen auf einer quasi-statischen Betrachtungsweise. Beim ersten Aufbrechen der Stäbe befindet sich der Reaktor sicher nicht in einem derart quasi-stationären Zustand, außerdem muß die instantane Druckverteilung im Kanal berücksichtigt werden. So könnte zum Beispiel der Druckaufbau am Eintritt zwischenzeitlich mehr eine Beschleunigung der unteren Natriumsäule hervorrufen, als über den gesamten gevoideten Bereich verteilt zu werden. Zum anderen sind die momentanen Voidzustände, die für den Zeitpunkt des Aufbrechens berechnet werden, ungenau, da a) radiale Inkohärenzeffekte im Bündel insbesondere hinsichtlich der Chugging Phänomene von dem Einkanalsiedemodell nicht beschrieben werden können, b) die Verwendung langer (~ 7 cm) axial weitgehend entkoppelter Nodes in der Beschreibung große Temperaturunterschiede in benachbarten axialen Segmenten zuläßt, die je nach Lage der Phasengrenzen sprunghafte Druckänderungen bewirken können, c) das gegenwärtige Natrium Reentry Modell von SAS3D zu wenig detailliert ist, da es durch hereinlaufende kleine Flüssigkeitskolben auf der ganzen Länge heißer schon ausgetrockneter Nodes eine Wiederbenutzung durch Ablagerung eines Natriumfilms zuläßt, was zu lokal überschätzten Natriumdampfdrücken führen kann.

Die Natriumdampfdruckwirkung, und das sollte als Schlußfolgerung im Auge behalten werden, ist aber ein sicher wichtiger Mechanismus, der zur Brennstoffdispersion beitragen kann. Sie wurde daher trotz der noch bestehenden modellmäßigen Schwierigkeiten zur Beschreibung des Störfallablaufs herangezogen und nur bei den pessimistischen Energetikbetrachtungen vernachlässigt.

2.4.3 Einflüsse durch Stahldampf

Bei den TREAT Experimenten, die bis zur vollständigen Zerstörung der Kerngeometrie gefahren wurden, zeigen die Nachuntersuchungen generell Vermischungen von Stahl mit Brennstoff. Diese waren jedoch je nach Experiment und gerade betrachteten axialen Ausschnitten der Testsektion unterschiedlich. In den TREAT-Tests mit Durchsatzreduktion [2.27], in denen in einer späteren Phase kurzzeitige Dispersionspulse (sog. Eructations) auftraten (L2, L3, L4), erscheint lokale Dampf Bildung in einzelnen von Brennstoffschmelze umgebenen Stahltröpfchen aufgrund der hohen Wärmeübergangsrate als Mechanismus zur Erklärung dieses Effekts plausibel.

Beim Durchsatzstörfall im SNR-300 ergeben sich verglichen mit den TREAT Experimenten kürzere Zeitabstände zwischen Siedebeginn und Brennstoffschmelzen, die auf die Möglichkeit von noch viel stärkeren Vermischungen von Brennstoff und Hüllrohr hindeuten. Aber auch bei größeren Zeitabständen, bei denen es vor dem Brennstoffschmelzen schon zu Hüllrohrbewegungen kommen kann, deuten detailliertere Modelle, mit denen Hüllrohrbewegung für solche Bedingungen beschrieben werden [2.41, 2.42] an, daß dabei immer noch ein dünner Restfilm von Stahlschmelze auf den Pellets zurückbleiben kann. Solch ein gleichmäßiger dünner Restfilm mag durch die Effekte der Oberflächenspannung vielleicht zu idealisiert sein. Trotzdem ist es wohl realistisch davon auszugehen, daß kleine Tropfen oder dünne zusammenhängende Stahlpfützen auf den Pellets verbleiben, die zum Sieden gebracht werden und eine mit Stahldampf getriebene Brennstoffdispersion hervorrufen können.

Die größten Unsicherheiten für eine Quantifizierung möglicher Stahldampfdispersionen liegen in den Annahmen für die Energie- und Impulsaustauschprozesse zwischen Brennstoff und Stahl. In der Anfangsphase liegen sie vor allem in der Beschreibung des Energieaustausches. Unsicherheiten beim Impulsaustausch beeinflussen vor allem die Vorgänge in der Transitionphase. Hier kann z.B. eine Schlupfströmung des Stahldampfs zu einem Temperaturausgleich und damit zu einem Abbau von Druckgradienten führen, der die Dispersionswirkung verringern und das Rekritikalitätspotential in dieser Phase erhöhen kann. Der zur Zeit vorliegende Kenntnisstand erlaubt noch keine abgesicherte Abschätzung über die Bedingungen und das Ausmaß möglicher Brennstoffdispersionen durch Stahldampfbildung in der ersten void-induzierten Exkursionsphase des Durchsatzstörfalls, Festzustellen bleibt

jedoch, daß geringe Mengen Stahl, die in der Einleitungsphase mit Brennstoff in Berührung kommen einen zusätzlichen Dispersionsmechanismus darstellen, der die Energetik des Störfallablaufs generell abmildern wird.

2.5 Aufbrechvorgänge nach mechanischem Hüllrohrversagen in gevoideten Kanälen

Im Verlauf des Durchsatzstörfalls kann es beim SNR-300 in gevoideten Bereichen auch zum Aufbrechen des Brennstoffs durch mechanisches Brennstabversagen kommen. Z.B. wenn die Hülle beim Anschmelzen des gashaltigen, nicht restrukturierten Brennstoffgefüges noch nicht geschmolzen ist und dem danach mechanisch stärker belasteten Brennstoff noch einen gewissen Widerstand entgegensetzen kann. Ob die Aufbrechvorgänge in den davon betroffenen Bündeln (beim erwarteten Störfallverlauf im SNR-300 sind das sehr wenige) dann noch einen stärkeren Einfluß auf die Energetik des Störfallablaufs haben, hängt stark von den Bewegungsvorgängen in den zuerst aufbrechenden Bereichen ab, in denen das Hüllrohr i.a. geschmolzen ist. Kommt es vorher schon zu einem raschen Dispersionsvorgang, dann sind die Vorgänge in diesen i.a. erst später aufgesiedeten Bereichen im wesentlichen nur noch im Hinblick auf die Randbedingungen, die sie für die nachfolgende Transitionphase setzen, von Interesse. So würden sie z.B. neutronisch die Stärke der Unterkritikalität nach der Abschaltung und thermohydraulisch die Brennstoff/Stahl Zusammensetzung in möglichen Blockadebildungen beeinflussen.

Allgemein werden Aufbrechvorgänge nach mechanischem Hüllrohrversagen in gevoideten Kanälen nur bei relativ hohen Leistungen eintreten können. In diesem Fall deuten die Untersuchungen auf sehr viel stärkere Kühlmitteldruckerhöhungen im Eintrittsplenum hin, so daß von daher auch ein zusätzliches Dispersionspotential für einen Brennstofftransport in die oberen Blanketbereiche zur Verfügung stehen wird.

Die axiale Hüllrohrtemperaturverteilung am Versagenspunkt kann die danach folgenden Dispersionsvorgänge wenig beeinflussen, wenn sie ohnehin schon in der Gegend des Schmelzbereichs liegt. Diese Verteilung wird jedoch bei Temperaturen wichtiger, bei denen die Hülle noch eine gewisse Restfestigkeit besitzt. Die Vorgänge innerhalb des dann zunächst nur lokal aufreißenden Stabs sind in diesem Fall ähnlich wie die später unter Punkt 2.6 diskutierten. Die Mechanismen, die zu Belastungen im Inneren führen, wie z.B. die thermische Brennstoffexpansion in Verbindung mit Schwellvorgängen oder Drucklasten durch Spaltgasfreisetzung beim Schmelzen werden dabei durch die anderen Vorgänge im Kühlkanal, in dem ja im Unterschied zu den unter 2.6 diskutierten Phänomenen keine BNR stattfindet, kaum verändert.

Allgemein kann man davon ausgehen, daß der Gasgehalt des Brennstoffs unter diesen Bedingungen und damit sein Dispersionspotential höher sein wird als in den bei aufschmelzenden oder abgeschmolzenen Hüllrohr aufbrechenden Stäben, die aufgrund ihrer stationär i.a. hohen Leistung schon vor Störfallbeginn einen niedrigen Gasgehalt haben. Bei den rascheren Leistungstransienten, die für ein mechanisches Hüllrohrversagen nötig sind, ist auch die vor dem Versagen mögliche transiente Spaltgasfreisetzung niedriger. Die kurzen Zeiträume, und die stärkeren mechanischen Widerstände verhindern sowohl die intra- wie intergranulare Bildung größerer Gasbläschen und können starke Überdruckbildungen in den im Brennstoff eingelagerten Gasbläschen hervorrufen, so daß der Aufschmelzvorgang nach dem Abbau der mechanischen Widerstände von außen zu einer starken Volumenzunahme führen kann, die einen rasch dispergierenden Brennstoffschäum erzeugt.

Ist dagegen die Brennstoffbewegung nach dem ersten Aufbrechen nicht dispersiv und kommt es durch die Kühlmittlexpulsion alleine schon zu einem stärkeren Leistungsanstieg mit frühem Brennstoffschmelzen (was bei pessimistisch eingrenzenden Untersuchungen unterstellt wird), dann setzt das Verhalten gevoideter Bündelbereiche mit noch nicht geschmolzenem Hüllrohr die entscheidenden Randbedingungen für das dann i.a. kurze Zeit später auftretende Brennstabversagen in nicht oder nur teilweise gevoideten Bereichen, das zu sehr viel stärkeren Voidvorgängen durch BNR und damit zur eingangs erläuterten "LOF/TOP" Phänomenologie führen kann. Ist diese Brennstoffbewegung stark dispersiv, dann würden die späteren Versagensvorgänge bei rasch abnehmender Leistung erfolgen. Die Störfallenergetik würde dadurch stark reduziert werden und die Auswirkung späterer BNR's könnte den weiteren Ablauf nicht mehr entscheidend beeinflussen.

Bei einem anfänglich vorhandenen radialen Widerstand durch die Hülle, kann es nach dem Versagen sogar zu einer rascheren und stärkeren Brennstoffdispersion kommen, da in diesem Fall die Möglichkeit für eine vorherige Dispersierung der Arbeitsfähigkeit des Spaltgases durch starkes Brennstoffschwellen eingeschränkt ist.

Analytische Modelle zur Abschätzung der möglichen Materialbewegungen und ihrer Rückwirkungseffekte nach dem mechanischen Hüllrohrversagen in aufgevaideten Bereichen sind bisher nicht verfügbar. Aufgrund der für derartige Vorgänge erforderlichen erhöhten Leistungen sind die relevanten Zeitskalen schon recht kurz. Um diesen Dispersionseffekt beim Störfallablauf glaubhaft

argumentieren und nutzen zu können, müßte nachgewiesen werden, daß er den Brennstoff je nach Leistungsniveau und Core Zustand in einigen 10 msec auf hohe Geschwindigkeiten mit vergleichsweise starken Abschaltwirkungen beschleunigen kann. Experimentelle Ergebnisse zur Brennstoffdispersion unter diesen Bedingungen liegen bisher nicht vor. Untersuchungen zu diesem speziellen Problemkreis, der ja bei größeren Reaktoren mit höheren Voidkoeffizienten eine noch stärkere Bedeutung haben kann, sind jedoch bei den im CABRI Reaktor geplanten In-Pile Tests vorgesehen [2.43]. Das den geforderten Bedingungen bisher am nächsten kommende In-Pile Experiment ist der TREAT Test E7 [2.44]. Bei diesem Leistungstransienten Test mit vorbestrahltem Brennstoff scheint das Natrium durch frühes lokales Versagen mit Spaltgasfreisetzung aus der aktiven Zone bereits ausgetrieben gewesen zu sein, als es zum Anschmelzen des gashaltigen Brennstoffgefüges kam. Nach den Hodoskop Messungen ist der Brennstoff beim Anschmelzen des nicht restrukturierten Gefüges wahrscheinlich stark geschwollen. Zunächst sind dabei die nur innen aufgeschmolzenen Stäbe einzeln und anschließend ist der ganze Verband bis an die Innenwand der Teststrecke geschwollen, auf der eine Kruste abgelagert wurde. Demgegenüber schien eine axiale Materialbewegung erst relativ spät und langsam in Gang gekommen zu sein. Die in diesem Experiment erreichte maximale Leistungsdichte (~ 20 -facher Nominalwert) liegt jedoch weit unter den Werten, die man unter den Bedingungen des Durchsatzstörfalls in einer derartigen Situation erwarten kann. Außerdem würde radiales Schwellen in einem Brennelementbündel mechanisch stärker behindert sein und die radialen Wärmeverluste, die im TREAT Test zum Festfrieren des Materials führten, wären im Bündel sehr viel kleiner. Die tatsächlich zu erwartende axiale Dispersionswirkung ist daher sicher stärker, zumal dissipierende Schwellvorgänge auf höherer Leistung bei den gedrängten Zeitskalen wohl kaum in gleichem Maße zur Wirkung kommen würden. Die Möglichkeit, daß die Dispersionswirkung unter den Bedingungen des mechanischen Brennstabversagens im aufgevoideten Kanal auf hohem Leistungsniveau nicht rasch genug zur Geltung kommt, muß jedoch in konservative Überlegungen mit einbezogen werden. Das hat dann zur Folge, daß die durch BNR Effekte bestimmten im nächsten Abschnitt zu erläuternde LOF/TOP Phänomene, die durch das kurz darauf einsetzende mechanische Brennstabversagen in den nicht oder nur teilweise gevoideten Kanälen entstehen, für den Unfallablauf entscheidend werden können.

2.6 Phänomene nach dem Brennstabversagen in teilweise oder nicht gevoideten Bündeln (LOF/TOP Ereignis)

Wie die Szenariodiskussion gezeigt hat, sind in Kernen mit stärkeren positiven Voidkoeffizienten (oberhalb 2 %) Störfallpfade denkbar, die schon zu prompt oder fast prompt kritischen Leistungsexkursionen führen können, wenn das Natrium in den stationär überkühlten Bündeln zum großen Teil noch im Kernbereich insbesondere oberhalb der Kernmitte ist. Mechanisches Hüllrohrversagen mit nachfolgender BNR führt in diesem Fall zu dem in Abschnitt 2.1 erläuterten LOF/TOP Ereignis. Dieser Störfallpfad ist bei stark inhomogenen Aufsiedevorgängen, die durch größere Unterschiede in den stationären Leistungs/Durchsatzbedingungen der verschiedenen Bündel entstehen können (etwa bei stark unterschiedlichem Abbrand der Brennelemente) insbesondere in großen Reaktoren leichter möglich. Im Mark 1A EOL Kern, der im wesentlichen nur Elemente mit gleicher Standzeit enthält, kann er nur durch eine in pessimistischer Weise angenommene gleichzeitige Unwirksamkeit zweier wichtiger exkursionsbegrenzender Effekte, der axialen Expansionsrückwirkung und der frühen Brennstoffdispersion, eintreten.

Die für ein LOF/TOP Ereignis nach dem gegenwärtigen Verständnis wichtigen Phänomene sind in diesem Abschnitt zusammengestellt und ausführlich erläutert. Die Diskussion ist dabei nach der Reihenfolge des Auftretens dieser Phänomene gegliedert. Betrachtet werden die Belastungsmechanismen für die Hülle, sowie das Hüllrohrverhalten unter diesen Lasten, der Versagensvorgang und die Mechanismen für eine weitere Rißaufweitung. Dadurch werden die Randbedingungen gesetzt für die Materialbewegungen innerhalb und außerhalb des Brennstabs, die nach dem Versagen erwartet und im letzten Teil dieses Abschnitts erläutert werden.

2.6.1 Vorgänge vor dem Hüllrohrversagen

Von den verschiedenen wichtigen Phänomenen vor dem Hüllrohrversagen sind in diesem Zusammenhang nur die Mechanismen zu betrachten, die zur Hüllrohrbelastung mit anschließendem Versagen beitragen können. Das sind letztlich die gleichen Phänomene, die auch beim Leistungsstörfall entscheidend sind. Die Bedingungen, unter denen diese Phänomene ablaufen, sind beim sog. "LOF/TOP" Ereignis aber durch geringere Kühlmitteldurchsätze und die durch die voidinduzierte Leistungsexkursion bedingten höheren Leistungsdichten gekennzeichnet. Beim Anschmelzen der gashaltigen

nicht restrukturierten Gefügezone bestehen daher verglichen zur Situation bei den Leistungsstörfällen folgende wichtige Unterschiede in den Randbedingungen:

1. Die maximalen Hüllrohrtemperaturen sind recht hoch (900 - 1100 C)
2. Der axiale Gradient der Hüllrohrtemperatur ist oberhalb der Core Mittelebene stark abgeflacht
3. Durch die am Anfang des Störfalls stärkere thermische Hüllrohrex-
pansion kann der Spalt zwischen Brennstoff und Hülle oberhalb der
Core Mitte teilweise noch offen sein.
4. Die Spaltgasfreisetzungsdynamik hat andere Randbedingungen durch
die schlechteren Kühlverhältnisse, die das radiale Temperaturprofil
im Brennstoff schon vor Einleitung der Leistungstransienten ab-
flachen und bei gleichem Schmelzradius im Mittel zu höheren Brenn-
stofftemperaturen führen.

Unterstellt man LOF/TOP Phänomene im SNR-300 EOL Kern, dann betreffen sie außerdem vor allem nur Bündel mit stationär niedrigeren Leistungsdichten und einer entsprechend stark gashaltigen Mikrostruktur. Die relevanten Abbrand- und Hüllrohrfluenzwerte liegen dabei alle oberhalb von 4 at % bzw. $5 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$.

Die wichtigsten zu betrachtenden Mechanismen, die beim LOF/TOP Ereignis Hüllrohrbelastungen und Versagen hervorrufen können, lassen sich nach einer HEDL Auswertung vorhandener TREAT Experimente zum Leistungsstörfall [2.38] wie folgt zusammenfassen:

1. Schwächung der Hüllrohrfestigkeit durch lokales Hüllrohrschmelzen nach direktem Kontakt mit Brennstoffschmelze
2. Differentielle thermische Expansion zwischen Brennstoff und Hüllrohr
3. Volumenvergrößerung des Brennstoffs durch mögliche Dichteabnahmen beim Schmelzen
4. Transientes spaltgasinduziertes Brennstoffschwellen und Brennstoff-

aufschäumen nach dem Schmelzen

5. Lokaler Spaltgaseinschluß in der Brennstoffschmelze, der beim Hereinpressen der Schmelze in vorhandene Risse oder in den Spalt zwischen Pellet und Hülle entstehen kann.

Die tatsächliche Hüllrohrbelastung beim LOF/TOP Ereignis wird wahrscheinlich von einer sehr komplexen Überlagerung dieser und anderer Phänomene bestimmt werden. Die Komplexität dieser Vorgänge wird z.B. allein durch das gegenwärtige Verständnis über die transiente Spaltgasfreisetzung unter diesen Bedingungen bestätigt [2.26, 2.45, 2.46]. Die Einschließung von größeren Spaltgasansammlungen in Brennstoffschmelze und der daraus resultierende Druckaufbau ist vor allem ein dynamischer Prozeß, der von den vorhandenen Rissen im Brennstoff, den radialen und axialen Druckgradienten, dem Vorhandensein offener (kommunizierender) Porosität, der Möglichkeit der Rißverstopfung durch erstarrende Schmelze und von den im Gefüge ablaufenden Gasschwellvorgängen abhängt. Die Wechselwirkung dieser verschiedenen Phänomene ist dabei beim LOF/TOP Ereignis anders als in einem typischen Leistungsstörfall. So kann z.B. der durch vorausgegangene thermische Hüllrohrexpanansion in der oberen Core Hälfte vorhandene Spalt beim LOF/TOP ein größeres Volumen haben, das eventuelle Druckbelastungen durch dort hereingepreßte Schmelze über einen großen axialen Bereich verteilen kann. Dadurch sind längere Risse zu erwarten, die den Störfallablauf weniger sensitiv von der Versagensposition der Stäbe machen.

Neben den Belastungsmechanismen vor dem Versagen ist als zweites die mögliche Reaktion des Hüllrohrmaterials auf diese Lasten hin zu untersuchen. Wichtige Einflußgrößen sind hier die Spannungs-Dehnungsabhängigkeit des Materials, die dynamische Lastanpassung (d.h. seine u.a. durch zeitabhängige Kriechvorgänge bestimmte Verformungsdynamik), die Einflüsse von Fluenz, Temperatur und Dehnrates auf die Belastbarkeit der Hülle, die mögliche Art des Versagens und die durch die Bruchmechanik bestimmte transiente Rißaufweitung nach dem Versagen. Die Materialeigenschaften sind dabei für Fluenzen- und Temperaturen oberhalb $5 \times 10^{22} \text{ n/cm}^2$ bzw. $900 \text{ }^\circ\text{C}$ zu betrachten. Für das kaltverformte Hüllrohrmaterial des SNR (SS 4970) sind für diese Zustände praktisch keine den transienten Bedingungen entsprechenden Untersuchungen bekannt. In dem erforderlichen Fluenz, Temperatur- und Dehnratenbereich sind für das amerikanische Hüllrohrmaterial (20 % kaltverformter 316 SS) auch nur wenige Daten verfügbar [2.47]. Aus diesen

vorliegenden wenigen Informationen wurden nach der in [2.3] angegebenen vergleichenden Diskussion die folgenden allgemeinen Schlußfolgerungen für das Materialverhalten gezogen, die in dieser Form auch auf das Hüllrohrmaterial des SNR-300 übertragbar sind:

1. Das hochbestrahlte Material ist durch Heliumeinlagerungen [2.48] besonders im Temperaturbereich oberhalb 650 C stark versprödet, d.h. seine Bruchdehnung ist sehr niedrig und liegt im hohen Temperaturbereich generell unterhalb von 1 %.
2. In dem spröden Material gibt es nur eine geringe Möglichkeit, Belastungen durch plastische Verformungen abzubauen. Dadurch folgt die Hüllrohrspannung praktisch direkt den aufgebrachten Lasten.
3. Die für das Versagen entscheidende Bruchspannung nimmt bei Temperaturen oberhalb von 650 C mit der Verformungsgeschwindigkeit zu, wobei die Zunahmen gegenüber den statischen Bruchspannungen im hohen Temperaturbereich besonders stark sind (mehr als 100 %).
4. Der Versagensvorgang als solcher läßt sich nicht vorhersagen, jedoch erscheint ein sich rasch vergrößernder Riß unter LOF/TOP Bedingungen am wahrscheinlichsten zu sein.

Als temperaturabhängige Bruchspannung, die in dem relevanten Dehnratenbereich von ca. 200 %/sec den Versagenspunkt bestimmen soll, werden vom ANL die Ergebnisse transienter Berstversuche unter Innendruckbelastung mit vorbestrahlten Hüllrohren verschiedener Temperaturen empfohlen [2.47]. Eine Kontrolle der Dehnraten war naturgemäß bei diesen Experimenten nicht möglich, was ihre Verwendung in gewisser Hinsicht fragwürdig macht. Bei der SNR-Analyse mit SAS3D fanden diese Daten keine Anwendung. Vielmehr wurde die später noch zu diskutierende fest im Programm eingebaute Bruchspannungsbeziehung verwendet, die zu etwas höheren Schmelzzonendrücken am Versagenspunkt führt und die anschließende Schmelzeninjektion in den Kühlkanal am Anfang etwas stärker macht.

2.6.2 Versagenskriterium und Versagensablauf

Bei den zur Diskussion stehenden LOF/TOP Ereignissen, die i.a. nur auf hohem Leistungsniveau stattfinden können, werden Spannungen und Dehnungen

des Hüllrohres monoton bis hin zur Versagensschwelle anwachsen. Dabei spielt es keine Rolle, ob die Lasten als von der Hüllrohrdehnung weitgehend unabhängiger Innendruck aufgebracht werden (Belastungsart 1) oder als Festkörperlasten (Belastungsart 2), die durch Kriechverformungen (im Extremfall bis auf den Fließspannungswert der Hülle) reduzierbar sind. Die Festkörperlasten wachsen bei diesen Transienten in jedem Fall sehr viel schneller an als sie durch die ohnehin begrenzte Kriechfähigkeit des spröden Materials abgebaut werden können. Für beide Belastungsarten läßt sich der Versagenspunkt und Ort daher generell durch Vergleich von transienter Hüllrohrspannung mit der temperaturabhängigen Bruchspannung abschätzen.

Der dominante Parameter für das Hüllrohrversagen ist in jedem Fall die Innenbelastung des Hüllrohres, die durch Druckwirkung eingeschlossener Spaltgasblasen oder durch Brennstoffexpansion aufgebracht werden kann. Bei den zu betrachtenden sehr raschen Vorgängen wird die heiße Schmelze in vorhandene Risse der Pellets eindringen, ohne daß es dabei gleich zum Erstarren kommt. Der Druck in der Schmelze kann dadurch über größere axiale Bereiche des Hüllrohres wirksam werden. Innerhalb sehr energetischer nahezu prompt kritischer Exkursionen kann es durch den verstärkten Lastaufbau und die hohen Schmelzraten sogar zu einem vollständigen Ausfüllen eventuell vorhandener Spalte zwischen dem Pellet und der Hülle mit der Schmelze kommen. In einer solchen Situation würde der Gasdruck in der Schmelze über den ganzen axialen Bereich mit geöffnetem Spalt auf das Hüllrohr übertragen. Eine derartige Belastung würde die Versagensposition zwangsläufig nach oben verschieben. Innerhalb des in SAS3D zur Versagensbestimmung verwendeten Berstspannungskriteriums wird dagegen ein über die Schmelzzone konstant angenommener Spaltgasdruck entsprechend dem axial abhängigen Verhältnis von Schmelzradius und Hüllrohrinnenradius reduziert und mit der temperaturabhängigen Bruchspannung des Hüllrohres verglichen. Dieses Modell verschiebt den Versagenspunkt stärker zur Core Mitte in die Richtung der höchsten Schmelzfraktionen und führt außerdem auch zu hohen Versagensdrücken. Verglichen mit den vorher geschilderten erwarteten Versagensbedingungen ist dieses Modell daher zu konservativ.

Für eine konsistente Betrachtung der Vorgänge unmittelbar nach dem Versagen ist es wichtig, daß die vom Brennstoff aufgebrachten Kräfte, die das Hüllrohr zum Versagen bringen in gleicher Weise nach dem Versagen auch zur Brennstoff- und Hüllrohrbewegung beitragen. Unterstellt man die Gültigkeit eines nicht mechanistischen z.B. eines thermischen Schmelzfraktionsver-

sagenskriteriums, dann können die in SAS3D durch Spaltgasfreisetzung simulierten Druckaufbauten im Innern der Schmelzzone unrealistisch hohe Werte annehmen, die in keinem realen Verhältnis zu der Belastungsfähigkeit des Hüllrohrmaterials stehen. Für die oben geltend gemachte Konsistenz der Beschreibung ist es daher in solchen Fällen erforderlich, den Versagensdruck zur Initiierung der nachfolgenden Brennstoffbewegungen auf mit den Festigkeitseigenschaften der Hülle kompatible realistische Versagensdrücke zu begrenzen. Bei den später noch zu erläuternden pessimistischen Fällen zur Eingrenzung der Energetik des Durchsatzstörfalls im SNR-300, bei denen ein 50 % Schmelzfraktionsversagenskriterium angewendet wurde, ist daher der Versagensdruck in der Schmelzkavität per Eingabe auf den realistischen Wert von 200 atm begrenzt worden, der auf diesem hohen Temperaturniveau mehr als ausreichend ist zum Hüllrohrversagen.

Die Phänomene nach dem Versagen werden stark durch die Form des sich anfangs ausbildenden Risses und seine aus der Bruchmechanik resultierenden transienten Aufweitungen bestimmt. Annahmen für den Anfangsriß gehen von extrem kleinen Öffnungen bis zum kohärenten Aufreißen über die ganze Länge der Hülle. Beide Extrema sind unwahrscheinlich. Bei einem anfänglich sehr kleinen Riß könnte z.B. das Hüllrohr ohne eine gleich danach einsetzende Rißpropagation nicht entlastet werden und die nach dem Versagen erwarteten Brennstoffinjektionen, die zur BNR führen, blieben aus oder wären zunächst nur sehr gering.

Eine bruchmechanische Abschätzung der Spannungsintensitäten [2.3], die für eine weitere Rißausdehnung nach dem ersten Aufreißen erforderlich sind, zeigt, daß dafür unter CRBR Bedingungen schon die Aufrechterhaltung eines Überdrucks von 15 bar an der Innenseite der Hülle ausreichen würde. Weiterhin gibt es Berst Tests an mit Innendruck belasteten Rohren, bei denen der anfängliche Riß sich sogar in weit weniger sprödem Material mit Geschwindigkeiten von 9 - 18 cm/msec ausbreiten konnte [2.49]. Es ist zwar nicht klar, ob sich diese Ausbreitungsraten ohne weiteres auf Hüllrohre mit ihren sehr viel kleineren Durchmessern übertragen lassen. Immerhin sind sie aber ein Indiz dafür, daß solche Risse sich sehr rasch ausdehnen können. Insbesondere unter den auf hohem Leistungsniveau auch nach dem Versagen weiterhin aufrechterhaltenen Lasten ist es daher wohl kaum denkbar, daß kleine Risse, die zu einer Konzentration des nach dem Versagen ausgespritzten Materials in relativ enge Bereiche und damit u.U. zu positiven

Rückwirkungseffekten beitragen würden, überhaupt aufrechterhalten werden können. Vielmehr wird sich der anfängliche RiB sehr rasch bis zu einer ausreichend starken Entlastung der Hüllrohrspannung ausdehnen. Dabei ist durch die nach oben zu stark abnehmende Hüllrohrfestigkeit die Ausbreitung nach oben klar bevorzugt. Aus diesem Grund sind RiBausdehnungen über die ganze Hüllrohrlänge also auch nach unten hin direkt nach dem Versagen wohl auch kaum zu erwarten. Die durch die Randbedingungen beim LOF/TOP zu erwartenden RiBbildungen erstrecken sich daher wohl am ehesten über die axial heißen Hüllrohrbereiche, an deren Innenseite mit stärkeren druckmäßigen und thermischen Belastungen durch geschmolzenen Brennstoff zu rechnen ist.

2.6.3 Axiale Brennstoffbewegung im Stabinnern nach dem Versagen

Die Vorgänge, die die Brennstoffbewegung im Stabinnern nach dem Versagen steuern, werden zu einem großen Teil durch die zuletzt diskutierte RiBbildung und Vergrößerung bestimmt. Im Bereich oberhalb der Core-Mitte mit hohen Hüllrohrtemperaturen wird sich der Brennstoff zunächst entsprechend der erwarteten transienten RiBaufweitung überwiegend nur radial in den zum Teil schon gevoideten Bereich hinein bewegen. Unterhalb der Core Mitte bzw. des leistungsmäßig am stärksten belasteten Bereichs ist dagegen eine axial nach oben zum RiB zu gerichtete Brennstoffbewegung im Stabinnern zu erwarten. Diese wird jedoch rasch abnehmen. Ursache dafür kann z.B. eine Abnahme der Leistung durch Brennstoffdispersion in anderen Kernbereichen sein oder eine nachträgliche RiBaufweitung auch in die unteren Stabbereiche hinein. Denkbar ist weiter auch die Bildung zusätzlicher Risse im unteren Stabbereich durch differentielle thermische Expansion zwischen dem gekühlten Hüllrohr und dem sich weiterhin rasch aufheizenden und dabei ausdehnenden Brennstoff.

Die axiale Brennstoffbewegung im Stabinnern wird daher nach dem Versagen zumindest kurzzeitig positive Rückwirkungsbeiträge liefern können, der Effekt tritt jedoch immer gleichzeitig mit den im folgenden noch zu erläuternden Brennstoffdispersionen außerhalb der Stäbe auf, deren Rückwirkungen i.a. stärker anzusetzen sind. Hierfür gibt es einerseits das Argument, daß diese Rückwirkungsvorgänge sich bei dadurch bedingter Lei-

stungssteigerung von selbst verringern müßten, etwa durch Bildung weiterer Riöffnungen. Ein anderes Argument liefert auch schon allein eine konsistente Betrachtung der Spaltgaswirkung, die beim Schmelzen des Brennstoffs auftreten kann. Beim Schmelzen werden zwar einige vorher unter Überdruck gehaltene Gasbläschen rasch expandieren. Der weitere Druckaufbau nach dem Schmelzen ist jedoch begrenzt durch Blasenwanderungs- und Koaleszenz Vorgänge, bei denen man eine gewisse zeitliche Verzögerung unterstellen muß, um überhaupt in das LOF/TOP Ereignis einlaufen zu können. Führen diese nämlich ohne Verzögerung zum Druckaufbau, dann würden aus Konsistenzgründen die Schmelzvorgänge in den zuerst aufbrechenden Stäben, die beim SNR-300 mit seinem leistungsmäßig durchweg niedrig belasteten Brennstoff einen vergleichbar großen Gasgehalt haben, in einem früheren Stadium zu sehr starken Dispersionswirkungen führen, die eine für das LOF/TOP Ereignis charakteristische Störfallsituation von vornherein garnicht erst aufkommen ließen. Bei der Beschreibung der Spaltgaswirkung mit dem neuen Gasfreisetzungsmodell von SAS3D [2.3] wurden daher, wie im Kapitel 4 noch erläutert wird, weitgehend konsistente Annahmen für die Gasfreisetzung getroffen. Diese gelten im Hinblick auf das frühe Dispersionspotential für den zuerst aufbrechenden Brennstoff und im Hinblick auf die bei einem späteren LOF/TOP Ereignis durch den Gasdruck möglichen axialen Brennstoffbewegungen im Stabinnern.

2.6.4 Axiale Brennstoffbewegung im Kühlkanal nach dem Versagen

Nach dem Brennstabversagen in nicht oder in nur im oberen Bereich gevoideten Bündeln ist mit dem Aufbau stärkerer Dampfdrücke und Druckgradienten durch thermische Wechselwirkung (BNR) zwischen austretender Schmelze und Natrium in der Gegend der Rißzone zu rechnen. Zur Simulation dieser Drücke und Druckgradienten und ihren möglichen Auswirkungen auf die Natrium- und Brennstoffbewegungen im Kühlkanal sowie ihrer Rückwirkungen müssen die Wärmeübergangsvorgänge vom Brennstoff zum Natrium (Energieaustausch), die Schlepp- und Reibungswirkungen zweier wechselwirkender Fluidfelder (der Impulsaustausch) und der mögliche Einfluß von entweichendem Spaltgas mit untersucht und beschrieben werden. Die Aufstellung von Wechselwirkungsmodellen ist dabei schon für stark idealisierte Bedingungen sehr komplex. In einer nahezu prompt kritischen Core Konfiguration beim LOF/TOP Ereignis wird diese Beschreibung aber noch sehr viel schwieriger, da vor allem die enge Kopplung mit den im Stab gleichzeitig ablaufenden Vorgängen über den ganzen zu modellierenden Zeitbereich einzubeziehen ist.

Beim Betrachten dieser Vorgänge sollte man sich aber vor Augen halten, daß im Grunde schon ein Herausschwemmen eines geringen Prozentsatzes des Brennstoffs mit dem Natrium ausreichen würde, um den i.a. zunächst positiven Reaktivitätseffekt durch die zusätzlichen BNR-Voidvorgänge mit entsprechenden negativen Brennstoffrückwirkungen zu kompensieren. In den Core-Bereichen des SNR, in denen es wenn überhaupt zu LOF/TOP Ereignissen kommen würde, kann der Reaktivitätswert des Natriums bezogen auf die Volumeneinheit der Kernzelle maximal nur 2 bis 8 % des entsprechenden Brennstoffwerts erreichen, d.h. die Bewegungsvorgänge im Kühlkanal führen schon zu überwiegend negativen Rückwirkungen, wenn das aus einem inneren Core Bereich durch BNR ausgetriebene Natrium dabei in der Lage ist, nur 8 % des Brennstoffs aus dem gleichen Kernbereich mit herauszunehmen. In Core Bereichen mit positiven Voidkoeffizienten kann es im Mark 1A Kern darüber hinaus nur in schon teilweise gevoideten Anordnungen zum LOF/TOP Ereignis kommen. In diesen speziellen Fall wird sich der entstehende Riß in einigen Bereichen auch über die Grenzfläche der Siedeblase nach oben in den gevoideten Bereich hinein erstrecken (ein Zustand, der sich mit den gegenwärtigen Simulationsmodellen noch nicht abbilden läßt). Die lokale BNR-Wirkung an der Grenzfläche würde dann zu einer rascheren Ausschwemmung des Brennstoffs aus dem gevoideten Bereich beitragen, die starke Abschalt rückwirkungen zur Folge haben kann.

Allgemein läßt das insbesondere bei hohen Temperaturen stark versprödete Hüllrohrmaterial vor dem Versagen keine größeren Aufweitungen zu, so daß der Brennstoff nach dem Aufreißen beim LOF/TOP Ereignis in einen im Anfangszustand nur wenig veränderten Kühlkanal gelangen kann. Um unter diesen Bedingungen zu einer starken Natrium Expulsion mit größeren Voidrückwirkungen zu kommen (mögliche spaltgasgetriebene Expulsion sind demgegenüber in jedem Fall sehr viel milder und brauchen hier nicht betrachtet zu werden (s. Abschnitt 2.7)), ist ein rascher Wärmeübergang an das Natrium erforderlich. Dieser ist wiederum nur bei sehr großen Kontaktflächen und damit bei rascher und genügend feiner Brennstofffragmentation möglich. Mit anderen Worten für eine rasche Natriumexpulsion nach dem Versagen ist die Bildung kleiner Brennstoffpartikel erforderlich. Diese können aber gleichzeitig durch die dann verstärkte Schleppwirkung der Dampf und Flüssigkeitsströmung schneller aus der Core Zone herausgebracht werden, d.h. bei Auftreten rascher Voidvorgänge durch BNR nach dem Versagen ist daher gleichzeitig auch mit einer beträchtlichen axialen Brennstoffbewegung im Kühl-

kanal zu rechnen. Diese Bewegung wird bei einer Ausdehnung des Risses zusätzlich verstärkt werden. In diesem Fall würde die Brennstoffbewegung im Innern des Stabes gleichzeitig über eine größere Abströmfläche verteilt und die Belastungen im Stabinnern könnten schneller abgebaut werden. Die Folge davon ist eine Abnahme der je Längeneinheit des Risses in den Kanal gelangenden Brennstoffmenge, durch die das örtliche Brennstoff/Natrium Massenverhältnis abnehmen wird und die Möglichkeit für eine stärkere Schleppwirkung des Natriums gegeben ist.

Aus den zusammengestellten Argumenten läßt sich für die Situation im SNR die Schlußfolgerung ziehen, daß die Materialbewegungen im Kühlkanal nach einem postulierten LOF/TOP Ereignis wahrscheinlich eher zu einer neutronischen Abschaltung als zu einer Verstärkung der Energetik beitragen werden. Eine gewisse zusätzliche Verzögerungswirkung ist beim SNR allerdings aufgrund der Gitterabstandshalter möglich, die insbesondere größere Brennstoffpartikel aufhalten werden. Aber die freien Wege zwischen den Abstandshaltern sind recht groß, verglichen mit den für die Abschaltung benötigten Materialverschiebungen, so daß man den Einfluß der Abstandshalter auf die Materialverteilung beim LOF/TOP Ereignis in der für den Reaktivitätsabbau entscheidenden Phase unmittelbar nach dem Versagen nicht berücksichtigen muß. Spätere Ausfriervorgänge können durch die Abstandshalter dagegen beeinflusst werden, so daß für die nachfolgenden Phänomene dadurch u.U. andere Ausgangsbedingungen entstehen.

2.7 Spaltgasverhalten im unteren Gasplenum der Stäbe

Der Spaltgasplenum der Brennstäbe des SNR-300 ist im Unterschied zu dem des CRBR und einiger anderer Designs am unteren Stabende angeordnet. Durch diese Maßnahme werden beim Durchsatzstörfall einerseits mögliche Materialbewegungen nach unten trägheits- und widerstandsmäßig stärker behindert, während gleichzeitig Bewegungen nach oben zu erleichtert werden. Eine andere mehr direkte Auswirkung dieses Designs ist, daß ein unten angeordnetes Gasplenum an den Vorgängen, die beim Durchsatzstörfall überwiegend im Kerninnern und am oberen Core Ende stattfinden, praktisch nicht beteiligt ist. Da es im SNR-300 nicht zu einer starken Erhöhung der Eintrittstemperatur kommen kann¹, wird die Wandtemperatur des Spaltgasplenums frühestens und dann auch nur mit einer gewissen Verzögerung nach der Kühlmittelpulsions aus dem Kernbereich ansteigen können. Die daraus resultierenden Temperaturerhöhungen sind jedoch begrenzt (maximal 50°C), da der Expulsionsvorgang beim Erreichen der unteren Kerngrenze i.a. zum stehen kommt. Eine transiente Erhöhung des Gasdrucks im Plenum, der vor Störfallbeginn maximal schon bei 30 atm liegt, kann daher praktisch nicht stattfinden, ebenso werden die Festigkeits-eigenschaften der Hülle im Bereich des Gasplenums während dieses Störfalls nicht verändert. Hüllrohrversagen und stärkere Gasausströmungen im Übergangsbereich vom Spaltgasplenum zum axialen Brutmantel in der Art, wie sie in den stark aufgeheizten und aufgeweiteten oberen Brutmantelbereichen bei oben angeordnetem Gasplenum denkbar sind, können daher im SNR-300 nicht auftreten. Gasströme durch das lange Labyrinth stark verengter im unteren Brutmantel und Kernbereich auch teilweise geschlossener Spalte zwischen Pellet und Hülle hin zu Rißstellen im Innern des Kerns sind auch äußerst begrenzt. Gasfreisetzungen aus dem Sammelraum, die selbst bei oben angeordnetem Plenum das Szenario des Durchsatzstörfalls kaum verändern, spielen daher beim Störfallablauf im SNR-300 überhaupt keine Rolle.

¹ Bei dem raschen Pumpenauslauf sind die Verweilzeiten des Natriums im Primärkreislauf weit höher als die für den Störfallablauf relevanten Zeitskalen.

2.8 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen für die Störfalluntersuchungen

Die zum Teil sehr detaillierten und komplexen Überlegungen zum Störfallablauf und den dafür dominanten Phänomene, die in diesem Kapitel diskutiert wurden, sollen abschließend in ihren wichtigsten Aussagen noch einmal zusammengestellt werden.

Der erwartete Verlauf des hypothetischen Durchsatzstörfalls im Mark 1A EOL Kern ist gekennzeichnet durch einen raschen Auslauf der Pumpen, der bei der flachen Leistungsverteilung des Cores, das im wesentlichen nur mit Brennelementen gleicher Standzeit beladen ist, schon früh und in geringem zeitlichen Abstand über den ganzen inneren Kernbereich zum Sieden führt. Der Aufsiedevorgang führt dabei einige Zeit nach Siedebeginn zur Strömungsumkehr und zur Natriumexpulsion aus dem inneren Kernbereich, die auf der Basis eindimensionaler Siedemodelle beschreibbar ist. Die Kühlmittlexpulsion findet weitgehend homogen über den inneren Core Bereich statt. Sie erzeugt positive Reaktivitätsrückwirkungen, die zunächst autokatalytisch mit der Leistung ansteigen. Sie bilden einen wesentlichen Motor für den weiteren Störfallverlauf. Das Phänomen der Kühlmittlexpulsion unter diesen Bedingungen hat man modellmäßig verglichen mit anderen Vorgängen gut im Griff. Die durch die voidinduzierte Leistungssteigerung und die Kühlungsunterbrechung aktivierten wichtigen anderen Phänomene, die den Störfallablauf in der Einleitungsphase bestimmen, betreffen vor allem die Mechanismen und Auswirkungen möglicher Materialbewegungen von Brennstoff und Stahl. Die Diskussion dieser anderen Phänomene und ihrer erwarteten Effekte beim Durchsatzstörfall, ist in Tabelle 2.3 in ihren wichtigsten Aussagen und Argumenten noch einmal zusammengefaßt.

Beim erwarteten Störfallverlauf kommt es nach dem voidinduzierten Reaktivitätsanstieg zum Aufbau kompensierender negativer axialer Expansionsrückwirkungen, die den Leistungsanstieg auf maximal 1 bis 1 1/2 Größenordnungen begrenzen. Das Core voidet dabei vor dem Aufbrechen von Brennstoff in den Zonen mit positivem Voidkoeffizienten weitgehend homogen auf, so daß ein Aufbrechen mit BNR in nicht oder nur teilweise gevoideten Bereichen im Core Innern nicht auftreten kann. Hüllrohrschmelzen tritt dabei kurz vor dem Brennstoffschmelzen auf, separate Hüllrohrbewegungen sind jedoch nur bei sehr verspätetem Aufbrechen des Brennstoffs oder bei Annahme reduzierter Voidkoeffizienten möglich. Bestehende Unsicherheiten in der Phänomeno-

Tab. 2.3: Zusammenfassung der Effekte wichtiger Phänomene in der Einleitungsphase und ihre Berücksichtigung bei den Untersuchungen zum Durchsatzstörfall im Mark IA EOL Kern

Wichtige Phänomene der Einleitungsphase		Erwarteter Effekt	Berücksichtigung	
			erwarteter Störfallverlauf	pessimistische Eingrenzung
Axiale Expansionsrückwirkung		Realer Effekt, der selbst bei Schließung des Spalts zwischen Pellet und Hülle und Eingrenzung der Längung auf die mit Brennstoffbelastung und thermischer Expansion berechnete Hüllrohrlänge immer noch ca. 50 % der Längung bei freier Expansion erreichen kann. Exp. Rückw. stärker als Doppler Effekt. Sie begrenzt Leistungsanstieg (max. 1 1/2 Größenordnungen), Core voidet vorm Aufbrechen stark auf, so daß LOF/TOP verhindert wird.	Ja	Nein
Separate Hüllrohrbewegung		Hüllrohrschmelze wirksame Wärmesenke auf Pelletoberfläche. Separate Hüllrohrbewegungen i.a. nur bei verzögertem Aufbrechen des Brennstoffs oder reduziertem Voidkoeffizienten. Integrale Hüllrohrbewegungen durch Schubspannungswirkung des Na-Dampfs bis zum Schmelzen in den Wandkanälen des Bündels gering. Danach Abbau der Bypasswirkung, "Sloshing Hypothese" für geringe Netto Bewegung nicht abgesichert. Unsicherheiten bei Hüllrohrbewegung wesentlich nur d. andere Randbedingungen, die sie für die Transitionphase setzen.	(Ja)	unbedeutend
Materialbewegung nach dem ersten Brennstaubbrechen	Spaltgasdispersion	Dominante Aufbruchmechanismen d. Spaltgaswirkung sind transientes Schwellen, Aufschäumen mit oder ohne Aufbrechen d. festen Pellet Schale und Zerbrüselung nach Korngrenzenseparation. Wahrscheinlichster Mechanismus hier Schwellen mit Aufschäumen nach d. Schmelzen. Alle Aufbrucharten unter SNR-Bedingungen grundsätzlich zunächst dispersiv, da eine begrenzte Leistungstransiente vorausgeht. Experimentelle Absicherung der Dispersionswirkung für die interessierenden Zustände fehlt noch. Aufbrechen unter SNR-Bedingungen wegen zu kurzer Hüllrohrbewegung immer in unblockierten Bündeln. Hülle besitzt jedoch i.a. keine Restfestigkeit mehr.	Ja	Nein
	Na-Dampfströmungseinfluß	Bei Aufbruchvorgängen in nicht blockierten Bündeln sehr starkes Dispersionspotential. Eintrittsdruckerhöhung durch gleichzeitige Na-Expulsion in weiten Core-Bereichen schafft Druckgradienten für 2 g Beschleunigung der gesamten Brennstoffsäule nach oben, die bei stärkerer Verdampfungsleistung noch größer werden. Beschreibung der realen kombinierten Effekte aus Schleppwirkung d. Strömung und Druckgradient mit 1-dim. Siedemodell nicht möglich. Berücksichtigung d. Druckgradienten allein nur eine Näherung, die experimentell abzusichern ist.	Ja	Nein
	Stahldampfdispersion	Geringe Stahlmengen, die mit Brennstoffschmelze in Berührung kommen, bilden rasch einen auch in der Einleitungsphase wirksamen zusätzlichen Dispersionsmechanismus. Experimentell beobachtete Dispersionspulse lassen sich mit diesem Mechanismus erklären. Quantifizierung des Effekts schwierig, da Kontaktoberflächen und Energie und Impulsaustausch nur parametrisiert werden können. Größere eingeschlossene Stahlmassen sind u.U. starke Wärmesenken, die Brennstoff ohne Aufbau eigener Dampfdrücke zunächst zum Erstarren bringen können.	Ja	Nein
Spätere Aufbruchvorgänge und Materialbewegung in gevoideten Kanälen	Spaltgasdispersion	Denkbare Restfestigkeiten der Hülle ermöglichen z.T. mechanisches Versagen, können jedoch eine Zerstörung des Stabs über die volle Länge beim Aufbrechen schwer verhindern, so daß axiale Bewegungen im Stabinnern kaum stattfinden. Radialer Widerstand vorm Versagen kann Disziplinierung der Arbeitsfähigkeit des Spaltgases durch Schwellen verhindern. Beim Aufbrechen dadurch u.U. stärkere Dispersionseffekte erreichbar.	Ja	Nein
	Na-Dampfströmungseinfluß	Leistungssteigerungen nach Ausbleiben früher Materialdispersion und bei Fehlen von Spaltgasdispersion nach mechanischem Versagen würden zu weiteren Druckerhöhungen im Eintritt mit Eintritt führen, die den Dispersionseffekt der Na-Dampfströmung in den später aufbrechenden Bereichen noch weiter verstärken müssen.	Ja	Nein
LOF / TOP Ereignis (Vorgänge nach Versagen und BNR in nicht oder teilweise gevoideten Kanälen bei rasch anwachsender Leistung).	Versagensablauf	Hüllrohrversagen durch Innendruckbelastung von aufgeschäumter Schmelze, die in raschen Transienten durch cracks bis in den im oberen Teil geöffneten Spalt zwischen Pellet und Hülle vordringen und die Belastung über große axiale Bereiche verteilen kann. Ribbildung am ehesten über axial heiße Hüllrohrbereiche. Überdruck von 15 bar liefert genügend hohe Spannungsintensität für rasche Ribpropagation, die anfangs vor allem nach oben, später durch Festkörperlasten auch nach unten gehen kann. Bei teilweise gevoidetem Core Ribbildung über Dampf/Flüssig Grenze hinweg wahrscheinlich.	Starkes Auf-voiden und Materialdispersion verhindert LOF / TOP Ereignis	Kleiner Core-Mittentrib ohne Propagation
	Axiale Brennstoffbewegung im Stabinnern nach Versagen	Im heißen Hüllrohrbereich über Core Mitte zunächst überwiegend radiale Brennstoffbewegung zum Teil auch in schon gevoidete Bereiche hinein. Unterhalb Core Mitte axial nach oben gerichtete Brennstoffbewegung im Stabinnern mit positiven Rückwirkungen kurzzeitig denkbar. Arbeitsfähigkeit des beim Schmelzen freigesetzten Spaltgases für Brennstoffbewegung hat Verzögerung durch Blasenwanderungs- und Koaleszenz Vorgänge, die konsistent mit seinem Dispersionspotential nach dem ersten Aufbrechen zu sehen sind. Aufbau von autokatalytisch kompakten Druckgradienten für Brennstoffbewegung dadurch unmöglich.		Nein (Ja*)
	Axiale Brennstoffbewegung im Kühlkanal nach Versagen	Bewegung dispersiv, da Material überwiegend in oberer Kernhälfte. Rückwirkung absolut gesehen stärker anzusetzen als mögliche kurzzeitige Kompaktionsrückwirkungen im Stabinnern. Annahme einer reaktivitätsmäßigen Kompensation der Bew. Rückw. im Stab und Kühlkanal bei pessimistischer Eingrenzung unterschätzt daher den Abschalteneffekt. Abstandshalter können größere Partikel aufhalten und Bewegung verzögern. Freie Wege dazwischen jedoch groß genug (~15cm), daß sie auf die entscheidende Phase des ersten Reaktivitätsabbaus kaum Einfluß haben, die Anfangsbedingungen für nachfolgende Phänomene jedoch verändern werden.		Nein (Ja*)
	BNR getriebene Kühlmittelexpulsion nach dem Versagen	Starke Na-Expulsion mit hohen Voidrampen erfordert rasche Brennstoff-Fragmentation mit hohem Wärmeübergang. Schleppwirkung für die kleineren Partikel aber groß, so daß starker Na-Expulsioneffekt durch verstärkten Ausschwenneffekt teilweise kompensierbar ist. Mitbewegung von 8% d. Brennstoffs mit Natrium reicht, um positive Rückwirkung zu verhindern. Ribbildung im Dampf-Flüssig Grenzbereich führt zu lokaler BNR-Wirkung an der Grenzfläche, die den Voidvorgang kaum verstärkt die möglicherweise aber zu Materialdispersionen mit starken Abschalteneffekten in den gevoideten Bereichen führt. Ribaufweitung im ungevoideten Bereich erhöht die Schleppwirkung des Natriums.		Inkonsistent d. Spaltgasdruck injizierter Brennstoff soll instantan fragmentieren und Na sehr rasch aufheizen und antreiben.

* Nur bei unrealistisch pessimistischer, nicht mechanistischer Eingrenzung möglicher Kompaktionseffekte (Fall F8)

logie der Hüllrohrbewegungen verändern in erster Linie die Randbedingungen für die Transitionphase, sie haben jedoch auf die Entwicklungen in der Einleitungsphase nur einen geringen Einfluß.

Beim ersten Aufbrechen des Brennstoffs liegt das Hüllrohr größtenteils noch auf den Brennstoffpellets, besitzt durch seine weitgehend aufgeschmolzenen Zustand jedoch keine Restfestigkeit mehr. Der Aufbruchvorgang erfolgt in praktisch unblockierten gevoideten Bündeln bei hohen Natriumdampfgeschwindigkeiten in den Unterkanälen. Aufbrechen, d.h. der Übergang von einer stehenden Pelletsäule in bewegliches Material, wird in dem hochbestrahlten Brennstoff vor allem durch die Dynamik des Spaltgasverhaltens bestimmt. Wahrscheinlichster Mechanismus ist ein nach dem Herausbrechen größerer Segmente einsetzendes Brennstoffaufschäumen in den ungeschmolzenen Zonen sind auch kurzzeitige Schwellvorgänge möglich. Durch die vorausgegangene Leistungstransiente ist dieser ebenso wie andere denkbare Aufbruchmechanismen zunächst immer dispersiv, so daß nach dem Aufbrechen ein rascher Abschaltvorgang erwartet wird. Dieser Abschaltvorgang wird unterstützt werden durch die Wirkung der Natriumdampfströmung, die in unblockierten Bündeln insbesondere durch die bei kohärenten Natriumexpulsionen entstehende Druckerhöhung im Eintrittsplenum ein starkes Dispersionspotential darstellt. Geringe Stahlmengen, die mit Brennstoffschmelze in Berührung kommen, können in der Einleitungsphase nach Aufheizung auf Siedebedingungen ein zusätzliches Dispersionspotential bilden, bei großen Stahleinschlüssen andererseits aber auch als den Brennstoff abkühlende und die Spaltgasdispersion bremsende Wärmesenke wirken. Die Quantifizierung dieses Effekts ist recht schwierig, kann aber parametrisch an noch nicht oder schon erfolgte Hüllrohrbewegungen (die nur noch dünne leicht aufheizbare Restfilme zurücklassen) gekoppelt werden. Spätere Aufbruchvorgänge finden nach früher Dispersion i.a. schon bei abnehmender Leistung statt. Die Spaltgasdispersionswirkung kann dabei u.U. stärker sein als in der frühen Störfallphase, da eventuell bestehende Restfestigkeiten der Hülle eine Dissipierung der Arbeitsfähigkeit des Spaltgases durch Schwellvorgänge solange einschränken bis es zu plötzlichen Entlastungsvorgängen nach mechanischem Hüllrohrversagen kommt.

Wie in der letzten Spalte von Tabelle 2.3 ausgewiesen, werden die bisher genannten Phänomene bei den Simulationen für den erwarteten Störfallverlauf alle berücksichtigt. Die Dispersionsphänomene sind dabei starke Abschaltmechanismen, die nach dem Aufbrechen wirksam werden. Ein experimenteller Nachweis der Größenordnung der Effekte kann jedoch insbesondere

unter den zur Diskussion stehenden Randbedingungen bisher nur in wenigen Fällen erbracht werden. Pessimistisch eingrenzende Abschätzungen sind von daher erforderlich. Hier zeigt sich, daß insbesondere beim SNR ausgehend vom erwarteten Störfallverlauf noch ein sehr großer Spielraum besteht, ehe man zu den stark energetischen Vorgängen kommen kann, die für eine Eingrenzung des mechanischen Belastungspotentials postuliert werden.

Würde man z.B. in pessimistischer Weise unterstellen, daß weder die ersten noch die nachfolgenden Aufbruchvorgänge zu dispersiven Brennstoffbewegungen führen, käme es nach dem Aufbrechen zu einem weiteren Leistungsanstieg. In dem aufgevoideten Kern kommt dieser jedoch nur durch schwerkraftgetriebene über die Viskosität begrenzte Kompaktionsvorgänge zustande. Der Reaktivitätsanstieg daraus könnte durch milde Brennstoffdampfdruckexpansion ohne Aufbau von stärkeren mechanischen Belastungen und Kerndisassemblierung abgebaut werden, d.h. im SNR-300 Mark 1A EOL Kern würden selbst Aufbruchvorgänge mit kompaktiven Materialbewegungen nach schwach energetischen Leistungsexkursionen in die Transitionphase führen.

Um zu wirklich energetischen Verläufen zu kommen, muß der Pessimismus noch weiter verschärft werden, indem man die exkursionsbegrenzenden (real auch gemessenen) stark negativen axialen Expansionsrückwirkungen nicht in die Phänomenologie mit einbezieht. In diesem Fall steigt die Leistung bei der Kühlmittlexpulsion an, in einer Periode raschen Leistungsanstiegs kommt es dann zum ersten Aufbrechen in einem auch in den inneren Bereichen nur wenig aufgevoideten Kern. Die Materialbewegungen nach dem ersten Aufbrechen, das i.a. noch in gevoideten Bereichen erfolgt, werden dabei ein entscheidender Verzweigungspunkt im Szenario. Bei einem zusätzlich pessimistisch unterstellten Ausbleiben der unter diesen Bedingungen wahrscheinlich sehr starken Dispersionswirkungen, kommt es kurz darauf bei weiterhin rasch ansteigender Leistung zum Versagen mit BNR in wenig oder nicht gevoideten Kanälen, also zum sog. LOF/TOP Ereignis. Für ein LOF/TOP Ereignis mit potentiell starken Auswirkungen auf die Störfallenergetik müssen daher nacheinander gleich zwei für real geltende Effekte ausfallen, einmal die axiale Expansionsrückwirkung und zum anderen die Materialdispersion und damit alle genannten Einzelmechanismen, die eine direkte Materialdispersion nach dem Aufbrechen bewirken. Ohne den verbleibenden Spielraum durch eine dif-

ferenzierte Einschränkung der Einzelmechanismen weiter aufzuzeigen, wurden diese Mechanismen wie in Tabelle 2.3 ausgewiesen bei den eingrenzenden Energetikuntersuchungen alle vernachlässigt, womit letztlich ein LOF/TOP Ereignis als Ausgangssituation postuliert wurde.

Bei einem LOF/TOP Ereignis kommt es am ehesten zum mechanischen Hüllrohrversagen in den axial heißen Hüllrohrbereichen. Erwartet wird dabei eine Hüllrohrbelastung und ein Aufreißen über größere axiale Bereiche oberhalb der Core Mitte, wobei die Last durch stark gashaltige aufgeschäumte Brennstoffschmelze aufgebaut wird, die die Risse im Brennstoff durchdrungen hat und den oberen offenen Spalt zwischen Pellet und Hülle ausfüllt. Bruchmechanische Untersuchungen zeigen außerdem die Möglichkeit einer zusätzlich raschen Rißpropagation nach dem Versagen. Die pessimistische Energetiksimulation geht demgegenüber von einem kleinen Riß in Core Mitte aus, der sich zeitlich nicht aufweitet. Das führt zu heftigeren BNR's mit stärkeren Voidrückwirkungen. Aus modelltechnischen Gründen kommt es dadurch auch in den teilweise aufgevoideten Bündeln eher zu BNR's da ein kurzer Riß die in Wirklichkeit wahrscheinliche, modellmäßig aber nicht simulierbare Situation eines im Grenzbereich zwischen Flüssigkeit und Dampf liegenden Risses leichter umgeht.

Nach dem Versagen ist oberhalb der Core Mitte eine zunächst überwiegend radiale Brennstoffbewegung zum Teil in gevoidete Bereiche hinein zu erwarten. Unterhalb der Kernmitte sind axial nach oben gerichtete Brennstoffbewegungen im Stabinnern mit positiven Rückwirkungen kurzzeitig denkbar. Die Arbeitsfähigkeit des beim Schmelzen weiter freigesetzten Spaltgases für die Brennstoffbewegung setzt jedoch erst mit Verzögerungen durch Blasenwanderungs- und Koaleszenzvorgänge ein, die konsistent mit seinem Dispersionspotential nach dem ersten Aufbrechen zu sehen sind. Ein Aufbau von mit der Leistung autokatalytisch anwachsenden Druckgradienten für kompaktive Brennstoffbewegung ist dadurch unmöglich, daß der gleiche Effekt beim ersten Aufbrechen starke Dispersionswirkungen zur Folge hat, die ein LOF/TOP Ereignis gar nicht erst zulassen.

Im Kühlkanal werden nach dem Versagen dispersive axiale Brennstoffbewegungen erwartet, da das Material sich überwiegend in der oberen Kernhälfte befindet und starke Schleppwirkungen der Natriumdampf- bzw. Flüssigkeitsströmung auftreten werden. Die Reaktivitätswirkungen durch axiale Brennstoffbewegung im Kühlkanal sind absolut gesehen sicher stärker anzusetzen als mögliche kurzzeitige Kompaktionsrückwirkungen im Stabinnern. Die Annahme einer reaktivitätsmäßigen Kompensation der Brennstoffbewegungsrückwirkungen im Stab und im Kühlkanal, die der pessimistischen Energetikeingrenzung zugrunde liegt (Fall F7) ist von daher eine Unterschätzung des Abschalt-effekts. Die im Rahmen dieser Untersuchungen mit einer nicht mechanistischen Beschreibung vorgenommene Simulation autokatalytischer Brennstoffbewegungsrückwirkungen beim LOF/TOP Ereignis (Fall F8) liefert im Hinblick auf die hier diskutierten Effekte eine unrealistische übertrieben pessimistische Eingrenzung, die als Basis für die Abschätzung des Energetikpotentials ungeeignet ist. Hierauf wird im Abschnitt 4.4 noch näher eingegangen.

Die BNR mit dem nach dem Versagen injizierten Material ist nach dem derzeitigen Verständnis eher als heftiger lokaler Siedevorgang mit zeitlich verzögertem und relativ langsamen Energieaustausch ohne die Möglichkeit für starken Druckaufbau zu sehen. Für die Bedingungen gibt es z.B. Abschätzungen von Fauske [2.50], die eine schockwelleninduzierte heftige BNR nach Board and Hall [2.51] durch die Behinderung der homogenen Vermischung von Brennstoff und Natrium aufgrund der Restfestigkeit der Hülle ausschließen. Der bei den pessimistischen Untersuchungen durch inkonsistent hohe Spaltgasdrücke in eine sehr kleine Natriumzone injizierte und instantan im Kanal in kleine Partikel fragmentierte Brennstoff erzeugt daher eine übertrieben heftige Kühlmittlexpulsion bei der BNR. Schon allein die kleine Rißzone führt zu sehr hohen Brennstoff/Natrium Massenverhältnissen.

Der im Rahmen dieser Zusammenfassung abschließend vorgenommene Vergleich von erwarteten Phänomenen beim LOF/TOP Ereignis und der für die Energetikeingrenzung zusätzlichen wichtigen Annahmen für die Modellierung sollte den immer noch breiten Spielraum zwischen relativ milder realer Phänomenologie und Simulation aufzeigen. Dieser Spielraum wurde durch entsprechende Annahmen bewußt geschaffen, um bestehende Unsicherheiten und Lücken bei der Modellierung dieser Vorgänge, die in den folgenden Kapiteln noch deutlicher werden, pessimistisch abzudecken.

Die Annahmen, die für eine modellmäßige Beschreibung der in Tabelle 2.3 geltend gemachten Phänomene getroffen wurden, werden im Abschnitt 4 nach einer Erläuterung der wichtigsten für diese Untersuchungen verwendeten Simulationsmodelle noch detaillierter zusammengestellt.

2.9 Literatur zu Kapitel 2

- [2.1] R.Fröhlich et al.:
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300
Mark 1A Reaktorkern"
KFK 2310 (1976)
- [2.2] H.K.Fauske et al.:
"An Assessment of Voiding Dynamics in Sodium-Cooled Fast
Reactors"
ANL/RAS 74-20
- [2.3] W.R.Bohl et al.:
"An Analysis of the Unprotected Loss-of-Flow Accident in the
Clinch River Breeder Reactor with and End-of-Equilibrium-
Cycle Core"
ANL/RAS 77-15
- [2.4] J.F.Jackson et al.:
"Trends in LMFBR Hypothetical Accident Analysis"
Conf. 740401 (1974), Beverly Hills
- [2.5] P.Schmuck et al.:
"KADIS: Ein Computerprogramm zur Analyse der Kernzerlegungs-
phase bei hypothetischen Störfällen in schnellen natriumge-
kühlten Brutreaktoren"
KFK 2497
- [2.6] H.K.Fauske et al.:
"An Assessment of Fuel Failure Propagation in LMFBRs"
CONF-761001 (1976), Chicago
- [2.7] K.Doerbecker:
"ARES: Ein zweidimensionales Rechenprogramm zur Beschreibung
der kurzzeitigen Auswirkungen einer hypothetischen unkontrol-
lierten nuklearen Exkursion auf Reaktortank, Drehdeckel und
Einbauten, gezeigt am Beispiel des SNR-300"
Reaktortagung, Hamburg (1972)

- [2.8] P.Schmuck et al.:
"Berechnung von mechanischen Energiefreisetzung und verdampften Brennstoffmengen in einem schnellen, natriumgekühlten Brutreaktor"
Reaktortagung, Hamburg (1977)
- [2.9] J.F.Meyer et al.:
"An Analysis and Evaluation of the Clinch River Breeder Reactor Core Disruptive Accident Energetics"
NUREG-0122 (1977)
- [2.10] M.G.Stevenson et al.:
"Report on the Analysis of the Initiating Phase of a Loss-of-Flow (without scram) Accident in the FTR"
ANL/RAS 74-24
- [2.11] B.Kuczera:
"Simulation of the Transient Behaviour of LMFBR Fuel Pins under consideration of special Burnup Phenomena using the BREDA-II Model"
Nucl. Eng. and Design, Vol.31 (1975), Seite 294
- [2.12] F.E.Dunn et al.:
"The SAS 2A LMFBR Accident-Analysis Computer Code"
ANL-8138 (1974)
- [2.13] B.J.Wrona, J.T.A.Roberts and J.A.Buzzell:
"Fuel Slumping Behaviour", in Reactor Development Program Progress Report, ANL-RDP-23, Argonne National Laboratory, p. 5.7 (December 1973)
- [2.14] D.R.Porten:
"HOP 3-3C 3-3A Transient Test Final Report"
HEDL-TME 76-54, Hanford Engineering Development Laboratory (1976)
- [2.15] D.B.Atcheson, R.R.Sherry and K.J.Shimane:
"Cladding Failure in TREAT Overpower Experiments: A Mechanistic Interpretation and its Implications for LMFBR Safety Analysis"
Proc. Intl. Conf. on Fast Reactor Safety and Related Physics, Chicago, October 1976, CONF-761001

- [2.16] D.A.Cantley, G.R.Hall and C.W.Craig:
"Axial Expansion of Mixedoxide Fuel Measured In-pile"
GEAP-10403, General Electric Company (1971)
- [2.17] R.B.Fitts, B.Fleischer and R.L.Senn:
"Fuel-Cladding Mechanical Interaction and Gas Pressure
Buildup in a Shortened FTR-Type Fuel Pin"
ORNL-4875, Oak Ridge National Laboratory (1973)
- [2.18] HEDL-Materials Dept. "HEDL Steady-State Irradiation Testing
Program - Status Repotr - Thru February 1975", HEDL-TME 75-48,
Hanford Engineering Development Laboratory (1975)
- [2.19] "HEDL Data on Mixed Oxide Pellet Separations"
Unpublished, 1977
- [2.20] H.K.Fauske:
"Boiling Flow Regime Maps in LMFBR HCDA Analysis"
TRANS, ANS 22, (1975) San Francisco, Seite 385
- [2.21] T.G.Theofanous, W.Prather, M.Chen, T.P.Speis and L.Lois:
"Clad Relocation Dynamics-The Physics and Accident Evolution
Implications"
Proc. Intl. Conf. on Fast Reactor Safety and Related Physics,
Chicago, October 1976, CONF-761001
- [2.22] R.E.Henry, W.C.Jeans, D.J.Quinn and E.A.Spleha:
"Cladding Relocation Experiments"
Proc. Intl. Conf. on Fast Reactor Safety and Related Physics,
Chicago, October 1976, CONF-761001
- [2.23] H.K.Fauske:
"Some Comments on Cladding and Early Fuel Relocation in LMFBR
Core Disruptive Accidents"
Trans. Am. Nucl. Soc. 21, p 322 (1975)
- [2.24] B.W.Spencer et al.:
"Summary and Evaluation of R-Series Loss-of-Flow Safety
Tests in TREAT"
CONF-761001, Chicago 1976

- [2.25] W.R.Bohl et al.:
"CLAZAS: the SAS3A Clad Motion Model"
ANL/RAS 74-15
- [2.26] L.W.Deitrich and R.W.Ostensen:
"An Assessment of Fission-Gas Driven Fuel Disruption and
Dispersal in a Hypothetical LMFBR Loss-of-Flow Accident"
ANL/RAS 77-4, Argonne National Laboratory (Februar 1977)
- [2.27] E.W.Bartsch et al.:
"Summary and Evaluation - Fuel Dynamics Loss-of-Flow
Experiments (Tests L2, L3 and L4)",
ANL-75-57 (September 1975)
- [2.28] R.Simms et al.:
"Loss-of-Flow Test L5 on FFTF-Type Irradiated Fuel (Interim
Report)"
ANL/RAS 75-30, Argonne National Laboratory (August 1975)
- [2.29] O.D.Slagle, C.A. Hinman and E.T.Weber:
"Experiments on Melting and Gas Release Behaviour of Irradiated
Fuel"
HEDL-TME 74-17, Hanford Engineering Development Laboratory (1974)
- [2.30] R.G.Palm et al.:
"F1 Phenomenological Test on Fuel Motion (Interim Report)"
ANL/RAS 76-11, Argonne National Laboratory (March 1976)
- [2.31] E.W.Barts et al.:
"Summary and Evaluation - Fuel Dynamics Loss-of-Flow Experiments
(Tests L2, L3 and L4)"
ANL-75-57 (September 1975)
- [2.32] B.J.Wrona et al.:
"Mechanical Response of UO_2 Subjected to Transient Heating"
Nucl. Tech. 32, 276 (1977)
- [2.33] C.A. Hinman, Slagle, O.D.:
Behavior of Oxide Fuel During Thermal Transients
HEDL TME 75-72, p. 85 (1976)

- [2.34] J.H.Scott et al.:
"Microstructural Dependence of Failure Threshold in Mixed-Oxide LMFBR Pins"
HEDL-TME 75-9, Hanford Engineering Development Laboratory (1975)
- [2.35] W.R.Bohl:
"SLUMPY: The SAS3A Fuel Motion Model for Loss-of-Flow"
ANL/RAS 74-8
- [2.36] L.W.Deitrich et al.:
"Summary and Evaluation - Fuel Dynamics Transient Overpower Experiments"
ANL/RAS 74-8, Argonne National Laboratory (June 1974)
- [2.37] A.B.Rothmann et al.:
"Results of Recent TOP and LOF Experiments in TREAT"
CONF-761001, Chicago 1976
- [2.38] R.E.Baars et al.:
"Base Technology FSAR Support Document - Prefailure Transient Behaviour and Failure Treshold Status Report"
HEDL-TME 75-47, Hanford Engineering Development Laboratory (January 1975)
- [2.39] R.G.Palm et al.:
"F2 Phenomenological Test on Fuel Motion (Interim Report)"
ANL/RAS 76-29, Argonne National Laboratory (September 1976)
- [2.40] Floyd E.Dunn:
"LMFBR Voiding Rate Reduction Due to Inlet Plenum Hydraulic Effects"
Trans. Am. Nucl. Soc. 23, 334 (1976)
- [2.41] W.R.Bohl:
"CLAP: A Cladding Action Program für LMFBR HCDA LOF Analysis"
Trans. Am. Nucl. Soc. 23, 348 (1976)
- [2.42] G.Angerer:
"The Dynamics of Large Waves During Molten Cladding Film Relocation"
TRANS, ANS; Vol.26 (1977) New York, Seite 374

- [2.43] B.Kuczera et al.:
"The CABRI Experimental Programme", Reaktortagung Düsseldorf, 1976
- [2.44] R.C.Doerner et al.:
"Final Summary Report Fuel Dynamics Test E7"
ANL/RAS 76-32, Argonne National Laboratory (November 1976)
- [2.45] E.E.Gruber:
"Calculation of Transient Fission-Gas Release from Oxide Fuels"
ANL-8143, Argonne National Laboratory (November 1974)
- [2.46] E.E.Gruber:
"A Generalized Parametric Model for Transient Gas Release
and Swelling in Oxide Fuels"
ANL-77-2, Argonne National Laboratory (January 1977)
- [2.47] C.W.Hunter and R.L.Fish:
"Deformation and Failure of Fast Reactor Fuel Cladding
Specimens During High-Temperature Simulated Loss-of-Flow
Transients"
ANS Fast Reactor Safety Conf., April 2-4, 1974 USAEC-CONF
740401
- [2.48] D.Fahr et al.:
"Postirradiation Tensile properties of Annealed and Cold
Worked Type 316 Stainless Steel"
Proc. BNES Conf. on Irradiation Embrittlement and Creep in
Fuel Cladding and Core Components, London (Nov. 1972)
- [2.49] R.J.Eiber, W.A.Mexey, A.R.Duffy and T.J.Aterbury:
"Investigation of the Initiation and Extent of Ductile Pipe
Rupture"
Task 17 Final Report, BMI 1908, Battelle Columbus Laboratories
(June 1971)
- [2.50] H.K.Fauske:
"The Role of Core-Disruptive Accidents in Design and
Licensing of LMFBRs"
Nucl. Safety, Vol.17, No.5 (1976), Seite 550
- [2.51] S.J.Board et al.:
"Detonation of Fuel Coolant Explosions"
Nature 254 (1975), Seite 319

[2.52] C. Girard et.a...:

"French Programm on LMFBR Safety"

Proc. Fast Reactor Safety Meeting, Beverley Hills

(April 1974) CONF-740401-P1

3. Modellierungsmöglichkeiten des SAS3D Systems und Erweiterungen gegenüber CAPRI-2/KADIS

Das SAS3D System [3.1], das für diese Analysen verwendet wurde, besteht aus einer Reihe von physikalischen Modulen. Ein Modul faßt dabei eine Gruppe von Unterprogrammen zusammen, die zur Beschreibung bestimmter physikalischer Phänomene benötigt werden. Die Module sind in Einzelberichten ausführlich dokumentiert. Dieser Abschnitt gibt daher nur eine zusammenfassende Aufzählung der Module mit der darin simulierten Phänomenologie wieder. Er soll außerdem in einer vereinfachten am Störfallablauf orientierten Darstellung die Kopplungen zwischen den Modulen deutlich machen, die in Wirklichkeit sehr viel komplexer sind.

Die Module und ihre Verknüpfungen werden in Bild 3.1 zusammengefaßt. Das Core wird im SAS-Code durch eine Anzahl von Kanälen (bis zu 34) dargestellt. Jeder Kanal repräsentiert das thermohydraulische Verhalten eines Brennstabs aus einer Gruppe von Brennelementbündeln. Die Kanäle sind neutronenphysikalisch durch die Punktkinetiknäherung im Modul SSPK bzw. TSPK [3.2] gekoppelt, für die axial und kanalabhängige Verteilungsfunktionen der Leistung und Materialreaktivitäten vorgegeben werden. Thermohydraulisch besteht eine Kopplung durch den PRIMAR-2 Modul [3.3], der den Druck im Eintrittsplenium unter Berücksichtigung der Kreislaufträgheit unter den Randbedingungen der in den Kanälen ablaufenden Einzeleffekte berechnet und mit seinen Rückwirkungen zu Strömungsumverteilungen und auch zu einer direkten Beeinflussung der Vorgänge im Kernbereich führen kann. Alle anderen Module außer PRIMAR und TSPK, die in Bild 3.1 angegeben werden, beschreiben nacheinander immer nur Phänomene in den einzelnen Kanälen.

Die oberste Zeile in Bild 3.1 gibt die verschiedenen Module zur Beschreibung des stationären Ausgangszustands vor der Störfalleinleitung an. SSPK initialisiert die Punktkinetikrechnung. SSCOOL [3.2] beschreibt die stationären Kühlmitteltemperaturen und Druckverluste für vorgegebene kanalabhängige Durchsatzraten und Leistungen. Dabei werden die Drosseln an den Brennelementfüßen automatisch auf den für alle Kanäle gleichen Eintrittsdruck angepaßt. SSHTR [3.2] berechnet die stationäre Temperaturverteilung im Brennstab und Hüllrohr und steht in enger Wechselwirkung mit dem Modul SSFUEL [3.4], der die restrukturierte und geschwollene Brennstoffgeometrie für die vorgegebene Leistung und Standzeit der Elemente berechnet. Dabei werden die Außenradien der verschiedenen Gefüge-

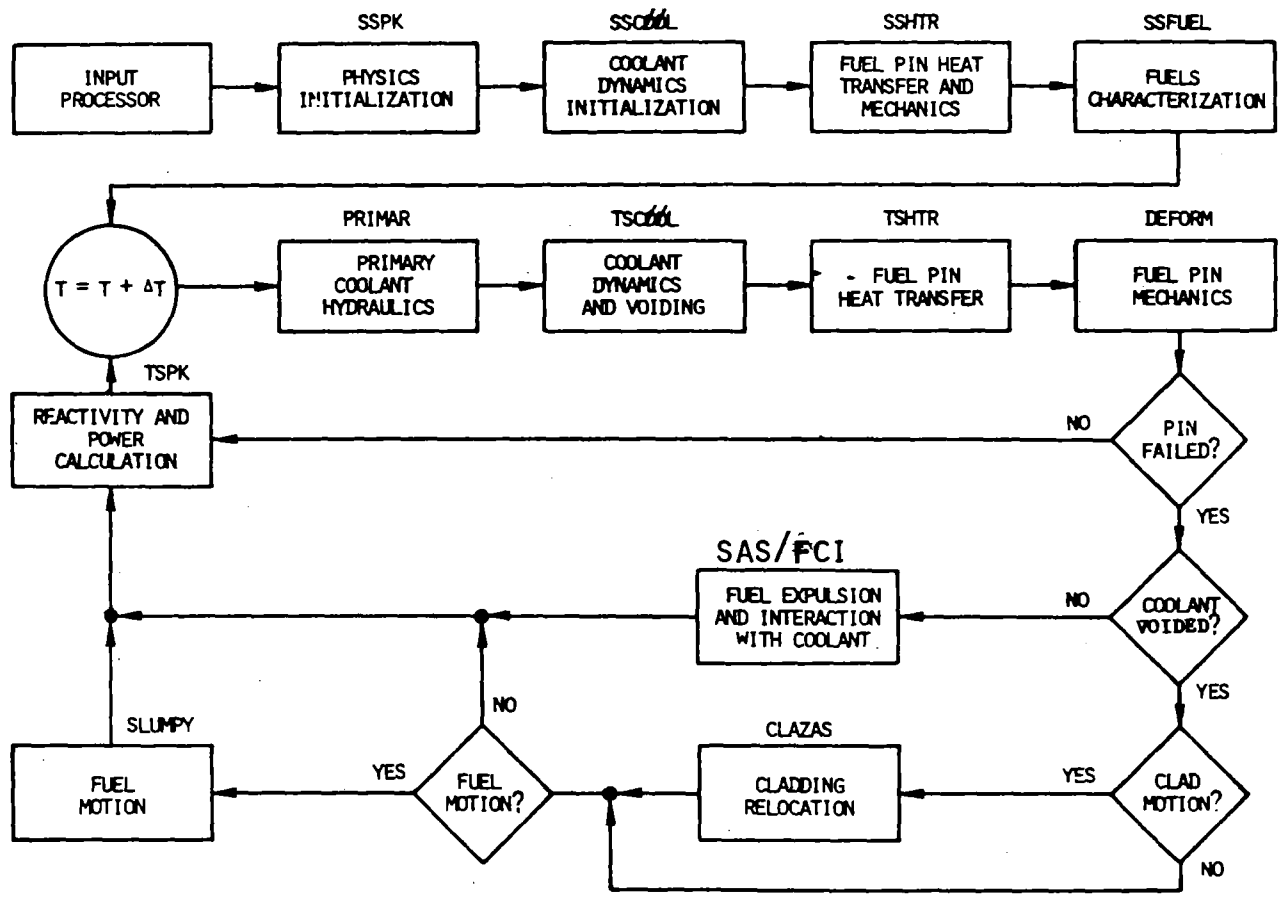


BILD 3.1 VEREINFACHTE DARSTELLUNG DER SAS3D-CODE-STRUKTUR

zonen konsistent mit den dafür vorgegebenen Grenzisothermen ausiteriert. SSFUEL simuliert außerdem auch das stationäre Hüllrohrschwellen und berechnet die Konzentration des im Brennstoff zurückgehaltenen Spaltgases sowie den Druckaufbau im Zentralkanal und Spaltgasplenum durch das stationär freigesetzte Gas. Die in SSFUEL bestimmte Gaskonzentration kann transient als Funktion der mittleren Temperatur und des Temperaturgradienten im nicht restrukturierten Gefüge nach dem in Bild 3.1 nicht aufgeführten FRASPAR Modell [3.1] verringert werden. Die verbleibende Restkonzentration läßt sich nach Brennstabversagen und Aufbrechen bei der Simulation der weiteren Materialbewegungen berücksichtigen.

Die Störfalleinleitung kann durch Vorgabe einer Reaktivitätszufuhr für TSPK erfolgen (Leistungsstörfall). Ebenso ist auch die Simulation eines Pumpenausfalls möglich (Durchsatzstörfall). Dazu ist die zeitliche Änderung der Pumpenförderhöhe vorzugeben, woraus im PRIMAR Modul der Druckabfall im Eintrittsplenum und die resultierenden Durchsatzreduktionen für den gesamten Kreislauf bestimmt werden. TSCOOOL [3.2] berechnet die Kühlmitteldynamik, wobei extrapolierte Werte für den Wärmestrom von den Brennstäben an das Kühlmittel verwendet werden. Nach Überschreiten einer vorgegebenen Überhitzung des Natriums wird die Kühlmitteldynamik mit einem Mehrblasen Siedemodell [3.2] ähnlich wie das BLOW-3 Modell aus CAPRI [3.5] simuliert. Das Austrocknen des Restfilms, der zunächst auf den benetzten Oberflächen innerhalb der Blasen zurückbleibt, wird dabei außer durch Verdampfung und Kondensation unter Berücksichtigung der Filmbewegung durch die Schleppwirkung des Natriumdampfes, die Wandreibung, die Schwerkraft und den axialen Druckgradienten bestimmt [3.6]. TSHTR [3.2] berechnet die transienten Temperaturänderungen und Aufschmelzvorgänge im Brennstab und in der Hülle. Aus den Änderungen resultieren thermische Lasten, die zusammen mit möglichen Druckänderungen im Zentralkanal etwa durch transient freigesetztes Spaltgas oder durch Dichteänderungen beim Brennstoffschmelzen in die Deformationsanalyse mit dem DEFORM-I Modul [3.2] eingehen. Die Ergebnisse der Deformationsanalyse werden in SAS jedoch nur bei der Berechnung der axialen Expansion der Brennstoffsäule berücksichtigt. Mechanisches Hüllrohrversagen wird dagegen nicht durch die berechneten Dehnungen sondern durch thermische Bedingungen oder durch eine vereinfachte Abschätzung der Hüllrohrspannung direkt aus dem transienten Druck im Zentralkanal bestimmt [3.7]. Die Deformationsanalyse endet mit dem Aufbrechen des Brennstoffs oder mit dem Beginn von Hüllrohrschmelzen.

Die Vorgänge nach mechanischem Brennstabversagen in ungevoideten Core Bereichen werden mit dem Modul SAS/FCI beschrieben [3.8]. Mit dem Zentralkanaldruck und dem Druck, der im Kühlkanal (innerhalb der vorgegebenen Rißlänge) initiierten BNR Zone wird dabei in SAS/FCI ein transientser Ausspritzvorgang simuliert, der flüssigen und festen Brennstoff sowie Spaltgas in den Kühlkanal injiziert. Thermische Wechselwirkungen des ausgespritzten Materials mit dem Natrium der BNR-Zone führen dabei zu einem Druckanstieg, der das Natrium aus dem Kühlkanal verdrängt und gleichzeitig den Ausspritzvorgang verlangsamen, nach Überschreiten des Zentralkanaldrucks vorübergehend sogar vollkommen unterbrechen kann. Massen- und Druckänderungen im Zentralkanal durch Ausspritzvorgänge und durch die beim weiteren Schmelzen hereinkommenden Brennstoff- und Spaltgasmengen werden berücksichtigt. Die SAS/FCI Simulation führt zu BNR-Voidvorgängen und berechnet Brennstoffbewegungen, die den Störfallablauf reaktivitätsmäßig stark beeinflussen können. Die Brennstoffinjektion wird dabei ohne ein physikalisches Modell für die Brennstoffbewegung im Zentralkanal berechnet. Das injizierte Material wird stattdessen homogen im Bereich des axial i.a. stark ausgedehnten Zentralkanals verdünnt, was zu einem instantanen Brennstofftransport zum Riß führt, der die Bewegungsrückwirkungen insbesondere bei prompt kritischen Exkursionen stark überschätzt. Die Bewegung des ausgepitzten Brennstoffs im Kühlkanal wird mit Geschwindigkeiten berechnet, die linear aus der Expansionsgeschwindigkeit der BNR Zone interpoliert werden, wobei an der Rißstelle die Geschwindigkeit Null angenommen wird. Der so simulierte Ausschwenneffekt führt zu Abschaltwirkungen, die insbesondere bei kleinen Natriumsäulen über der BNR-Zone stark überschätzt werden können. Die Brennstoffbewegung wird daher in SAS/FCI nur empirisch aus unphysikalischen Modellen berechnet. Sie entspricht nicht der aus der Phänomenologie real zu erwartenden Bewegung und kann den Reaktivitätseffekt insbesondere beim Durchsatzstörfall in der einen oder anderen Richtung stark überschätzen. Sie sollte deshalb nur mit großer Vorsicht reaktivitätsmäßig bei der Simulation hypothetischer Störfälle berücksichtigt werden.

Hüllrohrbewegung wird in gevoideten Core Bereichen nach dem Aufschmelzen des Hüllrohrs initiiert und mit dem Modul CLAZAS [3.9] beschrieben. CLAZAS simuliert dabei die Bewegung einzelner Hüllrohrsegmente unter dem Einfluß der Dampfströmung, der Natriumdruckgradienten und der Schwerkraft. Kombinationen überlappender Segmente ebenso ein Ausfrieren mit Blockadebildung nach Unterschreitung des Soliduspunktes sind möglich. Die Hüllrohrbe-

wegung wird dabei konsistent mit der Kühlmitteldynamik beschrieben und bedingt auch Drosselwirkungen und Druckverluste in der Dampfströmung. Das Modell ist jedoch eindimensional und kann Effekte durch radiale Inkohärenzen im Bündel nur näherungsweise berücksichtigen.

Die Brennstoffbewegung nach dem Aufbrechen der Stäbe in gevoideten Bereichen wird mit dem SLUMPY Modul [3.10] beschrieben. SLUMPY kann dabei sowohl vor wie nach dem Einsetzen von separater Hüllrohrbewegung initiiert werden. Eine gleichzeitige Verwendung von SLUMPY und SAS/FCI für einen Kanal ist jedoch ausgeschlossen. Der Aufbruchvorgang wird nach thermischen Kriterien segmentweise initiiert. Die aufbrechenden Segmente expandieren dabei zunächst instantan radial und füllen den freien Raum des Kühlkanals. Ihre axiale Bewegung wird danach in Lagrange Koordinaten beschrieben. Als treibende Mechanismen können dabei neben der Schwerkraft die Natriumdampfdruckgradienten im Kühlkanal, die Partialdrücke und die Schleppwirkung des beim und nach dem Aufbrechen freigesetzten Spaltgases und die Dampfdruckgradienten durch Brennstoff und Stahl geltend gemacht werden. Der über den aufbrechenden Segmenten befindliche Brennstabstumpf ist beweglich und kann nach einem Druckabfall in der kompressiblen Region in den Kernbereich zurückfallen.

Von der Struktur her entspricht das SAS-System weitgehend dem bei den früheren Störfallsimulationen für den SNR verwendeten CAPRI System [3.11]. In SAS sind jedoch wichtige zusätzliche phänomenologische Modelle zur Simulation des Primärkreises sowie der Vorgänge nach dem Brennstabversagen in ungevoideten Kanälen und zur Beschreibung der Hüllrohr- und Brennstoffbewegung in gevoideten Kanälen integriert. Dabei erlaubt insbesondere der SLUMPY Modul die lokale Simulation hydrodynamisch bestimmter Materialbewegungen, bei der zahlreiche von der Phänomenologie her erwartete Effekte berücksichtigt werden können, die den Störfall stark abmildern. Umgekehrt erlaubt SLUMPY bei Annahme intakt bleibender Kastenwände auch die kanalweise Simulation eindimensionaler Disassemblyvorgänge. Dadurch können auch energetische Exkursionen deren Disassemblyphase früher mit dem KADIS Programm konservativ durch Unterdrückung der radialen Bewegung simuliert wurde [3.12], bis zur neutronischen Abschaltung durch die Dispersionswirkung des Brennstoffdampfdrucks mit SLUMPY konsistent verfolgt werden. SLUMPY Ergebnisse liefern damit auch direkt Randbedingungen, aus denen sich das mechanische Belastungspotential hypothetischer Störfälle konservativ abschätzen läßt.

3.1 Literatur zu Kapitel 3

- [3.1] Cahalan, J.E. et al.:
A Preliminary User's Guide to Version 1.0 of the SAS3D
LMFBR Accident Analysis Computer Code
SR 239831, (July 1977)
- [3.2] Dunn, F.E. et al.:
The SAS2A LMFBR Accident Analysis Computer Code
ANL 8138, (October 1974)
- [3.3] Dunn, F.E. et al.:
The PRIMAR-2 Primary Loop Module for the SAS3A Code
ANL/RAS 76-5, Argonne National Laboratory (March 1976)
- [3.4] Dunn, F.E. et al.:
The SAS3A LMFBR Accident Analysis Computer Code
ANL/RAS 75-17, Argonne National Laboratory (April 1975)
- [3.5] Wirtz, P.:
Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Siedens
unter Störfallbedingungen in Na-gekühlten schnellen
Reaktoren
KFK 1858 (1973)
- [3.6] Hoppner, G.:
Sodium Film Motion Model of SAS3A
ANL/RAS 74-22, Argonne National Laboratory (September 1974)
- [3.7] Stevenson, M.G. et al.:
Effect of Reactivity Insertion Rate on Fuel Pin Failure
Threshold
Trans. ANS 17, p. 284 (1973)
- [3.8] Smith, L.L.:
SAS/FCI, A Fuel-Coolant Interaction Model for LMFBR Whole-
Core Accident Analysis
ANL/RAS 75-33, Argonne National Laboratory (December 1975)

[3.9]

Bohl, W.R.; Heames, T.J.:

CLAZAS: The SAS3A Clad Motion Model

ANL/RAS 74-15, Argonne National Laboratory (August 1974)

[3.10]

Bohl, W.R.:

SLUMPY: The SAS3A Fuel Motion Model for Loss-of-Flow

ANL/RAS 74-18, Argonne National Laboratory (August 1974)

[3.11]

Struwe, D. et al.:

CAPRI - A Computer Code for the Analysis of Hypothetical
Core Disruptive Accidents in the Predisassembly Phase

CONF-740401, p. 1525 (1974)

[3.12]

Schmuck, P. et al.:

KADIS - Ein Computerprogramm zur Analyse der Kernzerle-
gungsphase bei hypothetischen Störfällen in schnellen
natriumgekühlten Brutreaktoren

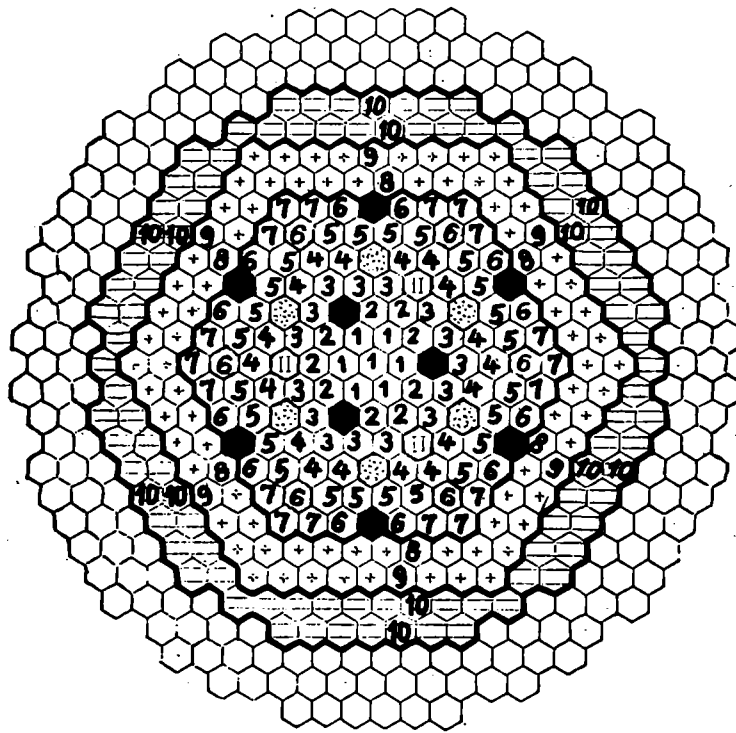
KFK 2497

4. Störfallsimulationen

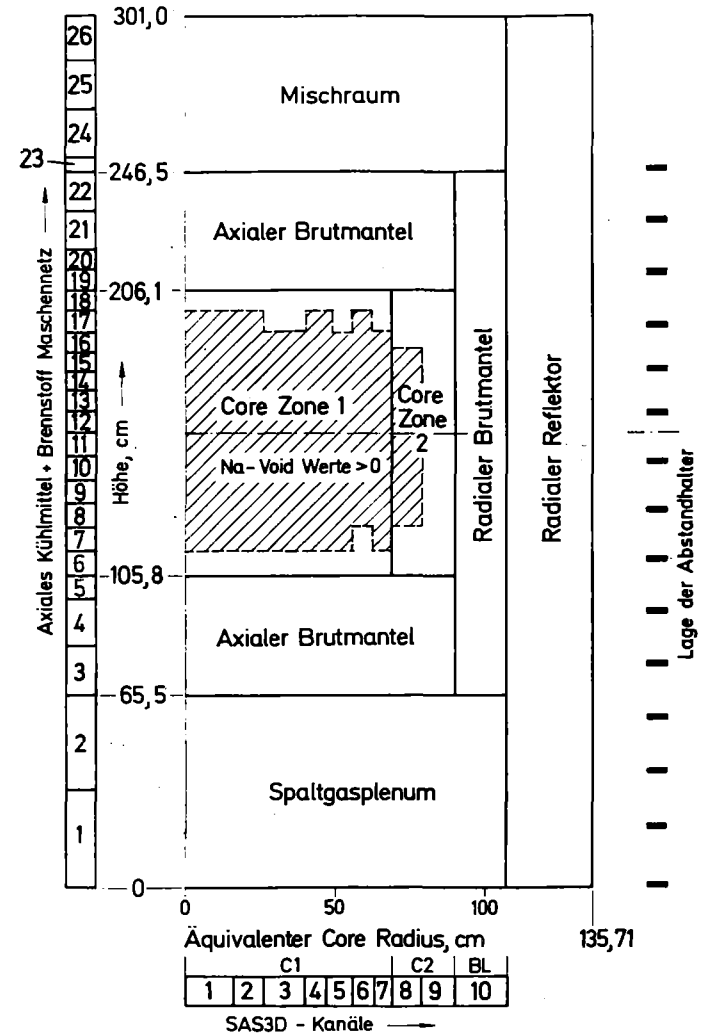
Die Diskussion der Störfallsimulationen in diesem Kapitel faßt die Darstellung und wichtige Eigenschaften des EOL Mark 1A Kerns, die Annahmen für die Rechnungen und die Ergebnisse der verschiedenen Fälle in relativ kurzer Form zusammen. Sie soll im wesentlichen nur einen gedrängten Überblick geben. Detailliertere Informationen zu jedem der genannten Punkte befinden sich in den Anhängen. Insbesondere werden die simulierten Störfallverläufe dort anhand zahlreicher Abbildungen sehr viel ausführlicher dargestellt. Die Untersuchungen konzentrierten sich im wesentlichen auf einen Referenzfall, in dem die erwartete Phänomenologie mit z.T. auch plausiblen Annahmen simuliert wurde, und auf einen mit extrem pessimistischen Annahmen postulierten Grenzfall. Grenzfälle werden sowohl für den EOL wie für den frischen Kern diskutiert und am Ende des Kapitels hinsichtlich der isentropen Expansionsarbeit des Brennstoffdampfes ausgewertet. Diese Auswertung läßt sich angesichts der real durch Wechselwirkung stark reduzierten Expansionsenergien als eine konservative Abschätzung des mechanischen Belastungspotentials dieser Störfälle rechtfertigen.

4.1 Kerndarstellung für die SAS3D Simulationen

Der Mark 1A EOL Kern enthält 9 Brennelement- und 2 Brutelementreihen in hexagonaler Anordnung. Für die SAS Simulationen wurden die 7 Elementreihen der inneren Core Zone durch 5 charakteristische Kanäle, die 2 Reihen der höher angereicherten äußeren Core Zone durch 2 und der radiale Brutmantel durch 1 Kanal dargestellt. Bild 4.1 zeigt einen radialen und axialen Querschnitt des Cores. Die Kanalaufteilung ist darin eingetragen. Sie basiert auf der in [4.1] dokumentierten Darstellung des Kerns und ist im Anhang A.1 ausführlich erläutert. Thermohydraulisch beschreibt jeder Kanal einen charakteristischen Brennstab mit dem umgebenden Kühlmittel- und Strukturmaterialanteil. Sein Verhalten bestimmt die neutronischen und thermohydraulischen Rückwirkungen aller in dem Kanal zusammengefaßten Bündel. Im Mark 1A EOL Kern, der mit Ausnahme von 6 nachgeladenen Elementen nur Bündel gleicher Standzeit (441 Volllasttage) enthält, erfolgte die Zusammenfassung i.a. ringweise entsprechend der Bündelreihen mit von innen nach außen zunehmender Kanalindizierung. Der Kanal wird im Core und Brutmantel durch 20 axiale Segmente repräsentiert, die konsistent für Brennstoff und Kühlmittel definiert sind. Radial werden 10 Ringsegmente im



- Brennelement (Innere Zone)
- Brennelement (Äußere Zone)
- Regelröhrnelement
- Zweitabschallelement
- Brutelement
- Stahlreflektoren
- Na Diluent



**GfK
IRE**

**Diskretisierung des MARK1A Cores
für die SAS3D Unfallsimulationen**

BILD 4.1

Brennstab und 3 im Hüllrohr verwendet. Leistungs- und Reaktivitätswertkurvenverteilungen wurden aus den in [4.1] dokumentierten Daten übernommen, die auf der gleichen axialen Segmentaufteilung basieren. Im Spaltgasplenum und Mischraum wurden für die Kühlmittelhydraulikrechnungen 2 bzw. 4 Maschen verwendet, in denen SAS die Kühlmitteldaten an den Node-rändern und nicht wie im Core Blanketbereich für die Node Mitten bestimmt.

Der EOL Mark 1A Kern läßt sich neutronisch durch die folgenden integralen Reaktivitätsdaten charakterisieren:

Maximaler positiver Na - Voidwert:	5.5 ‰
Dopplerkoeffizient Zone 1 + 2: naß	$- 0.9 \times 10^{-3} \text{ ‰/}^{\circ}\text{C}$
trocken	$- 0.5 \times 10^{-3} \text{ ‰/}^{\circ}\text{C}$

Der Kernbereich mit positiven Voidkoeffizienten ist in Bild 4.1 schraffiert eingetragen. Außer im äußersten Kanal führen Natriumexpulsionen aus den inneren Zonen nach dem Siedebeginn alle zu stark positiven Rückwirkungen, die eine rasche Leistungssteigerung hervorrufen. Die eingegebenen Voidwerte gelten für das gesamte Natrium der Kernzelle, d.h. während der Störfallsimulation wird bei der Natriumverdrängung aus dem Bündel reaktivitätsmäßig gleich auch die Voidrückwirkung des Natriums zwischen den Kästen freigesetzt, die eigentlich erst später entsteht. Die Verwendung dieser Voidverteilungen ist daher ein pessimistisches Vorgehen, das die instantanen Rückwirkungen bei der Kühlmittlexpulsion um ca. 20 % überschätzt.

Der abgebrannte Kern hat eine radial und axial stark abgeflachte Leistungsverteilung. Die radiale Leistungsverteilung ist in Bild 4.2 zusammen mit den Leistungs/Durchsatz Verhältnissen für die verschiedenen Kanäle aufgetragen. Die Abweichung der Kanalleistungen vom Mittelwert betragen nach oben maximal 9 %, nach unten ca. - 12 %. Sie sind viel geringer als in einem Gleichgewichtskern, in dem Brennelemente mit 3 verschiedenen Standzeiten zu gleichen Teilen verteilt sind. Beim CRBR [4.2] beträgt diese Abweichung am Ende des Gleichgewichtszyklus zum Vergleich + 25 ÷ - 30 % vom Mittelwert. Durch den Abbrand ist die Leistungsabnahme in den Innenbereichen der Zone 1 und 2 besonders stark. Da die Blenden am Eintritt der Brennelemente während des ganzen Betriebs nicht verstellt werden, bleiben die Natriumdurchsätze praktisch gleich. Dadurch kommt es im EOL Kern zu einer Überkühlung der leistungsmäßig stärker belasteten und daher

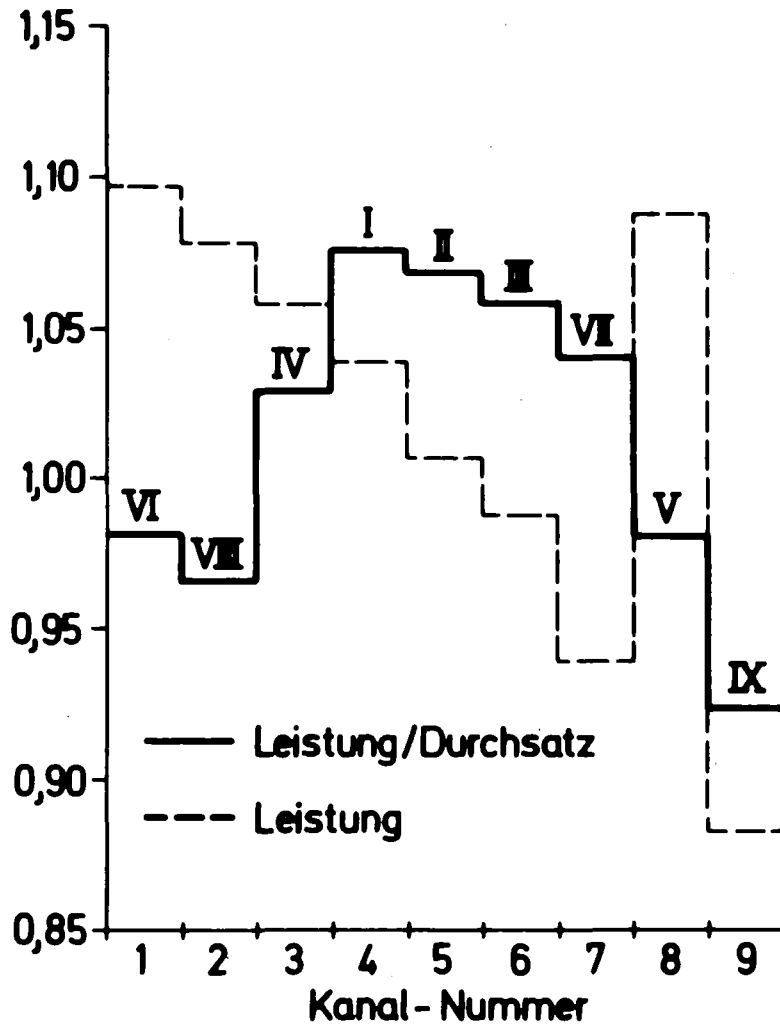


BILD 4.2: LEISTUNG UND LEISTUNGS- ZU DURCHSATZVERHÄLTNIS IN DEN KANÄLEN BEZOGEN AUF DIE CORE-MITTELWERTE (P = 21,392 KW/STAB, G = 89,76 G/SEC KANAL) MIT SIEDESEQUENZ BEIM DURCHSATZSTÖRFALL IM MARK 1A EOL KERN (RÖMISCHE ZAHL)

stärker abgebrannten Elemente. Das Verhältnis von Leistung zu Durchsatz (Bild 4.2) verschiebt dadurch sein Maximum in die Bündel mittlerer Leistungsdichte (Kanal 4 und 5). Leistungs/Durchsatzverhältnis und nach einsetzender Leistungstransiente die Leistung bestimmen die Siedesequenzen beim Durchsatzstörfall, die in römischen Zahlen in Bild 4.2 eingetragen sind und später bei der Diskussion der Störfallabläufe noch erläutert werden. Die Reduktion des Leistungs/Durchsatzverhältnisses ist im Kanal 2 besonders ausgeprägt und bedingt ebenso wie in den Kanälen 7 und 9, in denen zusätzlich die Leistungen relativ niedrig sind, daß die Siedevorgänge dort erst relativ spät einsetzen, so daß diese Kanäle unter pessimistischen Voraussetzungen beim Einsetzen von Brennstabversagen noch nicht oder nur im oberen Bereich aufgevoidet sein können.

Die Reaktorleistung beträgt im stationären Betrieb 762 MW. Ohne Berücksichtigung von Heißkanalfaktoren wird sie in der heißen, durch Brennstoffschwellen verlängerten aktiven Zone mit einer maximalen linearen Stableistung von 273 W/cm erreicht. Weitere wichtige Ergebnisse, die den stationären Anfangszustand des Kerns vor der Störfalleinleitung charakterisieren, wie er sich aus der SAS3D Beschreibung ergibt, sind in Tab. 4.1 zusammengestellt. Die Kühlmitteldurchsätze der einzelnen Kanäle entsprechen denen, die in CAPRI für die vorgegebene Aufwärmespanne aus den Kanalleistungen errechnet wurden [4.1]. Die Kühlmitteldruckverluste werden in SAS aus anderen Beziehungen als in CAPRI bestimmt. Die Koeffizienten der SAS Korrelationen wurden daher an die in CAPRI berechneten Druckverluste angepaßt. Weitere Anpassungen der Druckverlustkorrelationen waren im oberen Mischraum der Bündel erforderlich. Die Anpassungen, die im Anhang A.2 erläutert werden, führen zu den in Tab. 4.1 für den Kanal 8 angegebenen Aufteilungen der stationären Druckverluste auf die verschiedenen Bündelbereiche, die insgesamt nur geringfügig von den CAPRI Ergebnissen abweichen (< 5 %). Die hydraulische Kopplung der Kanäle im Primärkreismodell des SAS3D Systems erforderte die Bereitstellung zusätzlicher Eingabegrößen. Sie wurden aus SNR-300 Eingabedaten und Ergebnissen des Kerndynamikprogramms CODY [4.3] übernommen und sind im Anhang A.3 zusammengestellt. Mit dem Primärkreismodell wird der zeitliche Druckabfall, der den Durchsatzstörfall einleitet, nicht mehr im Eintrittsplenum sondern direkt für die Pumpen vorgegeben, die eine stationäre Förderhöhe von 8.389 atm haben.

TABELLE 4.1 ERGEBNISSE FÜR DEN STATIONÄREN ANFANGSZUSTAND IM MARK 1A EOL-KERN NACH DER SS FUEL-SIMULATION IM SAS 3D-SYSTEM

BETRIEBSDATEN	MAXIMALE LINEARE LEISTUNG		W/CM	273
	MAXIMALE BRENNSTOFFZENTRALTEMPERATUR		°C	1684
	MAXIMALE BRENNSTOFFMITTELTEMPERATUR		°C	1154
THERMOHYDRAULIK-DATEN	PUMPENFÖRDERHÖHE		ATM	8,3890
	IRREV. DRUCKVERLUSTE KANAL 8	BE-FUSS UND BLENDE	ATM	2,6693
		CORE-BEREICH (INCL. SG-PLENUM)	ATM	1,5763
		BE-KOPF	ATM	0,6825
	ANTEIL D. LECKSTRÖMUNG AM GESAMTDURCHSATZ		%	8
UMSTRUKTURIERUNG UND AB-BRANDERGEB-NISSE	SPITZENABBRAND		MWD/TO	691/2
			AT %	7,2
	MAXIMALE FLUENZ > 0,1 MeV		N/CM ²	1,29x10 ²³
	KANAL 8	MITTL. GASGEHALT IM NICHT RESTR. GEFÜGE	G-GAS/G BR. ST.	3,324x10 ⁻³
		MASSENANTEIL D. NICHT RESTR. GEFÜGES	%	78
AXIALE SCHWELLVERLÄNGERUNG D. SÄULE		%	3,2	

Der Durchsatz des Primärkreises geht zu 92 % durch die 10 SAS-Kanäle. Die restlichen 8 % sind Leckströme sowie Kühlmittelströme im radialen Reflektor und werden durch einen Bypasskanal repräsentiert.

Restrukturierung und Abbrandverhalten werden in SAS mit den Leistungsdichten des EOL Kerns für die vorgegebene Standzeit von 441 Tagen simuliert, da variable Betriebszustände nicht beschreibbar sind. Das führt zu einer gewissen Unterschätzung der Restrukturierung, da die maximale Leistungsdichte im frischen Kern fast um 30 % höher ist als im EOL Kern. Der berechnete Spitzenabbrand liegt bei 69000 MWd/to oder 7.2 at %, was mit den kanalweise in SAS eingegebenen Fluß/Leistungsverhältnissen des SNR-300 zu einem Spitzenwert in der schnellen Fluenz von $1.3 \times 10^{23} \text{ n/cm}^2$ führt. Die Annahmen, die zur Beschreibung des Restrukturierungs- und Abbrandverhaltens in SAS getroffen wurden, sind in Anhang A.4 zusammengefaßt. Die begrenzten Möglichkeiten bei der Simulation des Betriebsverhaltens, aber auch einige Annahmen wie z.B. die Simulation der durch die Hüllrohrwiderstände nicht begrenzten Brennstoffschwellvorgänge, die die aktive Zone um ca. 3 % verlängern, ergeben eine recht grobe teilweise auch nicht ganz realistische Beschreibung des Anfangszustands. Bei der Beurteilung der SAS-Ergebnisse für Restrukturierung und Abbrand sollte man jedoch vor Augen haben, daß es hier nur auf Größenordnungen ankommt. Eine Detaillierung der Modelle, z.B. eine realistischere Beschreibung der stationären axialen Verteilung des Spalts zwischen Brennstoff und Hülle verändert die transienten Vorgänge bei den zur Zeit verwendeten SAS-Modellen nur unwesentlich.

4.2 Annahmen für die erwarteten Störfallverläufe und die energetischen Grenzfallbetrachtungen

Bei der Diskussion der Phänomenologie des Durchsatzstörfalls wurden die beim SNR-300 erwarteten und die für ein pessimistisches Szenario zu unterstellenden Effekte im Kapitel 2.8 bereits zusammengefaßt (s. Tabelle 2.3). Dabei wurde schon darauf hingewiesen, daß viele aufgeführte Effekte bisher nur qualitativ argumentierbar sind, da ein experimenteller quantitativer Nachweis noch nicht erbracht werden kann und die zur Verfügung stehenden Hilfsmittel eine modellmäßige Beschreibung vieler Details nicht gestatten.

Die Strategie für die Auswahl der Modellparameter zu den SAS3D Rechnungen war zwar dadurch bestimmt erwartete Phänomene von ihren Randbedingungen und Abläufen her, wo immer das möglich war, mit quantitativ argumentierbaren Eingabeparametern zu beschreiben. Trotzdem konnten aber einige wichtige Effekte, die argumentierbar sind, im Detail jedoch noch nicht beschrieben werden können, nur mit plausiblen Annahmen in die Untersuchungen einbezogen werden. Die plausiblen Annahmen sind dabei naturgemäß stark durch die Erfahrung bestimmt, die man mit dem SAS-System am ANL bei der Analyse zahlreicher Störfallabläufe und In-Pile Experimente gemacht hat, und sie müssen von den zahlreichen Modellanpassungen zur vereinfachten und nicht immer mechanistischen Beschreibung real erwarteter Effekte ausgehen. Das Ergebnis der Störfallsimulationen ist dabei oft schon durch die dafür mit plausiblen Annahmen geltend gemachte Phänomenologie größenordnungsmäßig festgelegt.

Die im Abschnitt 2.8 für den Durchsatzstörfall zusammengestellte erwartete Phänomenologie läßt sich mit dem SAS3D Code nur in stark vereinfachter Weise simulieren, wobei plausible Annahmen insbesondere für die Materialbewegungen eingehen. Die Annahmen z.B. zu den Dispersionsmechanismen können die in Wirklichkeit sehr viel komplexeren Vorgänge nur qualitativ beschreiben. Um die dabei noch verbleibenden Unsicherheiten einzugrenzen, wurden die zusätzlichen Untersuchungen für das ebenfalls in Abschnitt 2.8 mit pessimistischen Annahmen postulierte energetische Störfallszenario durchgeführt. Die erwartete Phänomenologie, die auch bei diesem Szenario die Energetik abschwächen wird (wie z.B. hohe Versagensschwellen und große Rißlängen), wurde dabei nicht geltend gemacht. Strategie bei der Parameterauswahl für die Energetikeingrenzung war es vielmehr, durch konservative Modellannahmen einen möglichst großen Spielraum zu schaffen, um die bestehenden Unsicherheiten bei der Modellierung hinsichtlich der möglichen Energetik nach oben abschätzen zu können.

Die wichtigsten Annahmen und Modellparameter für die SAS3D Simulationen des erwarteten Störfallverlaufs und der pessimistischen Energetikeingrenzung sind in Tabelle 4.2 getrennt nach den Phänomengruppen zusammengefaßt. Hinsichtlich der Materialbewegungen basieren sie weitgehend auf den Annahmen des ANL für die SAS3D-Analyse des CRBR Durchsatzstörfalls [4.2]. Diese Annahmen wurde auf der Grundlage des auch in diesem Bericht dargestellten Phänomenologieverständnisses unter Beachtung der durch die Modellierung gesetzten Grenzen der Beschreibbarkeit plausibel festgelegt. Anhang B.1 enthält eine

TABELLE 4.2 ZUSAMMENFASSUNG DER WICHTIGEN ANNAHMEN UND MODELLPARAMETER FÜR DIE SAS 3D-SIMULATIONEN DES DURCHSATZSTÖRFALLS IM MARK 1A EOL-KERN

		REFERENZFALL E	GRENZFALL F7	
AXIALE EXPANSION	ANTEIL DER AXIALEN LÄNGUNG FÜR REAKTIVITÄTSRÜCKWIRKUNG	100 %	-	
HÜLL-ROHRBEWEGUNG	ÜBERHITZUNG BEI AUFSCHELZEN IM WANDKANAL	60 %	KEINE SEPARATEN BEWEGUNGEN	
	KOPPLUNG AN DIE NATRIUM-DAMPFSTRÖMUNG	DRUCKGRADIENT UND SCHLEPPWIRKUNG		
	REYNOLDSZAHL FÜR ÜBERGANG LAMINAR/TURBULENT	120		
BRENNSTOFFBEWEGUNG IN SLUMPY	INITIALISIERUNG	SCHMELZEN DES NICHT RESTRUKTURIERTEN BRENNSTOFFS (ZENTRALTEMPERATUR $\geq 3500\text{C}$) ⁺	50 % BRENNSTOFFSCHMELZFRAKTION	
	SPALTGASVERFÜGBARKEIT	FRASPAR * 0,4	KEINE SPALTGAS-DISPERSIONSWIRKUNG	
	INSTANTANE GASFREISETZUNG	5 % DES STATIONÄREN GASGEHALTS		
	FREISETZUNGSZEITKONSTANTE (NICHT RESTRUKTURIERTES GEFÜGE)	FLÜSSIGER BRENNSTOFF		0,1 s
		FESTER BRENNSTOFF		3,0 s
	PARTIKELRADIUS FÜR GAS-SCHLEPPWIRKUNG	200 μ		
	KOPPLUNG AN DIE NATRIUM-DAMPFSTRÖMUNG	NA-DRUCKGRADIENT	NEIN	
	STAHDAMPFDISPERSION	JA	NEIN	
MASSENVERHÄLTNISS STAHL/BRENNSTOFF VOR UND (NACH) EINSETZEN SEPARATER HÜLLROHRBEWEGUNG	0,259 (0,011)			
BRENNSTABVER-SAGEN UND BNR	VERSAGENSKRITERIUM	BERST-SPANNUNG (ZENTRALTEMPERATUR $\geq 3500\text{C}$) ⁺	50 % SCHMELZFRAKTION PEAK NODE-VERSAGEN	
	INSTANTAN VERSAGENDE STABFRAKTION	40 %	100 %	
	VERZÖGERT (2 BZW. 4 MSEC) VERSAGENDER STABANTEIL IM BÜNDEL	30 %, 30 %	-	
	RISSLÄNGE	15 cm	5 cm	
	SPALTGASVERFÜGBARKEIT ZUR BRENNSTOFF-EJEKTION	FRASPAR * 0,4	FRASPAR * 0,4	
	ZEITKONSTANTE FÜR WEITERE GASFREISETZUNG IN DEN ZENTRALKANAL (RESERVOIRKONSTANTE) NACH VERSAGEN	0,1 s	0,1 s	
	FRAGMENTATION UND BRENNSTOFF/NA-VERMISCHUNG	CHO-WRIGHT MODELL	INSTANTAN	
	PARTIKELRADIIEN	250 μ	100 μ	
	REAKTIVITÄTSEFFEKT DER SAS/FCI BRENNSTOFFBEWEGUNG	NEIN	NEIN (JA) ⁺⁺	

⁺SIMULATION EINER HÖHEREN VERSAGENSSCHWELLE IM FALL C

⁺⁺EINGRENZUNG MÖGLICHER KOMPAKTIONSRÜCKWIRKUNGSEFFEKTE IM FALL F8

detailliertere Rechtfertigung der Parameter, für den erwarteten Störfallablauf. Die gesamte SAS Eingabe für diesen Fall ist im Anhang B.2 zusammengestellt. Auf der Basis dieser Parameter wurde der Referenzfall E und der Fall C untersucht. Im Fall C wurde dabei Aufbrechen und Versagen erst auf einem höheren Enthalpieniveau des Brennstoffs angenommen, um mögliche Effekte vorausgehender separater Hüllrohrbewegungen einzubeziehen. Die beiden anderen Fälle, der energetische Grenzfall F7 und der im Sinne einer zusätzlichen Absicherung gerechnete Fall F8 zur Eingrenzung möglicher Kompaktionseffekte durch Brennstoffbewegung beim LOF/TOP Ereignis verwenden die rechts angegebenen Annahmen für die pessimistische Eingrenzung. Die erforderlichen Eingabeänderungen gegenüber dem Referenzfall E für die Parameterfälle C, F7 und F8 sind in Anhang B.3 im einzelnen aufgeführt.

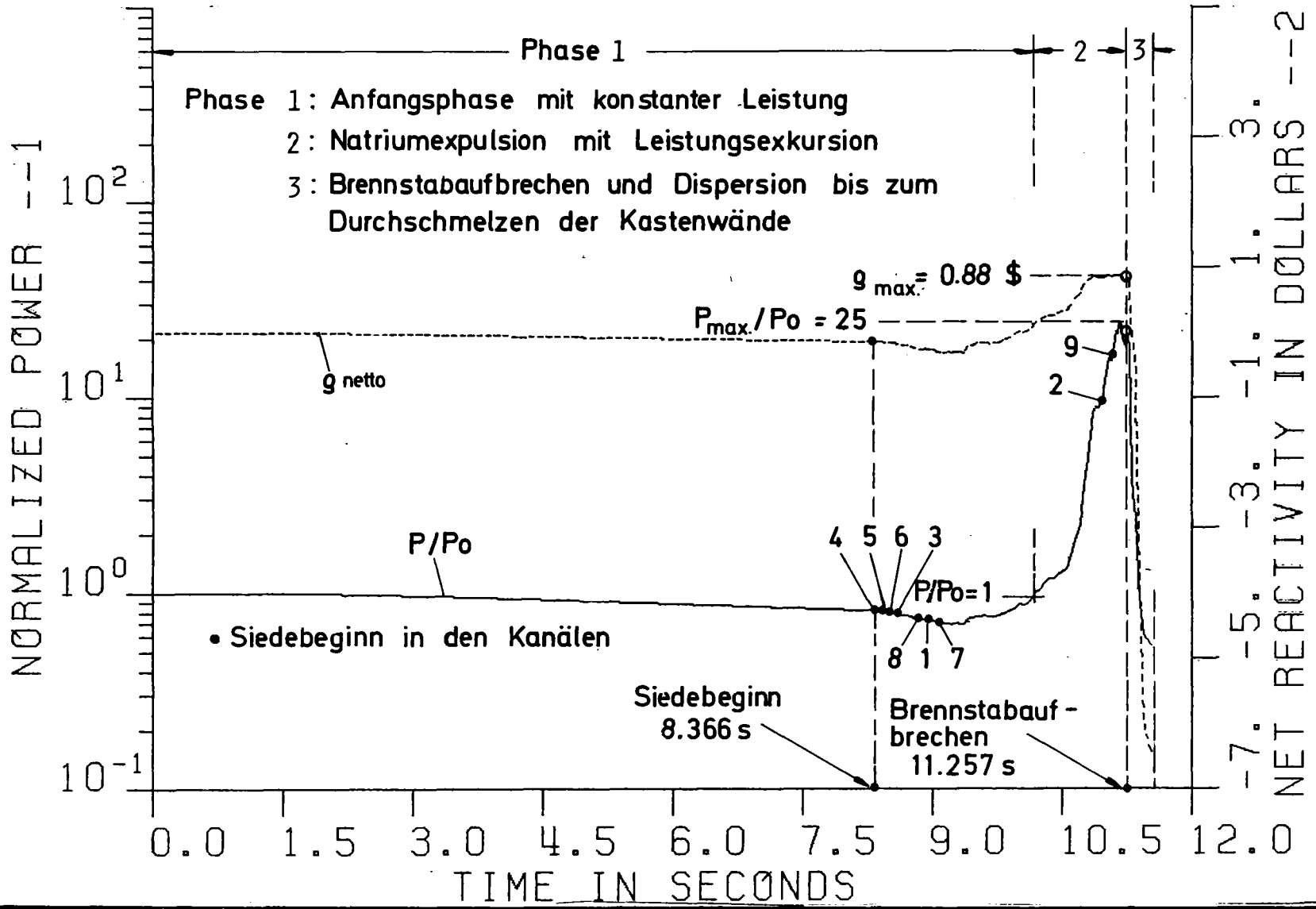
Die Konservativität der Annahmen für den pessimistischen Grenzfall wurde bereits bei der Diskussion der für den energetischen Störfall bestimmenden Phänomenologie aufgezeigt. Das energetische Szenario wird durch die Vernachlässigung der axialen Expansionsrückwirkung und die gleichzeitige Unterdrückung aller Dispersionseffekte mit Ausnahme des Brennstoffdampfdrucks erzeugt. Unter diesen Bedingungen treten im SNR LOF/TOP Ereignisse auf. Ihre Beschreibung mit SAS/FCI ist extrem konservativ. Sie postuliert ein Core Mittenversagen und verwendet das zurückgehaltene Spaltgas zur Brennstoffejektion in den Kühlkanal, was inkonsistent ist, da sein Dispersionspotential in den früh aufgevoideten und aufbrechenden Bereichen nicht geltend gemacht wird. Die Annahme einer kleinen Rißzone, die instantane Fragmentation des ausgespritzten Materials in sehr kleine Partikel und das kohärente Versagen aller Stäbe im Bündel sind weitere konservative Annahmen, die sehr starke positive Voidrückwirkungen zur Folge haben und zu einer weiteren Steigerung der Leistung beitragen. In den Kanälen mit BNR ist eine weitere transiente Rißvergrößerung nicht simulierbar auch kann der in der Leistungsexkursion entstehende Aufbau von Brennstoffdampfdrücken im Stabinnern nicht zur Materialdispersion herangezogen werden. Vor dem Hintergrund der schon getroffenen konservativen Annahmen wurde beim pessimistischen Grenzfall auf eine Berücksichtigung der von SAS/FCI berechneten Brennstoffbewegungen in der Reaktivitätsbilanz verzichtet. Die Bewegungen werden in SAS/FCI aus unphysikalischen Modellen berechnet. Ihre positiven Rückwirkungen werden in den postulierten energetischen Exkursionen überschätzt. SAS/FCI modelliert dabei einen Ausspritzprozeß, der Brennstoff im

Core Mittenbereich rasch verdichtet und ihn ohne Simulation eines Fließprozesses im Stabinnern gleichmäßig in der axial stark ausgedehnten Schmelzzone verdünnt. Der resultierende Wertzuwachs des instantan vom Rand in die Kernmitte gebrachten Materials führt dabei zu unrealistisch starken Rückwirkungen, die die Störfallenergetik in einer ohnehin schon prompt kritischen Phase empfindlich verstärken. Der Kompaktionseffekt der SAS/FCI Brennstoffbewegung wurde trotzdem mit den Parametern des Grenzfalls untersucht (Fall F8), die Modellierung ist jedoch so unrealistisch, daß dieser Fall für die Energetikeingrenzung nicht in Frage kommt.

4.3 Störfallverläufe bei Simulation der erwarteten Phänomenologie

Der mit den Eingabeparametern aus Anhang B.2 berechnete Referenzfall E ist in seinem Leistungs- und Reaktivitätsverlauf in Bild 4.3 dargestellt und wird von seinem Ereignisablauf her in Tabelle 4.3 stichpunktartig zusammengefaßt. Die in diesem Abschnitt dargestellte Diskussion gibt im wesentlichen eine geraffte Übersicht und wird ergänzt durch detailliertere Erläuterungen im Anhang C.1.

Der rasche Pumpenauslauf beim SNR führt 8.37 sec nach Störfalleinleitung bei ca. 20 % Restdurchsatz zum Siedebeginn im Kanal 4. In dichten Abständen folgen zunächst alle anderen Kanäle mittlerer Leistung. Erst danach tritt Sieden in den stärker abgebrannten und wegen Beibehaltung der Kühlbedingungen des frischen Cores besser gekühlten Peak Kanälen auf. Etwa 1.8 sec nach Siedebeginn setzt durch Voiden der inneren Core Regionen eine Leistungsexkursion ein. Die Natriumexpulsion erzeugt dabei maximale Voidrampen von 7 \$/sec, wird aber durch die Kreislaufträgheit behindert. Es kommt zu einem Druckanstieg im Eintrittsplenum, der die schon reduzierten Durchsätze in den stationär stärker gekühlten Kanälen 2 und 9 noch einmal anhebt und den Siedebeginn dort in die Exkursionsphase hinein verschiebt. Die voidinduzierte Leistungsexkursion wird durch negative Expansions- und Dopplerrückwirkungen bei einer Nettoreaktivität von 88 ¢ begrenzt und erreicht ein Maximum von 25-facher Nennleistung. Beim weiteren Aufvoiden kommt es nur noch zu geringen Leistungsänderungen.



GfK
IRE

Leistung und Netto Reaktivität beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern mit Eintragung der charakteristischen Störfallphasen

BILD 4,3

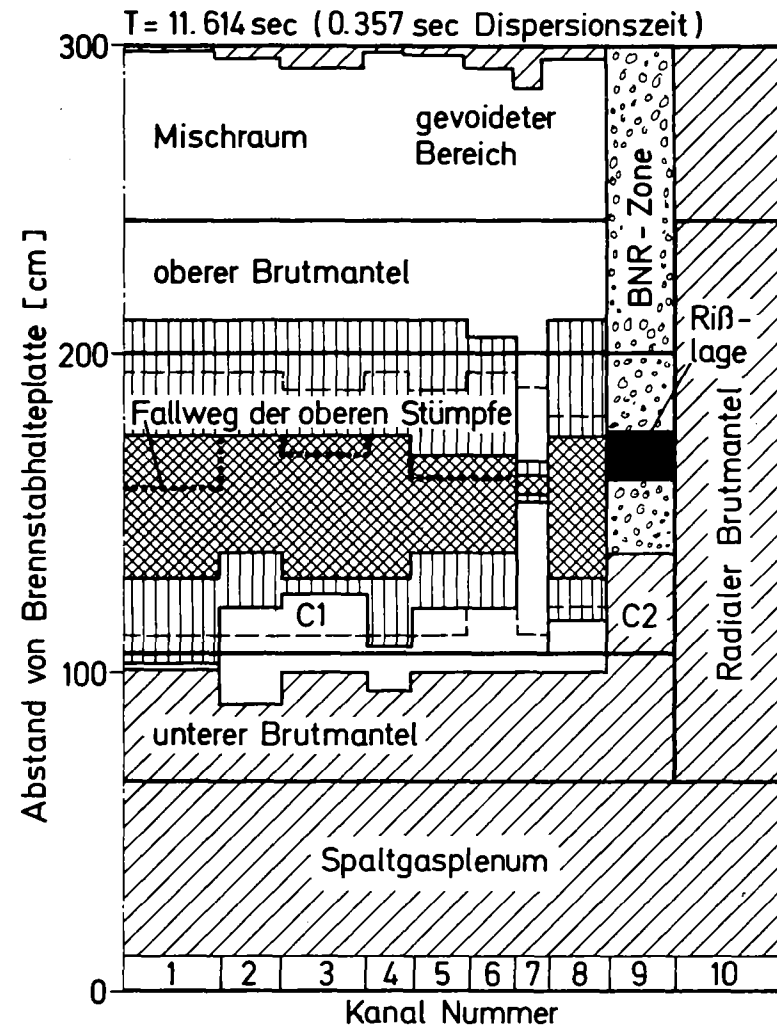
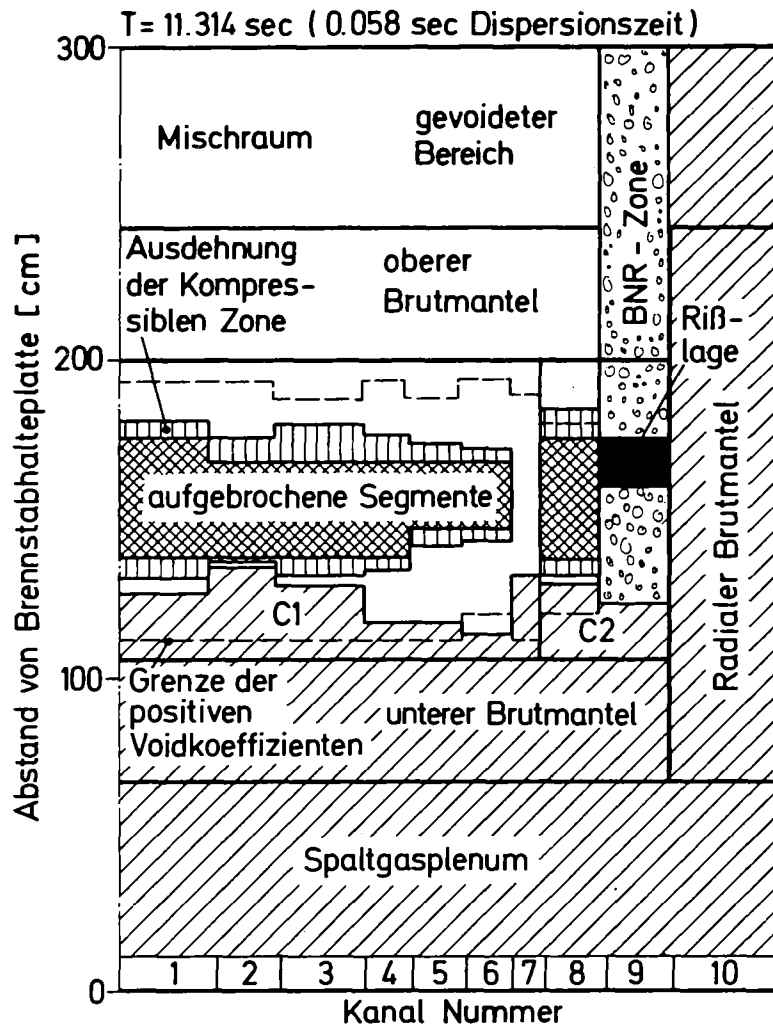
TABELLE 4.3 STÖRFALLABLAUF BEI SIMULATION DER ERWARTETEN PHÄNOMENOLOGIE (REFERENZFALL E)

SIEDEBEGINN	s	8.37	IN DICHTER FOLGE ZUNÄCHST IN KANÄLEN MITTLERER LEISTUNG, ERST DANACH IN STÄRKER ABGEBRANNTEN UND BESSER GEKÜHLTEN PEAK-KANÄLEN
ZEITVERSCHIEBUNG BIS LEISTUNGSEXKURSION	s	1.8	NATRIUMEXPULSION ERZEUGT MAXIMALE VOIDRAMPEN VON 7 δ /s, WIRD ABER DURCH KREISLAUFTRÄGHEIT BEHINDERT
DRUCKANSTIEG IM EINTRITTSPLENUM	ATM	3	DURCHSATZERHÖHUNG IN KANAL 2 UND 9 VERSCHIEBT SIEDEBEGINN IN EXKURSIONSPHASE
MAX. NORM. LEISTUNG	-	25	EXPANSION UND DOPPLER BEGRENZEN NETTO-REAKTIVITÄT AUF 88 $\%$. BEIM WEITEREN AUFVOIDEN NUR GERINGE LEISTUNGSÄNDERUNGEN
BRENNSTABAUFBRECHEN (SCHM. D. N. RESTR.BR.)	s	11.257	IN DICHTER FOLGE NACH LEISTUNGSVERTEILUNG, CORE INNEN GEVOIDET, HÖLLE ROHR IM SCHMELZEN, BRENNSTOFF ZU 60 % GESCHMOLZEN
VERSAGEN U. BNR- (BERSTSPANNUNG)	s	11.262	AUSSERSTER CORE-RING NUR IM OBEREN BRUTMANTEL GEVOIDET
UNTERSCHREITEN DER NENNLEISTUNG	s	11.390	SCHNELLE SG-DISPERSION NACH AUFBRECHEN, SG-FREISETZUNG BEENDET DURCH GEFRIEREN DES BRENNSTOFFS BEI STAHLAUFHEIZUNG, BRENNSTOFFDISPERSION DANACH DURCH NADAMPFSTRÖMUNG, NEG. DISP.-RÜCKW. VERSTÄRKT DURCH BNR-VOIDRÜCKW.
DURCHSCHMELZEN DER KASTENWÄNDE	s	11.57	GEFRIERVERHALTEN NICHT ADAQUAT BESCHREIBBAR, SIMULATION UNTERHALB NENNLEISTUNG NICHT SINNVOLL.

4.3.1 Störfallverlauf nach dem ersten Brennstabaufbrechen

Der Brennstoff wird während der Exkursion rasch aufgeheizt und erreicht nach 11.26 sec (2.87 sec nach Siedebeginn) das Kriterium zum Brennstabaufbrechen. Auf dem hohen Leistungsniveau und bei der flachen Leistungsverteilung brechen alle Kanäle außer den niedrig belasteten Randkanälen der inneren und äußeren Core Zone innerhalb von 22 msec in den zentralen Core Bereichen auf. Beim Aufbrechen ist das Core in den positiven Voidwertbereichen zum großen Teil aufgevoidet (Bild 4.4). Selbst bei Ausbleiben einer raschen Brennstoffdispersion könnte es daher durch weitere Kühlmittlexpulsionen nicht mehr zu Leistungstransienten kommen. Der Brennstoff ist in den aufbrechenden Segmenten zu ca. 60 % geschmolzen. Zu separaten Hüllrohrbewegungen kommt es bei dieser Exkursion vor dem Aufvoiden nicht, das Hüllrohr ist jedoch bereits zu 70 % geschmolzen. Es wird beim Aufbrechen des betreffenden Segments mit dem Brennstoff vermischt und nimmt voll am Energieaustausch der in der kompressiblen Region simulierten Komponenten teil. Dadurch wird der nicht restrukturierte Brennstoff nach etwa 80 msec bis unter den Schmelzpunkt abgekühlt. Die Stahltemperaturen nähern sich dabei der Dampfdruckschwelle, erreichen sie mit maximalen Temperaturen von 2500°C in der Einleitungsphase aber noch nicht, so daß weder Brennstoffdampf noch Stahldampf Beiträge zu den treibenden Druckgradienten für den Dispersionsprozeß nach dem Aufbrechen liefern können. Die instantane Spaltgasfreisetzung beim Aufbrechen und die bis zum Erstarren des nicht restrukturierten Gefüges freigesetzten Spaltgasmengen führen durch ihre Partialdruckgradienten und ihre Mitreißwirkung auf den Brennstoff zu einer raschen Brennstoffdispersion vorzugsweise nach oben. Diese wird unterstützt durch die Natriumdampfdruckgradienten aus der Kühlmitteldynamik, die durch Verdampfung eines Natriumrestfilms auf den beheizten Hüllrohrflächen am unteren Ende des gevoideten aktiven Bereichs und durch die hohen Eintrittsdrücke aufrechterhalten werden.

Fast gleichzeitig mit dem Aufbrechen in den inneren Core Bereichen (die Verzögerung beträgt nur 4 msec) wird Brennstabversagen mit nachfolgender BNR im weitgehend ungevoideten äußersten Core Ring (Kanal 9) vorhergesagt. Dieser Kanal beginnt durch die erneute Kühlung nach dem Druckanstieg im Eintrittsplenium erst während der Exkursion bei ca. 19-facher Nennleistung zu sieden. Der stark gashaltige Brennstoff schmilzt bei der hohen Leistung



GfK / IRE

Core Zustand beim ersten Aufbrechen der Stäbe und am Ende der Dispersionsphase beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern (Aufbrechen bei Schmelzen des nicht restrukturierten Gefüges)

BILD 4.4

sehr rasch, was schon 0.17 s nach Siedebeginn zu starkem Druckaufbau im Zentralkanal und mechanischem Versagen bei ca. 63 % aktiver Länge nach dem Berstspannungskriterium führt. Die Bündel dieses Kanals sind bis dahin erst im oberen Brutmantel gevoidet. Die BNR nach dem Versagen kollabiert die Siedebblasen jedoch sehr rasch und führt zu einer schnellen Natriumexpulsion vor allem nach oben, die, wie in Bild 4.4 angedeutet ist, schon kurze Zeit nach dem ersten Aufbrechen fast den ganzen äußeren Core Ring voidet. Die Leistung nimmt während des Dispersionsprozesses sehr rasch ab, etwa 130 msec nach dem ersten Aufbrechen unterschreitet sie den Nominalwert und sinkt danach weiter bis auf 60 % herunter. Der Core Zustand am Ende der Einleitungsphase (Bild 4.4) zeigt bis auf den Kanal 7, der eine relativ niedrige Leistung hat und erst spät aufvoidet, allgemein axial stark expandierte kompressible Zonen, die sich auch in den anderen Kanälen größtenteils bis in den oberen Brutmantel herein erstrecken. Der Aufbruchvorgang bleibt durch den raschen Leistungsabfall bei dem gewählten SLUMPY Kriterium nur auf die inneren Core Bereiche beschränkt und läßt die oberen und unteren Stümpfe mit jeweils ca. 25 % Längenanteil noch intakt. In einigen Kanälen ist es nach Druckabfall im Eintrittsplenum und nach Dryout zum Eindringen der oberen Stümpfe in den Kernbereich gekommen, so daß die Brennstoffrückwirkungen gegen Ende der Einleitungsphase wieder zunehmen. Zu diesem Zeitpunkt sind die Kastenwände bereits durchgeschmolzen. Für die Verfolgung der Bewegung des weitgehend ungekühlten Materials in die Transitionphase hinein ist das SLUMPY Modell nicht geeignet, da der Brennstoff insbesondere nach Abnahme der Leistung rasch durch Aufheizung des voll mit ihm vermischten Hüllrohrs erstarrt und die dabei sicher stattfindenden Ausfriervorgänge nicht erfaßt werden können. Streng genommen sind die Simulationen schon 100 msec nach dem ersten Aufbrechen, wenn es zum Erstarren des Brennstoffs kommt, physikalisch nicht mehr sinnvoll, sie sind daher auch von den Randbedingungen, die sie für die Transitionphase setzen, nicht repräsentativ. Die Rechnung zeigt jedoch, daß die Spaltgas- und Natriumdampfdispersionswirkung bei den durch den Störfallverlauf im SNR gesetzten Anfangsbedingungen, den Reaktor nach einer vorausgehenden milden voidinduzierten Leistungsexkursion direkt nach dem Aufbrechen abschaltet.

4.3.2 Einfluß einer höheren Versagensenthalpie (Fall C)

Beim Hinausschieben des Aufbrechpunktes für die SLUMPY und SAS/FCI Initialisierung kommt es zu separaten Hüllrohrbewegungen und im Kanal 9 tritt kein Brennstabversagen mit BNR mehr auf. Tabelle 4.4 gibt den Ereignisablauf für den Fall C wieder, bei dem der Aufbruchvorgang erst oberhalb von Zentraltemperaturen von 3500°C eingeleitet wurde. Im Prinzip werden ähnliche Verläufe bei milderem voidinduzierten Leistungsexkursionen etwa bei einem real schwächeren Voidkoeffizienten auch schon für niedrigere Versagensenthalpien zu erwarten sein. Die berechneten Leistungs- und Reaktivitätsverläufe für den Fall C sind in den Bildern 4.5 und 4.6 mit denen des Referenzfalls verglichen.

Hüllrohrbewegung tritt zuerst nach 11.29 s bei 60 % aktiver Länge im Kanal 4 auf und wird in dichter Folge in den benachbarten Segmenten und Kanälen außer in den erst spät siedenden Kanälen 2, 7 und 9 initialisiert. Die Hüllrohrbewegung wird vom Druckgradienten und der Schubspannungswirkung der Natriumdampfströmung und von der Schwerkraft bestimmt. Die Stahlverschiebungen, die in CLAZAS segmentweise beschrieben werden, führen dabei zu einem Reaktivitätshub in 2 Phasen. Die Segmente in der oberen Hälfte, die zuerst das Initialisierungskriterium erreichen, werden von der Natriumdampfströmung rasch nach oben getragen. Dabei entstehen insbesondere bei der Bewegung in den Randzonen des Cores, in denen die Gradienten der Wertkurven besonders steil und die Geschwindigkeiten der Segmente schon hoch sind (bis zu 3 m/sec), stark positive Reaktivitätsrampen bis zu 17 $\$/\text{sec}$. Nach ca. 120 msec wird der obere Brutmantel erreicht. Dabei kommt es zu einer zwischenzeitlichen Abflachung der Rückwirkungen (Bild 4.6). Bei der Bewegung im oberen Brutmantel wird das Material abgekühlt. Blockaden und Unterbrechungen der Dampfströmung entstehen jedoch in der Einleitungsphase nicht. Durch ihre hohe Anfangsenthalpie, die sich bei der Bewegung in der beheizten Zone weiter erhöht, sind die Segmente selbst am Ende der Simulation noch nicht erstarrt. In der 2. Phase dominieren die Rückwirkungen durch Verschiebung der Segmente unterhalb der Mittelebene, in denen die Bewegung erst etwas später initialisiert wird. Die Segmente bewegen sich zunächst nur in einem flachen Druckgradienten langsam nach unten. Kurz vor Verlassen des Cores erreichen sie jedoch vergleichbar hohe Geschwindigkeiten und erzeugen einen zweiten Reaktivitätshub.

Die rasche Zufuhr der Hüllrohrreaktivität führt zu dem in Bild 4.5 gezeigten erneuten Anstieg der Leistung, der den Brennstoff rasch auf die zum Aufbrechen

TABELLE 4.4 REFERENZFALL MIT EINER HÖHEREN AUFBRECH- UND VERSAGENSENTHALPIE (FALL C)

VERSAGENS- TEMPERATUR	C	3500	BEI VERZÖGERTEM AUFBRECHEN ENTSTEHEN SEPARATE HÖLLROHRBEW. UND DER AUSSERSTE CORE-RING VOIDET OHNE VERSAGEN UND BNR
BEGINN SEP. HÖLLROHR- BEWEGUNG	s	11,29 (KA- NAL 4)	BEI 60 % AKT. LÄNGE DIREKT ÜBER PEAK-NODE. INITIALISIERUNG IN BENACHBARTEN SEGMENTEN UND KANÄLEN IN DICHTER FOLGE. RASCHE BEW. ZUNÄCHST NACH OBEN, DANN NACH UNTEN MIT GESCHW. BIS ZU 3 m/s FÜHRT ZU REAKTIVITÄTSHUB IN 2 PHASEN
MAX. HÖLL- ROHRRAMPE	g/s	17	HÖLLROHRBEW. STEIGERT LEISTUNG UND FÜHRT ZU RASCHEM AUFBRECHEN DER BRENNSTÄBE
BRENNSTAB- AUFBRECHEN	s	11,36	BEI 90 % SCHMELZFRAKTION MIT SEQUENZ NACH LEISTUNGSVERTEIL. VERDAMPFUNG KLEINER STAHLRESTE DURCH BRENNSTOFF VERSTÄRKT SG UND NA-DAMPFDISPERSION. BEWEGUNG IM ÜBERLAPPENDEN BEREICH MIT HÖLLROHR- UND AUFGEBROCHENEN BRENNSTOFFSEGMENTEN DURCH ZUSÄTZLICHE BESCHLEUNIGUNG DER HÖLLROHRSEGMENTE UND BESCHRÄNKUNG DER BRENNSTOFFDISPERSION KONSERVATIV BESCHRIEBEN
MAX. NORM. LEISTUNG	-	44	TROTZDEM ÜBERWIEGEN DISPERSIONS-RÜCKWIRKUNGEN RASCH. BEI HOHEM ENTHALPIEGEHALT DES BRENNSTOFFS KEINE STARKEN EXKURSIONEN DURCH SEPARATE HÖLLROHRBEWEGUNGEN
DURCHSCHM. D. KASTENWÄNDE	s	11,50	TEMPERATUR, DRUCK UND MATERIALKONFIGURATIONEN, KENNZEICHNENDE RANDBEDINGUNGEN FÜR TRANSITIONSPHASE.

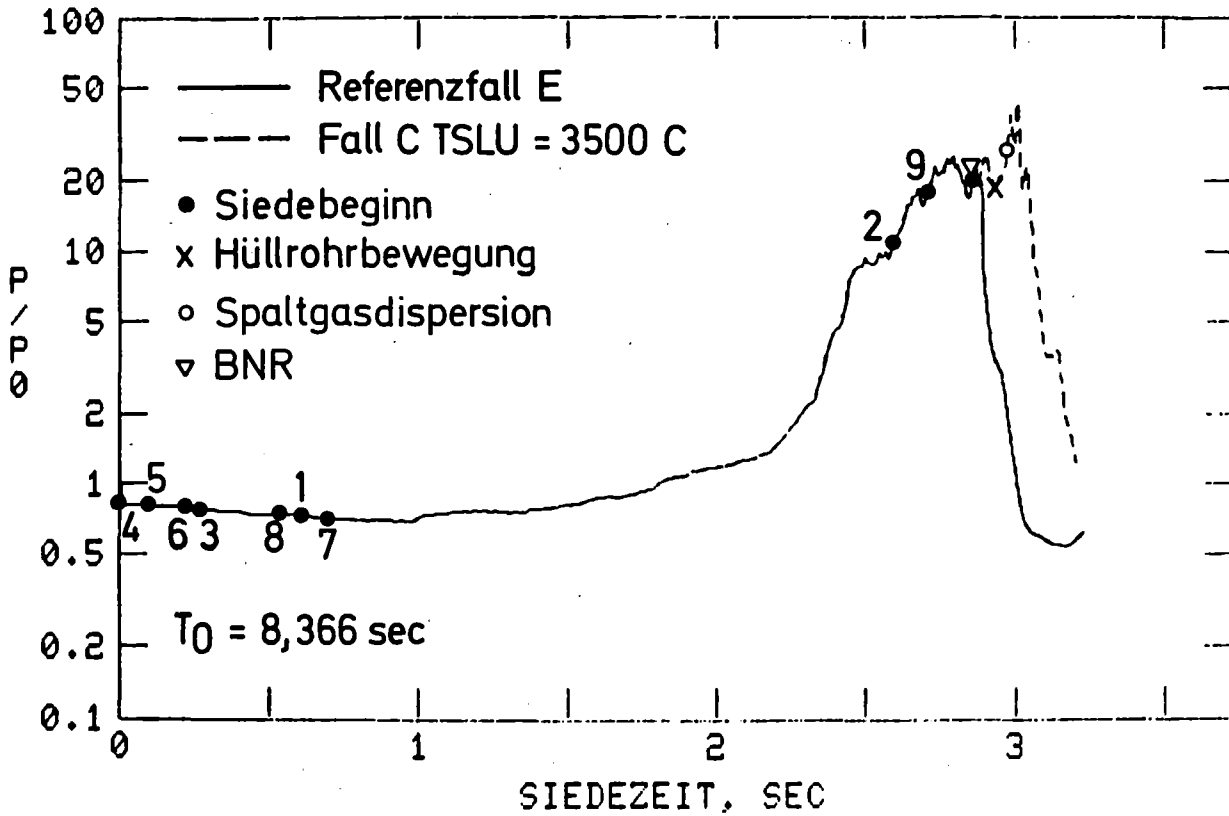


BILD 4.5: LEISTUNG B. DURCHSATZSTÖRFALL IM MARK 1A EOL KERN MIT EXP. RÜCKW. (EINFLUSS EINER HÖHEREN VERSAGENS-ENTHALPIE)

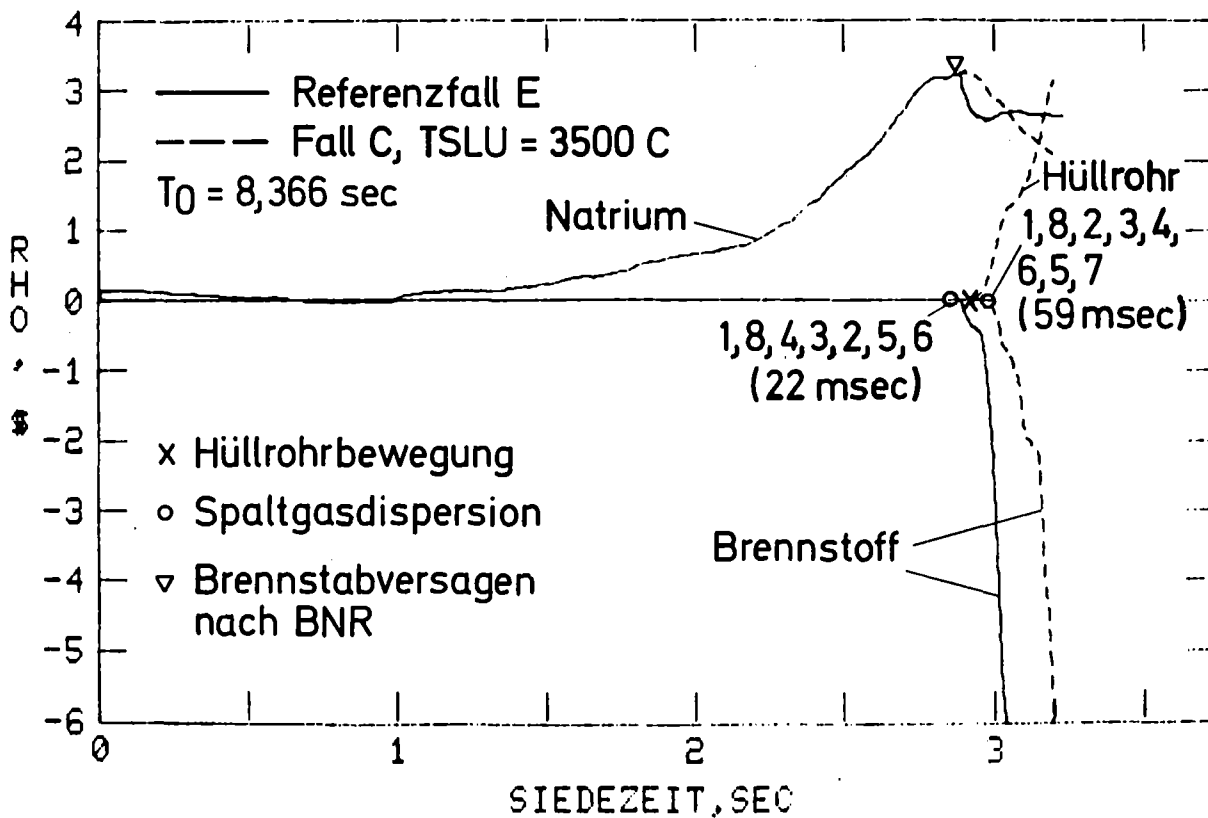


BILD 4.6: REAKTIVITÄTEN BEIM DURCHSATZSTÖRFALL IM MARK 1A EOL KERN MIT EXP. RÜCKW. (EINFLUSS EINER HÖHEREN VERSAGENS-ENTHALPIE)

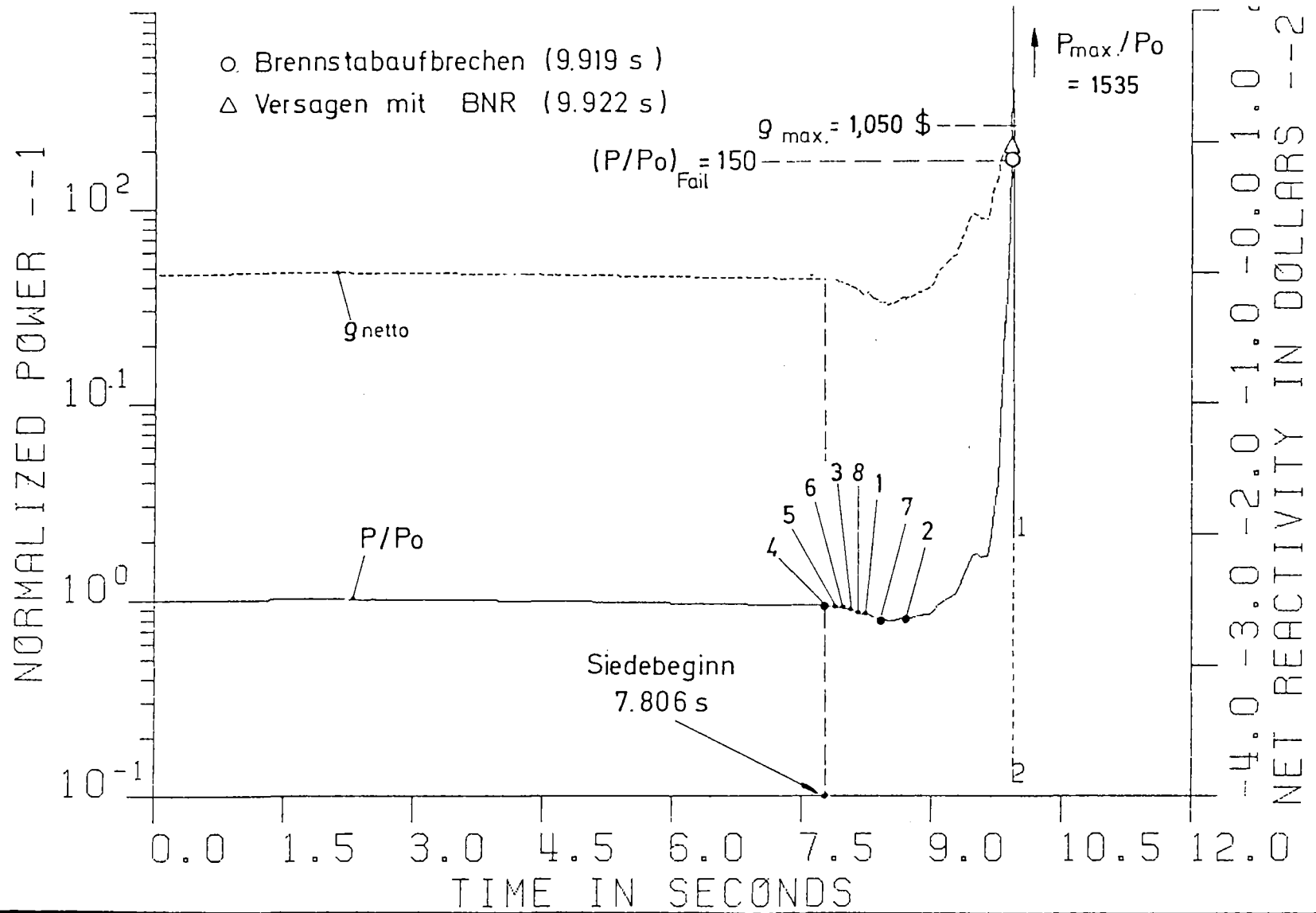
geforderten hohen Zentraltemperaturen bringt und sich auch danach noch bis zu einem Maximum von 44-facher Nennleistung fortsetzt. Aufbrechen tritt erstmals ein nach 11.36 s, d.h. 70 ms nach Beginn der Hüllrohrbewegung. Es propagiert rasch entsprechend der Leistungsverteilung ausgehend vom Peak Segment des Kanals 1, erreicht jedoch die axialen Randbereiche und den Randkanal 9 nicht in der Einleitungsphase. Beim Aufbrechen ist der Brennstoff zu 90 % geschmolzen. Die durch den hohen Schmelzanteil ohnehin starke Spaltgasdispersionswirkung und die Natriumdampfdispersion wird zusätzlich verstärkt durch die rasch einsetzende Verdampfung der in den Kanälen mit separater Hüllrohrbewegung nur noch als klein angenommenen Stahlreste. Beim Aufbrechen entstehen überlappende Bereiche mit bewegten Hüllrohr und dispergierenden Brennstoffsegmenten. Diese Anordnung kann innerhalb von SAS3D nicht mit den real sehr komplexen Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen Komponenten beschrieben werden. Die Bewegung in diesem überlappenden Bereich wird daher durch eine zusätzliche Beschleunigung der Hüllrohrsegmente (mit den Druckgradienten der kompressiblen Zone) bei gleichzeitiger Beschränkung der Brennstoffdispersion (s. Anhang C.1) konservativ simuliert. Trotz der eingeschränkten Brennstoffbewegung überwiegen die Dispersionsrückwirkungen rasch und es kommt zu der in Bild 4.5 gegenüber dem Fall E gezeigten etwas langsameren Abschaltung. Bei dem durch die vorausgegangenen Leistungsexkursionen ohnehin schon hohen Enthalpiegehalt des Brennstoffs und das ist das wichtigste Ergebnis dieses Parameterfalls rufen separate Hüllrohrbewegungen daher keine starken zusätzlichen Exkursionen hervor sondern werden selbst bei konservativer Einschränkung der Brennstoffbewegung nach kurzer Exkursionsdauer durch negative Dispersionsrückwirkungen kompensiert, die zur nuklearen Abschaltung führen. Von der Temperatur, vom Druck und von den Materialkonfigurationen kommt es dabei zu Anordnungen, wie sie für die Transitionphase kennzeichnend sind.

4.4 Energetische Grenzfallbetrachtungen

Wie bereits im Kapitel 2.6 ausgeführt wurde, können Störfallabläufe mit Brennstabversagen und BNR im Core Innern in einer Phase raschen Leistungsanstiegs in einer konservativen Betrachtung zu energetischen prompt kritischen Exkursionen führen. Ein derartes mit pessimistischen Annahmen postuliertes LOF/TOP Szenario wurde daher den Untersuchungen zur Energetikeingrenzung beim SNR-300 zugrundegelegt und mit Modellparametern beschrieben, die die bei diesen Vorgängen immer noch großen Modellunsicherheiten konservativ abdecken. Dieses Szenario hat im abgebrannten Kern das größte Schadenspotential und ist durch die im bestrahlten Material niedrigen Versagensschwelen auch eher denkbar als im frischen. Brennstabversagen ist im frischen Kern erst auf einem hohen der Dampfdruckschwelle des Brennstoffs nahen Enthalpieniveau zu erwarten und würde selbst wenn es danach zur BNR käme durch die lokalen Disassemblyvorgänge in anderen Core Bereichen keine Steigerung der Energetik mehr hervorrufen. Daneben wären außer Brennstoffdampf kaum nennenswerte Arbeitsmedien vorhanden, die den Brennstoff nach dem Versagen in den Kühlkanal hereintreiben könnten. Die Energetikeingrenzung für den Durchsatzstörfall im Mark 1A Core basiert daher auf einer pessimistischen Störfallbeschreibung im EOL Kern. Sie wird schwerpunktmäßig in diesem Abschnitt diskutiert. Die früher veröffentlichte pessimistische Simulation des Durchsatzstörfalls im frischen Kern [4.1] wird am Ende dieses Abschnitts jedoch zum Vergleich mit herangezogen.

4.4.1 Energetischer Grenzfall im abgebrannten Kern

Beim energetischen Grenzfall im abgebrannten Kern (Fall F7) werden die axialen Expansionsrückwirkungen und die Spaltgas- und Natriumdampfdruckdispersion des Brennstoffs nach dem Aufbrechen nicht betrachtet, und der dadurch für Teile des Cores entstehende voidinduzierte Leistungsstörfall mit Brennstabversagen und BNR in teilweise oder nicht gevoideten Kanälen wird unter Annahme eines kleinen Core Mittenrisses und sehr pessimistischer BNR Parameter simuliert. Die Parameter werden im Anhang B.3 angegeben und entsprechen den für die CRBR Energetikeingrenzung (Fall 7) verwendeten [4.2]. Der berechnete Leistungs- und Reaktivitätsverlauf für diesen Störfall ist in Bild 4,7 angegeben und in Tabelle 4.5 von den wichtigsten Ereignissen her zusammengefaßt. Eine detailliertere Auswertung dieses Falls ist im Anhang C.2 angegeben zusammen mit dem Fall F8, in dem zusätzlich noch



-101-

GfK
 IRE

Leistung und Netto Reaktivität beim Durchsatzstörfall F7
 (energetischer Grenzfall) im Mark 1A EOL Kern

BILD 4.7

TABELLE 4.5 ERGEBNISSE FÜR DEN ENERGETISCHEN GRENZFALL (FALL F7)

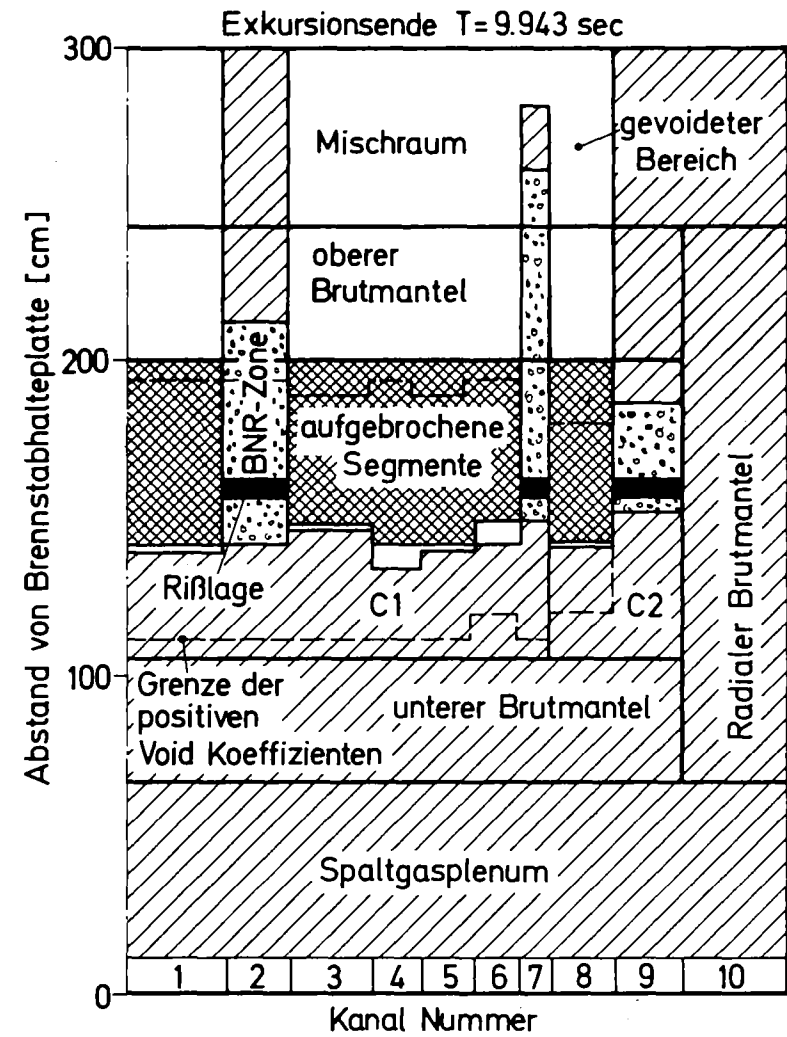
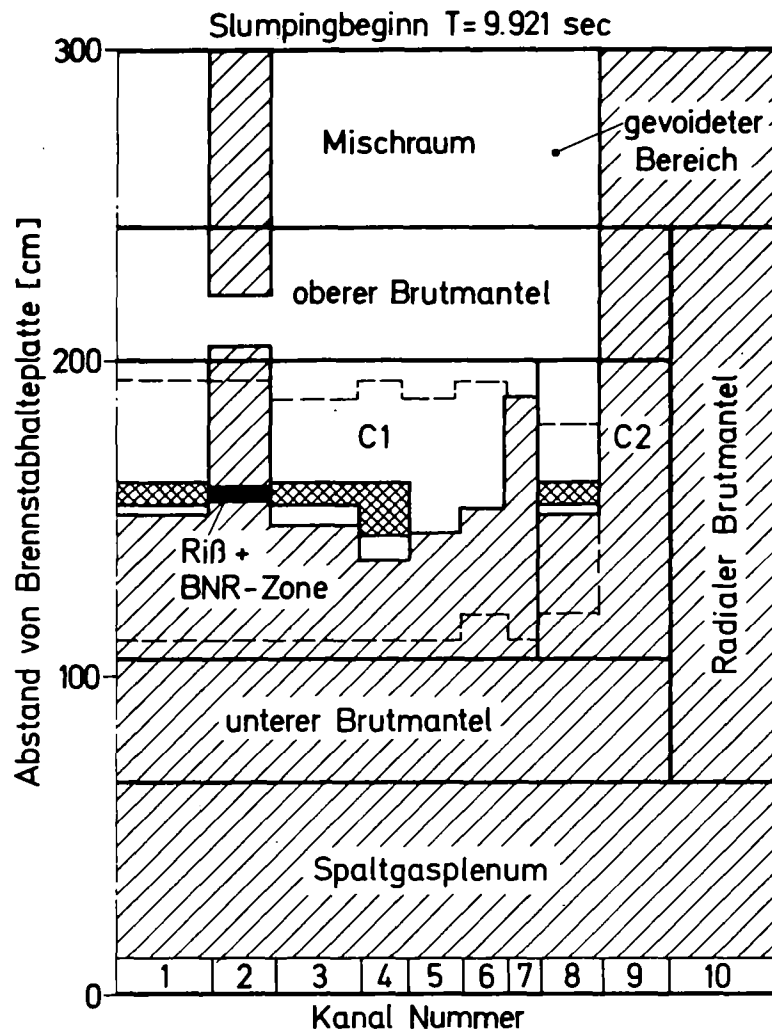
SIEDEBEGINN	s	7.81	OHNE AXIALE EXPANSION FÜHRT KÜHLMITTELEXPULSION DURCH SIEDEN ZU FAST PROMPT KRITISCHER EXKURSION.
BRENNSTABAUF- BRECHEN	s	9.919	TRITT BEI 150-FACHER LEISTUNG UND NETTO-REAKT. VON 99 % IN EINEM NUR HALB IN DEN STÄRKER GEKÜHLTEN ZONEN FAST NICHT GEVOIDETEN KERN AUF.
HÜLLROHRTEMP. B. AUFBRECHEN	C	1200	AUFBRECHEN DIREKT ÜBER DAMPF/FLÜSSIGGRENZFLÄCHE MIT NACH OBEN RASCHER, NACH UNTEN DURCH BLASENAUSBREITUNG BEGRENZTER PROPAGATION.
BRENNSTABVER- SAGEN U. BNR	s	9.922	CORE-MITTENVERSAGEN IN KANAL 2, 7 UND 9 IN PHASE RASCHEN LEISTUNGSANSTIEGS, DA FRÜHE SG-DISPERSION NACH AUFBRECHEN NICHT BERÜCKSICHTIGT WURDE.
MAXIMALE TREIBENDE RAMPE	g/s	80	LOF/TOP DOMINIERT DURCH BNR-VOIDRÜCKWIRKUNGEN DES KANALS 7, SCHWERKRAFTKOMPAKTION IN SLUMPENDEN KANÄLEN MAXIMAL NUR 10% ANTEIL.
MAXIMALE NORMIERTE LEISTUNG	-	1535	PROMPT KRITISCHE EXKURSION MIT MAX. NETTO-REAKTIV. VON 1,050 % BEGRENZT DURCH DOPPLER N, ABNAHME DER BNR-VOIDRÜCKWIRKUNG IN KANAL 7, ANSCHLIESSENDE BRENNSTOFF-DAMPF-DISPERSION FÜHRT ZUR ABSCHALTUNG.
MAX. BRENN- STOFFDAMPF- DRUCK	ATM	74	BRENNSTOFF SCHMILZT ZU 98% AUF UND ERREICHT MAX. TEMPERATUREN VON 4955°C
ENERGIE DER SCHMELZE	MJ	5880	

die berechneten Brennstoffbewegungsrückwirkungen in den Kanälen mit BNR berücksichtigt werden.

Ohne die axiale Expansionsrückwirkung kommt es zu einem früheren Siedebeginn bei 7.81 sec und die nach Strömungsumkehr einsetzende Kühlmittlexpulsion führt zu einer fast prompt kritischen Leistungsexkursion. Dabei kommt es nach 9.919 sec bei 50 % Brennstoffschmelzfraktion zum Brennstab-aufbrechen. Es tritt zuerst im Kanal 1 bei einer normierten Leistung von 150 und Netto Reaktivität von 99 % auf. Das Core ist zu diesem Zeitpunkt nur halb, in den stärker gekühlten Zonen (Kanal 2, 7 und 9) fast noch nicht gevoidet (Bild 4.8). Das Aufbrechen erfolgt i.a. zunächst direkt über den Dampf/Flüssiggrenzflächen mit nach oben rascher und nach unten durch die Geschwindigkeit der Blasenausbreitung begrenzter Propagation. Die Hüllrohrtemperaturen beim Aufbrechen liegen um 1200°C. Das Material hat daher auch in den gevoideten Bereichen noch gewisse Restfestigkeiten. Durch die Unterdrückung jeglicher Dispersionseffekte steigt die Leistung auch nach der SLUMPY Initiierung rasch weiter und in einer Phase raschen Leistungsanstiegs kommt es 3 ms danach im Kanal 2, kurz darauf auch in 7 und 9 zum Brennstabversagen, das im Peak Node direkt über der Core Mitte mit einem nur 5 cm langen Riß initiiert wird. Die maximale Hüllrohrtemperatur in diesen Kanälen hat dabei bereits den Wert von 1000°C überschritten.

4.4.1.1 Störfallverlauf in der LOF/TOP Phase

Nach dem Brennstabversagen wird die Energetik der weiteren Vorgänge fast ausschließlich durch die Rückwirkungen der BNR-Voidvorgänge in den Kanälen 2, 7 und 9 kontrolliert. Die Voidvorgänge durch normales Sieden geben nur relativ niedrige Beiträge, die nach Reentry durch einen starken Druckanstieg im Eintrittsplenum teilweise sogar abnehmen. Wegen der geringen Trägheitslängen über der BNR Zone wird das Natrium aus den inneren Core Bereichen der Kanäle 2 und 7, die im oberen Brutmantel schon gevoidet sind (s. Bild 4.8) mit Reaktionsdrücken bis zu 45 atm rasch nach oben ausgetrieben. Das führt insbesondere vom Kanal 7 her zu einem raschen Anstieg der Voidrückwirkung. Die positiven Rückwirkungen durch die zu dieser Zeit noch gleichzeitig stattfindenden Schwerkraftkompaktionen in den slumpenden Kanälen sind verglichen mit dem BNR-Voideffekt klein. Sie erreichen etwa einen 10 % Anteil an der treibenden Rampe (Netto-Doppler). Die treibende



GfK / IRE

Voidzustand und Position der aufgebrochenen Segmente in SLUMPY und SASFCI bei Slumpingbeginn und Exkursionsende (Durchsatzstörfall F7, Aufbrechen bei 50% Brennstoffschmelzanteil)

BILD 4,8

Die treibende Rampe, die ein Maximum von 80 \$/s erreicht, führt zu überprompt kritischen Zuständen mit max. Netto-Reaktivitäten von 1,050 \$. Die Leistung steigt dabei bis auf den 1535-fachen Nominalwert an. Ihr Maximum wird durch ein Abflachen der Voidrückwirkung nach der Natriumexpulsion aus den positiven Voidwertbereichen des Kanals 7 und die auf diesem hohen Leistungsniveau dann stärkeren Dopplerrampen begrenzt. Durch die großen Trägheitswiderstände des beim Versagen vollkommen ungevoideten Kanals 9 und sein relativ spätes Versagen sind die negativen BNR-Voidrückwirkungen aus diesem Kanal noch gering und tragen nur wenig zur Begrenzung der Leistung bei.

Die Bilder 4.9 und 4.10 zeigen die Leistungs- und Reaktivitätsverläufe während dieser Exkursion in einer besseren zeitlichen Auflösung. Die gezeigte zwischenzeitliche Abnahme der Leistung im Fall F7 nach ca. 10 msec ist eine Folge der durch den Druckanstieg im Eintrittsplenium abgeflachten Voidrückwirkung durch normale Siedevorgänge. Nach der Einleitung der stark positiven BNR-Voidrückwirkungen aus Kanal 7 wird der Reaktor erneut prompt kritisch und die Leistung wächst mit Perioden bis herunter zu 3 msec. Kurze Zeit nach Überschreiten des Maximums setzen die Dispersionswirkungen durch Brennstoffdampfdruckgradienten ein und führen zu der in Bild 4.10 gezeigten Abflachung und dem starken Abfall der Brennstoffreaktivität, der die Exkursion rasch beendet. Der Core Zustand am Ende der Exkursion zeigt im unteren Drittel noch weitgehend ungevoidete Bereiche. Auch in den Kanälen mit BNR wird das Natrium bevorzugt nach oben ausgetrieben. Der Brennstoff schmilzt während der Exkursion zu 98 % auf. Der max. Dampfdruck beträgt am Ende der Exkursion 74 atm, was einer max. Temperatur von 4955 °C entspricht. Die insgesamt in der Schmelze gespeicherte thermische Energie beträgt 5880 MJ.

Der Voidzustand des Cores beim Aufbrechen der Stäbe (Bild 4.8) schließt bei diesem Störfall eindeutig die Initiierung von SAS/FCI in anderen als den 3 hier betroffenen Kanälen aus. Da die SAS/FCI-Rückwirkungen den Störfallablauf in der entscheidenden Phase bestimmen, ist dieser daher innerhalb der gewählten Kanalaufteilung gegenüber kleinen Veränderungen in den Modellannahmen ziemlich unempfindlich. Das zeigen auch Rechnungen mit geringfügig anderen Geometrie Größen und Simulationen, bei denen die hydraulische Kopplung der Kanäle praktisch vernachlässigt wurde. Insbesondere sind keine pessimistischeren Modellannahmen innerhalb SAS3D denkbar, durch welche bei diesem Störfall in zusätzlichen Kanälen SAS/FCI-Initialisierungen stattfinden könnten. Es sind allerdings in den slumpenden Kanälen zusätzliche

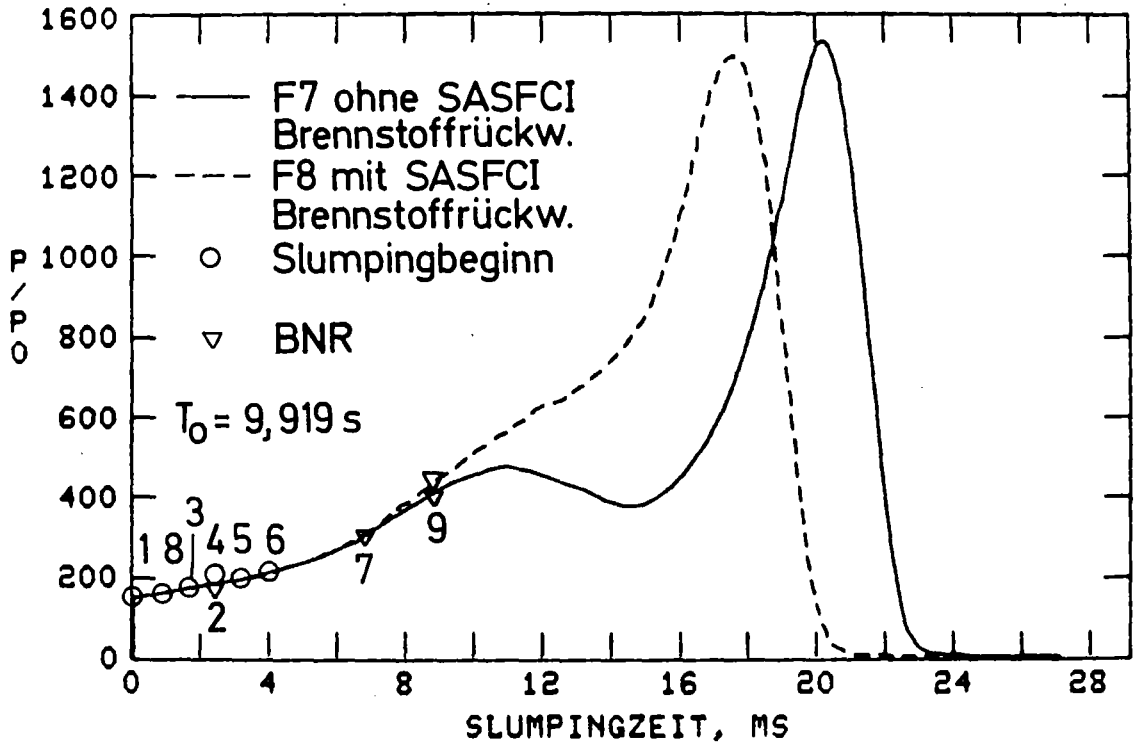


BILD 4,9: LEISTUNG BEI KONSERVATIVER ENERGETIKEINGRENZUNG FÜR KDS IM MARK 1A EOL KERN (EINFLUSS DER SASFCI BRENNSTOFFRÜCKWIRKUNG).

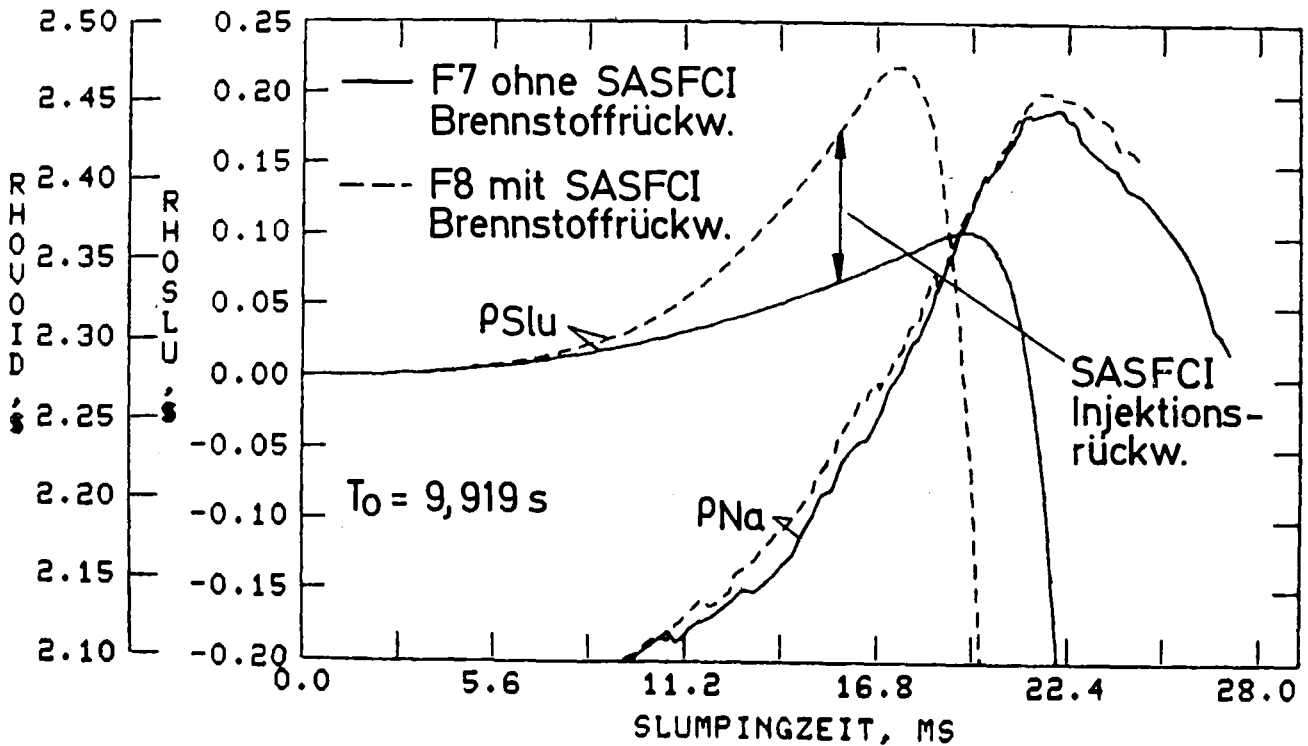


BILD 4,10: REAKTIVITÄTEN BEI KONSERVATIVER ENERGETIKEINGRENZUNG FÜR KDS IM MARK 1A EOL KERN (EINFLUSS DER SASFCI BRENNSTOFFRÜCKWIRKUNG).

Aufbrechvorgänge in den ungevoideten unteren Core Bereichen wahrscheinlich. Diese Vorgänge lassen sich derzeit in SAS nicht simulieren. Sie sollten jedoch von ihren Voidrückwirkungen wegen des sich unmittelbar über der BNR Zone befindenden starken Puffervolumens der Natriumdampfblase begrenzt bleiben. Durch die fehlenden Constraints nach oben wird die Natriumexpulsion nach unten, die zu positiven Voidrückwirkungen führt, kaum in gleichem Maße wie in den anderen BNR-Kanälen (in denen sie auch schon vergleichsweise niedrig ist) ansteigen können. Die BNR-Drücke könnten aber wohl die Dispersion des Brennstoffs im oberen Core Bereich fördern und dadurch zusätzliche frühere Abschaltwirkungen erzeugen. Die lokalen BNR's kommen daher als Auslöser für eine verstärkte Exkursion nicht in Frage. Zum besseren Verständnis der Phänomenologie wäre dagegen eine genauere Untersuchung unter Einbeziehung dieser Wechselwirkungsvorgänge sicher sehr nützlich.

4.4.1.2 Einfluß der Brennstoffbewegungsrückwirkungen aus SAS/FCI (Fall F8)

Der nach dem Versagen in der SAS/FCI Modellierung in die BNR-Zone injizierte Brennstoff wird zunächst im Pin schneller zum Riß bewegt als er im Kühlkanal vom Riß weggeschwemmt werden kann. Bei Core Mittenversagen kommt es dadurch zu Kompaktionen mit positiven Rückwirkungen, die bei hoher Leistung autokatalytisch ansteigen, von SAS/FCI aber stark überschätzt werden. Bei Berücksichtigung dieses zusätzlichen positiven Rückwirkungseffekts in der Störfallsimulation F8 kommt es zu den in den Bildern 4.9 und 4.10 gestrichelt eingetragenen und mit denen des Falls F7 verglichenen Leistungs- und Reaktivitätsverläufen. Die wichtigen Änderungen im Störfallablauf des Falls F8 werden in Tabelle 4.6 zusammengefaßt. Die Aufbrech- und Versagenszeitpunkte bleiben beim Fall F8 praktisch gleich und auch in den Voidrückwirkungen ergeben sich nur geringe Unterschiede; sie liefern weiterhin die dominanten positiven Reaktivitätsbeiträge. Die Brennstoffkompaktionen setzen bereits unmittelbar nach dem Versagen ein. Die positiven Rückwirkungen verhindern das zwischenzeitliche Absinken der Netto-Reaktivität unter den prompt kritischen Wert und die Leistungsabnahme, die dadurch im Fall F7 auftrat. Es kommt zu dem gezeigten monotonen Leistungsanstieg, bei dem Dampfdruckdispersionen schon vor dem Akkumulieren der hohen Voidrampen durch die BNR den Leistungsanstieg begrenzen. Die Brennstoffkompaktionen führen zu einer max. zusätzlichen Rampe von 35 \$/s. Zusammen mit den Void- und Slumping Rückwirkungen ergeben sich auch im Fall F8 max. treibende Rampen von 80 \$/s. Die Leistung erreicht im Maximum

TABELLE 4.6 GRENZFALL MIT BERÜCKSICHTIGUNG DER SAS/FCI-BRENNSTOFFBEWEGUNGSRÜCKW. (FALL F8)

RISSLAGE IN KANÄLEN MIT BNR	% AKT.L.	52	IN BNR-ZONE INJIZIERTER BRENNSTOFF WIRD ANFANGS IM PIN SCHNELLER ZUM RISS BEWEGT ALS ER IM KANAL VOM RISS WEGGESCHWEMMT WERDEN KANN. BEI CORE-MITTENVERSAGEN KOMPAKTIONEN MIT POSITIVEN RÜCKWIRKUNGEN, DIE MIT HOHER LEISTUNG AUTOKATALYTISCH ANSTEIGEN VON SAS/FCI ABER STARK ÜBERSCHÄTZT WERDEN
MAX. TREIB. RAMPEN	g / s	80	DOMINANTE RÜCKWIRKUNGEN WEITER DURCH BNR-VOIDEN. BRENNSTOFFKOMPAKTION FÜHRT ZU 35 g/s. EFFEKT WEGEN GRÖßERER TRÄGHEITSWIDERSTÄNDE IM KANAL 9 AM STÄRKSTEN
MAX. NORM. LEISTUNG	-	1500	PROMPT KRITISCHE EXKURSION BEGRENZT DURCH BRENNSTOFF-DAMPFDISPERSSION, DIE VOR DEM AKKUMULIEREN DER MAXIMALEN BNR-VOIDRAMPEN EINSSETZT
MAX. BR.-DAMPF-DR.	ATM	91	BRENNSTOFF SCHMILZT ZU 99% UND ERREICHT MAX. TEMPERATUR VON 5060C
ENERGIE D. SCHMELZE	MJ	6136	KOMPAKTIONSRÜCKW. AUS SAS/FCI ERHÖHEN THERMISCHE ENERGIE UM 4%, SIND JEDOCH DURCH INSTANTANEN BRENNSTOFFTRANSPORT AUS DEN AXIALEN RANDZONEN ZUM RISS UNZULÄSSIG PESSIMISTISCH UND FÜR ENERGETIKEINGRENZUNG NICHT GELTEND ZU MACHEN. ARBEITSFÄHIGKEIT D, SG INKONSISTENT NUR ZUR KOMPAKTION UND NICHT ZUR DISPERSSION DES BRENNSTOFFES HERANGEZOGEN. PHYSIKALISCH NICHT ARGUMENTIERBARE BESCHREIBUNG, IN DER ENERGETIK DURCH ÄNDERUNG DER SPALTGASPARAMETER WILLKÖRLICH STEIGERBAR.

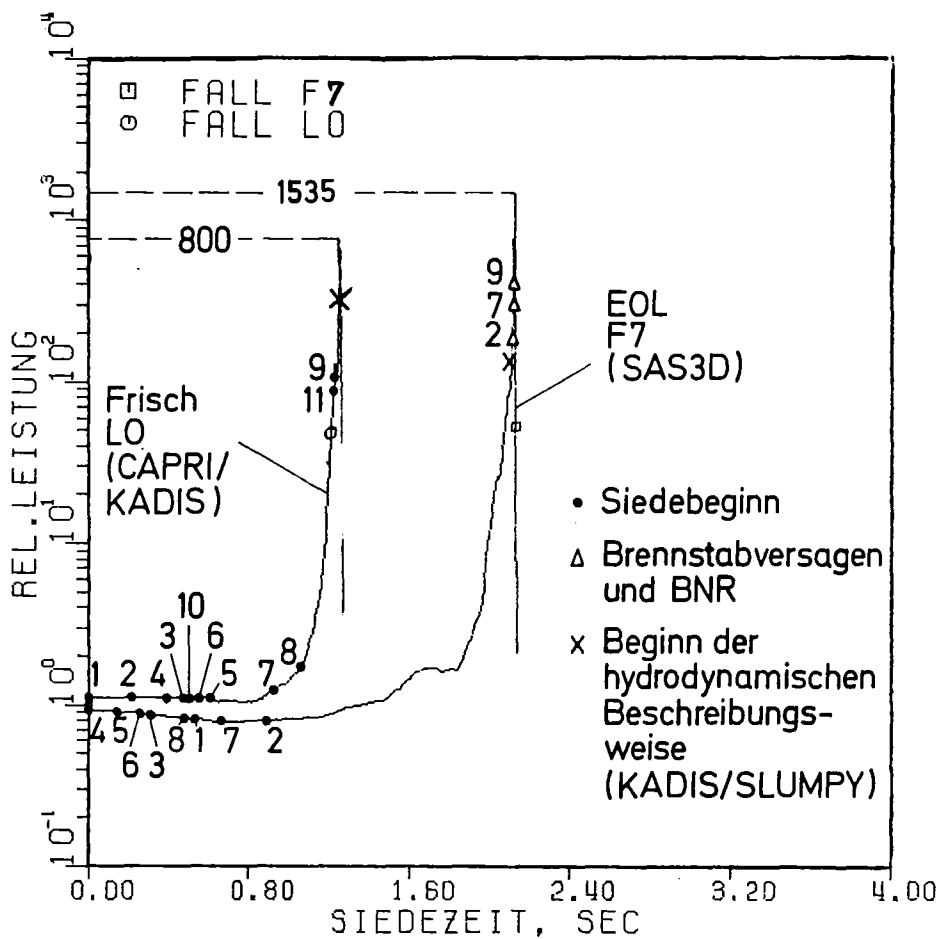
den 1500-fachen Nominalwert. Die Dampfdruckschwelle wird bei der rascheren Brennstoffaufheizung früher überschritten, so daß Brennstoffdampfdruckdispersionen und nicht mehr der Dopplereffekt allein den Leistungsanstieg begrenzen und eine rasche Abschaltung herbeiführen. Nach der neutronischen Abschaltung 99 % des Cores geschmolzen. Der Brennstoff hat eine max. Temperatur von 5060 °C mit einem zugeordneten max. Dampfdruck von 91 atm erreicht. Beim Fall F8 führen die nacheinander entstehenden und positiven Rückwirkungseffekte durch Brennstoffinjektion und BNR induziertes Voiden trotz des geringfügig niedrigeren Leistungspeaks zu einem breiteren und energetischeren Leistungspuls als im Fall F7. Die Energie der Schmelze nach der Exkursion beträgt im Fall F8 6140 MJ.

Die Kompaktionsrückwirkungen aus SAS/FCI erhöhen somit die thermische Energie bei dieser Grenzfallbetrachtung noch einam um 4 %. Ihre Beschreibung in SAS/FCI ist jedoch insbesondere durch den für die Reaktivitätsbilanz postulierten instantanen Brennstofftransport aus den axialen Randzonen zum Riß unzulässig pessimistisch. Darüber hinaus wird die Arbeitsfähigkeit des Spaltgases bei dieser Simulation inkonsistent nur zur Kompaktion und nicht zur Dispersion des Brennstoffs herangezogen. Der Störfallablauf hängt dabei sehr stark von der weiteren Gasfreisetzung nach dem Versagen in den Zentralkanal der Stäbe ab, die die Brennstoffejektion in den Kühlkanal und damit den Brennstofftransport zur Core-Mitte antreibt. Bei dieser Simulation wird weiterhin das FRASPAR-Modell verwendet, bei dem das Gas in der Phase nach dem Brennstabversagen erst mit einer gewissen Verzögerung zum Druckaufbau in der Cavity herangezogen werden kann, wodurch das autokatalytische Potential der Brennstoffbewegung reduziert wird. Eine solche Verzögerung ist im Hinblick auf die Kinetik der Blasenwachstums- und Koaleszenzvorgänge während des Freisetzungsvorgangs argumentierbar und führt trotz dieses einseitig geltend gemachten Kompaktionspotentials nur zu mäßigen Steigerungen der Energetik. In der einseitigen Beschreibung des Spaltgas-Kompaktionseffekts liegt jedoch eine gewisse Gefahr. Man könnte durch eine willkürliche Reduktion der Freisetzungskonstanten buchstäblich jede Art von Energetik in einer solchen physikalisch nicht mehr argumentierbaren Modellierung herbeiführen. Grundsätzlich darf der Spaltgaseinfluß auf die Brennstoffbewegung nur konsistent mit seinem Dispersionspotential nach dem frühen Brennstoffaufbrechen gesehen werden, in solchen Fällen würden LOF/TOP Simulationen wie die hier geschilderten von Anfang an durch frühe Dispersionswirkungen verhindert. Die einseitige Berücksichtigung des Spaltgaskompaktionspotentials beim Fall F8 ist daher abgesehen von der ohnehin unmechanistischen und pessimistischen Beschreibung der Brennstoffbewegung in SAS/FCI eine unphysikalische Modellierung. Deshalb wird der Fall F8 für die Energetik-eingrenzung nicht herangezogen.

4.4.2 Energetischer Grenzfall im frischen Kern

Bei den pessimistischen Untersuchungen zur Energetikeingrenzung beim Durchsatzstörfall im frischen Core mit den Systemen CAPRI-2/KADIS [4.1] wurde nur ein Szenario aus Einleitungs- und durch Voidrückwirkung nach normalen Siedevorgängen induzierter Disassemblyphase simuliert. Bild 4.11 vergleicht den berechneten Leistungsverlauf für den frischen Kern mit dem des Grenzfalles F7.

Bedingt durch eine etwas andere Modellierung (die Unterschiede werden im Anhang C.1 erläutert) ist das Zeitintervall bis zum Einsetzen der Leistungsexkursion nach Siedebeginn bei den CAPRI Rechnungen kürzer als bei SAS. Durch das Fehlen der Primärkreiskopplung kommt es während der Natriumpulsionsphase auch zu stärkeren Voidrampen, die bei etwa 325-facher Nennleistung mit treibenden Rampen von 18 \$/sec die Disassemblyrechnung in KADIS initiieren. Die Leistung steigt während des Disassemblyvorgangs auf maximal 800-fache Nennleistung an und wird durch Disassemblyrückwirkungen aus dem innersten Ring der 2. Anreicherungszone begrenzt, die dann auch zu einer raschen Abschaltung führen. Bei der Exkursion kam es zu Brennstofftemperaturen von 4450°C, was einem maximalen Dampfdruck von 24 atm entspricht. Die Energie der Schmelze relativ zum Soliduspunkt lag beim frischen Core nach der Abschaltung mit 2900 MJ fast um die Hälfte niedriger als beim Fall F7. Die CAPRI/KADIS Rechnungen simulieren dabei die gleiche Phänomenologie, die auch bei den SAS3D Analysen des frischen Kerns geltend gemacht werden würde. Vergleichsrechnungen zwischen CAPRI/KADIS und SAS3D für ein ähnliches Benchmarkproblem, die im Rahmen einer EURATOM Studie durchgeführt wurden [4.4], zeigen daher auch ganz ähnliche integrale Ergebnisse. Eine SAS3D Analyse des Durchsatzstörfalls im frischen Mark 1A-Kern kann deshalb gegenüber CAPRI/KADIS nicht zu nennenswert anderen Störfallverläufen führen und wurde daher nicht noch zusätzlich vorgenommen. Die Zunahme der Störfallenergetik beim abgebrannten Core ist eindeutig auf die postulierten LOF/TOP Phänomene und die dadurch entstehenden BNR Rückwirkungen zurückzuführen. Diese sind im frischen Kern wegen der hohen Versagensschwelle der Stäbe und des als Arbeitsmedium fehlenden Spaltgases nicht anzunehmen, weshalb die Energetik des Durchsatzstörfalls in jedem Fall durch die Rechnungen für den abgebrannten Kern eingegrenzt wird. Wegen des fehlenden Spaltgasdispersionspotentials wird der erwartete Störfallverlauf im frischen Kern u.U. aber energetischer als der des Referenzfalls E sein. Trotzdem stehen auch hier durch die Natriumdampfströmung und den Stahldampf starke Dispersionsmechanismen zur Verfügung, die den erwarteten Störfallablauf im frischen Kern weit milder machen als die hier vorgelegte Grenzfallabschätzung mit CAPRI/KADIS.



	Frisches Core CAPRI - Fall L0	EOL - Core SAS3D - Fall F7
Siedebeginn [sec]	5.470	7.806
Energie der Schmelze n. Exkursion [MJ]	2890	5880

GfK
IRE

Leistung beim Durchsatzstörfall im frischen
und abgebrannten EOL Mark 1A Kern
(ohne ax. Exp. und Spaltgasdispersion)

BILD 4.11

4.5 Konservative Abschätzung des integralen mechanischen Belastungspotentials der Störfälle

Als Maß für das mechanische Belastungspotential hypothetischer Störfälle kann man die Arbeit betrachten, die bei Expansion einer zweiphasigen (flüssigen, dampfförmigen) Kernzone auf das Schutzgasvolumen im Reaktortank geleistet wird. Auf den engen Zusammenhang dieses Maßes mit der kinetischen Energie der Natriummassen beim Auftreffen auf den Reaktortankdeckel (Natriumhammer) hat Marchaterre in einer interessanten Studie hingewiesen [4.5]. In dieser Studie findet sich auch ein detaillierter Vergleich dieses Maßes mit der geleisteten mechanischen Arbeit bei einer fluid- und strukturdynamischen Simulation des Belastungsvorganges mit dem REXCO-Code [4.12] für verschiedene Reaktortypen (SNR-300 nicht eingeschlossen). Bei einem energetischen Störfallszenario mit relativ wenig Natrium in einem Kernbereich, in dem der Brennstoff stark aufgeheizt wird und mit dem Natrium in Kontakt geraten kann, läßt sich diese Energie näherungsweise durch die Expansionsarbeit des zweiphasigen Brennstoffs (Flüssigkeit und Dampf) berechnen. Eine obere Abschätzung für den Wert dieser Energie ergibt sich aus dem $\int p dV$ über einen isentropen Weg, wobei keinerlei Mischung der Materialien aus verschiedenen Kernbereichen angenommen wird. Die Integration erfolgt dabei von einem Anfangsvolumen (Brennstoff, Stahl und Leervolumen in den heißen Regionen des Kerns) bis auf ein geeignet definiertes Endvolumen. Für den SNR-300 wird dabei ein Wert von 70 m^3 zugrundegelegt, der das verfügbare Expansionsvolumen unter Annahme maximaler Tankdehnungen darstellt. Ein mit dieser Methode gewonnener Wert für das integrale mechanische Belastungspotential ist direkt vergleichbar mit der für den SNR-300 vorgegebenen Belastungsgrenze von 370 MWsec. Mehr zu Vergleichszwecken wird vor allem in der amerikanischen Literatur oft auch die Gesamtexpansionsenergie bis herunter auf atmosphärischen Druck (1 bar) angegeben. Die dabei auftretenden Expansionsvolumen sind jedoch wesentlich größer als das im Tank zur Verfügung stehende Volumen und sind daher kein direktes Maß für das Belastungspotential dieser Störfälle. Bei der Brennstoffdampfexpansion können Wechselwirkungen mit kalten Strukturen und mit dem Natrium des Kühlmittelplenums ebenso auch Reibungs-, Trägheits- und Mischungseffekte des Brennstoffs zu einer starken Minderung der mechanischen Arbeit führen. Untersuchungen für den CRBR [4.7, 4.8], in denen die Hydrodynamik und die gesamten Austauschprozesse einschließlich von Brennstoff/Natriumwechselwirkungen während des Expansionsvorgangs konsistent simuliert wurden, ergeben z.B. Reduktionen der isentropen Arbeitsfähigkeit um mehr als 90 %. Da für den SNR-300 mit einer ähnlich großen Reduktion der mechanischen Energie-

freisetzung durch die genannten Austauschprozesse gerechnet werden kann, ist die Abschätzung der Arbeitsfähigkeit des Brennstoff-Dampf-Flüssig-Gemisches durch die mechanische Energiefreisetzung während der isentropen Expansion auf das Endvolumen von 70 m^3 als eine pessimistische obere Abschätzung zu betrachten.

Die verwendete Methode zur Berechnung der isentropen Arbeitsfähigkeit des Brennstoffdampfs wird in [4.6] dargestellt. Sie geht von den thermodynamischen Funktionen von Reynolds et al aus [4.9]. Diese Funktionen werden im wesentlichen aus den Daten für die ANL-Zustandsgleichung [4.10] gewonnen, die auch in SLUMPY verwendet wird. Im abgebrannten Kern wird neben dem Brennstoffdampf auch das freigesetzte Spaltgas einen gewissen Beitrag zur Expansionsarbeit leisten können. Der Effekt wurde bei diesen Untersuchungen nicht berücksichtigt. Eine sehr pessimistische Abschätzung, bei der isotherme Expansion des Gases mit dem Brennstoffdampf über den gesamten Expansionsvorgang angenommen wurde, liefert für die Bedingungen des EOL Kerns einen nur wenig von den Anfangsbedingungen abhängigen Wert von maximal 29 MJ [4.11].

Die Anfangsbedingungen zur Berechnung der isentropen Expansionsenergien wurden direkt aus den SAS Ergebnissen zum Zeitpunkt der neutronischen Abschaltung übernommen. Die verwendeten Übergabedaten sind Massen und Temperaturen der axialen Brennstoffnodes der Kanäle, die i.a. Core Ringe repräsentieren. Das Verfahren ist ähnlich wie das in [4.2] verwendete. Allerdings werden die Massen der kompressiblen Lagrange Maschen aus der SLUMPY Simulation mit dem Brennstoff aus den Maschen der intakten Stümpfe im überlappenden Bereich nicht vermischt. Lokale Temperaturspitzen des einen gegenüber dem anderen Node bleiben alle erhalten. Das Verfahren ist dadurch noch konservativer als das aus [4.2], durch die Verwendung unterschiedlicher Maschennetze ergeben sich jedoch einige Schwierigkeiten bei der automatischen Berechnung des Voidvolumens am Anfang der Expansion. In dieser Studie wurde daher mit einem Anfangsvolumen null gerechnet. Die Berücksichtigung des realen Voidwertes würde, wie eine Sensitivitätsanalyse zeigt, zu einer geringfügigen Erhöhung (unterhalb von 5 %) der mechanischen Energiewerte führen.

Die Ergebnisse der Rechnungen sind in Tabelle 4.7 für die verschiedenen Fälle zusammengestellt. Mit angegeben sind die wichtigen Randbedingungen, die sich aus der Einleitungsphase ergeben. Die Fälle E und C, in denen axiale Expansion und Spaltgasdispersion simuliert wurde, führen nur zu milden Exkursionen in der Einleitungsphase. Die maximalen Brennstofftemperaturen liegen noch weit unter der Schwelle für Dampfdrücke mit einem nennenswerten mechanischen Belastungspotential. Der Fall L0 für das frische Core wurde mit CAPRI/KADIS berechnet und schon früher mit dem in KADIS eingebauten isentropen Expansionsmodell ausgewertet [4.6]. Die pessimistische Simulation für den frischen Kern, die nur die Rückwirkungen normaler Siedevorgänge als treibende Me-

TABELLE 4.7 ABSCHÄTZUNG DER MECHANISCHEN ARBEITSFÄHIGKEIT DES BRENNSTOFFDAMPFES NACH DER EXKURSION FÜR VERSCHIEDENE STÖRFALLSIMULATIONEN

FALL	P_{MAX}/P_0	T_{MAX} °C	T_{MITTEL} °C	P_{MAX} ATM	M_{SCHM} KG	E_{SCHM} MJ	E_{WORK}		M_{DAMPF}
							70 m ³ COV. G. MJ	EXP. 1 BAR MJ	70 m ³ COV. GAS KG
E	25	2704	-	-	46	6	-	-	-
C	44	3512	2980	-	4260	1835	-	-	-
F7	1535	4955	3857	74	6449	5880	66	171	212
F8	1500	5062	3921	91	6482	6136	76	200	237
LO	800	4450	3294	24	4787	2890	13	21	43

- P_{MAX}/P_0 = MAXIMALE NORMIERTE LEISTUNG WÄHREND DER EXKURSION
 T_{MAX} = MAXIMALE BRENNSTOFFTEMPERATUR BEI ABSCHALTUNG
 P_{MAX} = MAXIMALER BRENNSTOFFDAMPFD RUCK BEI ABSCHALTUNG
 M_{SCHM} = MASSE DER BRENNSTOFFSCHMELZE
 E_{SCHM} = THERMISCHE ENERGIE DER SCHMELZE RELATIV ZUM SOLIDUSPUNKT
 E_{WORK} = MECHANISCHE ENERGIE DER BRENNSTOFFDAMPFEXPANSION
 M_{DAMPF} = MASSE DES BRENNSTOFFDAMPFES NACH EXPANSION AUF COVERGAS
 T_{MITTEL} = MITTLERE TEMPERATUR DER SCHMELZE BEI ABSCHALTUNG

chanismen für die Disassembly berücksichtigt, führt mit 13 MJ zu einer recht niedrigen mechanischen Energie. Erst durch die sehr pessimistische Beschreibung des Brennstabversagens mit BNR in der LOF/TOP Phase beim abgebrannten Kern kommt es zu Druckaufbauten, die die Auswertung der isentropen Expansionsenergie vom Szenario her überhaupt rechtfertigen. Der energetische Grenzfall F7 führt dabei auf 66 MJ Expansionsarbeit. Er erreicht damit trotz der nachgewiesenen extrem konservativen Beschreibung nur etwa 20 % der vorgegebenen maximalen integralen Belastungsgrenze von 370 MJ. Selbst der mit nicht durchweg physikalisch argumentierbaren Annahmen berechnete Fall F8 bleibt noch weit unterhalb dieser Grenze. Die Zahlen liegen deutlich günstiger als die der mit den gleichen Modellannahmen berechneten Grenzfälle für den CRBR. Vergleicht man die Werte für die Expansion auf 1 bar, dann bleiben die Expansionsenergien des Falls F7 um 20 %, die des Falls F8 sogar um 70% unter den CRBR Werten. Ein Grund hierfür liegt in der größeren Anzahl von Brennelementen im CRBR in denen eine BNR (mit positiven Void-Rückwirkungen) stattfindet; diese größere Anzahl ergibt sich aufgrund der starken azimuthalen Leistungsvariationen in diesem Gleichgewichtscore mit den 3 extrem langen Lastzyklen von jeweils 274 Tagen. Außer den Expansionsenergien sind im rechten Teil von Tab. 4.7 auch die bei der isentropen Expansion verdampften Brennstoffmassen mit angegeben. Wegen des starken Rekondensationspotentials ist von diesen Dampfmengen jedoch nur ein geringer Teil beim weiteren Störfallablauf in Betracht zu ziehen.

Aus den oben erwähnten verschiedenen Aspekten ergibt sich insgesamt, daß 66 MJ als konservative obere Abschätzung des integralen mechanischen Belastungspotentials zu betrachten sind.

Abschließend noch ein Hinweis zu der hier berechneten mechanischen Energiefreisetzung durch isentrope Expansion des Brennstoff-Dampf-Flüssig-Gemischs. Diese Größe ist eine integrale Vergleichsgröße zu der festgesetzten integralen Belastungsgrenze von 370 MJ. Die wirklichen zeitlich und örtlich veränderlichen Belastungen des Reaktortanks- und deckels sowie der verschiedenen Tankeinbauten müssen mit Hilfe von fluid- und strukturdynamischen Rechenprogrammen (wie z.B. ARES [4.13], DRAP [4.14] analysiert werden, wobei diese Rechnungen in möglichst konsistenter Weise an die Exkursionsrechnungen (hier mit SAS3D simuliert) anschließen sollten.

4.6 Literatur zum Kapitel 4

- [4.1] R. Fröhlich et al.:
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300
Mark 1A Reaktorkern"
KFK 2310 (1976)
- [4.2] W.R. Bohl et al.:
"An Analysis of the Unprotected Loss-of-Flow Accident in
the Clinch River Breeder Reactor with an End-of-Equilibrium-
Cycle Core"
ANL/RAS 77-15
- [4.3] V. Ertel:
"Daten vom SNR-300 mit Mark 1A-Kern für dynamische Unter-
suchungen mit dem Programm CODY-II"
IA - Notiz Nr. 35.1660.0
- [4.4] P. Royl et al.:
"Comparative Analysis of a Hypothetical Loss-of-Flow Accident
in a LMFBR Using Different Computer Models for a Common Bench-
mark Problem"
Proc. International Meeting on Nuclear Power Reactor Safety,
October 16-19, 1978, Brüssel, Belgium
- [4.5] J. Marchaterre et al.:
"Work Energy Characterization for Core-Disruptive Accidents"
CONF-761001 (1976), Chicago
- [4.6] P. Schmuck et al.:
"Berechnung von mechanischen Energiefreisetzen und ver-
dampften Brennstoffmengen in einem schnellen natriumgekühlten
Brutreaktor"
Reaktortagung, Mannheim (1977)
- [4.7] J.E. Boudreau et al.:
"SIMMER-I Accident Consequence Calculations"
TANSAO 27, p. 554 (1977)

- [4.8] S.J. Hakim et al.:
"On the System Damage Potential of CRBRP"
TANSAO 27, p. 554 (1977)
- [4.9] A.B. Reynolds et al.:
"Fuel Vapor Generation in LMFBR Core Disruptive Accidents"
Nucl. Technology 26, (1975), Seite 165
- [4.10] W.T. Sha and T.H. Hughes:
"VENUS: A Two-dimensional Coupled Neutronics-Hydrodynamics
Computer Program for Fast-Reactor Power Excursions"
ANL-7701, (1970)
- [4.11] P. Schmuck:
"Der Einfluß von Spaltgasen auf die mechanische Energie-
freisetzung nach einem hypothetischen Kühlmitteldurchsatz-
störfall in einem SNR"
Procs. Reaktortagung Deutsches Atomforum, Hannover 1978
- [4.12] Y.W. Chang et al.:
"Two Dimensional Hydrodynamic Analysis of Primary Containment"
ANL-7498 (1969)
- [4.13] K. Doerbecker:
"ARES: Ein Zweidimensionales Rechenprogramm zur Beschreibung
der kurzzeitigen Auswirkung einer hypothetischen unkontrollier-
ten nuklearen Exkursion auf Reaktortank, Drehdeckel und Ein-
bauten, gezeigt am Beispiel des SNR-300"
Reaktortagung Hamburg (1972)
- [4.14] E.F. Blokker et al.:
"Darstellung des DRAP-Codes"
Interner Bericht ITB 75.92 (1975)

5. Schlußfolgerungen aus den Rechnungen und Einordnung in ein Gesamtstörfallszenario

In diesem Bericht wurden SAS3D Untersuchungen zum Durchsatzstörfall im abgebrannten EOL Mark 1A Kern des SNR-300 dargestellt. Zwei Gruppen von Fällen wurden dabei untersucht. Die eine Gruppe beschreibt die Störfallverläufe, die sich bei einer Simulation der nach dem heutigen Erkenntnisstand erwarteten Phänomenologie ergeben würden, die andere betrachtet nur energetische Grenzfälle, die noch bestehende Unsicherheiten beim Phänomenologieverständnis und bei seiner Simulation hinsichtlich der Störfallenergetik konservativ abschätzen. Die erwartete Phänomenologie der Einleitungsphase des Durchsatzstörfalls wurde dabei anhand einer Szenariodiskussion verdeutlicht, in der auch die zahlreichen pessimistischen Annahmen erläutert werden (sehr großer Spielraum!), die erforderlich sind, ehe es zu dem für die Grenzfälle postulierten energetischen Störfallszenario kommen kann. Die erwartete Phänomenologie enthält zahlreiche Effekte insbesondere hinsichtlich der Materialbewegungen, die sich im SAS3D System nur in stark vereinfachter Weise simulieren lassen. Am einflußreichsten sind dabei die axiale Brennstoffexpansion und der Aufbrech- und Dispersionsvorgang durch Spaltgas und Natriumdampfströmung. Die Komplexität dieser Vorgänge, die bei der Phänomenologiediskussion im Kapitel 2 dargestellt wurde, läßt sich bei derartigen integralen Untersuchungen nicht voll beschreiben. Die SAS3D Simulationen basieren daher zum Teil auf plausiblen Annahmen, die stark durch die Erfahrung bestimmt sind, die man mit diesem System am ANL bei der Analyse zahlreicher In- und out-of-pile Experimente und bei Störfallanalysen gemacht hat, und gehen von den zahlreichen Modellanpassungen zur vereinfachten und nicht immer mechanistischen Beschreibung real erwarteter bzw. mit detaillierteren Einzelmodellen bestimmter Effekte aus.

Das für die Grenzfälle postulierte energetische Störfallszenario zeigt ebenfalls viele Effekte, die bei einer detaillierteren Modellierung die Störfallenergetik stark mildern würden. Die Vorgänge durch Brennstabversagen und BNR in einer Phase raschen Leistungsanstiegs (LOF/TOP Ereignis) dominieren den Störfallverlauf in dieser pessimistischen Beschreibung. Experimentell gibt es dazu bisher keine Hinweise, daß diese Vorgänge die Energetik tatsächlich steigern können, die Phänomenologie läßt im Gegenteil insbesondere in schon teilweise gevoideten Bereichen auch hier starke Dispersionseffekte erwarten. Von einer auch nur näherungsweise Berücksichtigung dieses nur schwer simulierbaren Abschaltpotentials beim LOF/TOP Ereignis wurde bei

diesen hier dargestellten Grenzfalluntersuchungen aber vollkommen abgesehen. Die hier bestehenden Unsicherheiten wurden im Gegenteil durch konsequent pessimistische Parameterauswahl und Modellierungen in die Simulationen einbezogen. Die konservative Modellierung des schon mit pessimistischen Annahmen postulierten energetischen Szenarios schafft daher noch einen zusätzlichen Spielraum zur Abdeckung der Unsicherheiten und Lücken bei der Modellierung insbesondere der Brennstoffbewegung und der Brennstoff/Natriumreaktion. Aus der Analyse dieser SAS3D Störfallsimulation für den SNR sollen nun die wichtigen Schlußfolgerungen für die erwarteten Störfallverläufe und die energetischen Grenzfälle gezogen werden. Diskutiert wird dabei gleichzeitig jeweils ein denkbares mildes und ein energetisches Szenario für die weiteren Abläufe der Störfälle über die Einleitungsphase hinaus. Die Szenarien basieren weitgehend auf veröffentlichten Argumenten für entsprechende Situationen im CRBR [5.1] und FFTF [5.2] und auf qualitativen Überlegungen. Eine konsistente Beschreibung der Störfälle mit mechanistischen Modellen über die Einleitungsphase und Disassemblyphase hinaus ist bis heute nicht möglich, weshalb von vornherein auf den phänomenologischen Charakter dieser Diskussion hinzuweisen ist, die in erster Linie ein konsistenteres Bild für den Gesamtverlauf aufzeigen soll, von dem aus eingrenzende Abschätzungen für Folgephänomene leichter möglich sind.

5.1 Erwarteter Störfallverlauf

Der Durchsatzstörfall führt nach Versagen des Abschaltsystems zu Natriumexpulsionen im gesamten Core Bereich, die in dem stark abgebrannten Kern den inneren Core Bereich relativ homogen voiden. Die positiven Voidrückwirkungen führen dabei zu einer milden Leistungsexkursion, in der die Leistungsmaxima durch die negativen axialen Expansionsrückwirkungen begrenzt sind und etwa 1 bis 1 1/2 Größenordnungen über die Nominalleistung anwachsen. Auf dem erhöhten Leistungsniveau schmelzen Brennstoff und Hüllrohr in dichter Folge und es kommt zum Aufbrechen des Brennstoffs. Separate Hüllrohrbewegungen vor dem Brennstoffaufbrechen sind lokal kurzzeitig möglich insbesondere bei einem verspäteten Aufbrechen des Brennstoffs oder bei real etwas niedrigeren Voidkoeffizienten, sie verändern jedoch mehr die Randbedingungen für die nachfolgende Transitionphase. Wegen der schon sehr hohen Brennstoffenthalpie, die in jedem Fall dicht an der Aufbruchschwelle liegt, sind Hüllrohrbewegungen kein Auslöser für weitere energie-

tische Störfallentwicklungen. Ebenso sind bestehende Restfestigkeiten beim Brennstoffaufbrechen aufgrund des hohen Temperaturniveaus der Hülle vernachlässigbar. Der Aufbrechvorgang erfolgt in unblockierten Bündeln bei hohen Natriumdampfgeschwindigkeiten und Druckgradienten. Die Brennstoffbewegung nach dem Aufbrechen ist stark dispersiv und führt im Zehntelsekundenbereich direkt zu einer Abschaltung, die die primäre Exkursion beendet. Die Bewegung wird zunächst durch Druckgradienten und Schleppwirkungen des Spaltgases und der Natriumdampfströmung bestimmt. Die Vermischung von Brennstoff und Stahl nach dem Aufbrechen kann je nach den Annahmen für den Wärmeübergang u.U. auch in der Einleitungsphase schon zu zusätzlichen Dispersionseffekten durch Aufbau von Stahldampfdrücken führen. Beim Aufbrechen ist das Core in den positiven Voidwertbereichen weitgehend aufgevoidet. Brennstabversagen mit BNR tritt nur auf in dem stationär überkühlten äußersten Brennelementring (Kanal 9), der niedrigere Stableistungen hat, auftreten. Durch die negativen Voidrückwirkungen trägt es noch zu einer Verstärkung der Abschaltwirkungen der Brennstoffdispersion bei.

Nach der neutronischen Abschaltung der primären Exkursion kommt es rasch zum Durchschmelzen der Kastenwände und die Transitionphase beginnt. Die Brennstabstümpfe an den oberen und unteren Core Enden sind dabei teilweise noch intakt. Wenn zu diesem Zeitpunkt nicht genügend Spaltgas- bzw. Stahldampf- und Natriumdampfdruck zu einer weiteren Dispersion des Mehrphasengemisches aus Brennstoff und Stahl vorhanden ist (wie z.B. beim Referenzfall E), kommt es zu Kompaktionen und weiteren Leistungsexkursionen. Die Energetik dieser Rekritikalitäten ist dabei aber begrenzt durch die geringen Enthalpiezunahmen bis zum Aufbrechen weiterer Brennstabsegmente und die damit verbundenen rasch einsetzenden weiteren starken Abschaltwirkungen. Erst wenn genügend Energie zum Aufbau dispergierender Stahldampfdrücke in das Mehrphasengemisch hereingebracht wurde, kommt es zu einem stärkeren Eindringen in die axialen Brutmantelbereiche.

Den Übergang zu solchen siedenden Anordnungen und das Verhalten der siedenden Mehrphasenregionen kann man heute noch nicht geschlossen darstellen. Die wichtigen Einzelphänomene, die für solche Anordnungen identifiziert wurden [5.3_7], deuten aber darauf hin, daß Sekundärexkursionen des siedenden Mehrphasengemisches wegen des dispersiven Verhaltens der Kernmaterialien dabei entweder nicht auftreten oder milde verlaufen. Bild 5.1 deutet eine solche

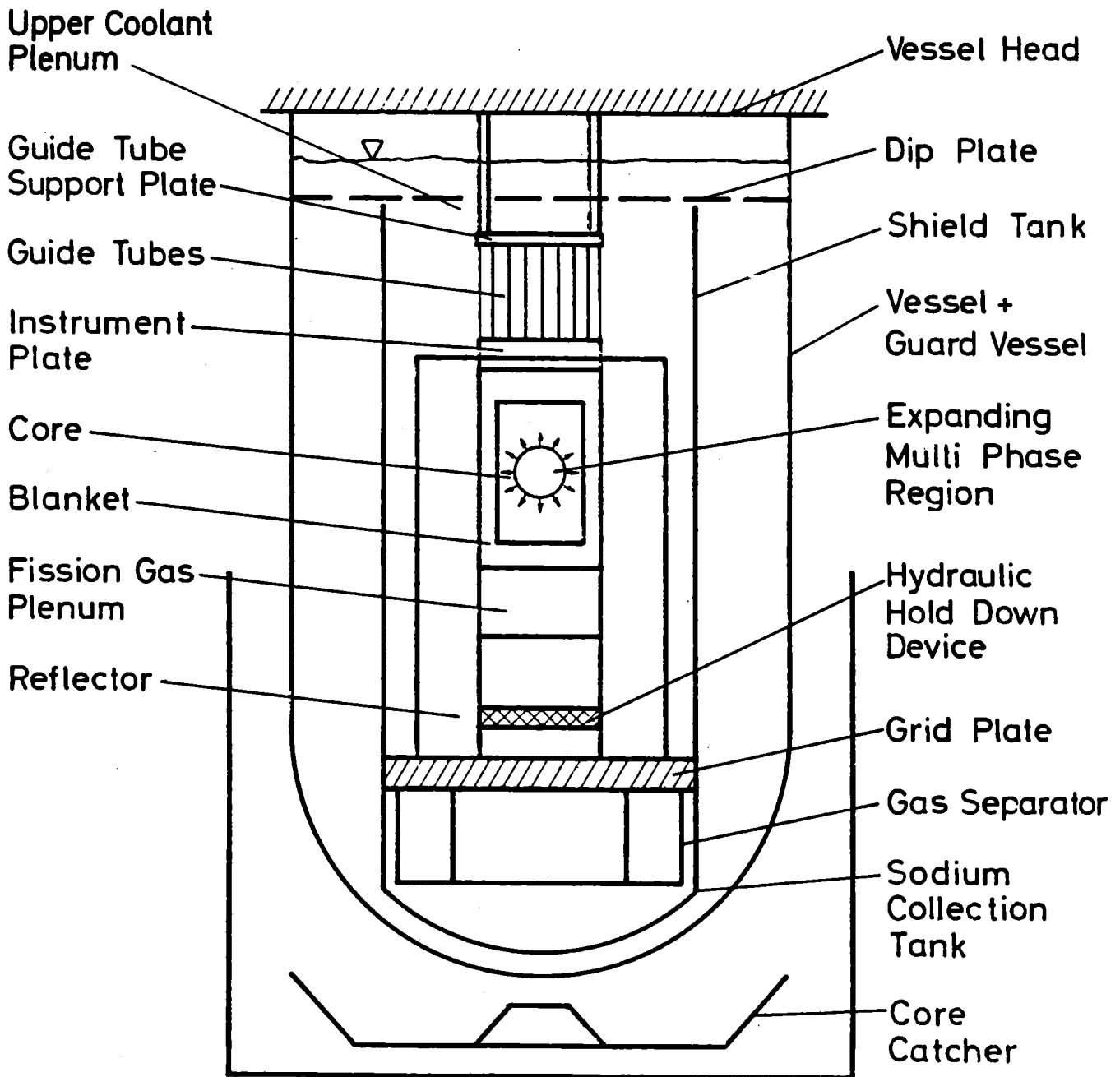


BILD 5.1 PRINZIPIKIZZE DES SNR 300 REAKTORTANKS MIT WICHTIGEN EINBAUTEN FÜR VORGÄNGE IN DER NACH-BETHE-THAIT-PHASE

sich rasch vergrößernde Mehrphasenzone im Kernbereich des SNR-300 schematisch an. Mit angegeben sind die für die weiteren Vorgänge wichtigen Kerneinbauten.

Es gibt Hinweise aus Simulationsexperimenten und theoretischen Überlegungen, daß die durch Stahldampf getriebenen Materialien beim Eindringen in den Brutmantel die relativ kurzen Strukturen über dem Core Bereich auch bei den engen Unterkanälen direkt durchdringen können [5.1]. Die innere Energie des Materials würde in diesem Fall einen direkten Mehrphasenausblasevorgang ermöglichen, der in kurzer Zeit große Teile des bereits dispergierten Kernmaterials in das obere Kühlmittelplenium entläßt, wo es erstarrt und durch turbulente Mischvorgänge mit dem Natrium verteilt wird, ohne daß dabei mechanische Lasten für den Tank und seine Einbauten entstehen. Unter SNR-Bedingungen sind jedoch zusätzliche Widerstände durch die Abstandshalter zu erwarten, die Erstarrungsvorgänge beim Eindringen des Mehrphasengemischs in die axialen Brutmäntel wahrscheinlicher machen. Die Eindringtiefe und Erstarrungstemperatur des vorderen Pfropfens hängt dabei stark von den Temperaturen der beteiligten Komponenten und ihrer Zusammensetzung ab [5.5]. Durch die Blockade kommt es zur Bildung thermisch und neutronisch instabiler allseitig abgeschlossener Mehrphasenregionen sog. Pools, die schematisch in Bild 5.2 angedeutet sind. Ein Teil des Kernbrennstoffs (aus geometrischen Betrachtungen schätzt man ca. 20 %) ist dabei in den Blockaden. Die siedende Mehrphasenregion erstreckt sich zu diesem Zeitpunkt bereits über größere Core Bereiche und durch Aufschmelzen der Kastenwände entstehen immer größere Pools, in denen sich durch fortgesetzte Wärmeentwicklung rasch ein Überdruck aufbaut. Teilweise kann dabei auch Kernmaterial unterschiedlicher Anreicherungszone vermischt werden. Die erwarteten Strömungsformen in den siedenden Pools sind stark dispersiv ("churn turbulent" [5.6]), so daß das Material nach einer Energiezufuhr bei Rekritikalitäten rasch durch eine Verringerung seiner Dichte eine weniger reaktive Konfiguration annehmen kann, wodurch Sekundärexkursion, wenn sie überhaupt auftreten, nur mild verlaufen werden. Kondensation an den oberen Poolbegrenzungen und die selbst regulierenden Eigenschaften einer an den Pool Wänden abgelagerten isolierenden Brennstoffkruste begrenzen ein Anwachsen des Dampfdrucks [5.7], so daß es in dem axial und radial stark verdämmten System nur schwer zum mechanischen Aufbrechen von Ausströmöffnungen kommen wird. Die Wärmeströme aus dem Pool und die interne Wärmeproduktion in den Blockaden selbst führen in u.U. zyklischer Folge zum Aufschmel-

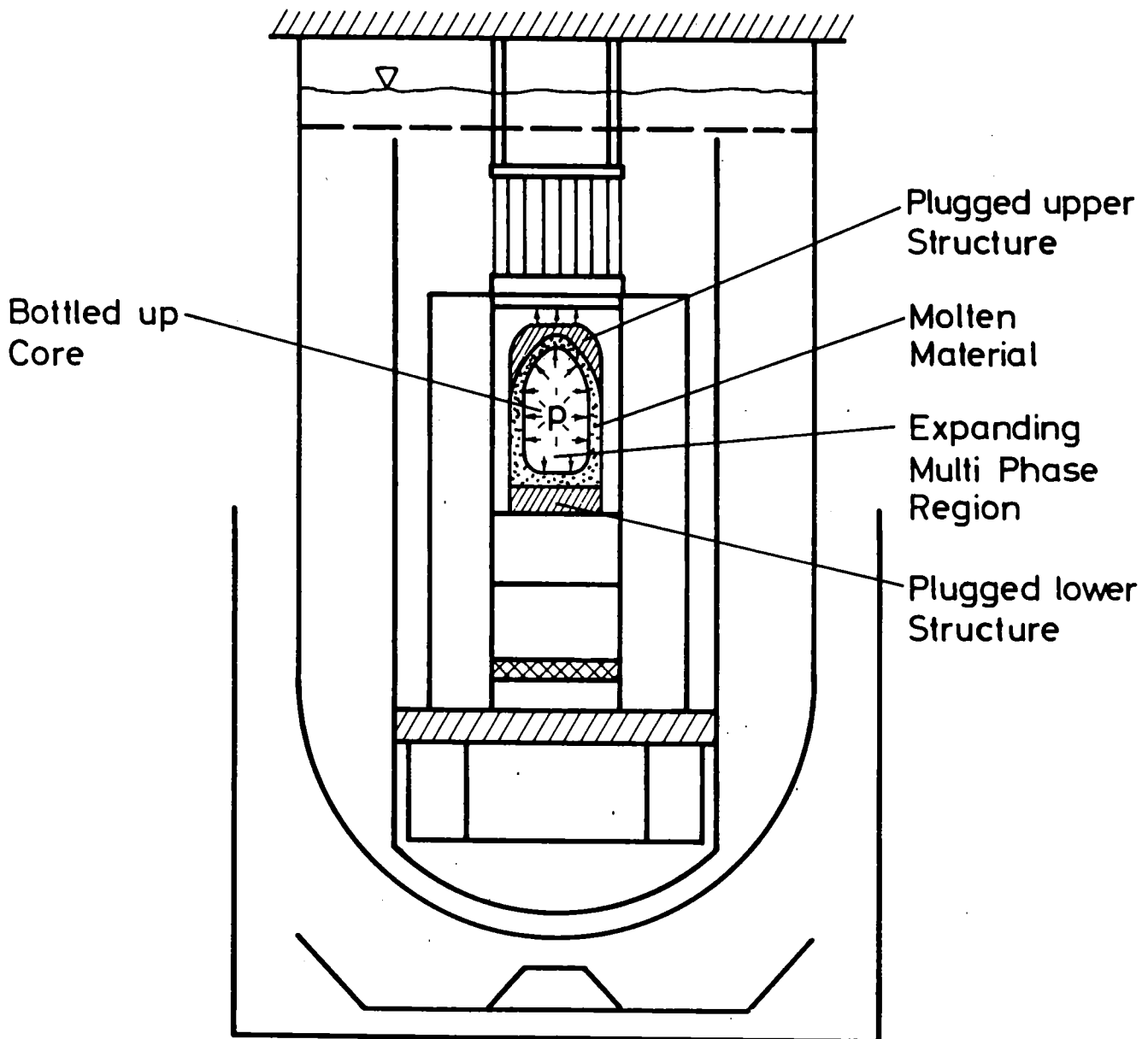


BILD 5.2 DENKBARE CORE-KONFIGURATION NACH DER BILDUNG ABGESCHLOSSENER SIEDENDER POOLS IN DER TRANSITIONSPHASE

zen und weiteren Vordringen der Blockaden, bis sich schließlich größere Ausströmöffnungen bilden, nach oben etwa durch Hereinfallen eines ganzen Bündelkopfes nach dem Aufschmelzen der Distanznocken des Kernverspannungssystems. Generell kann man nach oben zu mit einem schnelleren Durchdringen der kalten Strukturen rechnen, da der thermische ebenso wie der mechanische und trägheitsmäßige Widerstand dort sehr viel kleiner ist als unten.

Aufgrund des hohen Energiegehalts des Brennstoff/Stahlgemischs setzt bei der Bildung und Aufrechterhaltung von Ausströmöffnungen ein Blowdown Vorgang ein, der selbst bei niedrigen treibenden Drücken im Sekundenbereich fast das gesamte Kerninventar bis auf die in den Blockaden und in den Krusten gebundenen Brennstoffmassen nach oben entlädt und der damit nur noch unterkritische Restmassen im Kernbereich zurückläßt [5.2].

Die Drücke bei dieser milden Materialentladung sind dabei im Vergleich zu den sehr viel energetischeren Materialdispersionen in der Disassemblyphase niedrig. Sie machen das in Bild 5.3 angedeutete mehr strahlförmige Eindringen des Mehrphasengemischs in das obere Plenum wahrscheinlich [5.8], bei dem große Kühlmittelbeschleunigungen und dynamische Belastungen der Einbauten nicht entstehen werden. Eventuelle Druckpulse durch thermische Wechselwirkungen des Mehrphasengemischs beim Auftreffen auf Natrium bleiben klein, was experimentell durch Einblasen von Uran Thermitschmelzen in Natrium bestätigt wurde [5.4]. An den Grenzflächen des eindringenden Strahls wird Kühlmittel aufgenommen. Das Material fragmentiert dabei rasch, wird durch die turbulenten Strömungsvorgänge verteilt und setzt sich schließlich als Granulat auf den horizontalen Flächen innerhalb des Schildtanks ab. Durch die immer noch hohen Temperaturen und Dampfdrücke im Pool werden Rückströme des Natriums in den Core Bereich unmittelbar nach dem Blowdown nicht auftreten, u.U. werden sie auch durch ein Zufrieren der Ausströmöffnung am Ende des Ausblasevorgangs verhindert. Die langfristige Kühlbarkeit der nach oben ausgeblasenen Materialien ebenso das weitere Verhalten der im Kernbereich zurückbleibenden unterkritischen Restmassen ist Gegenstand von Untersuchungen zur Nachwärmeabfuhrphase und wird sowohl im Tank wie im Sinne einer zusätzlichen Sicherheitsreserve auch außerhalb des Tanks sichergestellt [5.9]. Hinsichtlich der mechanischen Belastungen des Tanks und seiner Einbauten ergeben sich bei dem erwarteten milden Szenario nur vernachlässigbare Auswirkungen. Im Hinblick auf die Nachwärmeabfuhr aus

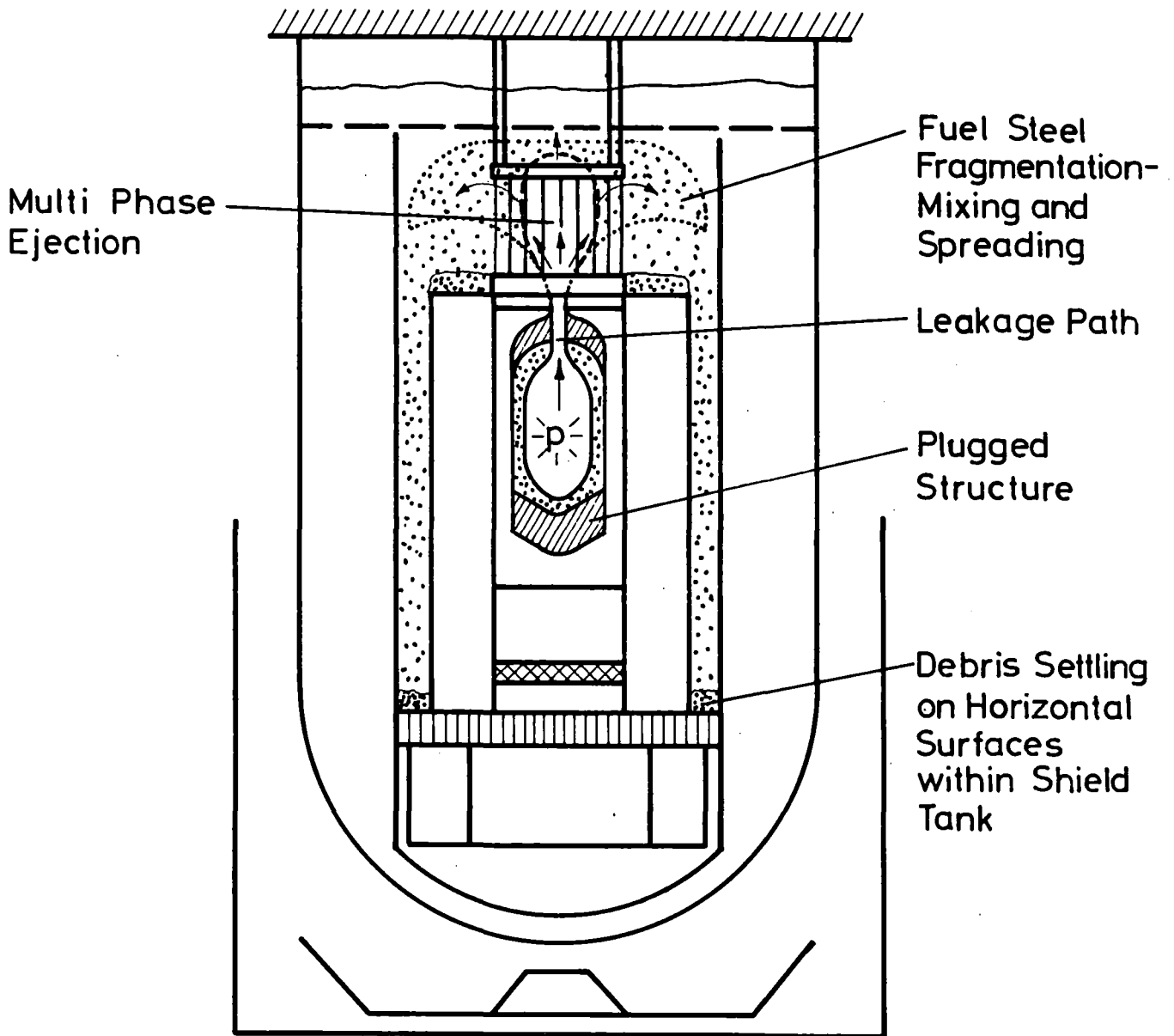


BILD 5.3 AUSBLASEVORGANG DES BRENNSTOFF-STAHL-GEMISCHES MIT GRANULIERUNG UND VERTEILUNG IM OBEREN KÜHLMITTELPLENUM NACH DEM DURCHSCHMELZEN VON STRÖMUNGSWEGEN

den im Kernbereich zurückbleibenden Restmassen führt das milde Szenario jedoch zu pessimistischen Randbedingungen, da dabei eine ähnlich starke Brennstoffentladung wie bei den energetischen Disassemblyvorgängen nicht für alle denkbaren Randbedingungen unterstellt werden kann. Eine obere Grenze für die zurückbleibende Brennstoffmenge nach dem Ausblasevorgang liefert in diesem Fall die Forderung unterkritischer Restmassen, da ein Zurückbleiben von mehr als diesem Anteil, selbst wenn man die Dispersions- und Ausblasewirkung auf niedrigerem Leistungsniveau vollkommen unberücksichtigt ließe, rasch zu Rekritikalitäten und damit notwendigerweise zu weiteren Entladevorgängen nach oben führen müßte, denn die Zeitskalen für das Durchschmelzen der unteren Blockaden sind um fast eine Größenordnung höher anzusetzen [$5 \cdot 10^7$].

5.2 Energetischer Grenzfall

Bei den Simulationen zur Eingrenzung der Störfallenergetik wurden durch sehr konservative Annahmen bewußt Randbedingungen für das Entstehen von LOF/TOP Ereignissen geschaffen. Bei den SAS3D Simulationen führen die in SAS/FCI konservativ simulierten Phänomene durch Brennstabversagen und BNR in einer Phase raschen Leistungsanstiegs zu starken positiven Reaktivitätsexkursionen, die den Störfallablauf dominieren und seine Energetik in sehr pessimistischer Weise steigern. Durch die hohen Versagensschwelen und das Fehlen von Spaltgas sind solche Vorgänge in einem frischen Kern nicht vorstellbar. Deshalb wird die Energetik des Durchsatzstörfalls und sein mechanisches Belastungspotential durch die pessimistischen Betrachtungen für den abgebrannten Kern eingegrenzt, in dem der Brennstoff relativ früh versagen kann und in dem genügend Spaltgas als Arbeitsmedium zur Injizierung des Brennstoffs in den Kühlkanal verfügbar ist. Um zu einem Szenario zu kommen, in dem derartige LOF/TOP Phänomene auftreten können, reicht es beim SNR-300 EOL Mark 1A Kern noch nicht aus, wenn man nur die frühe Brennstoffdispersion nach dem Aufbrechen vernachlässigt, die die primäre Exkursion rasch beendet. Bei der extrem flachen Leistungsverteilung, die durch die praktisch gleiche Standzeit aller Elemente im Kern gegeben ist, sind die Bereiche mit positiven Voidkoeffizienten beim ersten Aufbrechen des Brennstoffs bereits gevoidet. Im Unterschied zu sehr heterogen aufgevoideten Kernen mit Elementen von stark unterschiedlicher Standzeit können weitere Leistungszunahmen durch Slumpingvorgänge nach dem Aufbrechen daher keine LOF/TOP Phänomene vor

allem keine durch BNR rasche einsetzende positive Voidreaktivitätsrampen erzeugen. Um zu dem LOF/TOP Szenario für den energetischen Grenzfall zu kommen, müßten daher im SNR nacheinander gleich zwei als real geltende und die Exkursion begrenzende Effekte ausfallen, die axiale Brennstoffexpansion und die frühe Brennstoffdispersion nach dem Aufbrechen.

Durch Vernachlässigung der axialen Expansionsrückwirkungen führen allein die Voidvorgänge nach Siedebeginn beim energetischen Grenzfall zu fast prompt kritischen Leistungsexkursionen. Beim Brennstoffaufbrechen - aufgrund der Restfestigkeit der Hülle i. a. durch mechanisches Hüllrohrversagen - ist das Core in den zuerst siedenden Kanälen nur halb, in den stationär stärker gekühlten Kanälen noch nicht oder nur oben aufgevoidet. Der durch Ausbleiben der Dispersionsrückwirkungen nach dem Aufbrechen rasche weitere Leistungsanstieg führt zum Brennstabversagen und BNR in den ungevoideten Core Bereichen und damit zum LOF/TOP Ereignis. Die Bündel mit positiven Voidkoeffizienten sind davon jedoch nur zu ca. 25 % betroffen. Aufgrund der flachen Leistungsverteilung kann dieser Anteil sich auch bei einer feineren Kanalaufteilung nicht verändern. Obwohl die reduzierten Hüllrohrfestigkeiten ein Versagen an der oberen Grenze der ungevoideten Bereiche bzw. am Core Ausgang sehr wahrscheinlich machen, wird Brennstabversagen und BNR bei der konservativen Grenzfallbetrachtung in Core Mitte angenommen und der Ausspritzvorgang sowie die BNR werden zusätzlich noch mit sehr pessimistischen Annahmen simuliert. Unter diesen unrealistischen Bedingungen entstehen eingrenzende starke Reaktivitätsexkursionen mit treibenden Rampen von bis zu 80 \$/s. Beim energetischen Grenzfall erreicht die Leistung dadurch ca. den 1500-fachen Nennwert, ehe es zum Abschalten durch die Dispersionswirkung der sich rasch aufbauenden starken Brennstoffdampfdrücke kommt. Die in SAS/FCI simulierten spaltgasgetriebenen Brennstoffbewegungen innerhalb der Stäbe zum Riß werden dabei insbesondere in der prompt kritischen Störfallphase in physikalisch nicht mehr argumentierbarer Weise überschätzt. Sie werden beim Grenzfall nicht in der Reaktivitätsbilanz angesetzt, denn die einseitige Berücksichtigung des noch dazu überschätzten Spaltgas-Kompaktionseffekts ohne die gleichzeitige Einbeziehung seines Dispersionspotentials nach dem frühen Brennstoffaufbrechen, wäre inkonsistent. Bei einer konsistenten Beschreibung würden LOF/TOP Situationen, wie sie für den Grenzfall postuliert wurden, gar nicht entstehen können. Eine zusätzliche Rechnung, in der diese Rückwirkungen trotzdem berücksichtigt wurden, führt zu etwas höheren Leistungen und steigert die thermische

Energie der Exkursion noch einmal um ca. 4 %. Die mechanischen Auswirkungen bleiben aber selbst bei dieser inkonsistenten und daher für die Energetikeingrenzung nicht geltend zu machenden Betrachtung noch weit unterhalb von 66 MJ, wenn man berücksichtigt, daß das in der prompt kritischen Exkursion freigesetzte Spaltgas aufgrund der Kinetik der Blasenwachstums- und Koaleszenzvorgänge in der Schmelze erst mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung als Arbeitsmedium zur Brennstoffkompaktion wirken kann.

Die hohen Dampfdrücke nach der primären Exkursion ($> 70 \text{ atm}$) führen bei diesem pessimistischen Szenario zu energetischeren Disassemblyvorgängen und stärkeren Belastungen der Kernstrukturen. Unter diesen Bedingungen sind mechanische Zerstörungen von Teilen des Kernverbandes und die Öffnung von Ausströmwegen denkbar, durch die sich der Brennstoff bei seiner hohen inneren Energie noch sehr viel rascher als bei den Blowdown Vorgängen des vorher diskutierten relativ milden Szenarios entladen wird. Durch die nach oben zu geringeren mechanischen und trägheitsmäßigen Widerstände werden solche Öffnungen bevorzugt an den Core Ausgängen auftreten, so daß die Entladung in das obere Kühlmittelpenum erfolgen wird. Erst die weitere Expansion des Materials im Plenum führt zu mechanischen Belastungen des Tanks und seiner Einbauten also zu den Lasten, die für den energetischen Grenzfall konservativ abzuschätzen sind. Bild 5.4 deutet an, wie ein solcher Entladevorgang in diesem pessimistischen Szenario aussehen könnte. Mechanische Öffnungen von Strömungswegen, hier etwa angedeutet durch das Abreißen von Bündelköpfen aber möglicherweise auch durch radiale Aufweitungen der Reflektorreihen. Danach eine durch den hohen Druck zunächst fast kugelförmige Expansion des entladenen Mehrphasengemischs, die zu Natrium-Beschleunigungen führt, im oberen Teil durch Pfeile angedeutet. Als Maß für das integrale mechanische Belastungspotential wird die bei der Expansion des heißen Brennstoffs auf Schutzgasvolumen geleistete mechanische Arbeit verwendet, welche die festgesetzte integrale Belastungsgrenze von 370 MJ nicht überschreiten darf. Eine isentrope Expansion des Mehrphasenbrennstoffgemischs auf das im maximal gedehnten Tank verfügbare Endvolumen von 70 m^3 ergibt dafür beim energetischen Grenzfall eine Arbeitsfähigkeit von 66 MJ. Real würden Wechselwirkungen mit den kalten Strukturen und dem Natrium sowie Reibungs- und Mischungseffekte des Brennstoffs zu sehr viel geringeren mechanischen

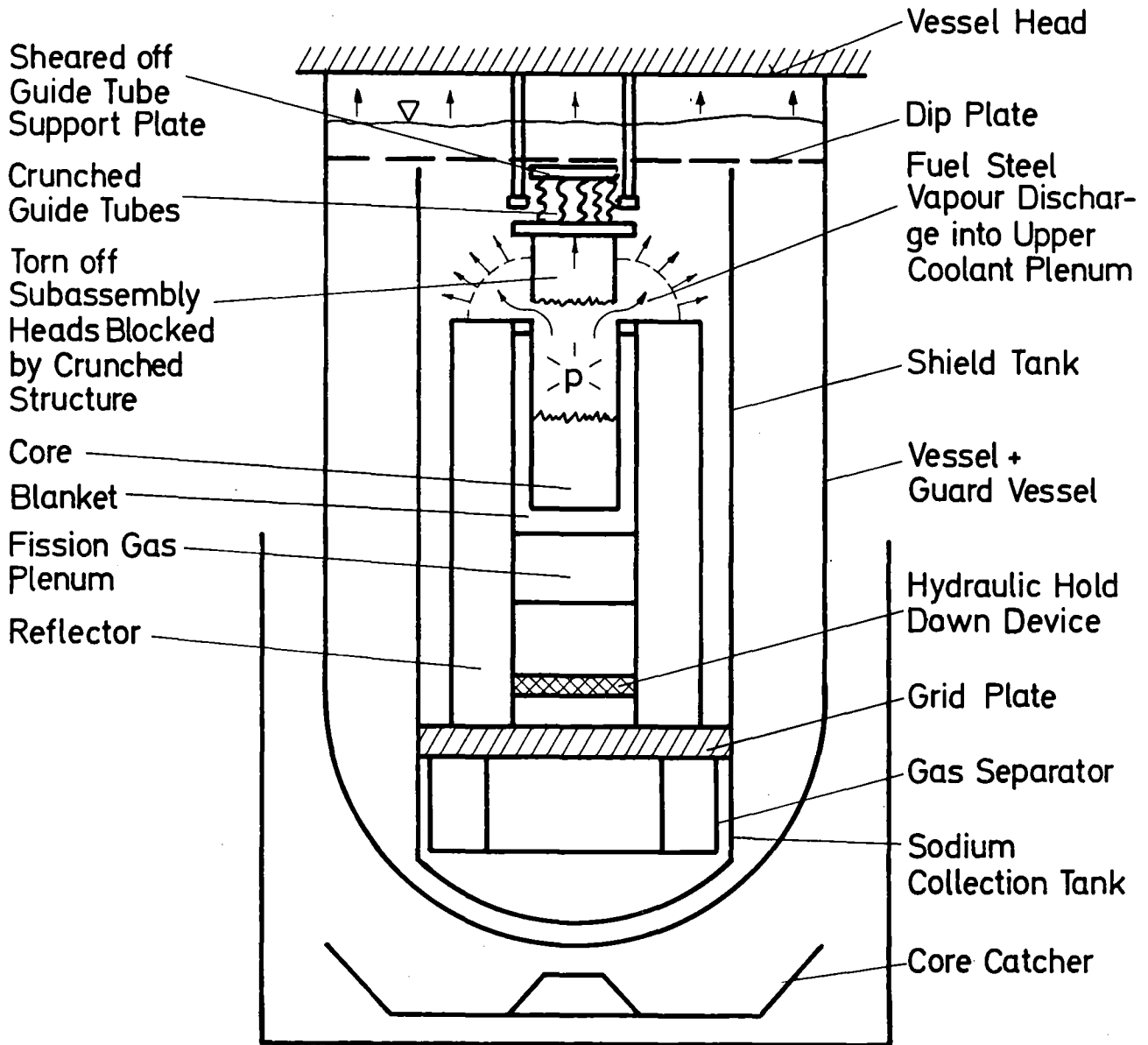


BILD 5.4 MECHANISCHE ÖFFNUNG VON AUSSTRÖMWEGEN FÜR DIE MATERIALENTLADUNG NACH EINEM ENERGETISCHEN DISASSEMBLYVORGANG

Arbeitsfähigkeiten des Entlade- und Expansionsvorgangs führen. Detailliertere Untersuchungen [5.11], bei denen diese Effekte in konsistenter Weise berücksichtigt wurden, ergeben für ähnliche Ausgangsbedingungen Reduktionen der isentropen Arbeitsfähigkeit von mehr als 90 %. Die Abschätzung der Arbeitsfähigkeit durch die mechanische Energie der isentropen Expansion auf das Schutzgasvolumen liefert daher konservative obere Werte. Selbst diese konservativ für den energetischen Grenzfall abgeschätzte Arbeitsfähigkeit erreicht nicht einmal 20 % der festgesetzten Belastungsgrenze.

Durch die höhere Energie des Mehrphasengemischs und die relativ großen mechanischen Öffnungen, die sich beim Disassemblyvorgang bilden werden, ist nach dem Einsetzen des Blowdowns beim energetischen Grenzfall im Vergleich zu dem erwarteten milden Szenario mit noch stärkeren Materialaustragungen zu rechnen. Ein Zurückbleiben von Restmassen im Kernbereich, die später erneut kritisch werden können, ist in diesem Fall extrem unwahrscheinlich. Das in das Plenum expandierende Material wird nach dem Aufschlag des Natriumhammers u.U. auch schon vorher durch die Umlenkung des Instrumentierungsplattenbereichs radial im gesamten Raum innerhalb des Schildtanks verteilt werden [5.8]. Aus diesem Grund erscheint auch ein Zurückdrängen des einmal ejizierten Materials in den Kernbereich ausgeschlossen. Bei einer energetischen Exkursion, die zu Entladevorgängen und zur Übertragung mechanischer Lasten auf den Tank geführt hat, kann daher immer von einer starken Materialdispersion ausgegangen werden, die weitere Exkursionen durch Rekritikalitäten im Kernbereich ausschließt. Generell sind Tankbelastungen ohne Entladung größerer Materialmengen aus dem Kernbereich kaum vorstellbar. Kommt es nach der energetischen Exkursion nicht direkt zur Bildung von Ausströmwegen, dann ist eine unmittelbare Übertragung mechanischer Lasten auf den Tank nicht möglich und es entstehen thermisch und neutronisch instabile Anordnungen. Der Störfall läuft in diesem Fall in die Transitionphase ein und wird durch die im letzten Abschnitt erläuterten Phänomene bestimmt. Das mechanische Belastungspotential des dann erst verspätet nach dem Durchschmelzen der Blockaden einsetzenden Blowdown Vorgangs ist dabei geringer anzusetzen als das der isentropen sphärischen Blasenexpansion mit dem hohen Brennstoffenergiegehalt unmittelbar nach der prompt kritischen primären Leistungsexkursion.

5.3 Schlußbemerkungen

Das erwartete Szenario beim Durchsatzstörfall führt also im SNR-300 nur zu milden Leistungsexkursionen und nach einer Übergangsphase zu einem durch Blockaden allseitig abgeschlossenen Pool und zu milden Entladevorgängen für große Teile des Kerninventars in das obere Kühlmittelplenum ohne große Natriumbeschleunigungen. Die zurückbleibende Restmasse wird dabei durch die Forderung permanent unterkritischer Anordnungen im Kernbereich nach oben hin begrenzt. Das mechanische Belastungspotential für den Tank und seine Einbauten wird in diesem Szenario als vernachlässigbar angesehen. Wenn es nach der primären Exkursion nicht zur mechanischen Öffnung von Ausströmwegen kommt, sind derartige thermisch und neutronisch instabile Anordnungen mit anschließenden milden Blowdownvorgängen auch bei dem mit pessimistischen Annahmen postulierten energetischen Grenzfall möglich. Bei diesem Grenzfall sind jedoch auch unmittelbare Ausblasevorgänge durch mechanisch beim Disassemblyvorgang geöffnete Wege denkbar, die zu einer raschen Entladung des Kerninventars in das obere Plenum mit kugelförmiger Expansion des Mehrphasengemischs und starken Beschleunigungen des Natriums führen. In diesem Fall kommt es zur Übertragung mechanischer Lasten auf den Tank. Konservative Abschätzungen der mechanischen Arbeitsfähigkeit des Mehrphasen-Brennstoffgemischs durch isentrope Expansion auf das verfügbare Volumen im Tank führen dann zu einem Belastungspotential von maximal 66 MJ.

5.4 Literatur zu Kapitel 5

- [5.1] Bohl, W.R. et al.:
"An Analysis of Transient Undercooling and Transient
Overpower Accidents without Scram in the Clinch River
Breeder Reactor"
ANL/RAS 75-29, July 1975
- [5.2] Jackson, J.F., Ostensen, R.W. et al.:
Report on the Core Disruption Phase of an Unprotected
Flow Coast Down Accident in the FTR
ANL/RAS 74-16, August 1974
- [5.3] Royl, P. et al.:
Fortschritte bei der Sicherheitsanalyse schwerer hypothetischer
Störfälle für schnelle natriumgekühlte Reaktoren
Proc. Reaktortagung Mannheim, 1977, S.318
- [5.4] Henry, R.E. et al.:
Experiments on Pressure - Driven Fuel Compaction
with Reactor Materials
CONF - 761001, IV, S. 1735
Chicago 1976
- [5.5] Epstein, M. et al.:
Analytical and Experimental Studies on Transient Fuel
Freezing
Conf. 761001, Papier 22/4, Chicago 1976
- [5.6] Ostensen, R.W. et al.:
The Transition Phase in LMFBR Hypothetical Accidents
Conf. 761001, Papier 3/4, Chicago 1976
- [5.7] Fauske, H.K.:
The Importance of Dispersal and Fluidizations in Assessing
Recriticality in LMFBR-Core Disruptive Accidents
Trans ANS 21, (1975) p.283
- [5.8] Theofanos, T.G. et al.:
Transient Development of Two Phase Jets: LMFBR/HCDA Energy
Yield and Core Material Transport
AED Conf. 1975-298-015, San Francisco 1975

- [5.9] Hübel et al.:
Leitpapier zur Behandlung von hypothetischen, überprompt
kritischen Leistungsexkursionen (Bethe Tait-Störfall)
IA-Notiz Nr. 35.1769.4, Oktober 1977
- [5.10] ⁴Cherng, F.B., Baker.L.:
Downward Fuel Relocation in the Below-Core Structure Following
an LMFBR Hypothetical Core-Disruptive Accident
ANL/RAS 75-2, June 1975
- [5.11] Boudreau, J.E., Bell, C.R.:
SIMMER-I Accident Consequence Calculations
TANSO 27, p. 555, San Francisco (1977)

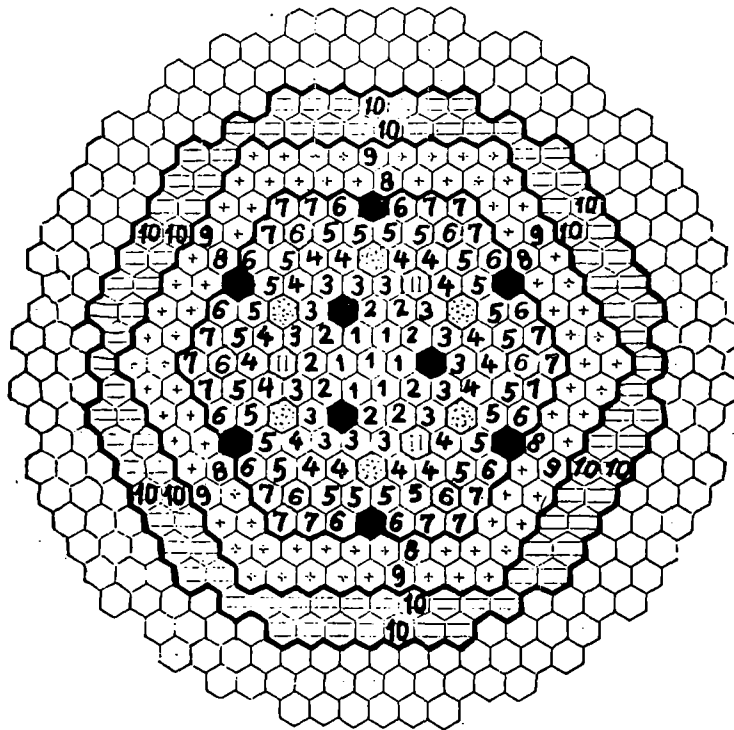
Danksagungen








Herrn Prof. D. Smidt danken wir für sein engagiertes Interesse an dieser Arbeit. Den Herren Dr. Ferguson, Dr. Cahalan und Dr. Kayser vom ANL sowie Dr. Höppner von der GRS München, die uns bei der Übernahme des SAS3D-Programms und bei der Erstellung der Eingabe sehr unterstützt haben, sei auch auf diesem Wege nochmals unser Dank ausgesprochen, ebenso dem US-Department of Energy, das uns dieses umfangreiche Programmsystem zur Verfügung gestellt hat. Des weiteren danken wir den Herren Dr. Fischer, Dr. Kuczera (KFK), Dr. Friedel (IA) und DI. Meyers (SBK) für die kritische Durchsicht des Manuskriptes. Schließlich möchten wir Frau Schäfer, Frau Jansky und Frl. Stutz für Ihre Geduld und Sorgfalt bei der Herstellung einer schreibmaschinengeschriebenen Reinschrift und bei der Anfertigung der zahlreichen Abbildungen danken.

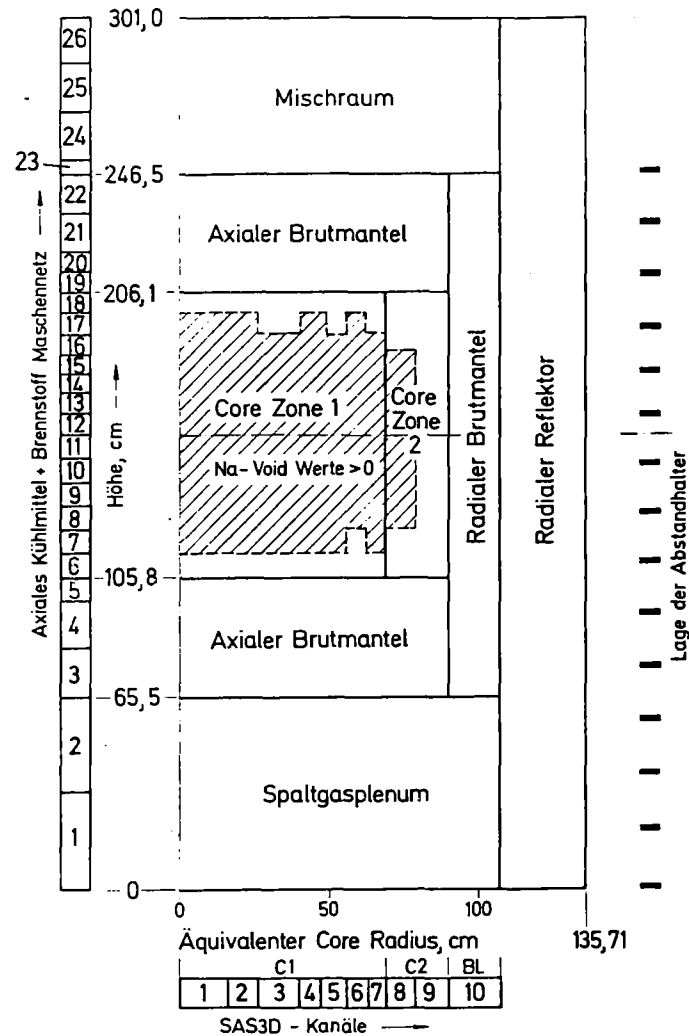
Anhang A: Änderungen in der Kerndarstellung gegenüber der Beschreibung in CAPRI-2

A.1 Kondensationsschema für die SAS-Kanäle

Die Kerndarstellung bei den SAS3D Simulationen basiert auf der in [A1] dokumentierten CAPRI-2 Eingabe. Einzelne CAPRI-Kanäle werden dabei jedoch für die SAS Simulation zusammengefaßt. Bild A.1 zeigt den radialen und axialen Kernquerschnitt mit der verwendeten SAS-Kanalaufteilung, wobei die Abmessungen für den Betriebszustand angegeben sind. Die Zuordnung der SAS-Kanäle zu den geometrischen Bündelreihen im hexagonalen Gitter und zu den CAPRI Kanälen ist zusammen mit der Bündelanzahl, die jeder Kanal repräsentiert, in Tabelle A1 gegenübergestellt. Die Kanalindizierung geht von innen nach außen. Von den Brennstabbündeln wurden das zentrale Element und die 6 darumliegenden Elemente der 2. Reihe sowie in der Reihe 4 die 3 mit Brennelementen besetzten Außenpositionen, die in CAPRI noch im Kanal 5 getrennt analysiert wurden, mit den restlichen 12 Elementen der 4. Reihe zusammengefaßt. Im radialen Brutmantel, der nur einen schwachen Einfluß über seine Dopplerrückwirkungen hat, wurden die beiden in CAPRI getrennt simulierten Reihen in einem Kanal dargestellt. Alle anderen Kanäle entsprechen denen der CAPRI Darstellung. Die zusammengefaßten Core - Kanäle aus CAPRI zeigen nur ganz geringe Unterschiede in der Leistung sowie dem Leistungs/Durchsatzverhältnis und siedeln bei den CAPRI-Rechnungen auch in dichter Folge auf. Die Zusammenfassung, die noch dazu nur eine relativ kleine Anzahl von Brennelementen betrifft, kann daher keine wesentlich kohärenteren Störfallabläufe hervorrufen. Vom Leistungs- und Leistungs/Durchsatzverhältnis her würde wohl auch die Zusammenfassung weiterer Kanäle z.B. der CAPRI-Kanäle 4 und 5 keine wesentlich veränderten Störfallverläufe in diesem stark abgebrannten Kern mit der flachen Leistungsverteilung hervorrufen. Wie Tabelle A1 zeigt, sind im Mark 1A EOL Kern, der im wesentlichen nur Elemente gleicher Standzeit enthält 6 ursprünglich mit B_4C Elementen besetzte Positionen im 2. und 3. Zyklus sukzessive durch jeweils 3 Brennelemente besetzt worden, die geringere Standzeiten haben. Leistungs- und Leistungs/Durchsatzverhältnis dieser 6 Elemente an den Eckpositionen der 6. Reihe sind dadurch etwas höher. Dieser lokale Effekt ließ sich in den 2-dimensionalen Diffusionsrechnungen nur schlecht abbilden, weshalb diese Elemente homogenisiert wurden mit den restlichen stärker abgebrannten Elementen der 6. Reihe.



-  Brennelement (Innere Zone)
-  Brennelement (Äußere Zone)
-  Regelirrimmlement
-  Zweitabschaltetelement
-  Brutelement
-  Stahlreflektoren
-  Na Diluent



GfK
IRE

Diskretisierung des MARK1A Cores
für die SAS3D Unfallsimulationen

BILD A.1

TABELLE A 1: ZUORDNUNG DER SAS-KANÄLE ZU DEM IN CAPRI VERWENDETEM KANALSCHEMA UND ZU DEN BÜNDEL-REIHEN IM EOL MARK 1A-KERN

SAS-KANAL	BÜNDELANZAHL	BÜNDELREIHE	CAPRI-KANAL
1	7	1+2	1+2
2	9	3	3
3	15	4	4+5
4	18	5	6
5	24	6 (AUSSER AUSSENPOS.)	7
6	18 ⁺	6 (AUSSENPOSITIONEN) ⁺ 7 (INNENPOSITIONEN)	8
7	18	7 (AUSSENPOSITIONEN)	9
8	42	8	10
9	48	9	11
10 (RAD. BRUTMANTEL)	96	10+11	12+13

⁺IN DEN AUSSENPOSITIONEN VON REIHE 6 WURDEN DIE URSPRÜNGLICH VERWENDETEN 6 B₄C-BLINDELEMENTE IM 2. UND 3. ZYKLUS NACHEINANDER DURCH JEWEILS 3 TREIBERELEMENTE ERSETZT, DIE AM ENDE DES 3. ZYKLUS GERINGERE STANDZEITEN VON 147 BZW. 294 VOLLASTTAGEN HABEN.

Die Zahl der zugeladenen Elemente ist ohnehin klein und die Positionen liegen radial recht weit außen. Ein inhomogenes Aufvoiden dieser Elemente gegenüber dem inneren Core Bereich ist von daher unwahrscheinlich, kann aber, selbst wenn man das unterstellen würde, nicht zu einer frühen Leistungstransienten mit Versagen in den ungevoideten Kernbereichen führen. Eine Unterteilung der Elemente des 6. Rings in verschiedene Kanäle, entsprechend der 3 Standzeiten, wurde daher nicht für erforderlich angesehen.

Die Leistungsverteilungen, Kühlmitteldurchsätze und Reaktivitätswertverteilungen von Natrium, Stahl und Brennstoff wurden unter Beibehaltung der axialen Segmentaufteilung aus CAPRI übernommen und für die zusammengefaßten Kanäle entsprechend der Bündelzahlen gemittelt bzw. aufaddiert. Die übernommenen Segmentlängen wurden dabei auf den kalten Referenzzustand bezogen und innerhalb von SAS auf die stationäre bzw. transiente heiße Geometrie unter Beibehaltung der Segmentmassen und Reaktivitätswerte expandiert. Die heißen Abmessungen sind daher etwas größer als die der CAPRI-Rechnungen, die von konstanten Segmentlängen ausgehen. Im Core Bereich wird die Segmentlänge zusätzlich durch die später noch zu erläuternde Berücksichtigung von Schwellvorgängen im Brennstoff erhöht.

Die Dopplerrückwirkung der einzelnen Segmente wird in SAS mit einer $1/T$ Abhängigkeit des Dopplerkoeffizienten unter Annahme gleicher Verteilungsfunktionen für den nassen und trockenen Core Zustand berechnet. Die in diesem Punkt genauere CAPRI-Beschreibung, die zusätzlich ein $1/\sqrt{T}$ Glied im Dopplerkoeffizienten erfaßt und verschiedene Verteilungsfunktionen für den nassen und trockenen Zustand verwendet, wurde daher vereinfacht. Als Verteilungsfunktion des Dopplerkoeffizienten wurde die kanalweise auf 1 normierte Funktion WDOP [A.1, S. 273] des nassen Kerns verwendet, d.h. die für den gevoideten Kern berechnete geringfügige Abflachung der Wichtungsfunktion im Kerninnern wurde nicht berücksichtigt. Die Dopplerkoeffizienten für den nassen und trockenen Zustand wurden nach den Beziehungen gerechnet, die in Tab. A.2 zusammen mit den kanalweise berechneten SAS-Eingabewerten für ADOP und BDOP angegeben sind. Als Referenztemperatur für die Umrechnung wurde der Wert von 1573°K gewählt, der bei der neutronischen Berechnung dieser Daten zugrundegelegt wurde. Der nach diesem Verfahren berechnete Dopplerkoeffizient kann im hohen Temperaturbereich z.B. bei 4000°K die Dopplerrückwirkung um ca. 20 % überschätzen. Das liegt jedoch innerhalb der generellen Unsicherheiten, die für derartige

TABELLE A 2: KANALABHÄNGIGE SAS 3D-DOPPLERKOEFFIZIENTEN FÜR DEN NASSEN UND TROCKENEN ZUSTAND UND IHRE BERECHNUNG AUS DEN CAPRI-EINGABEDATEN

$$\text{NASS: } ADOP_{SAS}^{KKN} = ADOP_{CAPRI}^{KKN} + \frac{ADOP_{CAPRI}^{KKN}}{\sqrt{1573 K}}$$

$$\text{TROCKEN: } BDOP_{SAS}^{KKN} = BDOP_{CAPRI}^{KKN} + \frac{BDOP_{CAPRI}^{KKN}}{\sqrt{1573 K}}$$

SAS-KANAL	$ADOP_{SAS}$	$BDOP_{SAS}$
1	-2.2045 E-4	-1.3294 E-4
2	-2.9205 E-4	-1.9259 E-4
3	-4.8487 E-4	-3.0991 E-4
4	-5.1962 E-4	-3.1415 E-4
5	-8.3932 E-4	-4.8512 E-4
6	-11.2740 E-4	-6.6730 E-4
7	-3.9225 E-4	-2.2561 E-4
8	-6.8486 E-4	-3.7074 E-4
9	-4.9501 E-4	-3.0066 E-4
10	-13.2320 E-4	-11.7180 E-4

Größen angegeben werden [A.2] und wurde daher nicht weiter korrigiert.

A.2 Simulation der Querschnittserweiterung im oberen Mischraum und Druckverlustrechnungen im SAS-Kühlkanal

Die verwendeten geometrischen Daten für Brennstab, Kühlkanal und Struktur ebenso die stationären Kühlmittelströme in den einzelnen SAS-Kanälen wurden aus der dokumentierten CAPRI Eingabe [A.1] übernommen. Zur Darstellung des oberen Endes der Stäbe, in dem sich ein kleiner Gasraum mit einer Feder zur Fixierung der Pellets im Stabinnern befindet, wurde das in SAS vorgesehene obere Spaltgasplenum verwendet. Das kleine obere Gasplenum beeinflusst diese Rechnungen praktisch nicht und wurde im wesentlichen eingeführt, um diese in SAS ausgewiesenen (für die CRBR Analyse notwendige) Zone zu definieren. Das eigentliche Spaltgasplenum des SNR wird mit den Eingabedaten des in SAS vorgesehenen unteren Reflektors definiert. Da sich dieser Bereich während der Transienten nur geringfügig erwärmt, war dabei jedoch eine Anpassung der Wärmekapazitäten und Wärmeleitfähigkeiten an die Bedingungen des Spaltgasplenums nicht erforderlich.

Der Mischraumbereich am oberen Ende des Bündels, in dem sich keine Brennstäbe befinden und in dem die Vermischung des Kühlmittels der verschiedenen Unterkanäle mittels einer eingebauten Verwirbelungsvorrichtung erfolgt, ließ sich nur angenähert in SAS darstellen, da der SAS-Kanal konstante Strömungsflächen über die ganze Länge voraussetzt. Durch den Wegfall der Brennstäbe vergrößert sich die Strömungsfläche im oberen Mischraum um ca. 35 %. Gleichzeitig tritt eine Abnahme der benetzten Oberflächen um ca. eine Größenordnung auf, wodurch das Kondensationsverhalten nach dem Aufvoiden dieser Bereiche gegenüber dem Bereich mit Brennstäben wesentlich verändert wird. Der letztere Effekt wurde durch eine Anpassung des hydraulischen Durchmessers (DHURF) im oberen Reflektorbereich simuliert. Dabei wird der benetzte Umfangsanteil des Kühlkanals auf die konstante Strömungsfläche des SAS Kanals bezogen. Bild A.2 zeigt schematisch die Geometrieverhältnisse im Kühlkanal und im SAS-Kanal mit der Beziehung zur Anpassung des hydraulischen Durchmessers. Mit dem hydraulischen Durchmesser sind jedoch auch die Reibungsdruckverluste im Mischraum festgelegt. Sie werden in SAS nach der folgenden Beziehung berechnet:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial z} \right)_{\text{reibg}} = \frac{G |G|}{2\rho} \frac{f_{\text{reibg}}}{D_h} \quad (\text{A.1})$$

Höhen im Betriebs-
zustand
[cm]

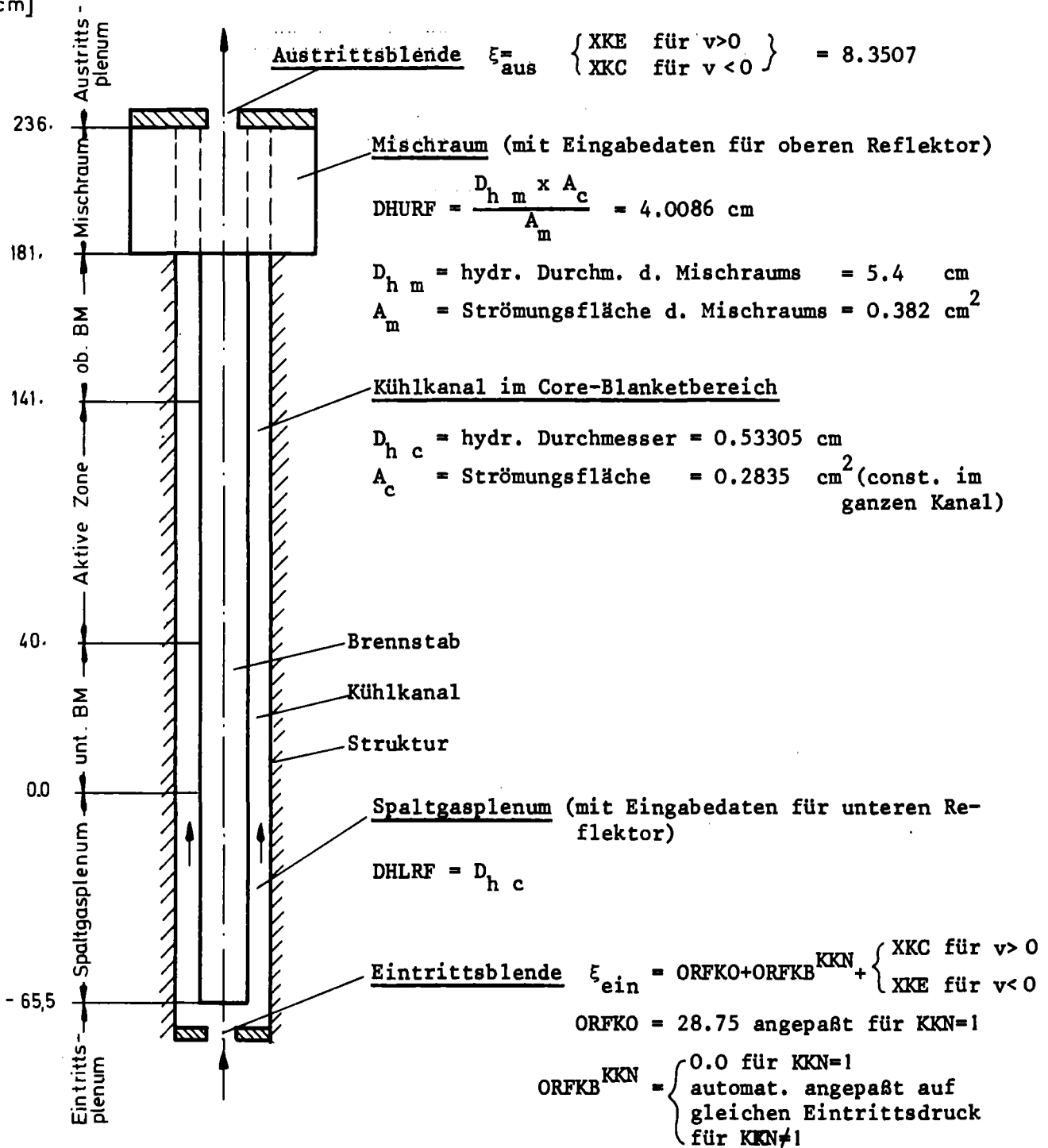


Bild A.2: Wichtige Daten für den SAS-Kühlkanal mit konstanter Strömungsfläche und Umrechnungen zur Berücksichtigung des Mischraumbereichs

mit

G = Kühlmittelmassenstromdichte

ρ = Kühlmitteldichte

D_h = hydraulischer Durchmesser = DHURF im oberen Reflektorbereich
 D_{hc} im Core Blanket - Bereich
DHLRF im unteren Reflektorbereich

Für den Reibungskoeffizienten der Flüssigkeitsströmung wird dabei eine Reynoldsbeziehung wie folgt verwendet:

$$f_{\text{reibg}} = AFR \times Re^{-BFR} \quad (A.2)$$

mit

$$AFR = 0.4465$$

$$BFR = -0.2$$

Die Konstanten AFR und BFR sind über die Kanallänge konstant. Gleichung A.1 wurde über die konstante AFR an die in CAPRI mit speziellen Korrelationen für Gitterabstandshalter berechneten stationären Druckverluste im Core-Blanketbereich angepaßt. Im oberen Mischraum, in dem zusätzliche Druckverluste durch die Verwirbelungseinrichtung berücksichtigt werden müssen, werden diese Reibungsverluste nach Gleichung A.1 insbesondere durch den größeren hydraulischen Durchmesser vernachlässigbar klein. Die Druckverluste in diesem Bereich wurden daher an einer Austrittsblende des Kanals konzentriert. Dazu wurden die Koeffizienten XKE und XKC der SAS-Eingabe, die an sich nur die Druckverluste durch Strömungsexpansion bzw. Kontraktion in der Borda Carnot Näherung ($XKC=XKE=1.0$) am Bündelein- und austritt berücksichtigen, angepaßt. Der Blendenkoeffizient am Bündeleintritt des Kanals 1 der aus der CAPRI-Analyse übernommen wurde, mußte dazu nachträglich korrigiert werden nach der Beziehung

$$ORFKO_{SAS} = ORFKO_{CAPRI} - (XKC - 1),$$

da am Bündeleintritt nur die Borda Carnot Verluste nicht jedoch die des Mischkopfes auftreten dürfen. In der vorgenommenen näherungsweise Berücksichtigung

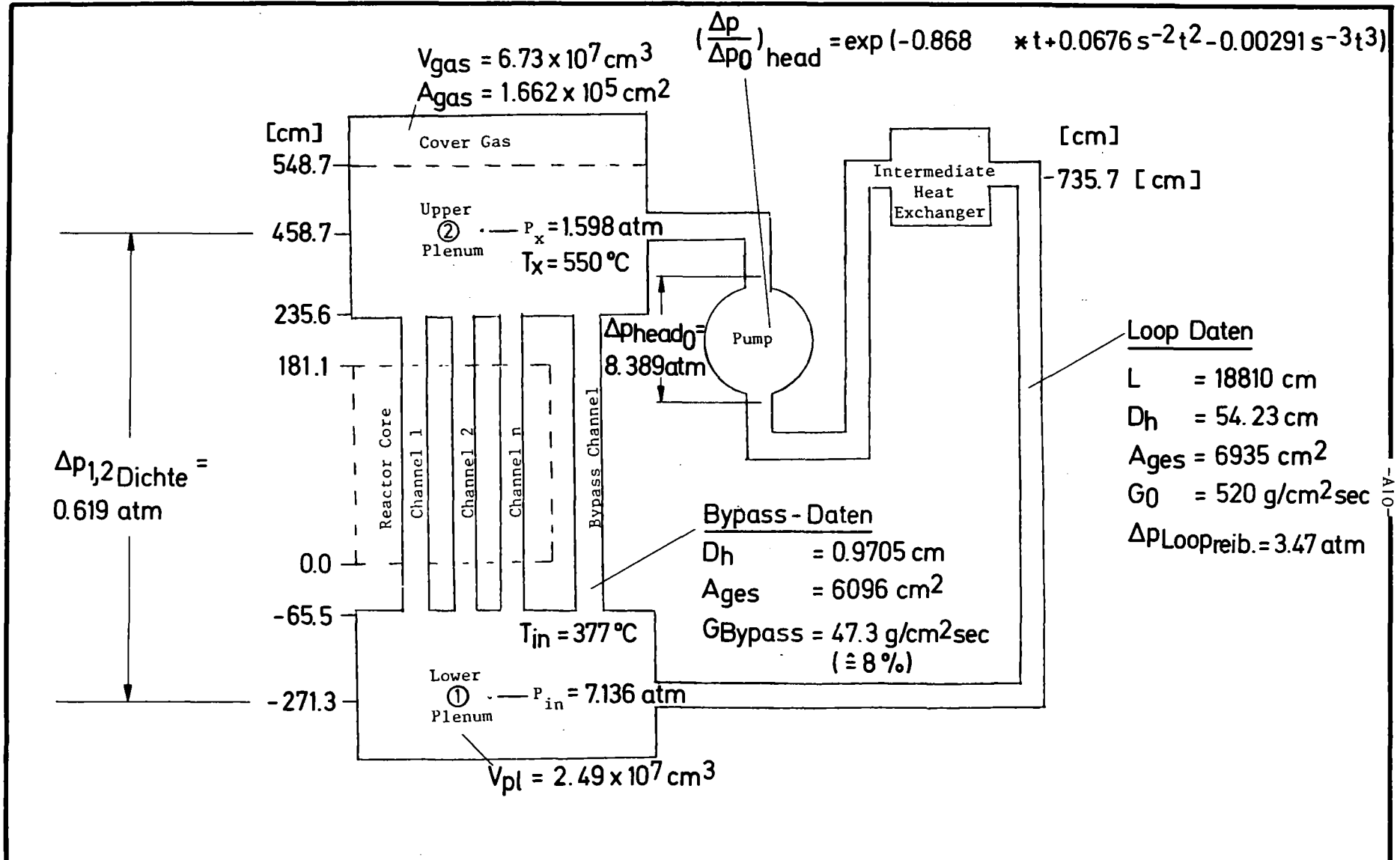
sichtigung des Mischraumes wird dessen volle geometrische Länge eingesetzt. Eine Reduktion der Trägheitslänge entsprechend der Flächenverhältnisse wird vernachlässigt. Da das letztlich zu einer beschleunigten Kühlmittlexpulsion aus dem Kern führt, ist das eine konservative und in Anbetracht der ohnehin nur geringen Unterschiede (die Trägheitslänge würde sich nur um ca. 13 cm verringern) auch zulässige Näherung.

A.3 Primärkreiskopplung und Pumpenauslaufcharakteristik

Das im Kapitel 3 geschilderte SAS3D - Primärkreismodell erfordert eine Reihe weiterer Eingabegrößen, die in der CAPRI Eingabe nicht benötigt wurden. Ihre Festlegung erfolgte auf der Basis von SNR-300 Eingabedaten und Ergebnissen des Kerndynamikprogramms CODY [A.2_7], das bei Interatom entwickelt wurde. Bild A.3 zeigt eine Prinzipskizze zum SAS3D Primärkreismodell, in die die wichtigsten Kreislaufdaten und PRIMAR Eingabedaten für den SNR-300 eingetragen sind.

Als Gesamtkühlmittelfluß aller Primärkreisläufe im stationären Zustand wurde ein Wert von 3600 kg/sec zugrundegelegt. Eine Bilanzierung zeigt, daß mit den aus CAPRI übernommenen Massenströmen 92 % dieses Durchsatzes durch die 10 SAS-Kanäle im Core-Blanketbereich strömt. Die verbleibenden 8 % werden in einem Bypasskanal zusammengefaßt, der die Kühlmittelströmung im Reflektorbereich und die Leckströmung zwischen den Kästen berücksichtigt, für die insgesamt ein Querschnitt von ca. 6100 cm² errechnet wurde. Als hydraulischer Durchmesser des Bypasskanals wurde der Wert für den Spalt zwischen den Kästen von 0.9705 cm eingesetzt.

Ein- und Austrittsdrücke sind in SAS im Unterschied zu CAPRI auf die Höhen der Ein- und Austrittsstutzen bezogen, die im Bild A.3 eingetragen sind. Die Umrechnung des in CAPRI spezifizierten Drucks am oberen Bündelende auf die Höhe des Austrittsstutzens führt zu den 1.598 atm, die in Bild A.3 angegeben wurden und der SAS-Eingabegröße PX entsprechen. Mit den Reibungsdruckverlusten im Bündel, für die die Bestimmungsgleichungen des letzten Abschnitts gelten, und mit dem statischen Druck der Natriumsäule wird ein Druck von 7.136 atm am Eintrittsstutzen berechnet, der nur um ca. 0.2 atm über dem Wert der CAPRI Analyse liegt. Eine mögliche weitere Iteration der Druckverlustkorrelationen, die ohnehin eine etwas andere Reynoldsabhängigkeit haben, erfolgte nicht. Die stationäre Förderhöhe der Pumpe beträgt



GfK
IRE

Prinzipskizze zum SAS3D Primärkreismodell mit Eintragung von Höhenschema, Druck- und Massenbilanz sowie wichtigen Geometriedaten des SNR 300

BILD A.3

8.389 atm (= 8.5 bar), so daß insgesamt noch 3.47 atm irreversible Reibungsdruckverluste für den Primärkreis verbleiben. Bei den aus der Cody Eingabe berechneten Rohrlängen, hydraulischen Durchmessern und Strömungsquerschnitten ergibt sich ein Reibungsdruckverlust von 0.4 atm. Die noch verbleibenden 3.07 atm wurden abgebaut durch Anpassung des dafür im Primärkreismodell vorgesehenen integralen Koeffizienten für Druckverluste durch Querschnittsänderungen in den Rohrleitungen (PIPFRK), für den ein Wert von 19.406 errechnet wurde. Die Kühlmittelintrittstemperatur wurde auf 377°C festgelegt und ist zeitlich konstant. Die stationäre Kühlmittelaufheizspanne beträgt 173°C gemittelt über die Core- Blanket und Bypassströmung, innerhalb der Treiber-elemente erreicht sie maximale Werte von 200°C.

Der zugrundegelegte zeitliche Abfall der Pumpenförderhöhe bei der Störfalleinleitung ist in Bild A.3 ebenfalls angegeben. Der vorgenommene Least Square Fit, dessen Koeffizienten in SAS verwendet werden, approximiert die tabellarisch vorgegebene Auslaufcharakteristik über den gesamten Zeitbereich ohne nennenswerte Abweichungen. Die berechnete anfängliche Druckänderung im Eintrittsplenium erfolgt in der PRIMAR-Beschreibung bedingt durch die Kreislaufträgeit langsamer als bei der für die CAPRI Simulation zugrundegelegten Approximationsfunktion, mit der sich solche anfänglichen Verzögerungseffekte nicht beschreiben lassen. Sieden tritt daher gegenüber den alten CAPRI Rechnungen erst ca. 0.5 sec später ein.

A.4 Restrukturierungs- und Abbrandverhalten

Für die Beschreibung des Restrukturierungs- und Abbrandverhaltens in SAS3D wurden die wichtigsten verwendeten Parameter und Annahmen in Tabelle A.3 zusammengestellt. Soweit nicht SNR-spezifische Daten gefordert sind, wurden im wesentlichen die Parameter der CRBR Studie verwendet [A.3_7].

Der stationäre Ausgangszustand wird in SAS iterativ bestimmt. Mit der vorgegebenen Node Leistung werden zunächst nach einer ersten Brennstofftemperaturrechnung die restrukturierten Gefügezonen radial entsprechend der vorgegebenen Grenzisothermen eingeführt. Das durch die Verdichtung bei der Umstrukturierung im Innern frei werdende Volumen bildet den Zentralkanal. Das Temperaturprofil und die Restrukturierung werden anschließend ausiteriert, wobei die radiale Nodeeinteilung angepaßt wird, so daß die Grenze der Gefügezone mit einer Nodegrenze zusammenfällt. Nach der Restrukturierung

TABELLE A 3: WICHTIGE PARAMETER ZUR BESTIMMUNG DES RESTRUKTURIERUNGS- UND ABBRANDVERHALTENS VOR DER STÖRFALLEINLEITUNG

FRAKTIONELLE DICH- TEN DER GEFÜGE- ZONEN:	AUSGANGSGEFÜGE	0,865	
	KORNWACHSTUMSZONE	0,915	
	COLUMNARE ZONE	0,950	
GRENZISOTHERME DER GEFÜGEZONEN:	KORNWACHSTUMSZONE	1300 C	
	COLUMNARE ZONE	1700 C	
SPALTGASZURÜCK- HALTUNG:	AUSGANGSGEFÜGE	DUTT-KORRELATION	
	KORNWACHSTUMSZONE	00	
	COLUMNARE ZONE	00	
		Bu ≤ 0,5AT%	Bu > 0,5AT%
STATIONÄRE BRENN- STOFF-SCHWELL- RATE:	AUSGANGSGEFÜGE		0,068+0,005x(Bu-05,AT%)
	KORNWACHSTUMSZONE	0,136xBu	0,068+0,005x(Bu-0,5AT%)
	COLUMNARE ZONE		0,068+0,015x(Bu-0,5AT%)
STATIONÄRE HÜLL- ROHR-SCHWELL- RATE:	REF. LA4_7		
WÄRMEÜBERGANGS- KOEFFIZIENT IM SPALT:	1,05 W/CM ² GRD (KONSTANT)		
STATIONÄRE BETRIEBSZEIT VOR STÖRFALLBEGINN:	441 VOLLASTTAGE (MIT LEISTUNGSDICHTE DES EOL-KERNS)		

wird die Schwellverformung im Brennstoff und Hüllrohr berechnet. Das Brennstoffschwellen wird dabei nur vom Abbrand bestimmt und ist vollkommen entkoppelt von den Begrenzungen, die durch das Hüllrohr gesetzt werden. Der Schwellvorgang geht nur nach außen. Die Pelletaußenradien werden unter Annahme isotroper Verformung mit $1/3$ der volumetrischen Schwellrate der verschiedenen Gefügezonen ausgehend von einem ebenfalls aufgeschwollenen Zentralkanalradius bestimmt und verschieben das Hüllrohr bei Überlappung mit dessen Innenradius. Die axiale Schwellverlängerung der Gefügezonen wird aus den radial gemittelten axialen Schwellverlängerungen der Gefügezonen bestimmt. Beim Schwellen bleiben die Segmentmassen erhalten, es erhöht sich nur die Porosität, wodurch sich die Wärmeleitfähigkeit im Brennstoff verschlechtert. Die in Tab. A.3 angegebenen von der CRBR Analyse übernommenen Schwellraten führen zu z.T. recht hohen Brennstoffporositäten, auf die die in SAS verwendete Wärmeleitbeziehung nicht anwendbar sind, weshalb ihr Wert für die Bestimmung der Wärmeleitfähigkeit nach oben zu mit 15 % begrenzt wurde. Die Zunahme der Restrukturierung, die sich durch die Verschlechterung der Wärmeleitfähigkeit nach dem Schwellen ergibt, wird anschließend erneut ausiteriert. Das Hüllrohrschwellen wird abhängig von der Temperatur und Fluenz aus einer für 316 CW SS Material angegebenen Schwellbeziehung bestimmt [A.4]. Die für die Fluenzberechnung benötigten schnellen Flüsse werden aus dem kanalweise für den SNR vorgegebenen Verhältnis von Fluß zu Längenleistung berechnet, wobei axial die gleiche Verteilung für den Neutronenfluß und die Leistungsdichte zugrundegelegt wird. Die Schwellverformungen des Brennstoffs dominieren bei diesen Rechnungen für den EOL Kern und führen im stationären Zustand zum Schließen des Brennstoff/Hüllrohrspaltes im gesamten aktiven Kernbereich. Die aus den Schwellverformungen resultierenden Brennstoff- und Hüllrohrabmessungen und die Längung der Segmente durch thermische Expansion setzen die geometrischen Anfangsbedingungen zu Beginn der Störfalleinleitung.

Zur Bestimmung des stationären und transienten Zustands wurden i.a. die gleichen Stoffwertfunktionen für den Brennstoff verwendet wie bei den CAPRI Rechnungen. Nur für die Wärmeleitfähigkeit, die stark an das stationäre Schwellmodell in SAS gekoppelt ist, wurde die im Programm einprogrammierte Beziehung [A.5] verwendet, die bei hohen Temperaturen zu niedrigeren Werten führt.

Das Spaltgas das während des stationären Betriebs gebildet wird, wird in den restrukturierten Gefügezonen voll freigesetzt. In der Ausgangsgefüge-

zone wird der stationär freigesetzte Anteil F nach der Beziehung von Dutt [A.6] ermittelt:

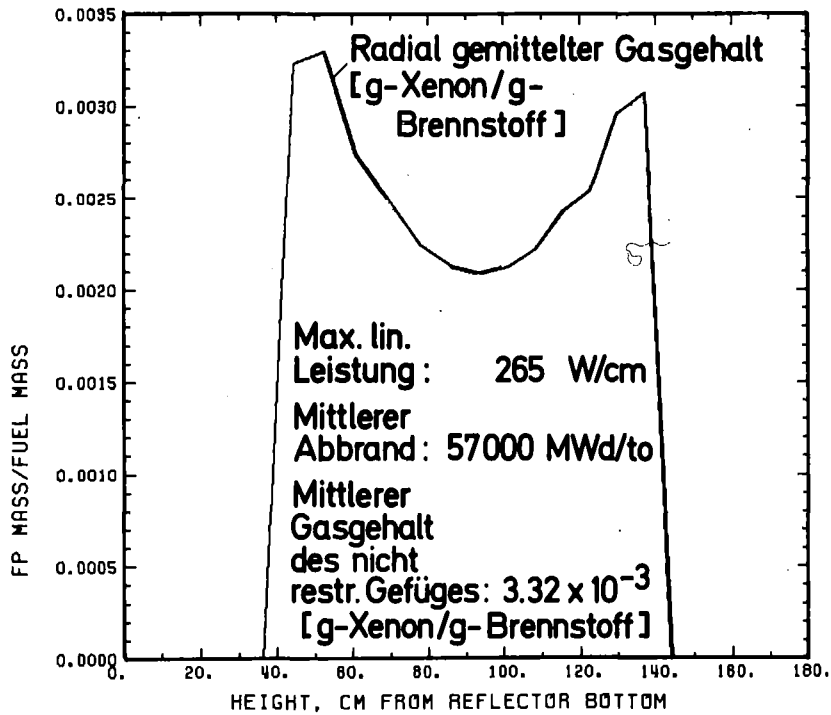
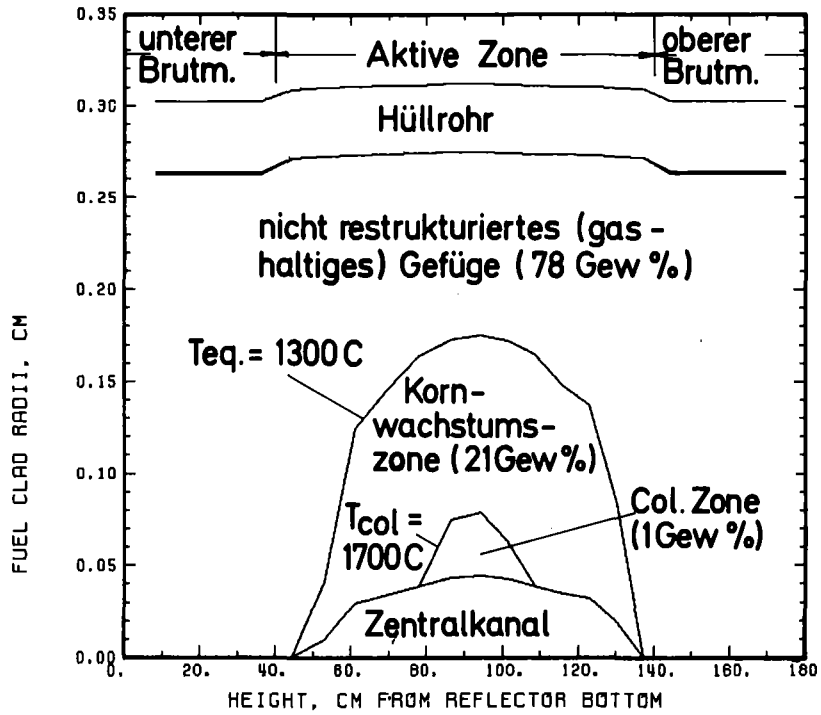
$$F = \max(0, F_u)$$

mit

$$F_u = 1 - \frac{1 - \exp(-4.89 \times 10^{-5} B)}{3.234246 \times 10^{-5} \times B \exp(0.0079068 \times Q)}$$

Darin ist B der lokale Abbrand [Mwd/to] und Q die lineare Leistung [kW/ft]. Eine Druckerhöhung durch das freigesetzte Gas wird gemeinsam für den Zentralkanal und das Spaltgasplenum bestimmt, für die unter Betriebsbedingungen ein Druckgleichgewicht angenommen wird. Für das Spaltgasplenum wird in SAS die stationäre Kühlmittelaustrittstemperatur zugrundegelegt. Für die Umrechnung auf die Druckbedingungen des unten liegenden Spaltgasplenums wurde daher das Plenumvolumen entsprechend des Verhältnisses der absoluten Temperaturen von Eintritt und Austritt vergrößert eingegeben. Der stationäre Gasgehalt im Ausgangsgefüge wird axial für jeden Kanal gemittelt und für die Störfallbeschreibung konsistent übernommen. Das Gas kann während des Störfalls zu starken Brennstoffdispersionen führen.

Die berechnete Umstrukturierung, Schwellverformung und axiale Verteilung des Spaltgasgehalts nach 441 Vollasttagen im Kanal 8, der die Vorgänge beim Durchsatzstörfall am stärksten beeinflusst, sind in Bild A.4 aufgetragen. Axiales Brennstoffschwellen führt zu einer Verlängerung der aktiven Zone um ca. 3 %. Thermische Expansion und Schwellen haben die konsistent mit CAPRI eingegebene maximale lineare Leistung in diesem Kanal von 284 W/cm insgesamt um 7 % auf 265 W/cm reduziert. Der leistungsmäßig relativ niedrig belastete Brennstoff ist nur schwach umstrukturiert. Die angegebene axiale Verteilung des Gasgehalts bezieht sich auf das jeweilige Segment und zeigt daher zur Core Mitte zu in den Segmenten mit Restrukturierung eine Abnahme. Der Gasgehalt im Ausgangsgefüge hat eine viel schwächere axiale Abhängigkeit und lässt sich in dem stark abgebrannten Material gut durch den axial gemittelten Wert von 3.32×10^{-3} g Xenon/g Brennstoff kennzeichnen. Das stationär freigesetzte Gas führt zu einem Druckaufbau im Zentralkanal und Spaltgasplenum von 27 atm.



**GfK
IRE**

Restrukturierung und Spaltgaskonzentration im Leit-
kanal 8 vor Störfallbeginn nach der SSFUEL Simu-
lation in SAS3D
(MARK IA EOL Kern mit 441 Vollastlagen)

BILD A.4

A.5 Literatur zu Anhang A

- [A.1] R.Fröhlich et al.:
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300
Mark 1A Reaktorkern"
KFK 2310 (1976)
- [A.2] V.Ertel:
"Daten vom SNR-300 mit Mark 1A-Kern für dynamische Unter-
suchungen mit dem Programm CODY-II"
IA Notiz Nr. 35.1660.0
- [A.3] W.R.Bohl et al.:
"An Analysis of the Unprotected Loss-of-Flow Accident in the
Clinch River Breeder Reactor with on End-of-Equilibrium-Cycle
Core"
ANL/RAS 77-15
- [A.4] New Swelling Data - HEDL-TME-71-32 (1971)
Nuclear SYSTEMS Materials Handbook Vol.1, Design Data
Revision 2 (June 1977) Interim Data, TID-26666 (1974)
- [A.5] J.E.Cahalan et al.:
"A preliminary User's Guide to Version 1.0 of the SAS3D
LMFBR Accident Analysis Computer Code"
SR 239831 (July 1977)
- [A.6] D.S.Dutt et al.:
"A Correlated Fission-Gas Release Model for Fast
Reactor Fuels"
TRANS, ANS, 15 (1972), Las Vegas, Seite 198

Anhang B: Basiseingabedaten und Modellannahmen für die simulierten
Durchsatzstörfälle

B.1 Basisannahmen für die Simulation der erwarteten Phänomenologie

- Axiale Expansionsrückwirkung: 100 % der axialen Core-Verlängerung geht in die Rückwirkungsrechnung ein. Der im Programm verwendete Multiplikator ist 50 %, da die hier nicht erfaßte positive Rückwirkung durch Core-Verlängerung etwa die Hälfte der Reaktivitätsverluste durch die Brennstoffverdünnung im Kernbereich kompensiert (s.a. [B.1] S. 254 und 258)
- Überhitzung bei Siedebeginn: 10 °C (s.a. [B.1] S. 24)
- Natriumanfangsfilmstärke: 0.015 cm (s.a. [B.1] S. 24)
(transiente Veränderung des Films auf der Hülle und der Struktur durch Verdampfung, Kondensation und Schubspannungswirkung des Natriumdampfstroms in der Blase wird mit dynamischem Filmbewegungsmodell simuliert, Dryout bei vollständiger Filmentfernung $< 10^{-5}$ cm).
- Hüllrohrbewegung: Hüllrohrbewegung wird bei Stahltemperatur von 1460 °C, also 60 °C (TEMDLT) über dem Schmelzpunkt initialisiert. Damit wird Bewegung näherungsweise bis zum Aufschmelzen der kalten Wandkanäle verzögert. Die Modellvorstellung ist, daß der Natriumdampf zu diesem Zeitpunkt keinen Bypass Unterkanal mehr mit niedrigem Strömungswiderstand findet, der ein integrales Hüllrohrflooding verhindert. Nach der Initiierung setzen sich alle voll aufgeschmolzenen Hüllrohrnodes in Bewegung. Die Übertemperatur (TEMDLT) wurde um 140 °C niedriger angesetzt als beim CRBR,

da die Gitterabstandshalter des SNR-300 eine gleichmäßigere Kühlung im Bündel erlauben als die im CRBR verwendeten Wendeldrahtabstandshalter. Der verwendete Wert ergab sich durch Umrechnung der maximalen stationären Temperaturdifferenz im zentralen Bündel von 25°C [B.2] mit dem in [B.3] angegebenen Faktor von 2,9 für die transiente Aufsteilung des Temperaturprofils.

Hüllrohrbewegung wird schon oberhalb von $Re = 120$ mit Druckverlustkorrelationen für turbulente Strömungen beschrieben. Diese erhöhten Druckverluste begrenzen die Eindringtiefe nach oben, die mit den bisherigen Modellen verglichen mit den TREAT Experimenten der R-Serie stark überschätzt wurde. Sie führen damit zu kleineren Geschwindigkeiten der Hüllrohrsegmente, wodurch die Zuwachsrate der Hüllrohrreaktivität begrenzt wird. Die resultierenden Hüllrohrgeschwindigkeiten liegen in der gleichen Größenordnung wie die Ergebnisse, die Theofanos in der Dampfblase mit SAS3A berechneten Druckgradienten und Druckverlustkoeffizienten für die stationäre Ringströmung des Hüllrohres bei inkohärenten Aufschmelzvorgängen abgeschätzt hat [B.4].

Transiente Spaltgasfreisetzung:

Für den Druckaufbau im Stabinnern und die den Restgasgehalt beim Aufbrechen bestimmende transiente Spaltgasfreisetzung gelten die folgenden Annahmen:

1. Gasfreisetzung an die Korngrenzen

Im Unterschied zu früheren Analysen, bei denen der Gasgehalt während des Aufschmelzprozesses direkt in den zentralen Hohlraum

freigesetzt wurde, beginnt die transiente Spaltgasfreisetzung bei diesen SAS3D Analysen schon vor dem Aufschmelzen und wird mit dem Modell FRASPAR beschrieben, einem empirischen Modell, dessen Parameter an Ergebnissen des FRAS Codes angepaßt sind [B.5]. Abhängig von der Temperatur und ihrem radialen Gradienten im nicht restrukturierten Gefüge berechnet FRASPAR zunächst die Freisetzung des atomar im Gitter gelösten Gases an die Korngrenzen. Maximal 95 % des Gasgehalts können dabei an die Korngrenzen gelangen, 5 % sollen immer in atomarer Form gelöst bleiben und werden nicht weiter berücksichtigt. Der Faktor 0.4 (GRAINM) korrigiert das ursprünglich für Korngrößen von 4 μ geltende Modell auf die mittleren Korngrößen von 10 μ . Die größeren Wanderungswege des Gases innerhalb der Körner an die Korngrenzen verringern die Freisetzung. Durch die Verringerung des Oberflächen zu Volumenverhältnisses wird gleichzeitig die Schwelle für kommunizierende Porositäten und Gasfreisetzung von den Korngrenzen in den Zentralkanal mit einem auf die Volumeneinheit bezogenen geringeren Gasgehalt an den Korngrenzen erreicht, so daß die Gasfreisetzung in den Zentralkanal früher aber wegen des bei größeren Körnern stärkeren Widerstands mit kleineren Raten erfolgt. Beim SNR werden die Uran- und Plutoniumkörner getrennt (d.h. nicht kopräzitiert) ausgefällt und mechanisch vermischt. Für das wichtigste Plutoniumoxid

in dem das meiste Gas entsteht, sind bisher noch keine genaueren Angaben über die Korngrößen verfügbar, außer daß 95 % aller Korndurchmesser kleiner als 100μ sein müssen. Durch das Herstellungsverfahren scheiden kleinere mittlere Korngrößen als 10μ , die zu stärkeren Freisetzungsraten führen können aus. Der Faktor $\text{GRAINM} = 0.4$ ergibt von daher eine realistische obere Abschätzung dieser Raten. Die Berechnung der Gasfreisetzung an die Korngrenzen ist streng genommen nur für festen Brennstoff gültig. Der FRASPAR Algorithmus wird hier jedoch in gleicher Weise für die Freisetzung im Schmelzbereich weiter verwendet.

2. Weiterer Transport des Korngrenzengases

Bild B.1 faßt schematisch die verschiedenen im folgenden noch zu erläuternden Annahmen zusammen, mit denen dieses Gas von den Korngrenzen weiter transportiert wird und mit denen der Anteil bestimmt wird, der schließlich im Zentralkanal zu einer Druckerhöhung beitragen kann.

- a) Definiert man F , das Ergebnis der FRASPAR Analyse, als den Anteil des stationären Gasgehalts, der zu einer bestimmten Zeit an die Korngrenzen gelangt ist, dann wird im Bereich $0.1 \leq F \leq 0.95$ das gesamte Gas von den Korngrenzen ohne Verzögerung weiter freigesetzt, wobei vor dem Versagen 95 % in den zentralen Hohlraum, die restlichen 5 % in das Spaltgasplenum gelangen sollen.

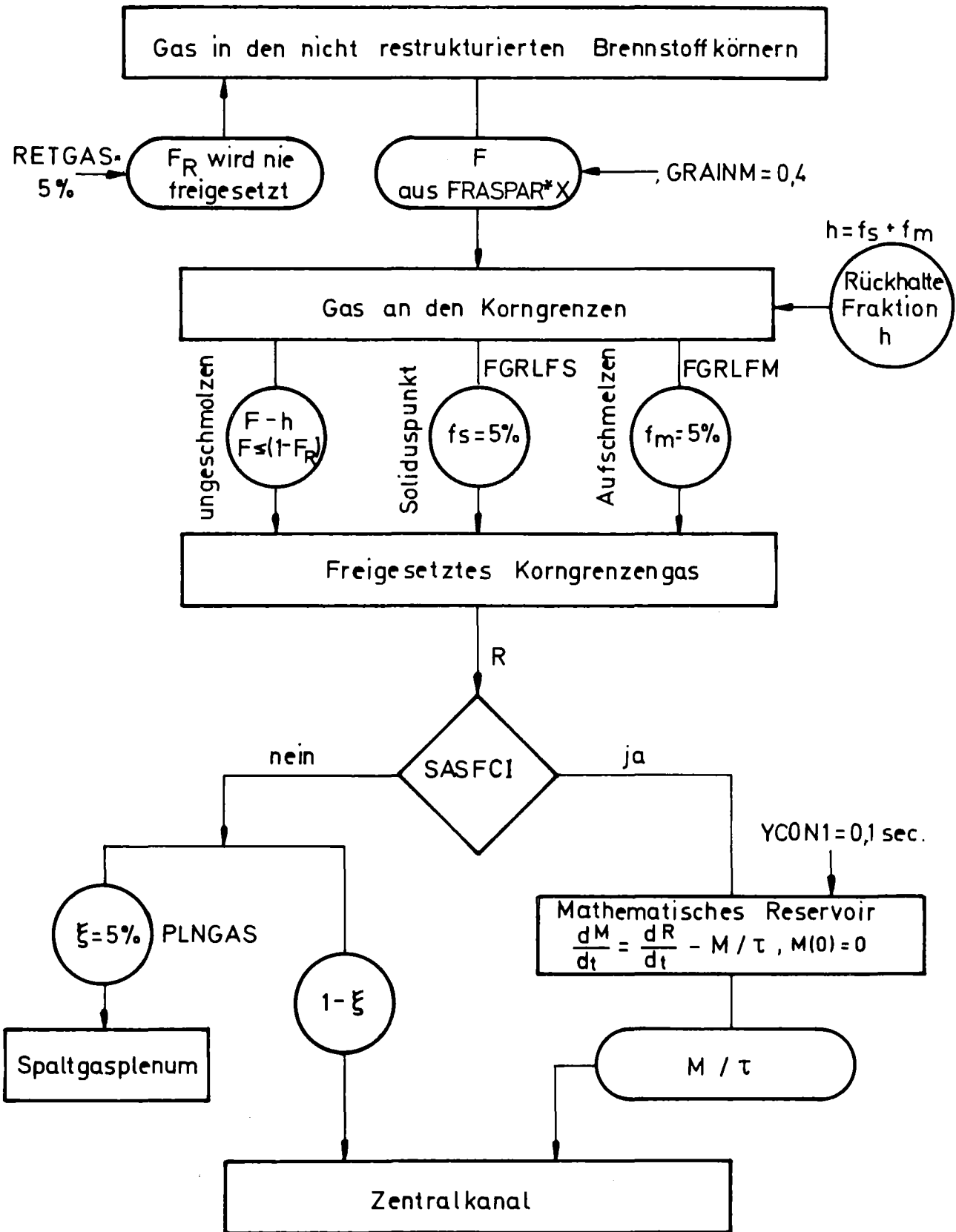


Bild B.1: Annahmen zum Transport des Korngrenzengases in den Zentralkanal vor und nach dem Brennstabversagen mit den zugehörigen SAS Eingabegrößen.

- b) Der 10 %-Anteil (h) des Gasgehaltes, der zunächst an den Korngrenzen zurückgehalten wird bis es zum Aufbau kommunizierende Porositäten kommt, wird zum einen Teil am Solidus Punkt (5 %) und die verbleibenden 5 % während des Aufschmelzprozesses des nicht restrukturierten Gefüges in den Zentralkanal freigesetzt, wobei vor dem Versagen wiederum 95 % davon in den zentralen Hohlraum und 5 % in das Spaltgasplenium gelangen sollen.
- c) Die unmittelbare Verfügbarkeit des nach dem Versagen von den Korngrenzen freigesetzten Gases als Arbeitsmedium im zentralen Hohlraum ist im Hinblick auf die sich dann i.a. ergebenden sehr kurzen charakteristischen Zeitspannen wenig realistisch. Die Verfügbarkeit des nach dem Versagen noch freigesetzten Gases zum Druckaufbau im zentralen Hohlraum wird daher mit später noch zu diskutierenden Annahmen verzögert (s. Brennstabversagen und BNR).

Brennstoffdispersion und
Slumping:

Initialisierung

Segmentweises Aufbrechen der Pellets im gevoideten Kanal (Slumpy Initiierung) erfolgt nach dem Aufschmelzen des jeweils innersten unrestrukturierten (stark gashaltigen) Gefügenodes (entspricht ca. 60 % Schmelzfraktion), wenn der Kühlkanal an dem betreffenden Segment gevoidet ist.^x Aufbrechende Segmente

^x Im noch nicht gevoideten Bereich verschiebt sich der Aufbrechprozeß, bis das Natrium aus dem Segment verdrängt ist, wenn bis dahin nicht das Brennstabversagenskriterium für BNR Initiierung erfüllt wird.

werden radial über den ganzen Kühlkanalquerschnitt verteilt, wobei für Brennstoff- und Hüllrohr jeweils aus der radialen Verteilung enthalpiegemittelte Temperaturen eingesetzt werden. Zur Beschreibung der Spaltgasdynamik werden speziell auch enthalpiegemittelte Temperaturen und Schmelzanteile für die nicht re-strukturierte Gefügezone bestimmt.

Spaltgasdispersion

5 % des stationär im Brennstoff zurückgehaltenen Spaltgases werden instantan beim Aufbrechen frei. Die Vorstellung ist, daß dieses Gas den Aufbrechprozeß einleitet. Das Gas wird isotherm mit der Temperatur des nicht re-strukturierten Brennstoffs auf das verfügbare Voidvolumen des axialen Segments expandiert. Sein Partialdruck erhöht den lokalen Druck des betreffenden Segments.

Aus den lokalen Druckgradienten im Kanal wird in einer quasistationären Näherung eine separate Feldgeschwindigkeit für das Gas ermittelt, das sich am Brennstoff vorbeibewegt (Schlupfströmung), wobei ein Mitreißeffekt auf den Brennstoff ausgeübt wird, der die Materialdispersion fördert und die Spaltgasdruckgradienten abflacht. Als Partikeldurchmesser zur Berechnung des Drag-Koeffizienten wird ein Wert von 200μ angesetzt [B.5, S.69].

Das bei Slumping Initiierung noch im nicht re-strukturierten Brennstoff gelöste Gas, das nicht schon vorher mit dem transienten Gasfreisetzungsalgorithmus (FRASPAR) an die Korngrenzen gelangt ist, wird während des Slumping- und Dispersionsvorgangs weiter freigesetzt.*

* Bei Slumpy Initiierung nach vorheriger Initiierung von separater Hüllrohrbewegung wird aus programmtechnischen Gründen ein fester Wert von $1/3$ der stationären Spaltgaskonzentration als Restkonzentration in den slumpenden Segmenten verwendet.

Das FRASPAR-Modell bestimmt dann jedoch nur die Anfangsbedingung und wird nach dem Aufbrechen nicht weiter verwendet. Der innerhalb von SLUMPY modellierte weitere Freisetzungsvorgang erfolgt in dem festen und flüssigen Material unterschiedlich schnell und wird mit Zeitkonstanten beschrieben, die für das feste Material mechanistisch begründet sind. Für das flüssige Material wurde die Freisetzungskonstante plausibel festgelegt nach einer Auswertung angepaßter Werte, die zur Nachrechnung von TREAT-Experimenten verwendet wurden. Die Konstanten werden erstmals bei der Analyse des Durchsatzstörfalls für den FFTF 1974 angegeben [B.6] und wurden für die SNR-Rechnungen ebenso wie für die CRBR-Rechnungen übernommen. Nennenswerte Freisetzungsraten kommen nur aus dem geschmolzenen Anteil, in dem 50 % des Gasgehaltes innerhalb von 69 msec freigesetzt wird (Freisetzungskonstante 0.1 sec). Sowie das Material erstarrt, wird die Freisetzungskonstante auf 3 sec erhöht, d.h. von der verbliebenen Restgasmenge im festen nicht restrukturierten Brennstoff sind 2.1 sec später erst 50 % freigesetzt.

Natrium-Dampfdruckdispersion

Zur Berechnung der Druckverteilung in der kompressiblen Zone werden die Partialdrücke von Brennstoff- und Stahldampf sowie die Spaltgasdrücke (bei einphasigen 100 % dichten Maschen auch Einphasendrucke) i.a. einem vorgegebenen axial konstanten Hintergrunddruck (PAMBER) überlagert. Beim Basisfall wurde für diesen Hintergrunddruck jedoch die transiente axial abhängige Verteilung der Natriumdampfdrücke verwendet. Die Gradienten dieser

Drücke können im nichtblockierten Bündel recht stark werden und die Materialdispersion zusätzlich steigern. Sie sind daher bei der Beschreibung des erwarteten Störfallszenarios in die Betrachtungen mit einzubeziehen (s. Abschnitt 2.4.2). Im Hinblick auf die Natrium-Dampfdruckgradienten werden dadurch für SLUMPY und CLAZAS konsistente Verteilungen verwendet. Mögliche Druckverluste der Natriumdampfströmung innerhalb der kompressiblen Region ebenso ihre Schleppwirkung auf den Brennstoff werden nicht berücksichtigt. In der eindimensionalen Beschreibungsweise können sonst Materialbewegungen aus dem Core entstehen, die im Hinblick auf die radialen Inkohärenzeffekte im Bündel nicht realistisch sind.

Energieaustausch zwischen Brennstoff- und Stahlkomponenten

Der nicht restrukturierte Brennstoff steht nach Slumping-Initialisierung in Energieaustausch mit dem restrukturierten Brennstoff und mit dem Stahl des Hüllrohrs.^x

Als WÜ Koeffizient zwischen den beiden Brennstoffarten wird ein Wert von 1.3 W/g unrestr. Brennstoff grd verwendet. Der Energieaustausch zwischen nicht restrukturiertem Brennstoff und Stahl wird aus einem dem Cho-Wright Formalismus ähnlichen Modell berechnet, in dem der Wärmeübergang durch die Wärmeleitfähigkeit in der Brennstoffkomponente kontrolliert wird. Für die relativ kurzen Kontaktzeiten, die in SLUMPY simuliert werden, schlägt das ANL einen Wert

^x Zusätzlich findet auch noch ein Energieaustausch mit den Kastenwänden durch Strahlung und Konvektion statt / B.7 /.

von 3.2 W/g unrestr. Brennstoff grd vor, was einer Kontaktfläche zwischen den beiden Komponenten von ca. $6.1 \text{ cm}^2/\text{g}$ unrestr. Brennstoff entspricht [B.5, S.66].

Bei Slumpy Initiierung vor Einsetzen von Hüllrohrbewegung wird auf das gesamte Hüllrohrmaterial des Segments Wärme übertragen, was zu einer raschen Abkühlung des nicht restrukturierten Brennstoffs führen kann. (Das Brennstoff/Stahl Massenverhältnis beträgt in diesem Fall 0.259 g Stahl/g Brennstoff.) In den Kanälen, in denen Hüllrohrbewegung schon vor Slumpy-Initiierung stattfindet, wird bei Beibehaltung der Kontaktflächen nur noch ein dünner Stahlfilm auf dem Pellet angenommen (0.011 g Stahl/g Brennstoff), der schnell aufgeheizt wird und mit seinen Dampfdrücken zur Materialdispersion beitragen kann.

Annahmen für die effektive Zähigkeit des Brennstoff- und Stahl-Gemisches im Schmelzbereich

Für die Beschreibung der Bewegung des Stahls bzw. des Brennstoff-Gemisches in der kompressiblen Zone wird eine Viskosität zugrunde gelegt, die linear mit zunehmender Schmelzfraktion des Brennstoffs von 0.5 poise bei vollständig erstarrtem Material bis auf 0.05 poise bei vollständig geschmolzenem Material absinkt. Eine ähnliche Beziehung wird für die Beschreibung der separaten Bewegung des Hüllrohrmaterials in CLAZAS verwendet, darin sinkt die Viskosität im Schmelzbereich linear mit zunehmender Schmelzfraktion von 10 poise am Soliduspunkt auf 0.065 poise am Liquidpunkt ab.

Brennstabversagen und BNR:

Versagenskriterium

Brennstabversagen wird nach dem Berstspannungskriterium bestimmt. Bei diesem Kriterium wird Druckaufbau im zentralen Hohlraum des Stabes durch freigesetztes Spaltgas und durch Dichteänderung des Brennstoffs beim Schmelzen mit dem transienten Verhältnis von Brennstoffinnen- bzw. Schmelzradius und Hüllrohrinnenradius reduziert auf das Hüllrohr übertragen. Versagen tritt an dem Zeitpunkt und Ort ein, an dem die nach der Kesselformel mit der Innendruckbelastung berechnete Hüllrohrspannung die von der örtlichen Hüllrohrtemperatur abhängige Bruchspannung überschreitet. Für diese Bruchspannung wird folgende Beziehung verwendet:

$$\sigma_{ZB} = \frac{10^6}{0.3(T_{CL} + 17.78)} \text{ [atm]}.$$

Darin ist T_{CL} die örtliche Hüllrohrtemperatur [°C]. Die Länge des Hüllrohrisses ist von der Eingabe her vorgegeben. In Anbetracht der beim Durchsatzstörfall flachen Temperaturverteilung in der Hülle wird eine Länge von 15 cm gewählt. Wenn der Kühlkanal im Rißbereich nicht voll mit Natrium gefüllt ist, wird das Versagen mit nachfolgender BNR Initialisierung zeitlich und örtlich verschoben, bis ein Kernbereich diese Bedingung gleichzeitig mit dem Versagenskriterium erfüllt. Wird dagegen das gleiche Versagenskriterium vorher in einem voll gevoideten Rißbereich erfüllt, dann wird ein Aufbrechprozeß mit dem SLUMPY-Modell initialisiert, wobei eine höhere Spaltgasverfügbarkeit angenommen wird (75 %) als bei den vorher diskutierten Aufbrechvorgängen,

die durch das Slumpy-Kriterium initialisiert werden.

Instantane Brennstoffeinspeisung in die BNR Zone nach dem Versagen

Der berechnete Versagensdruck wird nach dem Versagen konsistent weiter zur Einleitung des Ausspritzvorgangs von Brennstoff in den Kühlkanal verwendet. Das direkt hinter dem Riß liegende Brennstoffsegment (Reservoir), das durch die Rißlänge, den zugeordneten Riquerschnitt und den Abstand von der zentralen Schmelzzone begrenzt wird, gelangt zusammen mit dem Gas des darin enthaltenen Porenvolumens instantan am Versagenspunkt in den Kühlkanal. Das Volumen dieses Segments wird dabei dem Kühlkanalvolumen der Rißzone zugeschlagen und bildet mit dieser zusammen die anfängliche BNR-Zone. Der zugeordnete Anfangsdruck in der BNR-Zone ist der lokale Kühlmitteldruck an der Rißstelle, wenn schon Dampfblasen an anderer Stelle in diesem Kanal vorliegen. Liegen noch keine anderen Dampfblasen vor, dann wird zur Stabilisierung der Numerik von Anfang an der Druck in der Schmelzzone auch im Kühlkanal angesetzt. Durch die hohe Trägheit der Natriumsäulen wird in diesem Fall ohnehin unmittelbar nach dem Versagen der Schmelzzoneindruck auch im Kühlkanal erreicht.

Definition von Versagensgruppen

Das Brennstabversagen innerhalb eines Bündels wird zur Simulation einer radialen Inkohärenz in drei Gruppen initialisiert. Bei Erfüllung des Versagenskriteriums platzen zunächst nur 40 % der Stäbe des Kanals auf und initialisieren die BNR-Zone. Die rest-

lichen 2 mal 30 % versagen erst 2 bzw. 4 msec später. Die Bedingungen im Zentralkanal werden dabei für charakteristische Stäbe jeder Versagensgruppe getrennt beschrieben, die BNR-Zone ist jedoch für alle Gruppen gleich. Für die Bedingungen in der BNR-Zone werden die nur über den Druck in der BNR-Zone gekoppelten zeitlichen Brennstoffinjektionen aus allen Versagensgruppen berücksichtigt.

Annahmen für den Brennstoff/Natrium Wärmeübergang

Der Wärmeübergang vom ausgespritzten Brennstoff zum Natrium wird nach dem Cho-Wright Modell beschrieben, wobei die von diesen Autoren empfohlene Fragmentations- und Mischungszeitkonstante von 10 msec verwendet wird [B.8]. Der zugrunde gelegte Partikeldurchmesser für festen und flüssigen Brennstoff beträgt 250 μ in Übereinstimmung mit der Auswertung des H-2 Experiments von Cronenberg [B.9]. Der transiente Wärmeübergangskoeffizient wird für alle Versagensgruppen in gleicher Weise verwendet. Seine Zeitfunktion bezieht sich jedoch auf den Versagenspunkt der ersten Gruppe. Die Reduktion im Wärmeübertragungsverhalten durch Anwesenheit von Natriumdampf wird durch Multiplikation mit dem transienten Flüssigkeitsanteil $(1-\alpha)$ in der BNR-Zone simuliert.

Weitere Spaltgasfreisetzung nach dem Versagen

Das gesamte nach dem Brennstabversagen von den Korngrenzen weiter freigesetzte Gas wird nicht mehr direkt in den zentralen Hohlraum freigesetzt, sondern geht zunächst in ein Verzögerungsvolumen (mathematisches Reservoir), aus dem heraus es mit einer Zeitkonstante von 0.1 sec in den zentralen Hohlraum gelangt

(s.Bild B.1), so daß es dort erst mit einer gewissen Verzögerung zu einer Druckerhöhung beitragen kann. Der Druckaufbau während des Aufschmelzens in der Cavity wird kontrolliert durch die Kinetik von Blasenwachstum und Koaleszenz und kann von daher schon nicht instantan erfolgen. Die Annahme der Proportionalität zwischen der Freisetzungsrates des Spaltgases aus dem zu diesem Zeitpunkt i. a. geschmolzenen Brennstoff und der Spaltgaskonzentration in der Schmelze mit einer vorgegebenen Zeitkonstante ist konsistent mit den in SLUMPY getroffenen Annahmen zur Gasfreisetzung, d.h. die Arbeitsfähigkeit dieses Gases nach dem Brennstoffschmelzen wird zeitlich ebenso lange verzögert wie seine Verfügbarkeit für die dem Versagen vorausgehenden Aufbrech- und Brennstoffdispersionsvorgänge in dem früh gevoideten Kernbereich.

Rückwirkungen durch in SASFCI simulierte Brennstoffbewegung

Diese Rückwirkungen werden in SASFCI nicht mechanistisch beschrieben und können je nach Core-Zustand und Versagensstelle in einigen Fällen stark unterschätzt in anderen dagegen stark überschätzt sein. Beim erwarteten Störfallverlauf werden sie nicht berücksichtigt. Dazu wurde die Routine FBKFCI, in der diese Rückwirkungen berechnet werden, durch eine Dummy Routine ersetzt.

Verglichen mit mehr mechanistischen Beschreibungen ist die Brennstoffausschmelzung in SASFCI meist zu stark. Die Brennstoffbewegung im Kühlkanal ist in SASFCI an die Geschwindigkeit der Phasengrenzen gekoppelt.

Der Sweepout-Effekt wird dabei überschätzt, da die Phasengrenzgeschwindigkeit in dem Modell der homogenen Reaktionszone mit zu hohen Drücken bestimmt wird. Die Überschätzung ist dabei besonders stark, wenn nur noch kleine Flüssigkeitskolben über der BNR-Zone zu beschleunigen sind etwa nach dem Versagen in vorher durch Sieden oben aufgevoideten Bündeln. Ein axialer Druckgradient in der BNR-Zone, insbesondere nach einer Trennung des Brennstoffs vom flüssigen Natrium, wie er sich etwa aus detaillierteren Untersuchungen mit dem PLUTO Modell ergibt [B.10], kann nicht berücksichtigt werden, ebensowenig die Schlupfbewegung zwischen dem Natrium und Brennstoff, die die Ausschwenmmrate zusätzlich verringert.

Unter bestimmten Bedingungen können die in SASFCI bestimmten Brennstoffbewegungen auch zu unphysikalisch hohen positiven Rückwirkungseffekten führen. In dem verwendeten Schmelzonenmodell wird der ausgespritzte Brennstoff gleichmäßig aus dem Bereich der gesamten axial ausgedehnten Schmelzzone entnommen. Das ausgespritzte Material kommt daher nicht aus der unmittelbar hinter dem Riß liegenden Schmelzzone, wo es bei mechanistischer Modellierung erst mit einer gewissen Verzögerung durch trägheits- und reibungsbehaftete Fließvorgänge ersetzt werden würde. Die daraus resultierende instantane Brennstoffkonzentrierung um die Rißstelle kann daher bei Versagen im Kernmittenbereich zu einem bei mechanistischer Modellierung nicht erreichbaren und daher unrealistisch hohen Reaktivitätszuwachs führen.

Neben der zuwenig detaillierten Modellierung der Bewegungsvorgänge können die zusätzlichen Phänomene, die im Abschnitt 2.6 erwähnt werden (wie z.B. eine transiente Rißaufweitung) noch nicht einmal qualitativ mit in die Überlegungen einbezogen werden. Eine Mitnahme der Bewegungsrückwirkungen erscheint daher erst auf der Basis stark verbesserter Modelle sinnvoll. Ihre Vernachlässigung bei diesen Rechnungen für die Bedingungen des Durchsatzstörfalls ist pessimistisch, wenn man die in Kap. 2.6 zusammengestellten Argumente in Betracht zieht.

B.2 Liste der SAS-Eingabedaten zum Referenzfall E

Die in den letzten Abschnitten erläuterten wichtigsten Eingabeparameter für die Simulation des erwarteten Störfallverlaufs und alle anderen Eingabegrößen für die Simulation sind in der vom Programm ausgedruckten Eingabeparameterliste enthalten, die in Tab. 3.1 angegeben ist. Für die Zuordnung der ausgedruckten Datenposition in den verschiedenen Commonblöcken zu den Eingabeparametern gilt die in [B.11] im Anhang B angegebene SAS3D-Eingabebeschreibung. Bei den teilweise wiederholt besetzten Positionen ist immer die zuletzt angegebene gültig.

6	5	5.63670D-04	1.10180D-03	4.65440D-04	1.53180D-04	1.29540D-02
11	5	3.13110D-02	1.34880D-01	3.44040D-01	1.37270D+00	3.76910D+00
16	5	0.0	1.79900D-02	2.30780D-02	1.28200D-02	6.98700D-02
21	5	9.39000D-04	3.88100D-03	1.98540D-01	1.43660D-02	9.36200D-03
26	3	7.62000D-05	9.72500D-06	8.87500D-07		
38	5	0.0	0.0	1.00000D+02	0.0	0.0
68	5	0.0	0.0	1.00000D+00	0.0	0.0
89	4	1.00000D+00	9.20000D-01	5.00000D-01	0.0	
91	1	5.00000D-01				
92	1	4.00000D-02				
-1						
PMATCH	13	1	0			
1	5	3.71596D-02	2.73810D-02	2.30399D-02	2.10938D-02	2.03632D-02
6	5	1.97841D-02	1.93519D-02	1.90638D-02	1.89184D-02	1.89155D-02
11	5	1.97398D-02	2.07659D-02	2.19771D-02	2.33933D-02	2.50352D-02
16	5	2.90847D-02	3.43115D-02	3.44338D-02	3.47565D-02	3.47864D-02
21	5	3.51250D-02	2.59819D-02	2.17785D-02	1.99389D-02	1.92483D-02
26	5	1.87009D-02	1.82924D-02	1.80200D-02	1.79826D-02	1.78799D-02
31	5	1.86590D-02	1.96289D-02	2.07738D-02	2.21125D-02	2.36645D-02
36	5	2.74922D-02	3.24329D-02	3.25485D-02	3.28535D-02	3.28818D-02
41	5	3.22856D-02	2.37896D-02	2.00179D-02	1.83271D-02	1.76923D-02
46	5	1.71892D-02	1.68137D-02	1.65633D-02	1.64370D-02	1.64345D-02
51	5	1.71506D-02	1.80422D-02	1.90945D-02	2.03250D-02	2.17515D-02
56	5	2.52698D-02	2.98111D-02	2.99174D-02	3.01977D-02	3.02238D-02
61	5	3.71596D-02	2.73810D-02	2.30399D-02	2.10938D-02	2.03632D-02
66	5	1.97841D-02	1.93519D-02	1.90638D-02	1.89184D-02	1.89155D-02
71	5	1.97397D-02	2.07659D-02	2.19771D-02	2.33933D-02	2.50352D-02
76	5	2.90846D-02	3.43115D-02	3.44338D-02	3.47565D-02	3.47864D-02
81	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
100	1	0.0				
161	5	3.00000D+02	7.00000D+02	1.00000D+03	1.20000D+03	1.30000D+03
166	5	1.40000D+03	1.50000D+03	1.60000D+03	1.70000D+03	1.80000D+03
171	5	1.90000D+03	2.00000D+03	2.10000D+03	2.20000D+03	2.30000D+03
176	5	2.50000D+03	2.70000D+03	2.70415D+03	2.71500D+03	2.71600D+03
181	5	2.94579D-01	3.22686D-01	3.33863D-01	3.40880D-01	3.45113D-01
186	5	3.50210D-01	3.56457D-01	3.64138D-01	3.73538D-01	3.84944D-01
191	5	3.98641D-01	4.14913D-01	4.34047D-01	4.56326D-01	4.82038D-01
196	5	5.44897D-01	6.24908D-01	5.48000D-01	5.48000D-01	5.48000D-01
201	5	2.94579D-01	3.22686D-01	3.33863D-01	3.40880D-01	3.45113D-01
206	5	3.50210D-01	3.56457D-01	3.64138D-01	3.73538D-01	3.84944D-01
211	5	3.98641D-01	4.14913D-01	4.34047D-01	4.56326D-01	4.82038D-01
216	5	5.44897D-01	6.24908D-01	5.48000D-01	5.48000D-01	5.48000D-01
221	5	2.94579D-01	3.22686D-01	3.33863D-01	3.40880D-01	3.45113D-01
226	5	3.50210D-01	3.56457D-01	3.64138D-01	3.73538D-01	3.84944D-01
231	5	3.98641D-01	4.14913D-01	4.34047D-01	4.56326D-01	4.82038D-01
236	5	5.44897D-01	6.24908D-01	5.48000D-01	5.48000D-01	5.48000D-01
241	5	2.94579D-01	3.22686D-01	3.33863D-01	3.40880D-01	3.45113D-01
246	5	3.50210D-01	3.56457D-01	3.64138D-01	3.73538D-01	3.84944D-01
251	5	3.98641D-01	4.14913D-01	4.34047D-01	4.56326D-01	4.82038D-01
256	5	5.44897D-01	6.24908D-01	5.48000D-01	5.48000D-01	5.48000D-01
261	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
280	1	0.0				
341	5	3.00000D+02	7.00000D+02	1.00000D+03	1.20000D+03	1.30000D+03
346	5	1.40000D+03	1.50000D+03	1.60000D+03	1.70000D+03	1.80000D+03
351	5	1.90000D+03	2.00000D+03	2.10000D+03	2.20000D+03	2.30000D+03
356	5	2.50000D+03	2.70000D+03	2.70415D+03	2.71500D+03	2.71600D+03
361	5	1.04562D+01	1.73196D+01	1.01952D+01	1.01025D+01	1.00534D+01
366	5	1.00026D+01	9.95011D+00	9.89596D+00	9.84026D+00	9.78305D+00
371	5	9.72440D+00	9.66437D+00	9.60303D+00	9.54044D+00	9.47667D+00

376	5	9.345820+00	9.210980+00	9.211550+00	8.837070+00	8.826070+00
381	5	1.007100+01	9.935420+00	9.319560+00	9.730310+00	9.683050+00
386	5	9.634100+00	9.583530+00	9.531380+00	9.477720+00	9.422620+00
391	5	9.366130+00	9.308320+00	9.249240+00	9.188950+00	9.127530+00
396	5	9.001500+00	8.871620+00	8.872180+00	8.837070+00	8.826070+00
401	5	9.520650+00	9.396280+00	9.282970+00	9.198600+00	9.153920+00
406	5	9.107650+00	9.059830+00	9.010530+00	8.959810+00	8.907730+00
411	5	8.854320+00	8.799660+00	8.743810+00	8.686820+00	8.628750+00
416	5	8.509610+00	8.386840+00	8.387360+00	8.837070+00	8.826070+00
421	5	1.045620+01	1.031960+01	1.019520+01	1.010250+01	1.005340+01
426	5	1.000260+01	9.950110+00	9.895960+00	9.840260+00	9.783050+00
431	5	9.724400+00	9.664370+00	9.603030+00	9.540440+00	9.476670+00
436	5	9.345820+00	9.210980+00	9.211550+00	8.837070+00	8.826070+00
441	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
460	1	0.0				
521	5	3.000000+02	7.000000+02	1.000000+03	1.200000+03	1.300000+03
526	5	1.400000+03	1.500000+03	1.600000+03	1.700000+03	1.800000+03
531	5	1.900000+03	2.000000+03	2.100000+03	2.200000+03	2.300000+03
536	5	2.500000+03	2.700000+03	2.704150+03	2.704150+03	3.500000+03
541	5	3.000000+03	7.000000+02	1.000000+03	1.200000+03	1.300000+03
546	5	1.400000+03	1.500000+03	1.600000+03	1.700000+03	1.800000+03
551	5	1.900000+03	2.000000+03	2.100000+03	2.200000+03	2.300000+03
556	5	2.500000+03	2.700000+03	2.704150+03	2.704150+03	3.500000+03
561	5	3.000000+03	7.000000+02	1.000000+03	1.200000+03	1.300000+03
566	5	1.400000+03	1.500000+03	1.600000+03	1.700000+03	1.800000+03
571	5	1.900000+03	2.000000+03	2.100000+03	2.200000+03	2.300000+03
576	5	2.500000+03	2.700000+03	2.704150+03	2.704150+03	3.500000+03
581	5	3.000000+03	7.000000+02	1.000000+03	1.200000+03	1.300000+03
586	5	1.400000+03	1.500000+03	1.600000+03	1.700000+03	1.800000+03
591	5	1.900000+03	2.000000+03	2.100000+03	2.200000+03	2.300000+03
596	5	2.500000+03	2.700000+03	2.704150+03	2.704150+03	3.500000+03
601	5	3.000000+03	7.000000+02	1.000000+03	1.200000+03	1.300000+03
606	5	1.400000+03	1.500000+03	1.600000+03	1.700000+03	1.800000+03
611	5	1.900000+03	2.000000+03	2.100000+03	2.200000+03	2.300000+03
616	5	2.500000+03	2.700000+03	2.704150+03	2.704150+03	3.500000+03
681	5	1.900000+12	1.810000+12	1.740000+12	1.640000+12	1.530000+12
690	1	1.000000+12				
686	4	1.440000+12	1.320000+12	1.160000+12	1.000000+12	
700	1	0.0				
741	5	2.700000+02	2.040000+02	3.150000+02	4.270000+02	5.380000+02
746	5	6.490000+02	7.670000+02	8.700000+02	1.400000+03	5.000000+03
751	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
760	5	0.0	7.750000+09	7.500000+09	6.900000+09	6.100000+09
765	5	5.100000+09	2.500000+09	2.200000+09	1.360000+09	9.200000+08
770	5	5.800000+08	3.700000+08	2.000000+08	7.000000+07	3.000000+07
774	3	7.000000+07	7.000000+07	7.000000+07		
780	1	0.0				
821	5	2.700000+01	1.000000+02	2.000000+02	3.000000+02	4.000000+02
826	5	5.000000+02	6.000000+02	7.000000+02	8.000000+02	9.000000+02
831	5	1.000000+03	1.100000+03	1.200000+03	1.300000+03	1.400000+03
836	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
841	1	4.730000+00				
861	1	4.730000+00				
881	1	4.730000+00				
921	1	1.960000-01				
941	1	1.960000-01				
961	1	1.960000-01				
1001	5	1.400050+03	1.400050+03	1.400050+03	1.800000-05	1.800000-05
1006	5	1.800000-05	2.000000-01	3.000000-01	3.000000-01	0.0

1011	5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
1065	5	1.00000D+12	1.00000D+12	1.00000D+12	1.00000D+12	1.00000D+12
1073	5	2.50000D+11	2.50000D+11	2.50000D+11	2.50000D+11	2.50000D+11
1081	5	2.70415D+07	2.70415D+03	2.70415D+03	2.70415D+03	2.70415D+03
1089	5	2.80000D+02	2.80000D+02	2.80000D+02	2.80000D+02	2.80000D+02
1097	5	2.70000D+02	2.70000D+02	2.70000D+02	2.70000D+02	2.70000D+02
1105	5	0.0	0.0	1.10835D+01	2.22080D-05	1.17000D-08
1110	5	0.0	0.0	8.83710D+00	0.0	0.0
1115	5	0.0	0.0	2.10000D+00	2.88000D-01	2.52000D-03
1120	5	5.83000D-12	5.75000D+00	5.03000D-02	2.91000D-13	0.0
1125	2	0.0	0.0			
1279	1	1.50000D+C1				
1113	1	9.30000D-C5				
836	1	5.00000D+C3				
-1						
PRIMIN	14	1	0			
1	4	8.68260D-C1	-6.75769D-02	2.91200D-03	1.59800D+00	
15	5	1.56000D-02	1.14000D-02	9.40000D-03	8.10000D-03	6.70000D-03
25	5	0.0	1.00000D+00	2.00000D+00	3.00000D+00	4.00000D+00
30	5	5.00000D+00	6.00000D+00	7.00000D+00	8.00000D+00	9.00000D+00
35	5	1.00000D+01	1.10000D+01	1.20000D+01	1.30000D+01	1.40000D+01
45	5	1.87500D-C1	-2.00000D-01	5.00000D-02	5.00000D-03	1.00000D-03
50	5	7.50000D-02	1.00000D-02	2.00000D-03	5.00000D-02	1.00000D+01
55	5	2.50000D+01	-2.71300D+02	4.58700D+02	7.35700D+02	5.48700D+02
60	5	6.73000D+C7	1.66200D+C5	1.00000D-01	9.70500D-01	6.09600D+03
65	5	5.42300D+01	1.88100D+04	6.93480D+C3	1.94060D+01	1.00000D+00
70	3	1.00000D+C3	3.74000D-01	2.49000D+07		
152	3	0.0	2.77000D+C2	0.0		
154	1	2.50000D-01				
69	2	4.00000D-C1	7.00000D+03			
47	2	2.00000D-02	2.00000D-03			
-1						
SPACKN	15	1	0			
-1						
GEOMIN	61	1	0			
17	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
25	5	2.61837D-01	2.61838D-01	2.61837D-01	2.61835D-01	2.61829D-01
49	5	2.62000D-01	2.62000D-01	2.62000D-01	2.62000D-01	2.62000D-01
73	5	3.00000D-C1	3.00000D-C1	3.00000D-01	3.00000D-01	3.00000D-01
97	5	3.00000D-01	1.60800D+01	1.60800D+01	8.02330D+00	8.02330D+00
102	5	8.02330D+00	8.02330D+00	8.02330D+00	8.02330D+00	8.02330D+00
107	5	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00
112	5	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	1.32100D+01
117	1	1.32100D+C1				
122	1	4.00000D+00				
124	1	5.05000D+C1				
126	1	6.55000D+C1				
128	1	5.00670D-01				
131	1	4.00860D+00				
133	3	2.80000D-01	2.70000D+01	1.28640D-01		
-1						
POWINC	62	1	0			
2	5	1.07020D-02	6.81040D-03	3.97350D-02	5.89350D-02	1.13807D-01
7	5	9.65084D-02	6.36576D-01	7.61272D-01	8.71312D-01	9.29071D-01
12	5	9.79160D-01	9.95949D-01	8.40922D-01	8.05500D-01	7.47925D-01
17	5	6.68654D-01	6.13376D-C1	5.06840D-01	4.04903D-01	5.03889D-02
22	3	3.28059D-C2	3.44820D-C2	1.73442D-02		
29	5	1.00000D+00	-2.20450D-C4	-1.32940D-04	1.48134D-02	5.19365D-02
34	5	5.96262D-02	4.94593D-02	6.42926D-02	7.96286D-02	9.18687D-02

39	5	1.00668D-01	1.03626D-01	8.58009D-02	7.78803D-02	6.49339D-02
44	5	4.72052D-02	3.80775D-02	2.35823D-02	1.41793D-02	1.76327D-02
49	3	8.00057D-03	5.30602D-03	1.48180D-03		
56	5	-1.99402D-06	-1.60128D-05	-3.01026D-05	-2.41543D-05	3.56160D-05
61	5	9.71580D-05	1.49036D-04	1.83431D-04	1.97296D-04	1.63678D-04
66	5	1.45194D-04	1.16833D-04	8.22616D-05	3.36559D-05	6.11004D-06
71	5	-1.85133D-05	-1.74577D-05	-6.07797D-06	-2.22548D-06	1.12339D-07
80	5	-4.93534D-07	-1.77782D-05	-2.43444D-05	9.41663D-04	1.20251D-03
85	5	1.47085D-03	1.60811D-03	1.75346D-03	1.80660D-03	1.51645D-03
90	5	1.42519D-03	1.28746D-03	1.11830D-03	1.10993D-03	8.53552D-04
95	5	6.34656D-04	1.95656D-05	7.70744D-06	4.96231D-06	1.14788D-06
104	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
109	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
114	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
123	5	1.00000D+00	0.0	0.0	0.0	0.0
147	5	0.0	0.0	0.32350D-07	5.85485D-06	7.27985D-06
152	5	-1.00179D-05	-6.26393D-05	-1.16006D-04	-1.60081D-04	-1.88950D-04
157	5	-1.99576D-04	-1.64556D-04	-1.45906D-04	-1.17358D-04	-8.21547D-05
162	5	-4.15287D-05	-1.34368D-05	9.82759D-06	1.32855D-05	6.33142D-06
167	2	4.00728D-06	7.25688D-07			
173	3	2.70515D+03	0.0	0.0		
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	

-1

PMATCH

63	1	0				
5	2	1.05000D+00	1.50000D-02			
8	3	5.48000D+05	1.70000D-12	8.50000D-01		
18	5	1.00000D-02	2.50000D-02	8.00000D-01	7.00000D+00	3.00000D-01
23	5	2.00000D-01	1.80000D-05	4.73000D+00	6.00000D+02	1.00000D-02
28	5	1.00000D-02	1.96000D-01	1.00000D-02	1.00000D+00	4.70000D-01
33	5	6.27000D-01	1.66000D+00	0.0	5.00000D-02	5.00000D-02
38	5	3.00000D-01	9.50000D-01	9.15000D-01	8.65000D-01	1.00000D+00
44	3	1.50000E-02	5.00000D-02	5.00000D-03		
11	5	4.00000E-01	1.36000D-01	1.36000D-01	1.36000D-01	5.00000D-01
16	1	5.00000D-01				
1	5	1.80000D-01	6.10000D-01	1.32000D-04	3.70500D-01	1.14000D+00
6	1	2.51496D-04				
5	3	1.05000D+00	1.00000D+04	0.0		
7	1	3.10000D-10				
26	3	3.00000D+02	5.57000D-01	4.73000D+00		
30	1	1.96000E-01				
32	1	0.0				

-1

CCCLIN

64	1	0				
1	4	1.00000D+01	6.30000D+00	1.50000D-02	5.00000D-03	
7	4	1.10000D+02	1.50000D+02	1.00000D+00	1.00000D+00	
12	3	0.0	4.46500D-01	-2.00000D-01		
19	5	1.00000D+02	1.00000D+01	3.00000D+01	3.61000D+01	0.0
24	5	1.00000D+06	0.0	2.00000D+00	5.00000D+00	1.00000D+00
29	1	2.00000D+03				
33	1	3.53016D+02				
35	3	0.0	1.00000D+00	1.00000D+00		
4	1	1.00000D-05				
7	4	1.00000D+01	2.50000D+01	8.35070D+00	8.35070D+00	
22	1	2.87493D+01				

-1

GASVOD

65	1	0				
1	1	7.68000E-01				
5	2	0.0	0.0			
10	4	0.0	1.00000D+00	0.0	0.0	

-1

CLAZIN	66	1	0				
1	5	7.96700D+00	6.00000D-02	1.00000D+01	1.00000D+04	0.0	
6	5	0.0	2.00000D-02	4.10000D+01	1.77000D+02	5.33040D-01	
11	2	7.87960D-01	5.34094D+00				
7	1	2.00000D-C1					
13	2	2.10000D+02	6.00000D+C1				
8	2	3.50000D+01	1.45500D+02				

-1

SLUMIN	67	1	0				
1	5	-1.00000D-01	1.00000D+00	7.82000D+00	5.00000D-02	6.34000D+05	
6	2	1.00000D-01	3.00000D+00				
9	5	3.20000D+07	1.44000D+00	0.0	5.00000D+00	1.00000D-02	
14	5	8.00000D-01	2.00000D-01	0.0	1.00000D+08	0.0	
19	5	0.0	1.00000D-C9	0.0	0.0	2.00000D-02	
24	5	1.30000D-03	5.00000D-01	2.57900D-01	1.00000D+00	2.90000D-02	
29	5	3.00000D+06	5.02000D-01	1.30000D+07	8.36000D-01	2.93000D-01	
34	5	7.00000D+C0	-1.00000D+C2	0.0	0.0	0.0	
14	2	-1.00000D+00	-1.00000D+00				
26	1	1.10000D-C2					
21	2	1.00000D-01	2.00000D-C2				
38	1	2.00000D-C7					
39	2	1.00000D-C1	2.00000D-C2				
41	3	3.33300D-01	7.50000D-01	5.00000D-02			

-1

FCIIN	68	1	0				
1	2	1.00000D+02	1.50000D+01				
6	4	-1.00000D+00	-1.00000D+00	-1.00000D+00	1.00000D+00		
11	5	6.30000D+00	5.00000D+01	-1.00000D+00	-1.00000D+00	2.50000D-02	
16	5	2.50000D-02	5.00000D-02	1.00000D-02	5.00000D-02	1.00000D-02	
27	2	1.00000D+C1	1.00000D+C1				
35	5	2.00000D-01	5.00000D-C2	1.10000D-01	1.10000D-01	1.10000D-01	
43	5	4.00000D-01	3.00000D-01	3.00000D-01	2.00000D-03	4.00000D-03	
60	4	4.41000D+C2	1.85200D+01	1.00000D-02	4.05560D+14		
66	5	0.0	0.0	1.30000D+03	1.70000D+03	5.00000D-01	
71	2	1.00000D-C1	5.00000D-C1				
1	1	1.00000D+00					
35	5	5.00000D-02	5.00000D-02	0.0	0.0	0.0	
73	1	1.00000D+00					

-1

POWINC	62	2	1				
5	5	5.84743D-02	1.11456D-C1	9.44291D-02	6.28167D-01	7.50143D-01	
10	5	8.58198D-01	9.15395D-01	9.65224D-01	9.82212D-01	8.29974D-01	
15	5	7.95610D-01	7.38839D-01	6.56895D-01	5.88010D-01	4.80667D-01	
20	5	3.83435D-01	4.80414D-02	3.10536D-02	3.33807D-02	3.36768D-02	
29	5	9.82060D-01	-2.92050D-04	-1.92590D-04	1.31552D-02	4.54289D-02	
34	5	5.51453D-C2	4.76926D-02	6.36380D-02	7.94713D-02	9.21528D-02	
39	5	1.01204D-01	1.04295D-01	8.64288D-02	7.83772D-02	6.44022D-02	
44	5	4.15247D-02	4.78838D-02	2.37375D-02	1.21458D-02	2.33194D-02	
49	3	1.06304D-C2	7.29278D-C3	2.07686D-03			
56	5	-6.90245D-06	-3.93774D-05	-5.67279D-05	-5.05149D-05	2.48683D-05	
61	5	1.04927D-C4	1.73191D-C4	2.18797D-04	2.37392D-04	1.96627D-04	
66	5	1.72664D-04	1.35858D-C4	8.96188D-05	4.29492D-05	2.51824D-05	
71	5	3.99489D-07	-5.30322D-06	-6.45429D-07	1.20773D-06	8.27382D-07	
80	5	1.25432D-C5	3.77048D-C5	2.59274D-05	1.23604D-03	1.53981D-03	
85	5	1.85012D-03	2.00147D-03	2.17140D-03	2.23519D-03	1.88100D-03	
90	5	1.77834D-C3	1.62593D-03	1.45456D-03	1.42784D-03	1.05969D-03	
95	5	7.78328D-C4	5.52883D-C6	1.50248D-06	8.74974D-07	5.06237D-07	
104	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	

109	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
114	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
123	5	1.00000D+00	0.0	0.0	0.0	0.0
149	5	3.79504D-06	1.97777D-05	2.08683D-05	4.63757D-06	5.06287D-05
154	5	-1.08611D-04	-1.57181D-04	-1.89121D-04	-2.01065D-04	-1.65489D-04
159	5	-1.45273D-04	-1.13602D-04	-7.06203D-05	-2.87357D-05	-1.43762D-05
164	5	1.86857D-06	6.37975D-06	3.24993D-06	2.18691D-06	4.65580D-07
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

-1

POWINC

	62	3	2			
5	5	5.23008D-02	1.04315D-01	8.63745D-02	6.03093D-01	7.23134D-01
10	5	8.29027D-01	8.85711D-01	9.34645D-01	9.51960D-01	8.05219D-01
15	5	7.73425D-01	7.21690D-01	6.51025D-01	6.03279D-01	5.07777D-01
20	5	4.15284D-01	5.18550D-02	3.50130D-02	3.96589D-02	2.08282D-02
29	5	9.63590D-01	-4.84870D-04	-3.09910D-04	1.08375D-02	3.31626D-02
34	5	4.86973D-02	4.55647D-02	6.35096D-02	8.06040D-02	9.46919D-02
39	5	1.04422D-01	1.07856D-01	8.97048D-02	8.21803D-02	7.01095D-02
44	5	5.38531D-02	3.59145D-02	2.40702D-02	1.55451D-02	1.94034D-02
49	3	1.00853D-02	7.55150D-03	2.23807D-03		
56	5	-7.23891D-06	-6.06206D-05	-9.12095D-05	-7.91269D-05	3.83268D-05
61	5	1.65600D-04	2.75722D-04	3.50563D-04	3.81737D-04	3.16496D-04
66	5	2.77390D-04	2.16575D-04	1.41782D-04	4.60602D-05	1.75296D-05
71	5	-7.03923D-05	-6.61554D-05	-3.56709D-05	-2.59972D-05	-5.31062D-06
80	5	1.45419D-05	7.90722D-05	4.03289D-05	1.96074D-03	2.45104D-03
85	5	2.95628D-03	3.20506D-03	3.47957D-03	3.58468D-03	3.01937D-03
90	5	2.85575D-03	2.60434D-03	2.29320D-03	2.18903D-03	1.73967D-03
95	5	1.34115D-03	8.04558D-05	5.30962D-05	4.78985D-05	1.25681D-05
104	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
109	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
114	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
123	5	1.00000D+00	0.0	0.0	0.0	0.0
149	5	2.62175D-06	2.59909D-05	2.35238D-05	-7.28996D-06	-9.68904D-05
154	5	-1.90873D-04	-2.71245D-04	-3.24096D-04	-3.44424D-04	-2.84764D-04
159	5	-2.52797D-04	-2.03560D-04	-1.42274D-04	-6.91616D-05	-2.04208D-05
164	5	1.89749D-05	2.58369D-05	1.55489D-05	1.24588D-05	2.81842D-06
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0

-1

POWINC

	62	4	3			
5	5	5.07041D-02	9.68876D-02	8.58413D-02	5.85124D-01	7.04850D-01
10	5	8.10264D-01	8.64700D-01	9.13543D-01	9.31335D-01	7.88523D-01
15	5	7.58368D-01	7.09448D-01	6.44000D-01	5.99713D-01	5.08984D-01
20	5	4.17874D-01	5.23860D-02	3.52031D-02	3.99115D-02	2.10278D-02
29	5	9.46190D-01	-5.19620D-04	-3.14150D-04	1.04359D-02	3.34723D-02
34	5	4.78569D-02	4.39307D-02	6.04901D-02	7.67022D-02	9.01099D-02
39	5	9.95653D-02	1.03056D-01	8.59548D-02	7.92065D-02	6.87643D-02
44	5	5.60543D-02	4.22648D-02	3.08793D-02	2.12042D-02	2.44405D-02
49	3	1.29829D-02	9.76260D-03	2.86775D-03		
56	5	-2.09122D-06	-3.73352D-05	-6.63427D-05	-5.68851D-05	6.44122D-05
61	5	1.93539D-04	3.05864D-04	3.80975D-04	4.12591D-04	3.43668D-04
66	5	3.05395D-04	2.45136D-04	1.70521D-04	8.67644D-05	4.06072D-06
71	5	-6.35642D-05	-5.94781D-05	-2.76474D-05	-1.71299D-05	-2.69866D-06
80	5	1.27717D-06	-1.08785D-06	-4.13242D-05	2.16734D-03	2.78906D-03
85	5	3.43372D-03	3.75076D-03	4.10463D-03	4.24312D-03	3.57232D-03
90	5	3.36540D-03	3.04321D-03	2.63628D-03	2.45223D-03	1.93384D-03
95	5	1.47340D-03	9.50869D-06	7.64878D-06	1.17336D-05	4.45588D-06
104	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
109	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
114	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
123	5	1.00000D+00	0.0	0.0	0.0	0.0

149 5 2.03665D-06 2.26183D-05 2.12396D-05-1.59112D-05-1.27140D-04
154 5-2.42548D-04-3.41141D-04-4.05838D-04-4.31211D-04-3.57757D-04
159 5-3.20063D-04-2.62104D-04-1.91790D-04-1.17503D-04-4.42802D-05
164 5 1.55612D-05 2.78918D-05 1.62682D-05 1.27139D-05 2.75857D-06
191 4 0.0 0.0 0.0 0.0

-1

POWINC

62 5 4
5 5 4.84142D-02 5.65227D-02 8.46305D-02 5.68026D-01 6.85929D-01
10 5 7.89686D-01 8.43095D-01 8.91356D-01 9.09292D-01 7.70161D-01
15 5 7.40668D-01 6.91975D-01 6.24783D-01 5.74219D-01 4.81132D-01
20 5 3.89279D-01 4.92492D-02 3.20490D-02 3.49991D-02 1.76243D-02
29 5 9.17110D-01-9.39320D-04-4.85120D-04 1.25513D-02 4.56102D-02
34 5 5.59737D-02 4.83783D-02 6.42331D-02 8.05545D-02 9.37468D-02
39 5 1.03458D-01 1.07178D-01 8.94111D-02 8.21366D-02 7.01232D-02
44 5 5.33809D-02 2.95685D-02 1.96743D-02 1.27828D-02 1.60028D-02
49 3 7.93124D-03 5.67923D-03 1.62717D-03
56 5-8.05473D-06-5.68868D-05-9.51168D-05-9.02040D-05 5.11510D-05
61 5 2.01315D-04 3.29965D-04 4.16418D-04 4.53328D-04 3.78117D-04
66 5 3.35701D-04 2.68796D-04 1.85813D-04 9.26781D-05-3.08084D-06
71 5-8.72331D-05-7.94883D-05-3.47804D-05-2.06361D-05-3.37401D-06
80 5 7.83433D-06 7.27449D-06-1.26094D-06 2.73859D-03 3.54552D-03
85 5 4.37273D-03 4.79074D-03 5.24795D-03 5.42887D-03 4.57266D-03
90 5 4.30977D-03 3.90329D-03 3.40282D-03 3.18760D-03 2.49218D-03
95 5 1.87925D-03 7.49048D-05 3.69486D-05 2.99246D-05 8.18728D-06
104 5 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00
109 5 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00
114 5 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00
123 5 1.00000D+00 0.0 0.0 0.0 0.0
149 5 5.11508D-06 3.16435D-05 3.87092D-05-5.58232D-06-1.57967D-04
154 5-3.16486D-04-4.49555D-04-5.38188D-04-5.73637D-04-4.76476D-04
159 5-4.25738D-04-3.46177D-04-2.45792D-04-1.28338D-04-3.67442D-05
164 5 3.92441D-05 4.98244D-05 2.63281D-05 1.89642D-05 4.09963D-06
191 4 0.0 0.0 0.0 0.0

-1

POWINC

62 6 5
5 5 4.60508D-02 5.37139D-02 8.25366D-02 5.60138D-01 6.77358D-01
10 5 7.80819D-01 8.37499D-01 8.86058D-01 9.04400D-01 7.66307D-01
15 5 7.36974D-01 6.87719D-01 6.16841D-01 5.49588D-01 4.53210D-01
20 5 3.61444D-01 4.56655D-02 2.88621D-02 3.01140D-02 1.42573D-02
29 5 9.01020D-01-1.12740D-03-6.67300D-04 1.29001D-02 4.85955D-02
34 5 5.78093D-02 5.00297D-02 6.55906D-02 8.19337D-02 9.54567D-02
39 5 1.05384D-01 1.09242D-01 9.11317D-02 8.34567D-02 7.00129D-02
44 5 4.77132D-02 2.88095D-02 1.58018D-02 8.89632D-03 1.46847D-02
49 3 6.78463D-03 4.54331D-03 1.22373D-03
56 5-1.07592D-05-5.67973D-05-7.83334D-05-7.98151D-05-6.56443D-06
61 5 7.24122D-05 1.39238D-04 1.84062D-04 2.03413D-04 1.69326D-04
66 5 1.47935D-04 1.14207D-04 7.20300D-05 5.85816D-05 2.48309D-05
71 5-1.81415D-05-2.37197D-05-9.26998D-06-3.75767D-06-7.50545D-08
80 5 3.17980D-05 1.32468D-04 1.54409D-04 2.18496D-03 2.78145D-03
85 5 3.38370D-03 3.71456D-03 4.05456D-03 4.19118D-03 3.53501D-03
90 5 3.34282D-03 3.04698D-03 2.69989D-03 2.45005D-03 1.84308D-03
95 5 1.35766D-03 5.55345D-05 2.70799D-05 1.74500D-05 4.07489D-06
104 5 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00
109 5 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00
114 5 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00 1.00000D+00
123 5 1.00000D+00 0.0 0.0 0.0 0.0
149 5 4.90882D-06 2.54066D-05 3.04269D-05 1.94634D-05-3.26180D-05
154 5-8.82195D-05-1.34653D-04-1.65552D-04-1.78119D-04-1.47653D-04
159 5-1.30290D-04-1.02576D-04-6.52490D-05-2.85210D-05-1.18634D-05

164	5	5.906500-06	5.922330-06	5.162950-06	3.373430-06	6.778740-07
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
-1						
POWINC	62	7	6			
5	5	4.229930-02	8.763880-02	7.868580-02	5.244010-01	6.379900-01
10	5	7.374580-01	7.898300-01	8.361640-01	8.539260-01	7.238820-01
15	5	6.965720-01	6.578240-01	5.864910-01	5.337080-01	4.439080-01
20	5	3.551790-01	4.577010-02	2.880040-02	3.019100-02	1.451010-02
29	5	8.556400-01	3.922500-04	2.256100-04	1.190860-02	4.569910-02
34	5	5.447420-02	4.677230-02	6.064120-02	7.572560-02	8.814530-02
39	5	9.743650-02	1.011400-01	8.451590-02	7.768820-02	6.610180-02
44	5	4.917410-02	4.608910-02	2.962640-02	1.916700-02	2.417210-02
49	3	1.156470-02	7.848940-03	2.111430-03		
56	5	9.749150-06	5.679570-05	8.600880-05	8.827450-05	3.587620-06
61	5	9.930230-05	1.792440-04	2.328120-04	2.564130-04	2.143350-04
66	5	1.894820-04	1.502710-04	1.024260-04	4.830600-05	4.132220-06
71	5	5.783690-05	5.380120-05	2.352930-05	1.303870-05	1.755170-06
80	5	1.351120-05	5.259200-05	7.204540-05	1.833530-03	2.397430-03
85	5	2.973930-03	3.266530-03	3.609560-03	3.739840-03	3.152000-03
90	5	2.969480-03	2.682710-03	2.327480-03	2.236010-03	1.721060-03
95	5	1.286300-03	8.293450-05	3.869340-05	2.550960-05	5.207190-06
104	5	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00
109	5	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00
114	5	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00
123	5	1.000000+00	0.0	0.0	0.0	0.0
149	5	5.124050-06	2.872110-05	3.705110-05	1.487610-05	7.470570-05
154	5	1.569820-04	2.430140-04	2.937940-04	3.149400-04	2.622920-04
159	5	2.346310-04	1.909580-04	1.359860-04	8.193680-05	2.449390-05
164	5	2.855740-05	3.634450-05	1.847240-05	1.209380-05	2.228000-06
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
-1						
POWINC	62	8	7			
5	5	3.526660-02	7.447370-02	6.865890-02	6.073240-01	7.419010-01
10	5	8.599220-01	9.106440-01	9.650810-01	9.864320-01	8.368910-01
15	5	8.062570-01	7.553070-01	6.858680-01	6.444110-01	5.430590-01
20	5	4.392260-01	4.283110-02	2.686480-02	2.853830-02	1.407330-02
29	5	9.908800-01	6.848600-04	3.707400-04	1.432090-02	5.624100-02
34	5	6.839050-02	4.548570-02	5.854730-02	7.305930-02	8.529790-02
39	5	9.428850-02	9.802970-02	8.212150-02	7.596350-02	6.608410-02
44	5	5.365640-02	3.358160-02	2.457460-02	1.741300-02	2.694710-02
49	3	1.372280-02	5.657260-03	2.619260-03		
56	5	1.764070-05	1.074570-04	1.787340-04	2.222890-04	9.797180-05
61	5	2.914620-05	1.360320-04	2.061770-04	2.381350-04	1.985090-04
66	5	1.679490-04	1.188300-04	5.870130-05	1.791690-05	1.132020-04
71	5	1.992150-04	1.559950-04	6.711310-05	2.817540-05	6.162690-06
80	5	3.385880-05	1.735020-04	3.052530-04	5.343990-03	7.350680-03
85	5	9.403890-03	1.043420-02	1.162080-02	1.208590-02	1.017950-02
90	5	9.544990-03	8.539060-03	7.262290-03	6.474130-03	4.916210-03
95	5	3.548080-03	2.407540-04	9.969620-05	6.088260-05	1.198190-05
104	5	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00
109	5	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00
114	5	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00	1.000000+00
123	5	1.000000+00	0.0	0.0	0.0	0.0
149	5	1.210120-05	7.443600-05	1.139160-04	1.032450-04	6.337620-05
154	5	2.325870-04	3.721120-04	4.644060-04	5.043610-04	4.205780-04
159	5	3.735000-04	2.993260-04	2.091390-04	1.023210-04	1.783590-06
164	5	9.359080-05	8.960260-05	4.211390-05	2.626240-05	4.621030-06
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
-1						

PCWINC	62	9	9			
5	5	2.68011D-02	5.67920D-02	5.21096D-02	4.88660D-01	5.98172D-01
10	5	6.94589D-01	7.40704D-01	7.86115D-01	8.04471D-01	6.83256D-01
15	5	6.59135D-01	6.18568D-01	5.64695D-01	5.26720D-01	4.47423D-01
20	5	3.65084D-01	3.37504D-02	2.16229D-02	2.35752D-02	1.19244D-02
29	5	8.07080D-01	4.95010D-04	3.00660D-04	1.17802D-02	4.69993D-02
34	5	5.88241D-02	4.06416D-02	5.56015D-02	7.04530D-02	8.25701D-02
39	5	9.13404D-02	9.51695D-02	8.00171D-02	7.45900D-02	6.61482D-02
44	5	5.61505D-02	4.35602D-02	3.33189D-02	2.35185D-02	3.43546D-02
49	3	1.80619D-02	1.32266D-02	3.67582D-03		
56	5	-2.53118D-05	-1.51164D-04	-2.64895D-04	-4.33975D-04	-4.21686D-04
61	5	-3.91365D-04	-3.47804D-04	-3.20432D-04	-3.06375D-04	-2.60251D-04
66	5	-2.64414D-04	-2.73179D-04	-2.85698D-04	-2.95009D-04	-3.06741D-04
71	5	-3.05691D-04	-1.92538D-04	-8.22304D-05	-4.87397D-05	-9.19944D-06
80	5	3.58087D-05	2.04293D-04	3.81445D-04	4.42817D-03	6.25311D-03
85	5	8.10561D-03	9.22411D-03	1.02569D-02	1.06902D-02	9.00914D-03
90	5	8.44303D-03	7.54272D-03	6.40675D-03	5.52622D-03	4.17565D-03
95	5	2.96627D-03	2.71724D-04	1.07890D-04	6.38882D-05	1.26237D-05
104	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
109	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
114	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
123	5	1.00000D+00	0.0	0.0	0.0	0.0
149	5	1.16343D-05	7.44838D-05	1.27122D-04	1.94591D-04	1.52307D-04
154	5	1.00075D-04	4.70923D-05	1.17705D-05	4.84914D-06	2.81485D-06
159	5	1.00817D-05	3.16125D-05	5.87522D-05	9.42741D-05	1.24965D-04
164	5	1.46409D-04	9.73560D-05	4.32767D-05	2.63023D-05	4.73327D-06
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	

-1

PCWINC	62	10	9			
5	5	6.77316D-02	1.39568D-01	1.17701D-01	1.62742D-01	2.06114D-01
10	5	2.42985D-01	2.75683D-01	4.00375D-01	4.10447D-01	3.48982D-01
15	5	3.36969D-01	3.16636D-01	2.88556D-01	1.71609D-01	1.43613D-01
20	5	1.13377D-01	8.33983D-02	5.93537D-02	6.98842D-02	3.70691D-02
29	5	4.02610D-01	1.32320D-03	1.17180D-03	4.81807D-03	1.92843D-02
34	5	2.36787D-02	3.97993D-02	5.85304D-02	7.78421D-02	9.28550D-02
39	5	1.04863D-01	1.10073D-01	9.28952D-02	8.67985D-02	7.69656D-02
44	5	6.44554D-02	5.13680D-02	3.77486D-02	2.55302D-02	1.54440D-02
49	3	8.49991D-03	6.65570D-03	1.89654D-03		
56	5	-8.44263D-06	-4.91450D-05	-8.51875D-05	-1.64489D-04	-2.30668D-04
61	5	-2.83927D-04	-3.21505D-04	-3.41939D-04	-3.49315D-04	-2.94865D-04
66	5	-2.81719D-04	-2.61372D-04	-2.35729D-04	-1.96498D-04	-1.56137D-04
71	5	-1.11547D-04	-6.14549D-05	-2.70060D-05	-1.61738D-05	-3.22416D-06
80	5	1.58231D-05	8.62029D-05	1.60279D-04	3.12993D-04	4.13965D-04
85	5	4.64540D-04	9.68413D-04	1.00158D-03	1.00540D-03	8.44490D-04
90	5	8.11675D-04	7.65484D-04	7.08277D-04	1.79591D-04	1.56823D-04
95	5	1.20082D-04	6.75199D-05	2.93010D-05	1.76785D-05	4.17798D-06
104	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
109	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
114	5	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00	1.00000D+00
123	5	1.00000D+00	0.0	0.0	0.0	0.0
149	5	4.26313D-06	2.91241D-05	5.08240D-05	9.57716D-05	1.30493D-04
154	5	1.56743D-04	1.72932D-04	1.79654D-04	1.81315D-04	1.52437D-04
159	5	1.45966D-04	1.36651D-04	1.25679D-04	1.03484D-04	8.39795D-05
164	5	6.17772D-05	3.51335D-05	1.57975D-05	9.44847D-06	1.64651D-06
191	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
29	1	1.47947D-01				
185	2	0.0	2.00000D+01			

-1

INPCHN	51	2	1
--------	----	---	---

49	5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
54	5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
59	1	0.0				
65	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
73	5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
78	5	0.0	0.0	0.0	0.0	0.0
83	1	0.0				
89	4	0.0	0.0	0.0	0.0	
97	5	3.00000D-01	1.60800D+01	1.60800D+01	8.02330D+00	8.02330D+00
102	5	8.02330D+00	8.02330D+00	8.02330D+00	8.02330D+00	8.02330D+00
107	5	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00
112	5	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	6.88000D+00	1.32100D+01
117	1	1.32100D+01				
128	1	5.00670D-01				
131	1	2.56000D-01				
133	1	2.80000D-01				
135	1	1.28640D-01				
25	1	5.24640D-01				
49	1	5.25000D-01				
73	1	5.80000D-01				
97	1	5.80000D-01				
128	1	3.20280D-01				
133	1	1.80000D-01				
135	1	1.65880D-01				
-1						
PMATCH	63	2	1			
-1						
PMATCH	63	3	2			
-1						
PMATCH	63	4	3			
-1						
PMATCH	63	5	4			
-1						
PMATCH	63	6	5			
-1						
PMATCH	63	7	6			
-1						
PMATCH	63	8	7			
-1						
PMATCH	63	9	8			
-1						
PMATCH	63	10	9			
5	2	1.05000D+00	1.50000D-02			
8	1	5.48000D+05				
25	3	4.73000D+00	6.00000D+02	1.00000D-02		
32	1	4.70000D-01				
36	2	5.00000D-02	5.00000D-02			
42	1	1.00000D+00				
44	3	1.50000D-02	5.00000D-03	5.00000D-03		
-1						
CCOLIN	64	2	1			
33	1	3.53059D+02				
-1						
CCOLIN	64	3	2			
33	1	3.25503D+02				
-1						
CCOLIN	64	4	3			
33	1	3.05804D+02				
38	1	1.96000D+00				

-1							
CCOLIN	64	5	4				
33	1	2.986000+02					
-1							
CCOLIN	64	6	5				
33	1	2.959950+02					
-1							
COOLIN	64	7	6				
33	1	2.856410+02					
-1							
COOLIN	64	8	7				
33	1	3.512470+02					
-1							
COOLIN	64	9	8				
33	1	3.037460+02					
-1							
COOLIN	64	10	9				
7	2	1.100000+02	1.500000+02				
22	3	3.610000+01	0.0	1.000000+06			
33	1	1.211910+02					
36	2	1.000000+00	1.000000+00				
-1							
GASVOD	65	2	1				
-1							
GASVOD	65	3	2				
-1							
GASVOD	65	4	3				
-1							
GASVOD	65	5	4				
-1							
GASVOD	65	6	5				
-1							
GASVOD	65	7	6				
-1							
GASVOD	65	8	7				
-1							
GASVOD	65	9	8				
-1							
GASVOD	65	10	9				
1	1	7.680000-01					
10	4	0.0	1.000000+00	0.0	0.0		
-1							
CLAZIN	66	2	1				
-1							
CLAZIN	66	3	2				
-1							
CLAZIN	66	4	3				
-1							
CLAZIN	66	5	4				
-1							
CLAZIN	66	6	5				
-1							
CLAZIN	66	7	6				
-1							
CLAZIN	66	8	7				
-1							
CLAZIN	66	9	8				
-1							
SLUMIN	67	2	1				

-1							
SLUMIN	67	3	2				
-1							
SLUMIN	67	4	3				
-1							
SLUMIN	67	5	4				
-1							
SLUMIN	67	6	5				
-1							
SLUMIN	67	7	6				
-1							
SLUMIN	67	8	7				
-1							
SLUMIN	67	9	8				
-1							
FCIIN	68	2	1				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	3.94670D+14		
-1							
FCIIN	68	3	2				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	3.93880D+14		
-1							
FCIIN	68	4	3				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	3.93010D+14		
-1							
FCIIN	68	5	4				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	3.90130D+14		
-1							
FCIIN	68	6	5				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	3.73750D+14		
-1							
FCIIN	68	7	6				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	2.70540D+14		
-1							
FCIIN	68	8	7				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	2.12360D+14		
-1							
FCIIN	68	9	8				
60	4	4.41000D+02	1.85200D+01	1.00000D-02	1.99690D+14		
-1							
ENDJOB	-1	0	0				

B.3 Änderungen in den Eingabedaten der Parameterfälle

Fall Eingabeänderungen

C Fall C verwendet die Parameter des erwarteten Störfallverlaufs, initiiert Brennstoffaufbrechen und Brennstabversagen, jedoch erst oberhalb Zentraltemperaturen von 3500 °C

INPCHN Block 51 Pos. 106 und 121 = 1
INPCHN Block 51 Pos. 107 = 0
POWINC Block 62 Pos. 173 = 3500.
POWINC Block 62 Pos. 174 = 2.0
FCIIN Block 68 Pos. 1 = 3500.

F7 Pessimistischer Fall zur Energetikeingrenzung

a) Die axiale Expansionsrückwirkung wurde vollständig vernachlässigt

POWINA Block 12 Pos. 91 = 0.0

b) SLUMPY Initiierung bei Brennstoffschmelzfraktion von 50 %

POWINC Block 62 Pos. 173 = 10000.

POWINC Block 62 Pos. 174 = 0.5

c) Vernachlässigung von Stahldampfdrücken nach der Vermischung von Brennstoff und Stahl

INPCHN Block 51 Pos. 112 = 1

d) Vernachlässigung der spaltgasgetriebenen Brennstoffdispersion in SLUMPY

SLUMIN Block 67 Pos. 14 = 0.0

e) Vernachlässigung des Einflusses der Na-Dampfdruckgradienten auf die Brennstoffbewegung

SLUMIN Block 67 Pos. 38 = 0.0

OPCIN Block 11 Pos. 22 = 0.0

f) Beschränkung auf eine Versagensgruppe in SAS/FCI

INPCHN Block 51 Pos. 120 = 1

FCIIN Block 68 Pos. 43 = 1.0

FCIIN Block 68 Pos. 44 und 45 = 0.0

Fall Eingabeänderungen

- F7 g) Schmelzfraktionsversagenskriterium von 50 % in
(Forts.) SAS/FCI (konsistent zu SLUMPY)
INPCHN Block 51 Pos. 121 = -1
FCIIN Block 68 Pos. 1 = 0.5
- h) Reduktion der Rißlänge auf 5 cm
FCIIN Block 68 Pos. 2 = 5.0
- i) Festlegung des Versagensdrucks in SAS/FCI auf 200 atm
FCIIN Block 68 Pos. 40 = 200.
- j) Verwendung eines Rißquerschnitts (Strömungsfläche im
Zentralkanal) von 0.1 cm^2
FCIIN Block 68 Pos. 37 = 0.1
- k) Vergrößerung der Trägheitslänge für die Brennstoff-
ejektion auf 50 cm
FCIIN Block 68 Pos. 10 = 50.
- l) Brennstoff/Natrium Wärmeübergang in SAS/FCI mit
instantaner Fragmentation in Partikel mit einem
Radius von 100 μ .
INPCHN Block 51 Pos. 126, 127, 132 und 133 = 1
INPCOM Block 1 Pos. 59 und 62 = 2
PMATCM Block 13 Pos. 1135, 1136, 1207 und 1208 = 1.0
PMATCM Block 13 Pos. 1171 und 1243 = 0.0
PMATCM Block 13 Pos. 1172 und 1244 = 100
FCIIN Block 68 Pos. 15 = $8.32 \times 10^8 \times$
FCIIN Block 68 Pos. 16 = $8.063 \times 10^8 \times$
-

Fall F8 Pessimistischer Grenzfall mit Einbeziehung der von SAS/FCI berechneten Brennstoffbewegungsrückwirkungen.

Eingabe identisch zu Fall F7, aber Rechnung ohne Überschreibung des Unterprogramms FBKFCI.

* Effektive Wärmeübergangskoeffizienten wurden aus den CRBR-Eingabedaten übernommen. Die Koeffizienten werden nur bei Eingaben zum Restart-Lauf in der obigen Einheit erg/s grd g-Br angegeben. Beim Startup-Lauf muß dagegen die Einheit W/grd g-Br = 10^7 erg/s grd g-Br verwendet werden.

B.4 Literatur zum Anhang B

- [B.1] R.Fröhlich et al.:
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300
Mark 1A-Reaktorkern"
KFK 2310 (1976)
- [B.2] Heinecke persönliche Mitteilung (24.8.77)
- [B.3] T.C.Chawla, H.K.Fauske:
"On the Incoherency in Subassembly Voiding in FTR and its
possible Effect on the Loss-of-Flow Accident Sequence"
TRANS, ANS 17 (1973), 285
- [B.4] T.G.Theofanos et al.:
"Incoherency Effects in Clad Relocation Dynamics for
LMFBR CDA Analysis"
Nucl. Eng. and Design 36, No.1 (1976), Seite 59
- [B.5] W.R.Bohl et al.:
"An Analysis of Transient Undercooling and Transient
Overpower Accidents Without Scram in the Clinch River
Breeder Reactor"
ANL/RAS 75-29 (1975)
- [B.6] M.G.Stevenson et al.:
"Report on the Analysis of the Initiating Phase of a
Loss-of-Flow (without scram) Accident in the FTR"
ANL/RAS 74-24
- [B.7] W.R.Bohl:
"SLUMPY: The SAS3A Fuel Motion Model for Loss-of-Flow"
ANL/RAS 74-18
- [B.8] D.H.Cho et al.:
"A Rate-Limited Model of Molten-Fuel/Coolant
Interactions: Model Development and Preliminary Calculations"
ANL-7919 (1972)

- [B.9] A.W.Cronenberg:
"A Thermohydrodynamic Model for Molten UO_2 -Na Interactions
During Disassembly of an LMFBR"
CONF-710302 (Vol.1), Idaho Falls, Idaho (1971)
- [B.10] H.U.Wider:
"An Improved Analysis of Fuel Motion During an Overpower
Excursion"
Thesis (1974) Northwestern University, Evanston, Illinois
- [B.11] W.R.Bohl et al.:
"An Analysis of the Unprotected Loss-of-Flow Accident in
the Clinch River Breeder Reactor with an End-of-Equilibrium-
Cycle Core"
ANL/RAS 77-15

Anhang C: Dokumentation der mit SAS3D simulierten Störfallverläufe

Die SAS3D-Simulation der erwarteten Phänomenologie beim Durchsatzstörfall und die Untersuchungen zur Energetikeingrenzung, die in den Abschnitten 4.3 und 4.4 bereits kurz vorgestellt wurden, sollen in diesem Anhang anhand von Bildern und Tabellen ausführlicher dargestellt werden. Neben der Dokumentation von Ergebnissen ist es gleichzeitig auch das Ziel dieser Darstellung, die komplizierten Wechselwirkungen zwischen den verschiedenen in SAS beschriebenen Phänomenen aufzuzeigen, um die Möglichkeiten und Grenzen dieses Systems bei der Modellierung derart komplexer Störfallabläufe besser verständlich zu machen. Die wichtigsten Abläufe und integralen Ergebnisse aller Störfallsimulationen sind in Tabelle C.1 gegenübergestellt.

Diskutiert wird in Abschnitt C.1 zunächst der erwartete Störfallverlauf. Er wird strukturiert nach den in Abschnitt 2 eingeführten 3 charakteristischen Störfallphasen (konstante Leistungsphase, Exkursionsphase und Aufbrechphase) dargestellt. Daran schließt sich die Diskussion des Falls C an, bei der auch auf spezifische Probleme bei der Beschreibung der Brennstoffbewegung nach vorausgegangenen kurzzeitigen Hüllrohrverschiebungen eingegangen wird. In Abschnitt C.2 werden dann die simulierten Verläufe F 7 und F 8 zur Energetikeingrenzung wiederum aufgegliedert nach den 3 Störfallphasen erläutert.

TABELLE C 1 GEGENÜBERSTELLUNG DER ABLÄUFE VERSCHIEDENER DURCHSATZSTÖRFALLSIMULATIONEN MIT SAS 3D FÜR DEN MARK 1A EOL-KERN

			FALL E	FALL C	FALL F7	FALL F8				
SIEDEBEGINN	ZEIT	SEC	8,3664		7,806					
	NORMIERTE LEISTUNG	-	0,813		0,931					
	NETTO-REAKTIVITÄT	β	-0,141		-0,052					
	MAX. BRENNSTOFFTEMP.	°C	1758		1856					
	MAX. HÜLLROHRTEMP.	°C	973		974					
	DRUCK IM EINTRITTS- PLENUM	ATM	2,42		2,46					
	SIEDESEQUENZ	-	/4/5/3/6/8/1/7/2/9/		/4/5/3/6/8/1/7/2/9/					
ERSTES HÜLL- ROHRSCHEMEL- ZEN	ZEIT	SEC	11,082		MAX. HÜLLROHRTEMP. BEI SLUMPINGBEGINN: 1290 C					
	ORT (KANAL)	%AKT.L.	62 (4)							
	NORMIERTE LEISTUNG	-	15,54							
ERSTES BRENN- STOFFSCHEMEL- ZEN	ZEIT	SEC	11,1		9,899					
	ORT (KANAL)	%AKT.L.	55 (1)		55 (1)					
	NORMIERTE LEISTUNG	-	18,0		80					
BEGINN VON SEP. HÜLL- ROHRBEWE- GUNG	ZEIT	-	X		11,285					
	ORT	%AKT.L.			62					
	NORMIERTE LEISTUNG	-			24,8					
	SEQUENZ	-			/4/3/8/5/1/					
SLUMPING- BEGINN (AUF- BRECHEN IM GEVOIDETEN KANAL)	ZEIT	SEC	11,257		11,356		9,919			
	NORMIERTE LEISTUNG	-	22,3		23,58		151			
	NETTO REAKT.+RAMPE	$\beta \cdot s^{-1}$	0,841	-0,13	0,827	4,78	0,989	2,37		
	VOID REAKT.+RAMPE	$\beta \cdot s^{-1}$	3,24	1,57	3,06	-5,80	1,989	11,30		
	DOPPLER REAKT.+RAMPE	$\beta \cdot s^{-1}$	-0,878	-0,41	-0,946	-0,73	-1,000	-8,93		
	EXP. REAKT.+RAMPE	$\beta \cdot s^{-1}$	-1,52	-1,30	-1,54	-0,74	-	-		
	HÜLLROHRREAKT.+RAMPE	$\beta \cdot s^{-1}$	-	-	0,25	12,04	-	-		
	SLUMPINGSEQUENZ	-	/1/8,4/3/2/5/6/7/		/1/8/2/3/4/6/5/7/		/1/8/3/4/5/6/			
BRENNSTAB- VERSAGEN MIT BNR	ZEIT	SEC	11,262		X		9,922			
	NORMIERTE LEISTUNG	-	19,76				182			
	NETTO REAKT.+RAMPE	$\beta \cdot s^{-1}$	0,812	-5,7			0,991		0,54	
	VERSAGENSSEQUENZ	-	/9/				/2/7/9/			
INTEGRALE ERGEBNISSE	MAX. NETTO-REAKTIV.	β	0,89		0,90		1,050		1,041	
	MIN. REAKTORPERIODE	MS	50		18		2,7		3,2	
	MAX. NORMIERTE LEIST.	-	25		44		1535		1500	
	TREIBENDE RAMPE ⁺ (BEI P _{MAX})	$\beta \cdot s^{-1}$	7 (3)		7 (-4)		80 (-15)		80 (39)	
	MAX. BRENNSTOFF/ STAHLTEMPERATUR	°C	2704 2470		3512 3432		4955 1420		5062 1346	
	MAX. DRUCK	ATM	6		14,4		74		91	
	ENERGIE D. GESCHM. BRENNSTOFFS	MJ	6		1835		5880		6136	
	MASSE D. GESCHM. BRENNSTOFFS	KG	46 (< 1%)		4522 (68 %)		6440 (98%)		6482 (99%)	

⁺SUMME AUS VOID, BRENNSTOFF- UND HÜLLROHRRÜCKWIRKUNG

C.1 Störfallverlauf bei Simulation der erwarteten Phänomenologie (Fälle E+C)

Der mit den Parametern aus Anhang B.2 berechnete Referenzdurchsatzstörfall führt zu dem in Bild C.1 angegebenen Verlauf von Leistung und Netto-Reaktivität. Der errechnete Ereignisablauf ist in Tabelle C.2 zusammengestellt. Der Leistungsverlauf, der den Motor für die ganzen Abläufe bildet, wird durch die in Abschnitt 2 diskutierten Phänomene bestimmt. Der Störfallablauf läßt sich in die schon früher eingeführten 3 Phasen unterteilen, die Phase 1 mit konstanter Leistung, die Exkursionsphase 2, in der das Kühlmittel aus dem Kernbereich verdrängt wird und die Phase 3, die durch die Vorgänge nach dem Brennstoffaufbrechen bestimmt wird. Die nachfolgende Diskussion der SAS-Ergebnisse für diesen Störfallablauf erfolgt im wesentlichen in einer Strukturierung entsprechend dieser 3 Phasen, die in Bild C.1 eingetragen sind. Nach der Diskussion des Referenzfalls werden die Änderungen herausgestellt, die in diesem Ablauf bei Annahme einer höheren Versagensschwelle (Fall C) entstehen.

1. Störfalleinleitung und Anfangsphase mit konstanter Leistung

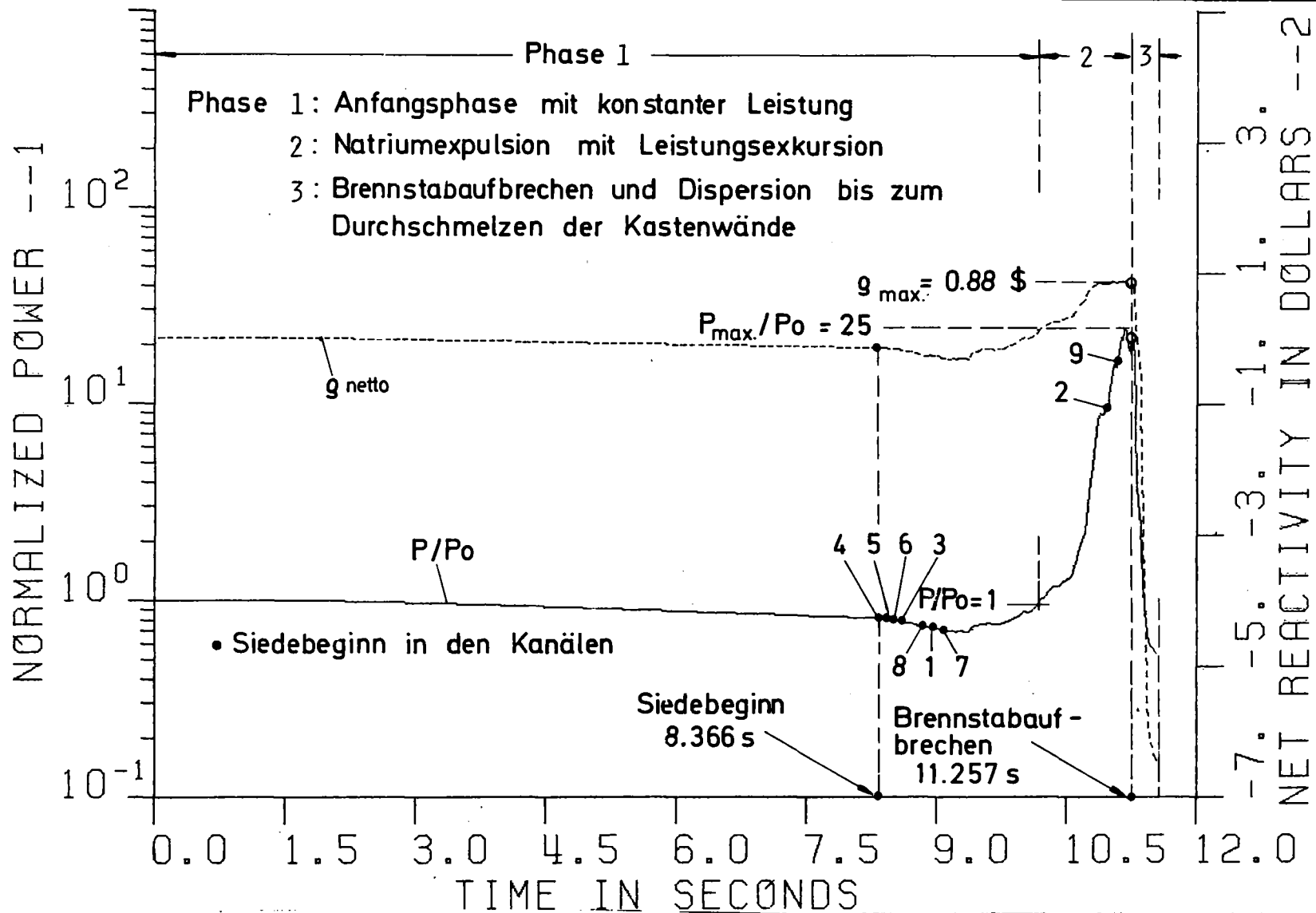
Der Durchsatzstörfall wird durch einen raschen Abfall der Pumpenförderhöhe nach der in Anhang A.2 angegebenen Zeitfunktion eingeleitet. Die durch den Druckabfall entstehende Durchsatzreduktion wird unter Berücksichtigung der Kreislaufträgheit berechnet. Die berechnete zeitliche Druckänderung im Eintrittsplenium, die bei den früheren Simulationen ohne Kreislaufmodell vorzugeben war, ist in Bild C.2 aufgetragen. Die Druckdifferenz zwischen den Eintritts- und Austrittsstutzen bestimmt die transiente Durchsatzreduktion im Kernbereich, die für die zuerst und zuletzt auf siedenden Kanäle 4 und 9 in Bild C.3 angegeben ist. Eine Halbierung des Druckabfalls über das Core tritt etwa 1.9 sec nach Unfallbeginn ein, eine Halbierung des Durchsatzes nach etwa 3 sec.

Sieden beginnt nach 8.366 sec am Ende der aktiven Zone im Kanal 4, dem Kanal mit dem stationär höchsten Leistungs/Durchsatzverhältnis. Der Restdurchsatz beträgt dabei 20% und stimmt mit dem Verhältnis der Aufheizspannen am Anfang und bei Siedebeginn überein, das dafür in einer quasistationären Näherung angegeben werden kann. Während der Durchsatzreduktion kommt es insbesondere außen zu einer Erwärmung der Brennstäbe und die resultierenden negativen axialen Expansions- und Dopplerrückwirkungen führen zu einer langsamen Abnahme der Leistung. Bei Siedebeginn liegt sie um ca. 19% unter dem Betriebs-

TABELLE C 2: EREIGNISABLAUF BEIM REFERENZFALL E

KANAL (BÜNDELANZAHL)	REL. LEISTUNG (LEISTUNG/DURCHSATZ)	SIEDEBEGINN S	HÜLLROHRSCHELZEN S	BRENNSTOFFBEWEGUNG S	VERSAGEN MIT BNR S
1 (7)	1.098 (0.984)	9.022	11.149	11.257	-
2 (9)	1.078 (0.967)	10.976	(1209°C) ⁺	11.612	-
3 (15)	1.058 (1.029)	8.700	11.124	11.266	-
4 (18)	1.039 (1.075)	8.366	11.082	11.263	-
5 (24)	1.007 (1.067)	8.535	11.119	11.276	-
6 (18)	0.989 (1.058)	8.666	11.179	11.279	-
7 (18)	0.939 (1.041)	9.119	11.262	11.612	-
8 (42)	1.088 (0.980)	8.968	11.134	11.262	-
9 (48)	0.886 (0.923)	11.090	(1142°C) ⁺	-	11.262

⁺MAXIMALE HÜLLROHRTEMPERATUR BEI EINSETZEN VON BRENNSTOFFBEWEGUNG BZW. VERSAGEN MIT BNR



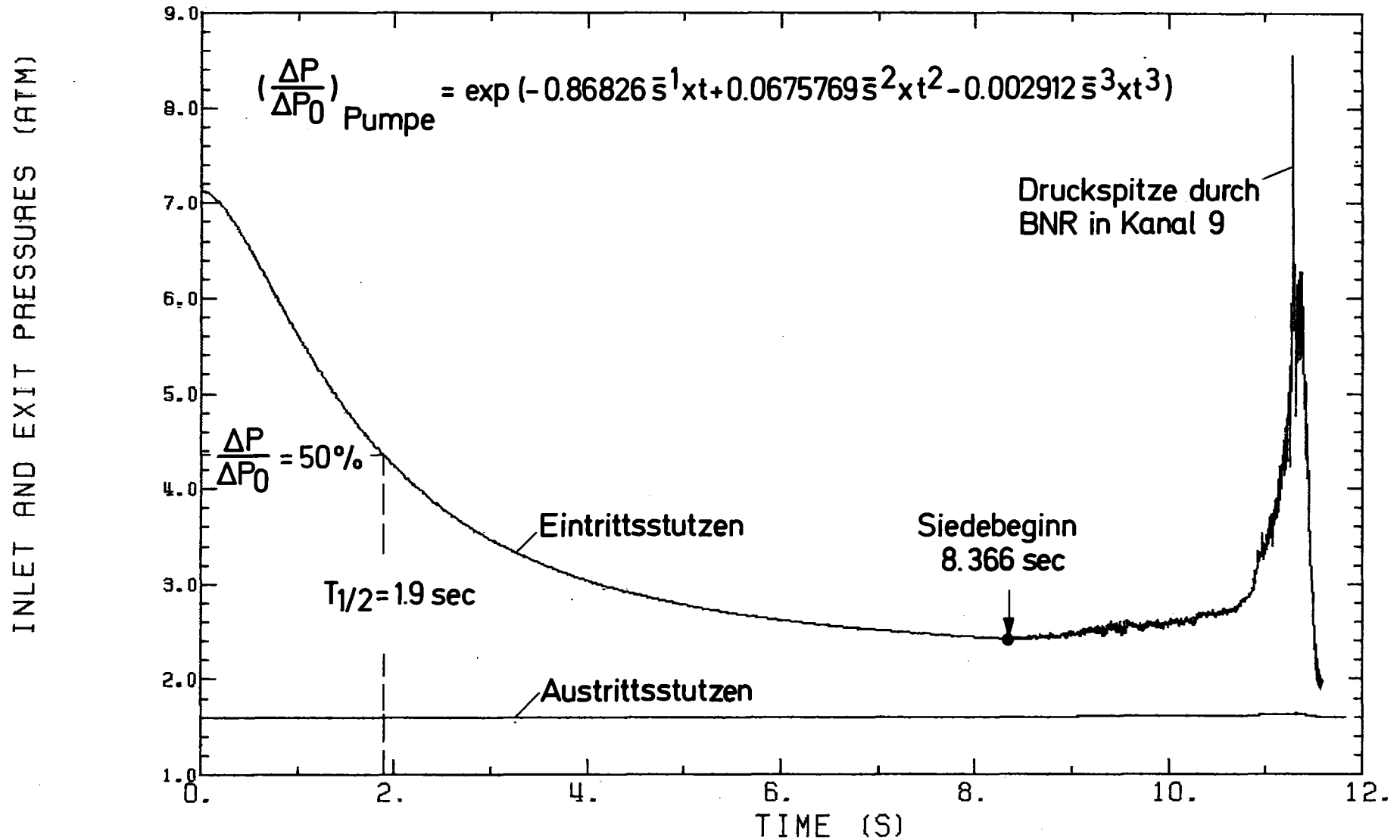
-5-

GfK
IRE

Leistung und Netto Reaktivität beim Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern mit Eintragung der charakteristischen Störfallphasen

BILD C.1

PRIMAR PLOT FALL E NEUES MIXING PLENUM



-90-

BILD C.2: DRUCKVERLAUFE AN DEN EIN- UND AUSTRITTSSTUTZEN DER KÜHLMITTELEITUNGEN BEI HYDRAULISCHER KOPPLUNG DER KANÄLE IM SAS3D PRIMÄRKREISMODELL FÜR DEN DURCHSATZSTÖRFALL E IM MARKIA EOL KERN

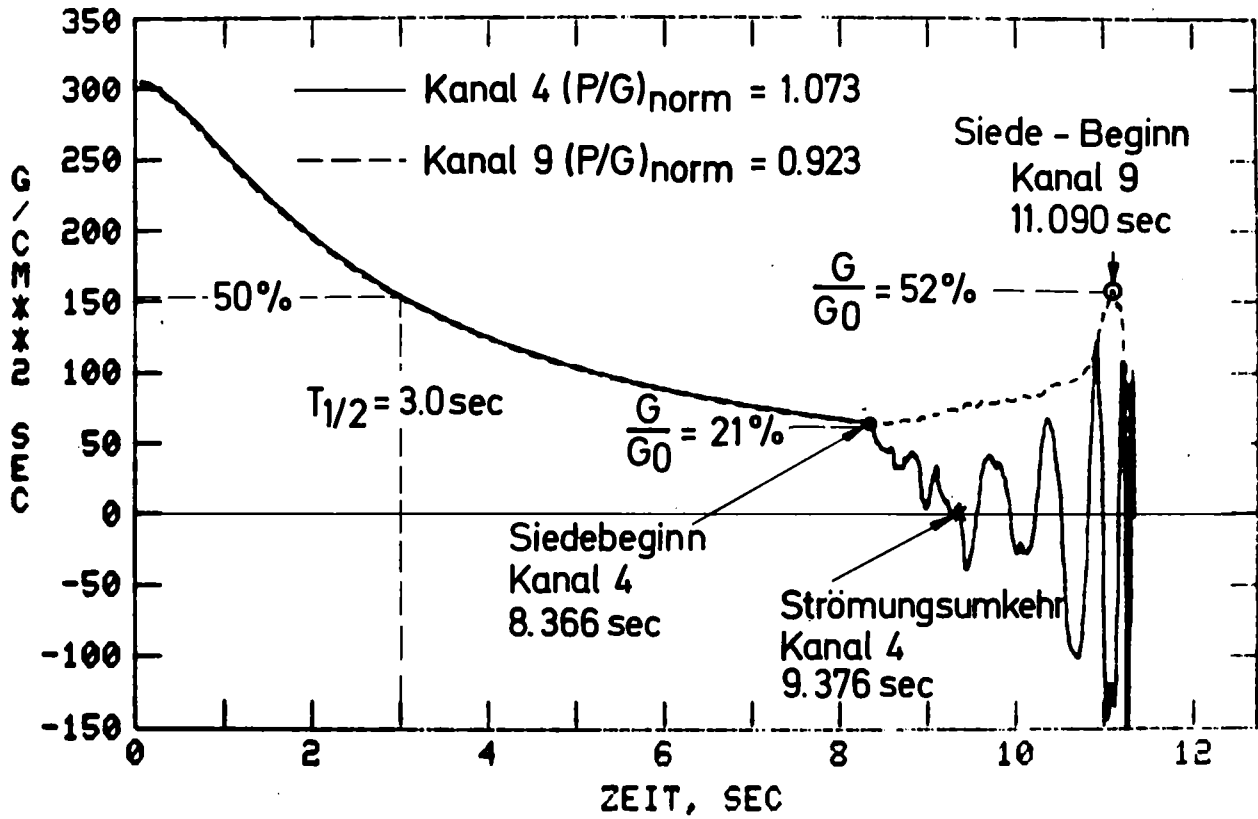


BILD C.3: FALL E DURCHSATZREDUKTION UND STRÖMUNGSUMVERTEILUNG AM EINTRITT DURCH DEN DRUCKAUFBAU NACH SIEDEBEGINN UND DIE HYDRAULISCHE KOPPLUNG

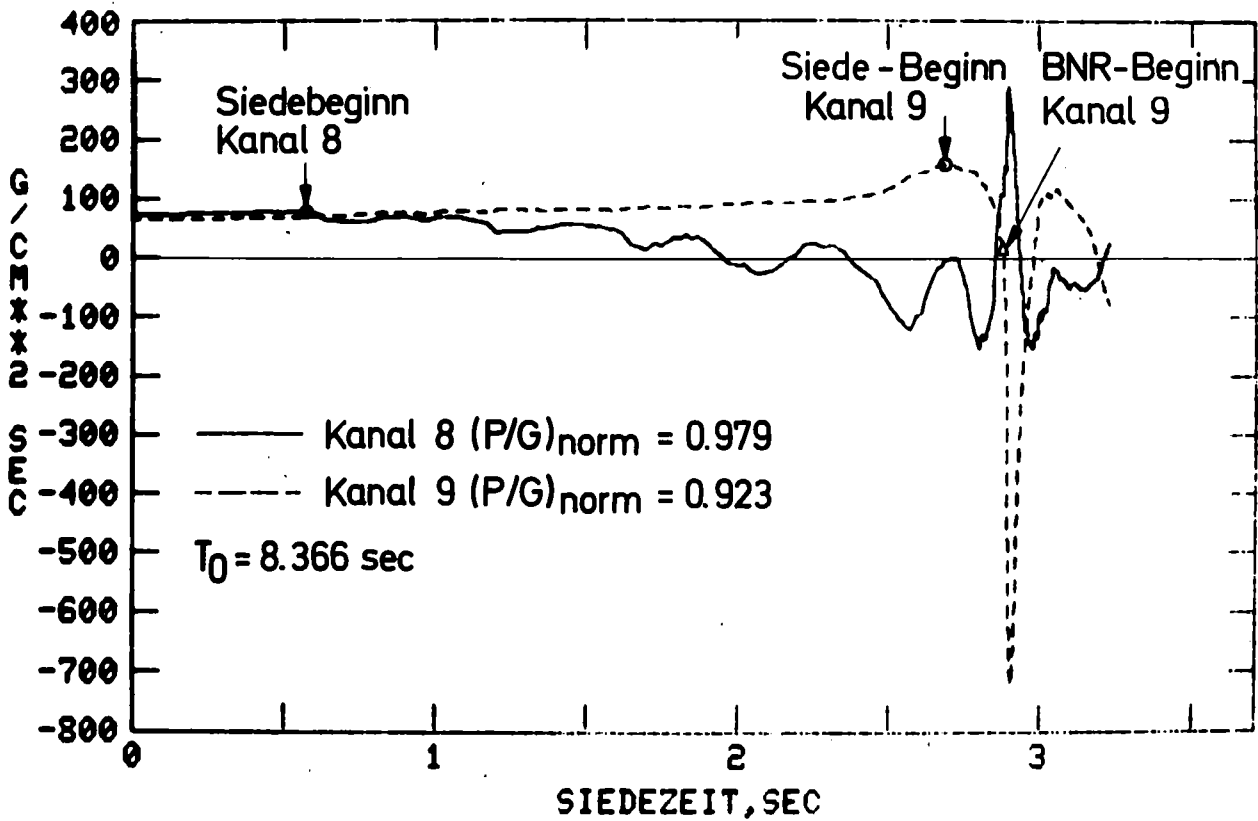


BILD C.4: EINFLUSS DES BNR DRUCKAUFBAUS IM KANAL 9 AUF DIE EINTRITTSSTRÖMUNG IM LEITKANAL 8 BEIM DURCHSATZSTÖRFALL E

wert (Tab. C.1). Die Siedesequenz ist anfangs sehr dicht und folgt dem kanal-abhängigen Leistungs/Durchsatzverhältnis. Später wird sie stärker durch die Leistung bestimmt. Einige Elemente (Kanal 2 und 9) werden während des Durchsatzstörfalls durch die vom Primärkreismodell berechneten Strömungsumverteilungen zwischenzeitlich noch einmal verstärkt gekühlt. In diesen überkühlten Elementen wird Sieden daher erst vergleichsweise spät initiiert.

Die anfänglichen Siedephase bis zum Einsetzen von Strömungsumkehr dauert im Kanal 4 ca. 1 sec (Bild C.3). Dabei kommt es zur Bildung zahlreicher Blasen, die sich in den oberen Brutmantel und Mischraumbereich ausdehnen. Die dominanten Vorgänge in dieser Phase wurden bereits an anderer Stelle ausführlich diskutiert /C.1/. Die Dampfströmung in den Blasen kondensiert an den sich rasch vergrößernden Kondensationsflächen oberhalb des Cores. Da die beheizten Oberflächen anfänglich klein sind, kann die Verdampfungsleistung den Kondensationsstrom schon bald nicht mehr aufwiegen; der Druck sinkt ab und es kommt zur Bildung weiterer Blasen, die die höherliegenden Blasen aus der beheizten Zone herausdrücken und schließlich kollabieren. Das Zeitintegral des Dampfdrucks der untersten Blase verlangsamt den Restdurchsatz. Die Blasen, die anfangs am oberen Corerand gebildet werden, entstehen dadurch mehr und mehr im aktiven Bereich und haben höhere Drücke bedingt durch die stärkere Verdampfungsleistung. Der erhöhte Druck führt schließlich zur Strömungsumkehr und drückt das Natrium nach unten aus dem Corebereich.

Verglichen mit den früheren CAPRI-Untersuchungen des Durchsatzstörfalls /C.1/ erstreckt sich die anfängliche Siedephase vor der Strömungsumkehr in der SAS-Beschreibung fast über den doppelten Zeitbereich; in den später auf-siedenden Kanälen sind die Unterschiede noch stärker. Dadurch verzögert sich der Beginn der Expulsionsphase und das Einsetzen der Leistungsexkursion nach Siedebeginn. Für die längere Anfangsphase lassen sich drei Gründe anführen: das in SAS verwendete dynamische Filmbewegungsmodell, die verwendete Druckverlustkorrelation für die Natriumdampfströmung in der Blase und in den später siedenden Kanälen auch die Primärkreiskopplung. Die hohen Dampfschwindigkeiten oberhalb des Cores üben eine Schubspannungswirkung auf den Restfilm aus, der bei der Blasenbildung auf den Oberflächen des gevoideten Bereichs zurückbleibt. Der Effekt wird im Unterschied zu CAPRI in dem dynamischen Filmbewegungsmodell des SAS-Codes simuliert und führt zu einer Verdünnung, zeitweise auch zu einem vollständigen Abreißen und Austrocknen dieses Films im Brutmantelbereich. Dadurch verringert sich der Druckverlust in der Dampfströmung und es kommt zu einem stärkeren axialen Druckausgleich in der Blase.

Die Druckverlustkorrelation für die Dampfströmung in SAS verwenden im laminaren Bereich den Reibbeiwert $64/Re$. Bei den alten CAPRI-Rechnungen wurde dagegen von Anfang an mit den stärkeren Druckverlusten aus der Wallis-Beziehung gerechnet /C.2/, die SAS erst im turbulenten Bereich bei $Re > 2100$ anwendet.⁺⁾ Die hydraulische Kopplung der Kanäle im Primärkreismodell führt nach der Strömungsumkehr zu einer Druckerhöhung im Eintrittsplenum, die die Strömungsumkehr in den später auf siedenden Kanälen zusätzlich verzögert.

2. Die Natriumexpulsionsphase

Das Aufvoiden der oberen Blanketbereiche mit negativen Voidkoeffizienten in der anfänglichen Siedephase verringert die Leistung nach Siedebeginn zunächst weiter bis auf ca. 70% des Betriebswerts. Nach der Strömungsumkehr führt die Kühlmittlexpulsion in den Kanälen 4 und 5 jedoch rasch zu **positiven** Rückwirkungen, so daß die Leistung etwa 1.8 sec nach Siedebeginn ihren Ausgangswert wieder erreicht. Dieser Zeitpunkt wird als Beginn der Phase 2, der Natriumexpulsions- und Exkursionsphase, angesehen, die in Bild C.1 eingetragen ist.

2.1 Strömungsunterverteilungen bei der Kühlmittlexpulsion

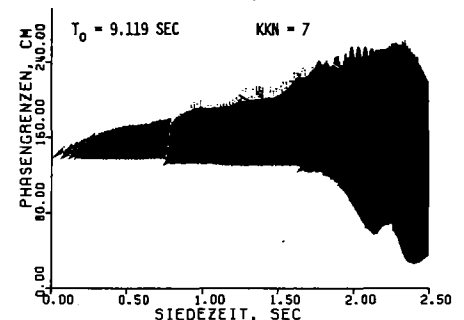
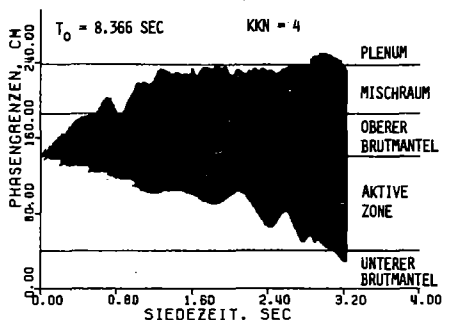
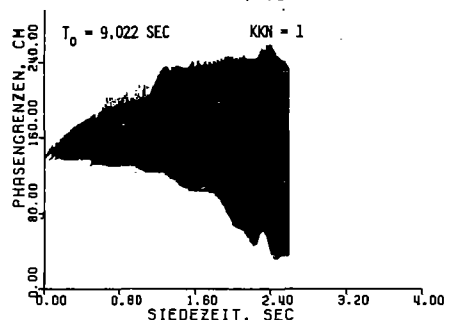
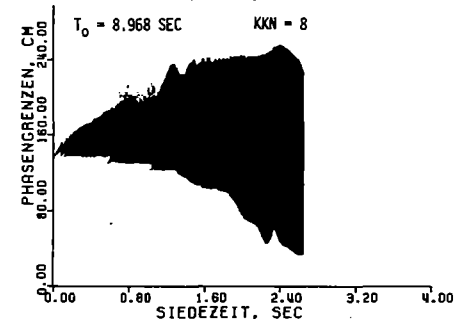
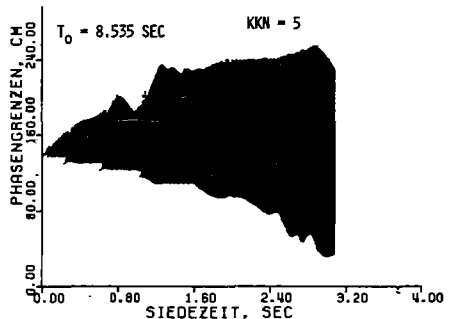
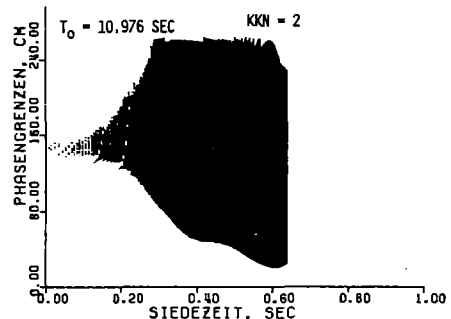
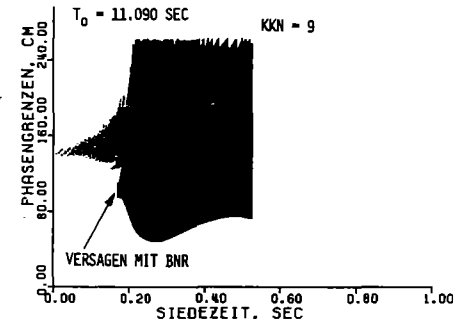
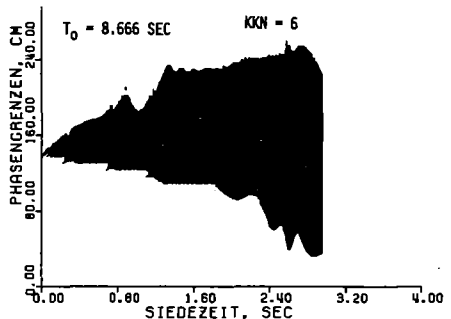
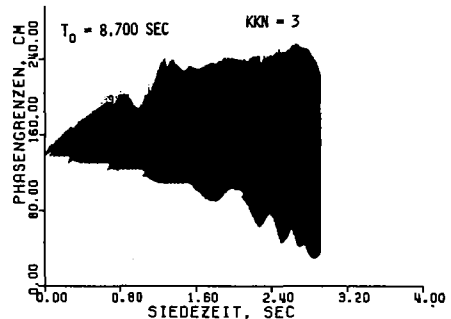
Die Kühlmittlexpulsion nach unten aus dem Kern hat eine Strömungsumverteilung im Eintrittsplenum zur Folge, die im PRIMAR-Modell unter voller Berücksichtigung der Kreislaufträgheit berechnet wird. Daraus resultiert ein Druckanstieg im Eintrittsplenum (Bild C.2), der den Natriumdurchsatz durch die nicht gevoideten Kanäle anhebt und den im Innern des Kerns schon stattfindenden Natriumexpulsionen einen Widerstand entgegensetzt. Der Plenumsdruck wird dabei nicht nur von der Kohärenz des Expulsionsvorganges, sondern auch stark vom Dampfdruckaufbau und damit von der Verdampfungsrate des Restfilms im Innern der Blasen bestimmt. Er steigt daher mit der beim Voidvorgang induzierten Leistungsexkursion an. Bei Siedebeginn liegt der Ein-

^{+) Inzwischen wurde das für die CAPRI-Rechnungen verwendete BLOW-3 Siedemodell stark verbessert. In dem neuen Modell BLOW-3A /C.3/ wird die Filmbewegung berücksichtigt und der Druckverlust nach Lockhard-Martinelli bestimmt, wobei ebenfalls nach laminaren und turbulenten Strömungsverhältnissen abgefragt wird. Rechnungen mit diesem verbesserten Modell führen auch zu einer stark verlängerten Siedephase vor der Strömungsumkehr und bestätigen die Tendenz der SAS-Ergebnisse.}

Eintrittsdruck bei 2.2 atm und entspricht praktisch dem durch den statischen Druck der Natriumsäule (0.62 atm) erhöhten Austrittsdruck, d.h. die Pumpenförderhöhe ist inzwischen fast auf den Wert Null abgesunken. Danach nimmt er allein durch die Siedeexpulsion bis auf 6 atm zu. Das erhöht den Durchsatz im äußersten Kanal 9 nach Absinken auf 20% des Nennwertes noch einmal bis auf über 50% (Bild C.4), so daß der Siedebeginn dort zeitlich stark verschoben wird. Der gleichzeitig stattfindende rasche Leistungsanstieg erzeugt dadurch noch vor dem Aufvoiden der inneren Kernbereiche dieses Kanals Brennstabversagen und BNR. Durch die Brennstoff-Natriumreaktion, deren Ergebnisse im Punkt 2.3 noch ausführlicher betrachtet werden, entsteht ein Druckpeak, der sich auf das Eintrittsplenum überträgt (Bild C.2) und das nach unten austreibende Kühlmittel in den anderen Kanälen abbremst bzw. wieder in den Kernbereich zurückdrängt. Bild C.4 zeigt den kurzzeitigen Reentryvorgang im Kanal 8 und seinen zeitlichen Zusammenhang mit der im Kanal 9 durch den BNR-Druckaufbau rasch einsetzenden Kühlmittlexpulsion. Nach der Abnahme der Verdampfungsleistung durch Dispersionsvorgänge in den früh auf siedenden Kanälen kann der hohe Druck im Eintrittsplenum jedoch nicht mehr aufrechterhalten werden. Die Strömung durch den radialen Brutmantel und den Bypasskanal, die insgesamt ca. 18% des stationären Durchsatzes ausmacht, führt dann zu der in Bild C.2 gezeigten raschen Druckentlastung im Eintrittsplenum.

2.2 Voidvorgänge durch Sieden

Die berechneten zeitlichen Voidvorgänge in den verschiedenen Kanälen sind in Bild C.5 gegenübergestellt. Die Zeitskalen beziehen sich dabei immer auf den jeweiligen Siedebeginn. Die Einflüsse durch den Druckaufbau im Eintrittsplenum (Bild C.2) sind darin deutlich zu erkennen. Der Reentry-Puls durch den BNR-Druckpeak tritt gleichzeitig in vielen Kanälen auf (ca. 0,3 sec vor Ende der Simulation). Die Strömungsumkehr in Kanal 7 ist durch die Primärkreis-kopplung zeitlich stark verschoben und tritt erst auf einem höheren Leistungsniveau ein. Die Kühlmittlexpulsion erfolgt bei der Primärkreis-kopplung, insbesondere in den früh auf siedenden Kanälen 3 bis 6 anders als bei den CAPRI-Rechnungen auch nach Strömungsumkehr pulsationsartig. Lokales Dryout in den Blasen dieser Kanäle verlangsamen ein Anwachsen des Blasendrucks mit der Leistung. Ein Zurückbleiben hinter dem Plenumsdruck, der durch die stärkeren Dampfdrücke in den später bei höherer Leistung auf siedenden Kanälen bestimmt wird, verlangsamt die Expulsion und kann schon früh zu Reentry- und Wiederbenetzungsvorgängen führen, die stärkere Pulsationen in den Voidrückwirkungen zur Folge haben.



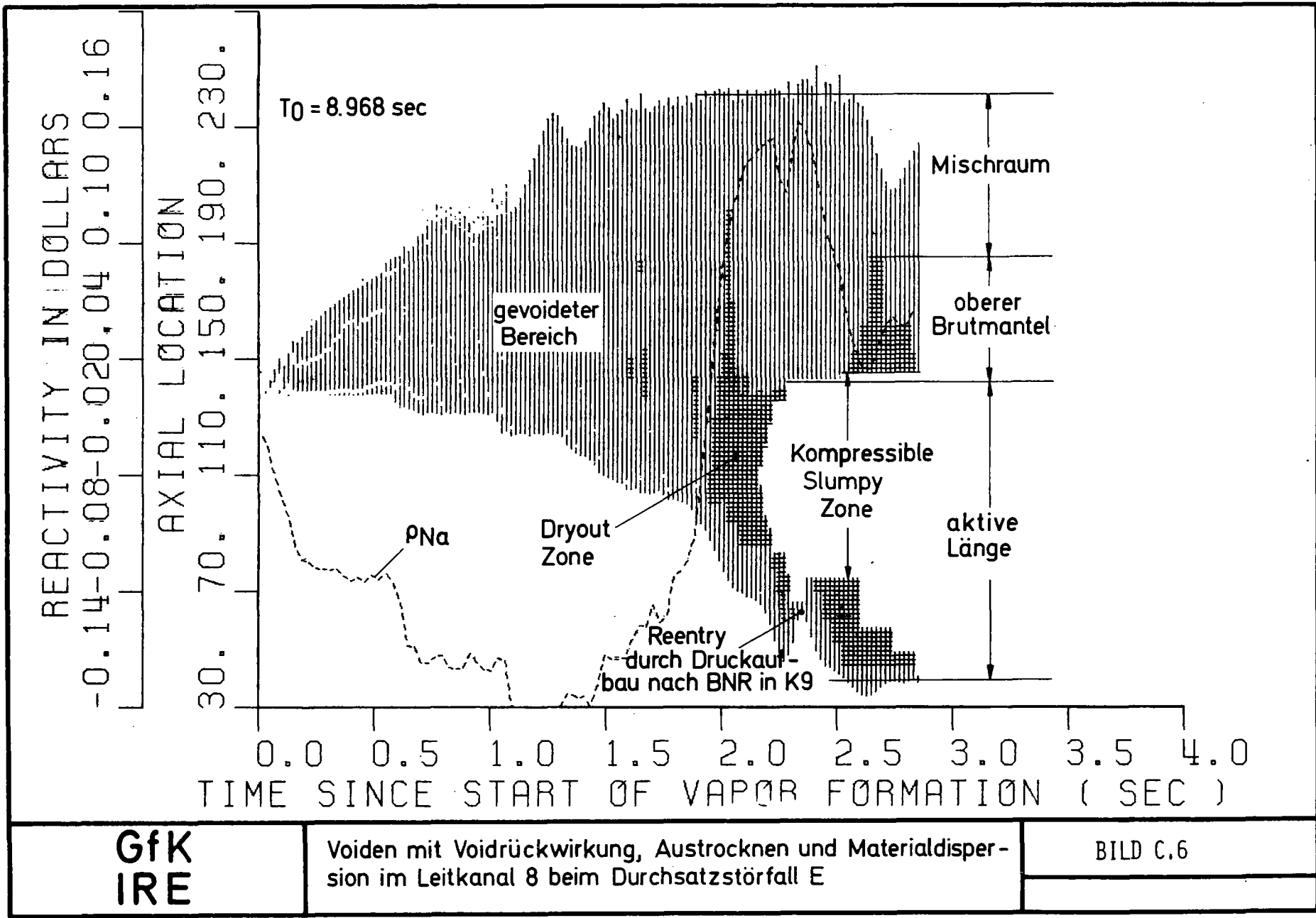
GfK
IRE

Voidvorgänge durch Sieden und BNR beim Durchsatzstörfall E (100% Expansionsrückwirkung)

BILD C.5

Die Pulsationen erschweren eine Bestimmung der mittleren Expulsionsgeschwindigkeit; diese ist jedoch generell in den später aufsiedenden Kanälen höher, obwohl ein durch die Leistungsexkursion verstärkter autokatalytischer Expulsionseffekt nach der Wiederbenetzung auch in den früh aufsiedenden Kanälen erkennbar ist. Durch den Gegendruck begrenzt die hydraulische Kopplung die Voidgeschwindigkeiten gegenüber den früheren Rechnungen jedoch generell auf niedrigere maximale Werte.

Bild C.6 zeigt detaillierte Siedeergebnisse für den Kanal 8, der durch seine hohe Bündelzahl und Leistung nach dem Sieden die Rolle eines die weiteren Abläufe bestimmenden Leitkanals übernimmt. Strömungsumkehr findet in diesem Kanal 1.37 sec nach Siedebeginn statt, der rasche Anstieg der Verdampfungsrates auf den beheizten Oberflächen erhöht die Dampfgeschwindigkeiten, die 1.7 sec nach Siedebeginn an der Unterkante des oberen Brutmantels kurzzeitig zu einer Abstreifung des Flüssigkeitsfilms führen. Dryout im Kernbereich tritt erstmals 1.95 sec nach Siedebeginn auf und breitet sich durch die Wirkung der Dampfströmung in den oberen Brutmantel aus. Bei der durch den Leistungsanstieg verstärkten Dampfbildung im Core-Inneren kommt es oben jedoch rasch wieder zu Kondensationen, die erneut zum Aufbau eines Flüssigkeitsfilms im Brutmantel führen. Im Corebereich bleibt der ausgetrocknete Zustand dagegen erhalten. Die Voidrückwirkung dieses Kanals, die mit in Bild C.6 eingetragen ist, zeigt beim Voiden des Blankets und oberen Corebereichs eine Annahme, die bei diesem außen liegenden Kanal, verglichen mit den anderen Kanälen relativ stark ist. Die gezeigten Oszillationen entstehen durch die gegenläufigen Reaktivitätseffekte bei der Bewegung der Flüssigkeitskolben zwischen den zahlreichen Blasen, die sich in dieser Phase bilden. Beim Voiden der inneren Corebereiche kommt es nach Strömungsumkehr zu dem gezeigten Reaktivitätsanstieg, der mit 1.25%/s, verglichen mit den anderen Kanälen jedoch klein ist und im unteren Corebereich rasch wieder abnimmt. Der erwähnte Druckpeak im Eintrittsplenum führt zu der kurzzeitigen Oszillation der unteren Phasengrenzfläche. Durch die Wiederbenetzung erzeugt sie einen Dampfpuls, der die zu diesem Zeitpunkt schon stattfindenden Brennstoffbewegungen stark beeinflusst. Nach dem Austreiben über weite Kernbereiche in praktisch schon abgeschaltetem Zustand sinkt der Druck in der Blase ab und es kommt zum Natriumwiedereintritt von oben und unten. Der Wiedereintritt wird jedoch durch die erneuten Druckpulse bei der Oszillation der Phasengrenze an der Core-Unterkante (Chugging) begrenzt.

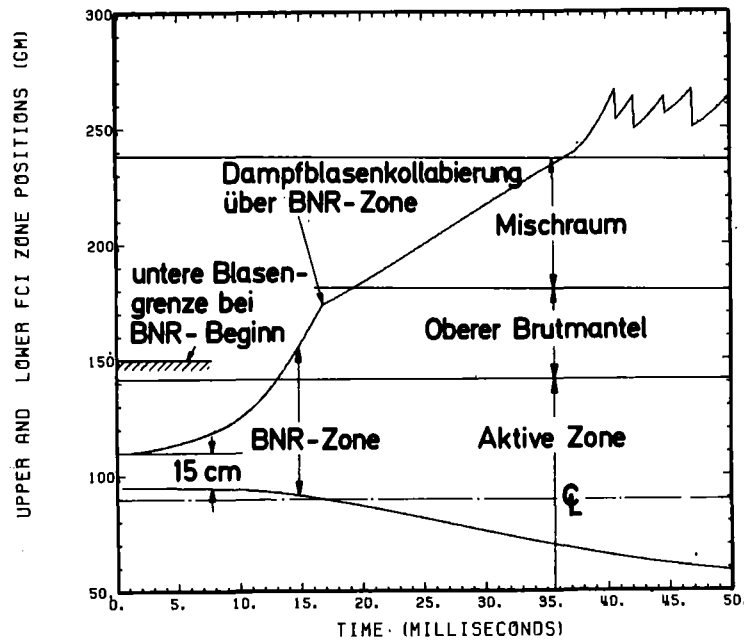
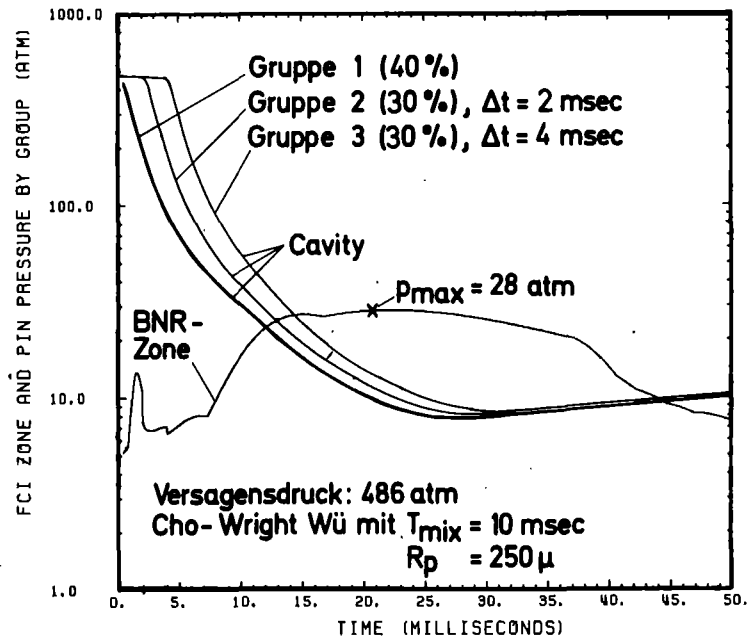


2.3 Voidvorgänge durch BNR im Kanal 9

Durch die Strömungsverteilung setzt Sieden im Kanal 9 erst relativ spät ein und die zu diesem Zeitpunkt bereits stattfindende Leistungsexkursion führt schon vor dem Aufvoiden zum Schmelzen des stark gashaltigen Brennstoffs in diesem Kanal. Das Berstspannungskriterium führt daher 0.172 sec nach Siedebeginn bei ca. 63% aktiver Länge zum Brennstabversagen und initiiert eine BNR. Bild C.5 verdeutlicht die relative Lage der Rißzone zu dem im oberen Brutmantelbereich durch Siedevorgänge schon weitgehend aufgevoideten Kanal. Die Hüllrohrtemperatur an der Versagensstelle beträgt 1140°C . Der starke Gasgehalt und der kleine Zentralkanal des Brennstoffs führen schon bei der relativ niedrigen Schmelzfraktion von 22% zu einem genügend hohen Druckaufbau im Zentralkanal von 490 atm, der bei der hohen Hüllrohrtemperatur zum Versagen der Hülle ausreicht. Bis zum Versagen wurden etwa 28% des Gasgehalts im Brennstoff nach dem FRASPAR-Modell freigesetzt.

Die berechneten Druckverläufe in der BNR-Zone und im Zentralkanal, die den Ausspritzprozeß steuern, und die durch den BNR-Druck erzeugte Expansion der Reaktionszone nach dem Versagen sind in Bild C.7 dargestellt. Die Natriumsäule zwischen BNR- und Siedezone ist nur 40 cm lang und kann dem nach dem Versagen einsetzenden Ausspritzprozeß keinen großen Trägheitswiderstand entgegensetzen. Der gezeigte erste Druckpuls in der BNR-Zone, der in noch einphasigem Natrium durch den Verdrängungseffekt des ausgespritzten Materials entsteht, ist daher verglichen mit der Situation in einem vollkommen ungevoideten Kanal niedrig. Beim Ausspritzprozeß gelangen Brennstoff und Spaltgas entsprechend ihrem transienten Cavity-Volumenanteil in den Kühlkanal. Die Natriumaufheizung durch den ausgespritzten Brennstoff führt etwa 8 msec nach dem Versagen zu Sättigungsbedingungen. Der Druck in der BNR-Zone ist danach direkt durch die Natriumtemperatur bestimmt und steigt zunächst entsprechend der Wärmeübertragungsrate an. Dabei dehnt sich die Reaktionszone rasch aus. Dadurch erhöht sich die reagierende Natriummeng⁺ zusätzliche Kondensationsflächen entstehen, außerdem wird dem System bei der Expansion Volumenarbeit entzogen. Diese Effekte begrenzen den Temperatur- und Druckanstieg auf ein durch die Wärmeübertragungsfunktion bedingtes flaches Maximum von 28 atm. Bei der weiteren Expansion der Reaktionszone sinkt er wieder und kann auch durch Brennstoffinjektionen, die nach Unterschreiten der Zentralkanaldrücke erneut einsetzen, nicht mehr nennenswert angehoben werden.

+ Man nimmt an, daß beim Austreiben der Natriumsäule, ähnlich wie beim Sieden ein 0.015 cm starker Film auf den benetzten Flächen zurückbleibt und homogen mit dem Natrium der Rißzone vermischt wird.



GfK
IRE

Druckaufbau der BNR und Expansion der BNR
Zone nach Versagen im teilweise aufgesiedeten
Kanal 9 beim Durchsatzstörfall E (Berstspannungskriterium)

BILD C.7

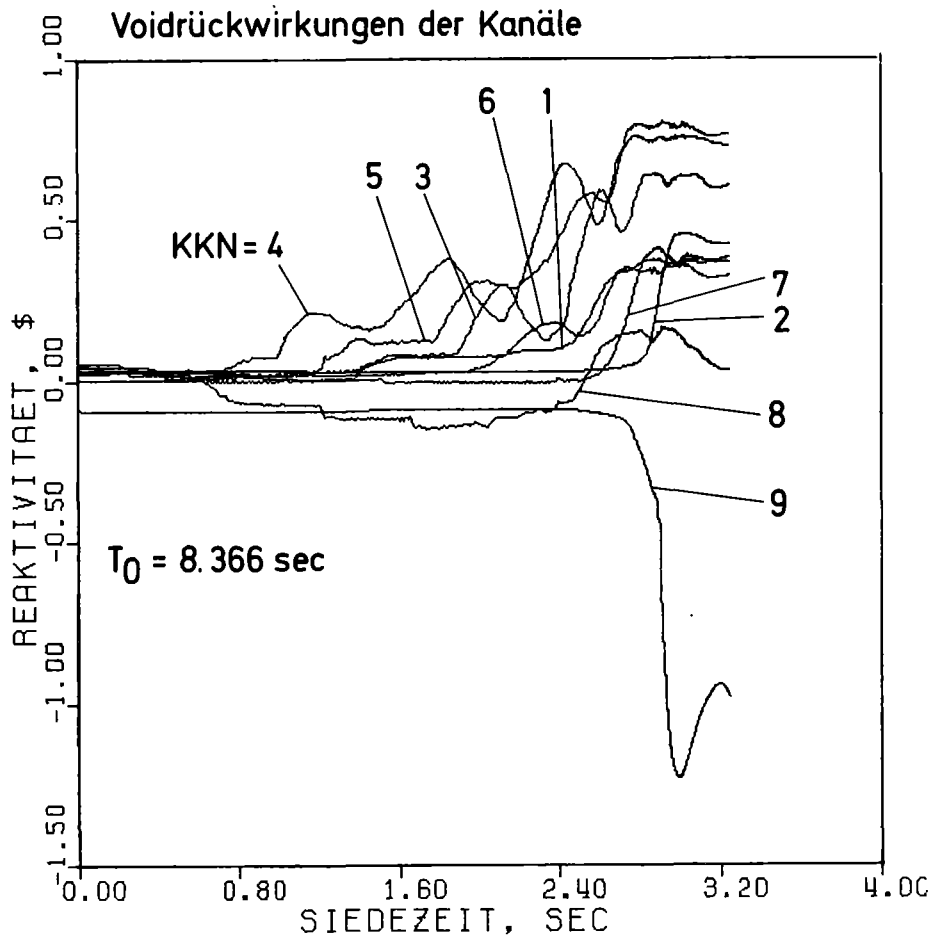
Die Zentralkanaldrücke nehmen während des Ausspritzprozesses rasch ab. Sie werden getrennt für die drei Versagensgruppen berechnet. Der Gegendruckaufbau in der BNR-Zone verlangsamt den Ausspritzprozeß und stoppt ihn je nach Versagensgruppe ca. 25 bis 30 msec nach BNR-Beginn. Der weitere Druckanstieg in den Zentralkanälen erfolgt nur noch relativ langsam, da die Leistung zu diesem Zeitpunkt schon stark abgenommen hat, wodurch sich die Schmelzrate und die Freisetzungsrates für das Spaltgas reduziert.

Bei dem schon gevoideten Brutmantelbereich erfolgt die Expansion der BNR-Zone nach dem Versagen zunächst sehr rasch nach oben. Eine Berücksichtigung der Bewegungsreaktivität von SAS/FCI hätte unter diesen Bedingungen daher unrealistisch starke Abschaltwirkungen zur Folge. Der Druckaufbau in der BNR-Zone führt nach ca. 17 msec zu einer Kollabierung der Siedeblase über der BNR-Zone. Dabei nimmt die Trägheitslänge der Natriumsäule stark zu und die Expansion nach oben verlangsamt sich. Der anstehende BNR-Druck führt jetzt auch zur Strömungsumkehr der unteren Säule. Der BNR-Druck sinkt jedoch rasch unter den Druck im Eintrittsplenium ab. Dadurch kommt es zu dem in Bild C.5 gezeigten Wiedereintritt der unteren Säule. Die Modellierung der homogenen BNR-Zone über die in Bild C.5 dargestellten großen Zeitbereiche ist wenig physikalisch und nur noch vom rechentechnischen Standpunkt her wichtig. Die Ergebnisse haben reaktivitätsmäßig nur in den ersten 50 msec nach dem Versagen eine Bedeutung.

2.4 Reaktivitätsrückwirkungen durch die Voidvorgänge

Die Voidreaktivitäten der verschiedenen Kanäle sind in Bild C.8 als Funktion der Zeit nach Siedebeginn aufgetragen. Die Voidrückwirkungen durch BNR im Kanal 9 sind stark negativ. Sie entstehen praktisch gemeinsam mit den Abschaltwirkungen durch Brennstoffdispersion und verstärken diese noch. Die relativ spät einsetzenden BNR-Rückwirkungen sind jedoch für den generellen Störfallablauf nicht mehr entscheidend, da die Leistungsexkursion schon durch die axiale Expansionsrückwirkung stark gemildert wurde.

Die positiven Voidrückwirkungen durch die Kühlmittlexpulsionen aus den anderen Kanälen bilden den entscheidenden Motor für die Leistungstransiente. Ein Charakteristikum für den Mark 1A EOL-Kern ist dabei, daß es nicht die Kanäle mit der stationär höheren Leistung sind, die die erste Exkursion hervorrufen, sondern die zahlreichen Bündel mit mittlerer Leistung aus den Kanälen 4 bis 6, die wegen Überkühlung der stärker abgebrannten Peak-



GfK

Voidrückwirkungen der Kanäle beim
Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern

BILD C.8

Leistungselemente im EOL-Kern zuerst sieden. Die Raten der Reaktivitätszufuhr sind am Anfang noch relativ niedrig, wachsen jedoch in allen Kanälen mit den durch die Leistungszunahme bedingten höheren Verdampfungsraten autokatalytisch an. Die gezeigten Reaktivitätspulsationen in den Expulsionsphase der früh auf siedenden Kanäle sind eine Folge der hydraulischen Kopplung und stehen in klarer Beziehung zu den in Bild C.5 gezeigten Phasenplots. Die Voidrückwirkungen des Leitkanals 8 wurden schon erläutert. Verglichen mit denen der anderen Kanäle sind sie über längere Zeiträume hinweg negativ und liefern auch bei der Natrium-Expulsion aus dem positiven Wertbereich nur vergleichsweise kleine Beiträge. Die stärksten Rückwirkungen kommen aus den Kanälen 4 und 5. Die stärkste Rate der Reaktivitätszufuhr entsteht bei der relativ spät und auf hoher Leistung einsetzenden Natriumexpulsion aus dem Kanal 2, wobei Expulsionsgeschwindigkeiten von maximal 4.3 m/s erreicht werden.

Die überlagerten Voidrückwirkungen aller Kanäle sind zusammen mit den Doppler-, Expansions- und den später dazukommenden Brennstoffbewegungsrückwirkungen in Bild C.9 über der Unfallzeit aufgetragen. Die Voidrückwirkungen steigen nach etwa 9,4 s (Strömungsumkehr in Kanal 4) an. Nach 1.8 sec bringen sie die Reaktorleistung wieder auf den Nennwert hoch und erzeugen die in Bild C.1 gezeigten Leistungsexkursionen. Die bei höherer Leistung beschleunigten Voidvorgänge führen in der Überlagerung zu einer maximalen treibenden Rampe von 5.9 \$/sec. Durch den Leistungsanstieg werden sehr rasch auch die negativen Rückwirkungsmechanismen, d.h. der Dopplereffekt und die axiale Expansion aktiviert. Die Expansionsrückwirkungen sind dabei sowohl von ihren Beiträgen als auch von ihren Rampen etwa doppelt so stark wie der Dopplereffekt. Ein Reaktivitätsgleichgewicht entsteht erstmals auf einem Nettowert von 87 ¢ . Die Leistung hat dabei etwa den 11-fachen Nennwert erreicht. Die Hüllrohrtemperaturen erreichen bald darauf erstmals den Soliduspunkt (2.7 sec nach Siedebeginn). In den davon betroffenen Kanälen wird die axiale Expansion nicht mehr berechnet, so daß sich die Rampe der axialen Expansion bei Beginn von Hüllrohrschmelzen stufenweise verringert. Die vom Programm vorgenommene Verbesserung des thermischen Kontakts zwischen Brennstoff und Hülle nach dem Schmelzen (- der Wärmeübergangskoeffizient zwischen Brennstoff und Hülle wird in den betroffenen Segmenten vervierfacht -) führt durch die zusätzliche Kühlung zu einer Verringerung der Pelletoberflächentemperaturen. Fast gleichzeitig mit dem Hüllrohr beginnt auch der Brennstoff zu schmelzen. Durch die Kühlung der Oberflächen und die einsetzende Schmelzphase kommt es neben der stufenweisen Verringerung in der Rate der Expansionsrückwirkung ebenfalls zu einer Abschwächung der Dopplerrate.

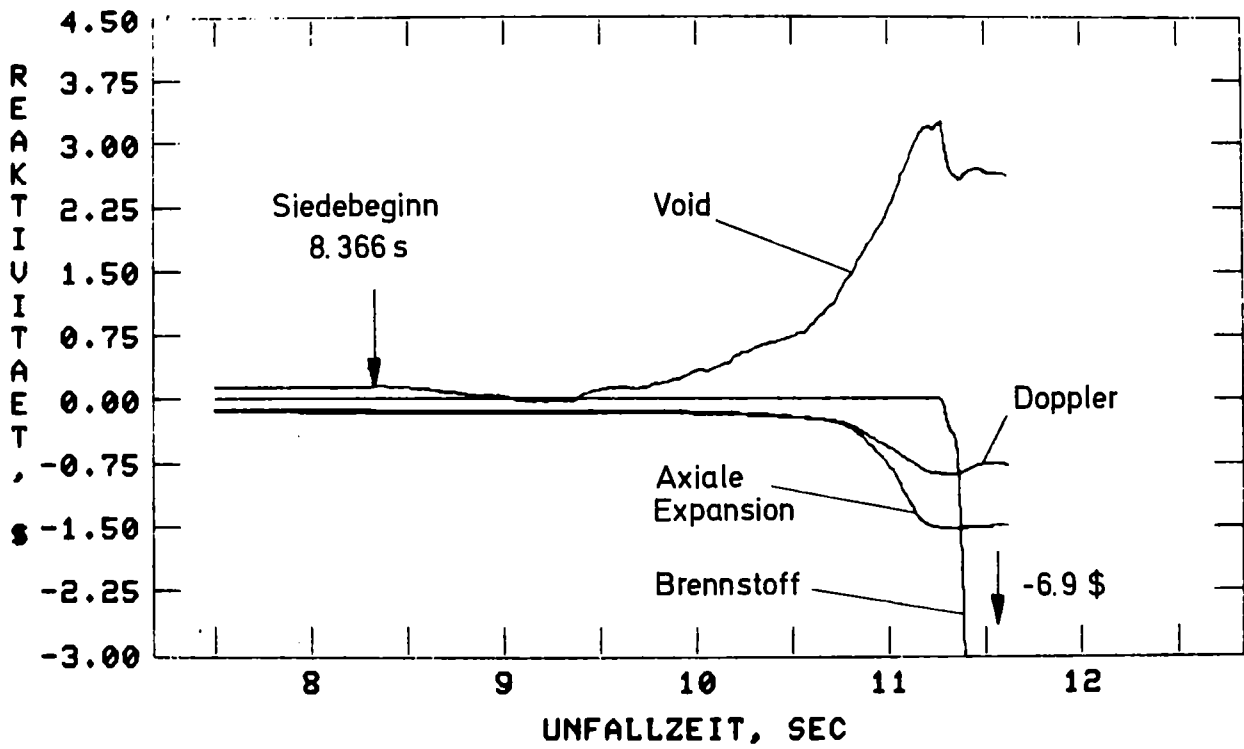


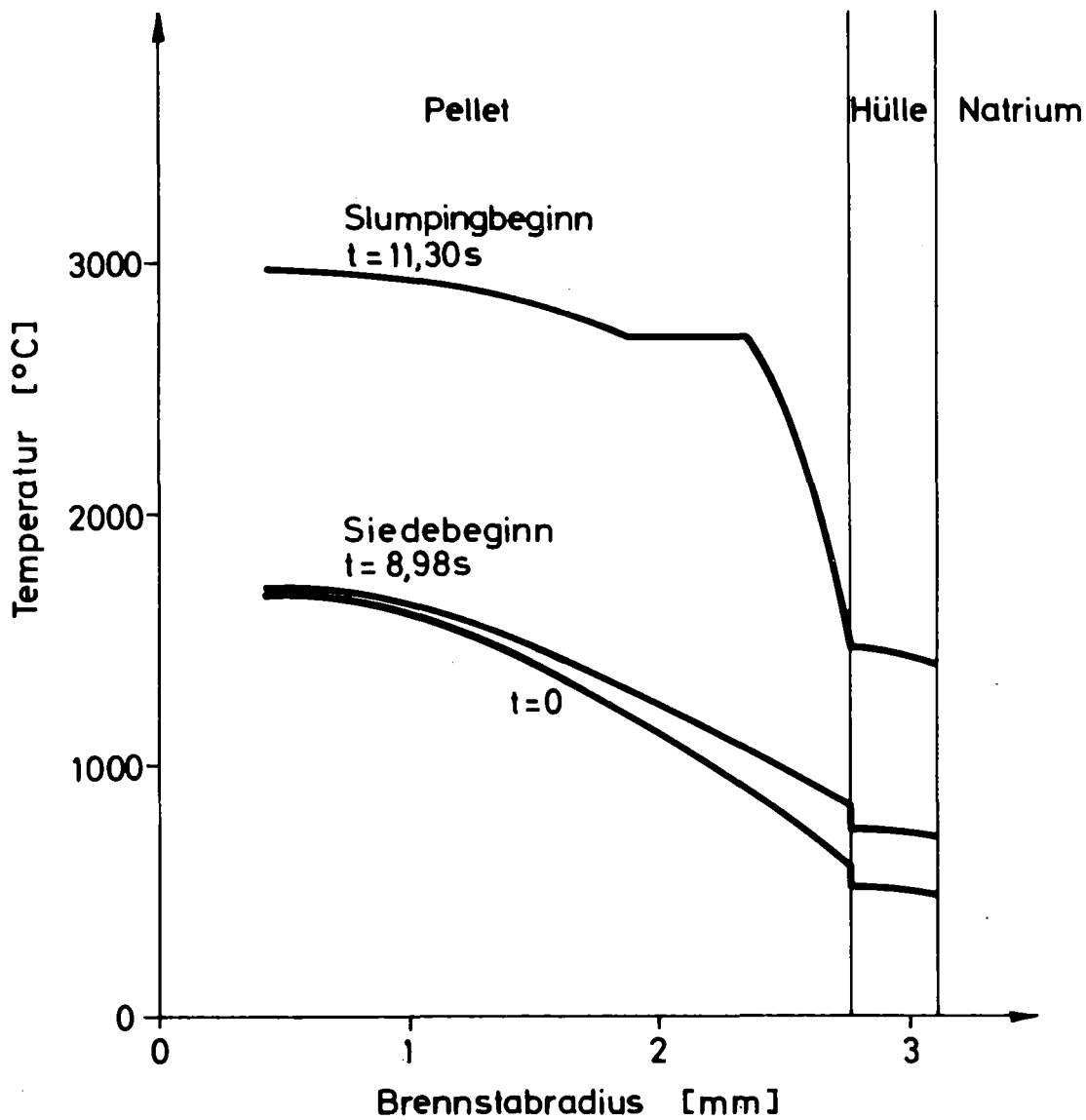
BILD C.9: REAKTIVITÄTSRÜCKWIRKUNGEN BEIM REFERENZ-DURCHSATZSTÖRFALL E IM MARK 1A EOL KERN

Positive Voidrückwirkungen aus dem Kanal 7 und die gleichzeitige stufenweise Verringerung der Abschalt rückwirkungen führen noch zu einem weiteren Anstieg der Leistung, wobei maximal die 25-fache Nominalleistung erreicht wird. Die Maxima in der Voidrampe der verschiedenen Kanäle sind zu diesem Zeitpunkt jedoch größtenteils schon überschritten (Bild C.8). Der Kern voidet daher nur noch mit geringen Leistungsänderungen weiter auf. Dabei werden maximal 3.2 % Voidreaktivität (60% des positiven Reaktivitätspotentials) freigesetzt, ehe die rasch eingebrachten negativen BNR-Rückwirkungen aus Kanal 9 den Voideffekt auf den Gleichgewichtswert von ca. 2.7 % absenken.

3. Core-Zustand beim ersten Aufbrechen der Stäbe

Auf dem erhöhten Leistungsniveau schmilzt der Brennstoff schneller als das Hüllrohr auf, obwohl dieses schon kurz vorher anfängt und durch den danach verbesserten thermischen Kontakt die Brennstaboberfläche zeitweilig sogar abkühlt. Das führt zu einem relativ steilen radialen Temperaturprofil in der äußeren Pelletschale. Die Rate des Brennstoffschmelzens folgt dabei der radialen Leistungsverteilung im Core und führt nach 11.26 sec bei 55% aktiver Länge zum ersten Brennstoffaufbrechen in den Peaksegmenten der Kanäle 1 und 8. Die anderen Kanäle folgen in sehr dichten Abständen (Tab. C.2). Außer im Kanal 7 und 9 ist binnen 22 msec in allen Kanälen der erste nicht restrukturierte Brennstoff aufgeschmolzen und der Dispersionsvorgang initialisiert. Im allgemeinen ist das Hüllrohr beim ersten Aufbrechen zu ca. 70% aufgeschmolzen. Nur im Kanal 2, der erst relativ spät aufvoidet, ist es erst auf maximal 1200°C erwärmt.

Das radiale Temperaturprofil im zuerst aufbrechenden Peaksegment des Leitkanals 8 ist in Bild C.10 zum Zeitpunkt der SLUMPY-Initialisierung aufgetragen und mit den Profilen bei Siedebeginn und im stationären Zustand verglichen. Der Brennstoff ist zu etwa 60% geschmolzen, man erkennt einen starken Temperaturabfall zur Pelletoberfläche hin aufgrund der Kühlung durch die Hüllrohrschmelze. Die Oberflächentemperatur ist mit 1830°C relativ zu der hohen Zentraltemperatur von 3000°C niedrig. Der steile radiale Temperaturgradient im nicht restrukturierten Gefüge (8700°C/cm) hat vor dem Aufbrechen schon zu einer starken Gasfreisetzung geführt (ca. 50% des stationären Gasgehalts sind freigesetzt und stehen für die anschließende Spaltgasdispersion in SLUMPY nicht mehr zur Verfügung).



GfK
IRE

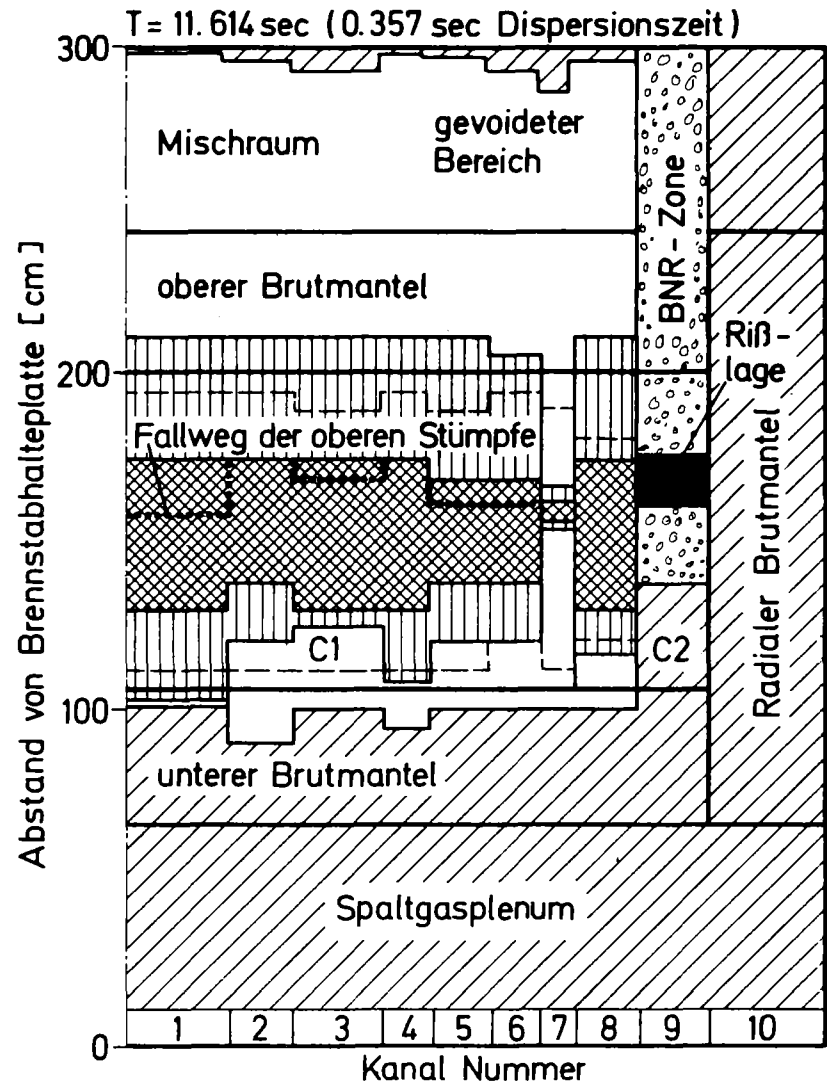
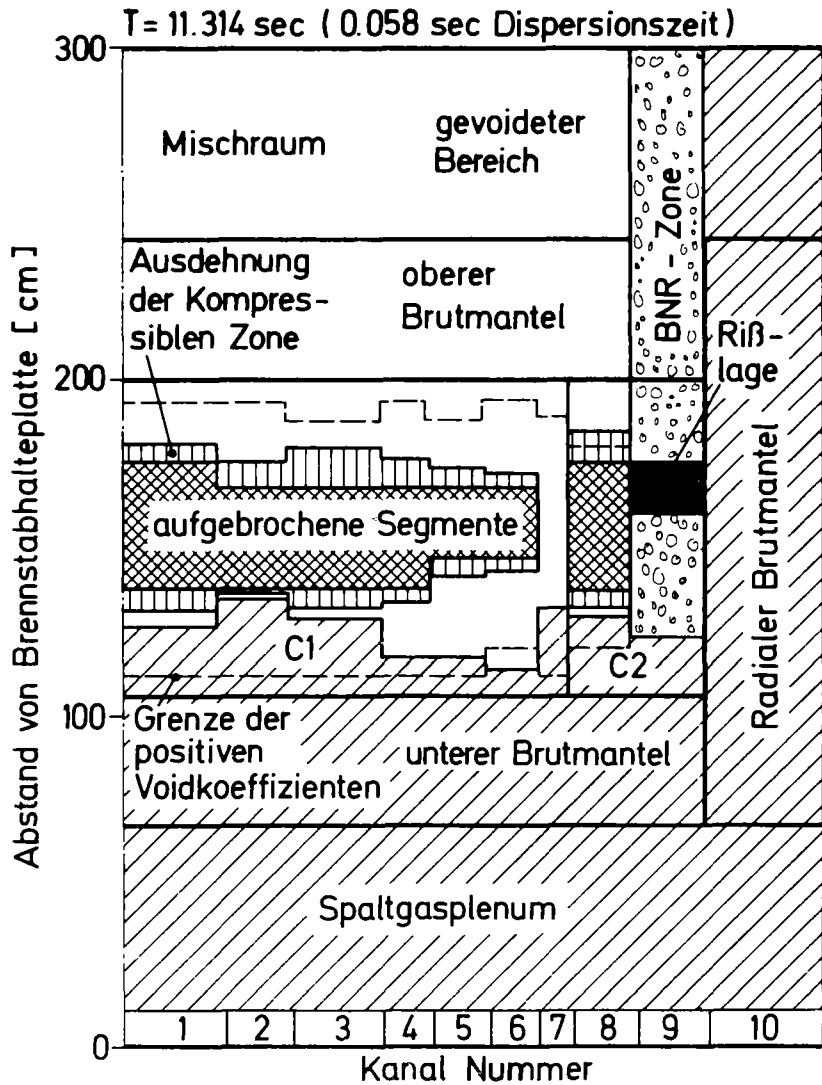
Radiale Temperaturprofile im Peak-Node
von Kanal 8 beim Durchsatzstörfall E
SNR-MARK 1A-EOL CORE

BILD C.10

Der Voidzustand des Kerns unmittelbar nach dem ersten Aufbrechen der Stäbe ist in Bild C.11 dargestellt. In den Core-Mittelnbereichen ist das Natrium bereits überall ausgetrieben, selbst bei Ausbleiben einer raschen Dispersion des Brennstoffs könnte es daher durch weitere Kühlmittlexpulsionen nicht mehr zu starken Leistungstransienten kommen. Auch ist ein Brennstabversagen mit BNR in den inneren Kernbereichen mit positiven Voidkoeffizienten ausgeschlossen. Die BNR im Kanal 9, die etwa gleichzeitig mit dem ersten Aufbrechen im Kanal 8 auftritt, hat in dem kurzen Zeitintervall von 58 msec große Teile des Kanals gevoidet und mit ihren negativen Voidrückwirkungen die Leistung so weit erniedrigt, daß das SLUMPY-Kriterium gegenüber dem in Bild C.12 gezeigten Zustand nur noch in wenigen zusätzlichen Segmenten erfüllt werden kann. Die Brennstäbe brechen i.a. zuerst dicht oberhalb der Coremitte auf. Durch die flache Verteilung kommt es bei noch hoher Leistung rasch zum Aufbrechen der axial benachbarten Segmente. Nur in Kanal 2 wird der Aufbruchvorgang nach unten von der in diesem Bereich noch nicht ganz abgeschlossenen Kühlmittlexpulsion begrenzt. Hier kann es an den Grenzflächen zwischen Dampf und Flüssigkeit zu thermischen Wechselwirkungen mit flüssigem Natrium kommen. Diese Wechselwirkungen, die in SAS modellmäßig nicht beschreibbar sind, können aber keine starken Voidrückwirkungen mehr erzeugen. Sie würden jedoch eine wahrscheinlich noch raschere Dispersion des Brennstoffs im oberen Teil des Kanals und damit eine verstärkte Abschaltwirkung zur Folge haben. Der Aufbruchvorgang wird nach dem Leistungsabfall durch die ersten Dispersionswirkungen rasch verlangsamt und läßt die Stäbe an den Enden des Cores während der Einleitungsphase noch intakt. Die in SLUMPY simulierte Bewegung des oberen intakten Stumpfes erzeugt dabei später teilweise positive Kompaktionsrückwirkungen.

4. Die Brennstoff-Dispersionsphase

Vor einer Beschreibung des Einflusses der Brennstoffdispersion in den verschiedenen Kanälen auf den weiteren Störfallverlauf sollen zunächst die mit SLUMPY berechneten Brennstoffbewegungen im Leitkanal 8 etwas näher erläutert werden.

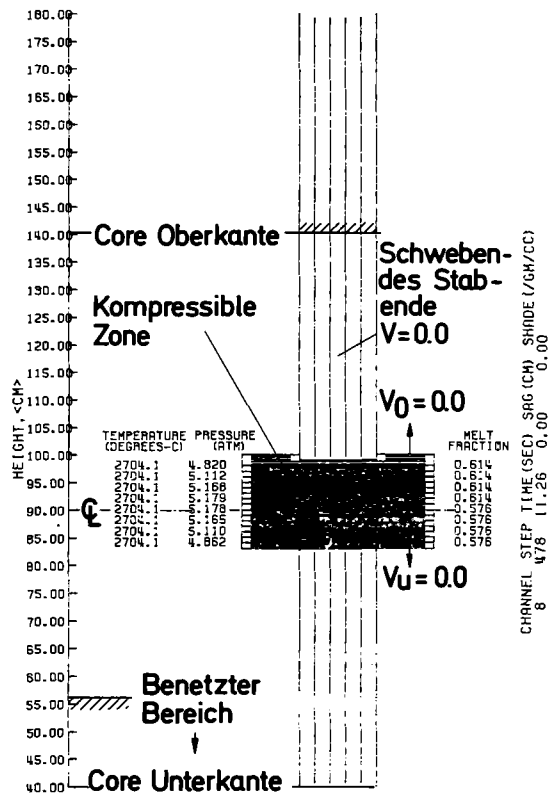


4.1 SLUMPY-Ergebnisse für den Leitkanal 8

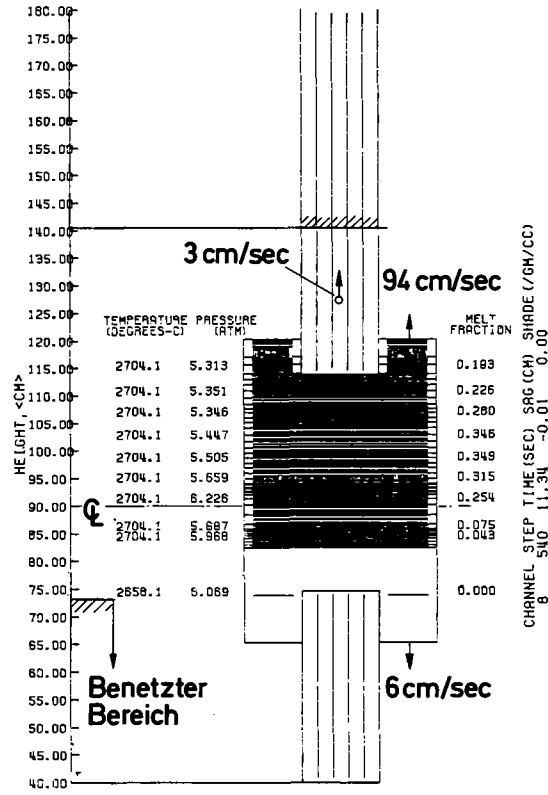
Die von SLUMPY in diesem Kanal berechnete axiale Brennstoffverteilung ist in Bild C.12 für 3 verschiedene Zeitpunkte dargestellt zusammen mit den Verteilungen von Druck, Temperatur und Schmelzfraktion. Die Zeilendichte in der kompressiblen Zone ist dabei proportional zur mittleren Brennstoffdichte. Bei der Initialisierung zum Zeitpunkt 11.26 sec entspricht sie etwa einem Wert von 4 g/cm^3 . Die Stümpfe oben und unten repräsentieren die noch nicht aufgebrochenen Brennstabzonen, wobei der unter vom Modell her als fest, der obere als beweglich angenommen wird. Bei diesen Rechnungen bildet nur der mit Brennstoff gefüllte aktive Teil des oberen Stumpfes das bewegte Stabende, das durch Druckgradient und Schubspannungswirkungen aus der kompressiblen Zone gegen die Schwerkraft in der Schwebe gehalten wird. Seine Verschiebung, die jeweils rechts unter der Größe SAC zahlenmäßig eingetragen ist, wird nach oben durch die Core-Oberkante begrenzt. Im Bereich der Stümpfe tritt eine Verringerung der Strömungsflächen und hydraulischen Durchmesser der kompressiblen Region entsprechend der geometrischen Verhältnisse ein.

Der Bewegungsvorgang des Brennstoffs läßt sich in 2 charakteristische Phasen unterteilen, die frühe Dispersionsphase, in der vor allem Spaltgaswirkungen für die Dispersion verantwortlich sind und die spätere Dispersionsphase, die stärker durch die Druckgradienten der Kühlmittelströmung bestimmt wird. Die instantane Spaltgasfreisetzung beim Aufbrechen liefert einen Partieldruck von ca. 1.4 atm und ergibt zusammen mit dem Natriumdampfdruck aus der Kühlmitteldynamik einen Gesamtdruck von 4.8 bis 5 atm in der kompressiblen Zone. Dampfdrücke durch Brennstoff und Stahl sind während des ganzen Dispersionsprozesses vernachlässigbar. Nach der von SLUMPY bei der Initialisierung vorgenommenen Enthalpiemittlung ist der Brennstoff noch in der Schmelzphase, ebenso das Hüllrohr, dessen Temperatur um den äquivalenten Betrag der noch aufzubringenden latenten Wärme verringert wurde und sogar unter dem Schmelzpunkt liegt, da der Phasenwechsel im Stahl von SLUMPY nicht berechnet wird. Während der Dispersion wird der Stahl maximal bis auf 2500°C aufgeheizt, wodurch der Brennstoff zum Teil gefriert. Dampfdrücke können daher in keiner der beiden Komponenten während der Einleitungsphase entstehen.

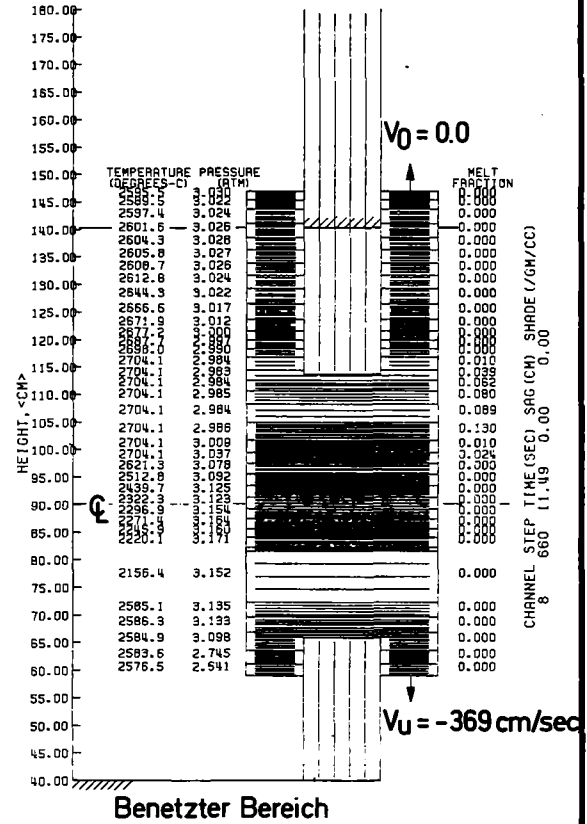
Die starken anfänglichen Druckgradienten, insbesondere zum Rande der kompressiblen Region zu, an dem nur der Kühlkanaldruck herrscht, führen zu hohen Gasgeschwindigkeiten, die aus einer quasistationären Näherung berechnet werden. Druckgradient und die Schleppwirkung dieser Gasströmung auf die als Partikel angenommenen Brennstoffteilchen führen zu einer raschen Expansion



T = 11.26 sec (Initialisierung)



T = 11.34 sec (Dispersionszeit: 72 msec)
Wiederbenetzung nach Reentry



T = 11.49 sec (Dispersionszeit: 228 msec)
(Stärkste Abschaltreaktivität)

GfK
IRE

Brennstoffdispersion durch Spaltgas und Natrium Dampfdruck-
gradienten im Leitkanal 8 beim Durchsatzstörfall E

BILD C.12

der kompressiblen Zone nach oben und unten, die sich seitwärts vorbei in den Bereich der noch nicht aufgebrochenen Stümpfe bewegt. Das Gas strömt dabei sehr viel schneller als der Brennstoff und entweicht rasch aus der kompressiblen Zone. Anfangs wird es jedoch noch zu einem größeren Teil durch Gasfreisetzung aus dem geschmolzenen Teil des nicht restrukturierten Brennstoffs ersetzt, aus dem es mit einer Halbwertszeit von ca. 70 msec freigesetzt wird. Die frühe Dispersion erzeugt einen Abschalteneffekt, der durch die gleichzeitig entstehende negative Voidrückwirkung im Kanal 9 noch verstärkt wird, und die Leistung reduziert und damit gleichzeitig den weiteren Aufbruchvorgang stoppt. Der aktive intakte Stumpf über der kompressiblen Zone hat dabei noch eine Länge von 25 cm.

Der nicht restrukturierte Brennstoff wird, da das Hüllrohr sich noch nicht vom Brennstoff wegbewegen konnte, beim Aufbrechen mit dem gesamten Stahl des Hüllrohrs vermischt. Die große Stahlmenge wirkt während des Dispersionsprozesses für den nicht restrukturierten Brennstoff als starke Wärmesenke. Seine Schmelzfraktion sinkt bereits nach 30 msec auf nahezu Null ab. Dadurch verringert sich die Rate der Gasfreisetzung, die im festen Brennstoff nur noch mit einer Halbwertszeit von ca. 2 sec erfolgt. Das noch vorhandene Gas entweicht dann schnell, wodurch der Druck in der kompressiblen Zone nahezu auf den Natriumdampfdruck absinkt.

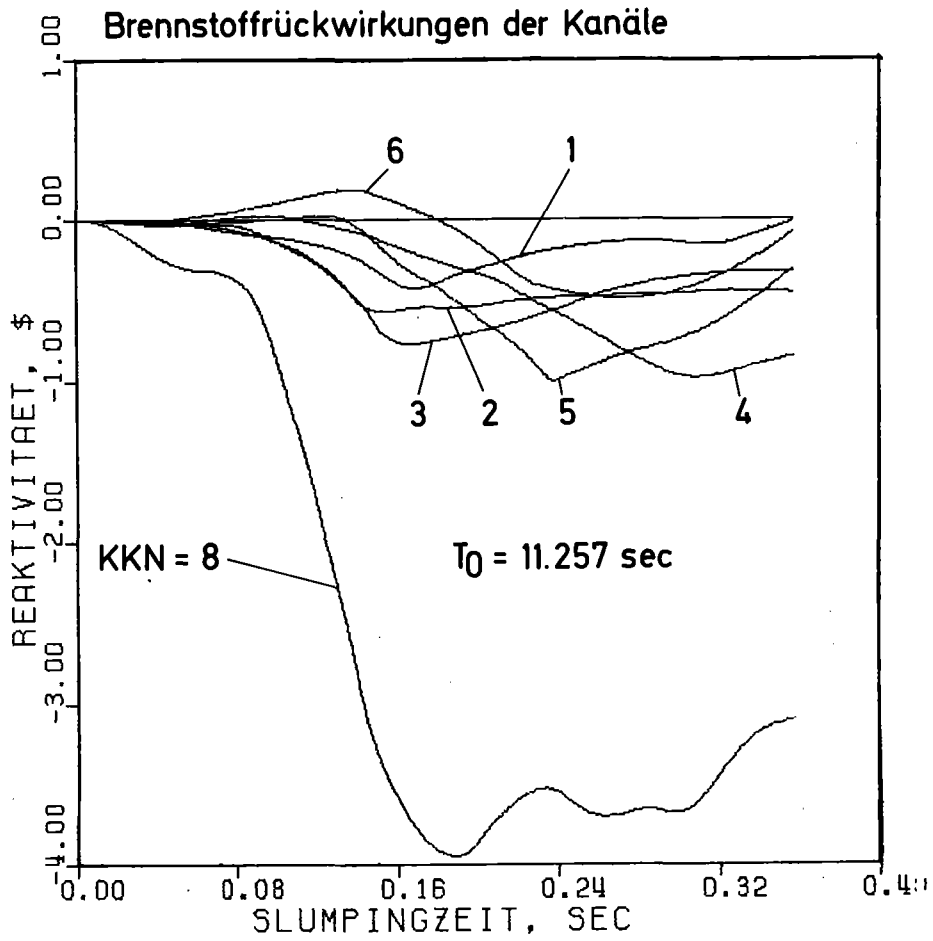
Die zweite Phase beginnt, in der die Druckgradienten der Kühlmittelströmung die Materialbewegung stärker beeinflussen. In dieser Phase hat der schon erwähnte Druckaufbau im Eintrittsplenum, der durch die BNR im Kanal 9 erzeugt wird, eine gewisse Bedeutung. Er führt zur Wiederbenetzung im unteren Corebereich (Bild C.12 Mitte) und zum Aufbau höherer Natriumdampfdrücke. Die Druckdifferenz in der kompressiblen Zone beträgt mehr als 3 atm und erzeugt eine starke Brennstoffdispersion nach oben. Das Material dringt dabei in den oberen Brutmantelbereich ein. Der Expansionsvorgang wird jedoch per Eingabe bei einer Eindringtiefe von 5 cm gestoppt. Die Materialverdichtung an der Blockade führt danach zum Aufbau von Einphasendrücken (Bild C.12 rechts). Druckabnahme im Eintrittsplenum und durch Austrocknen im Corebereich lassen einen Teil des in Coremitte verdichteten Materials auch nach unten expandieren und führen zunächst zu weiteren negativen Rückwirkungen. Ein Anstieg der Reaktivität entsteht aber bald danach, wenn der obere Stumpf durch die Abnahme der Druckgradienten nicht mehr in der Schwebe gehalten werden kann und langsam in den Corebereich zurücksackt. Das Hereinsacken wird jedoch durch Dampfpulse aufgrund von Chugging am

am unteren Core-Ende abgeschwächt. Die mit Korrelation für Strahlung und turbulenten Wärmeübergang /C.4/ berechnete Aufheizung der Struktur führt 0.32 sec nach Slumping-Initiierung zum Durchschmelzen der Kastenwände das fast gleichzeitig über den gesamten Bereich mit aufgebrochenen Segmenten einsetzt. Das Durchschmelzen beendet die Einleitungsphase.

Der Core-Zustand am Ende der Einleitungsphase (Bild C.11) zeigt bis auf den Kanal 7, der erst spät aufvoidet, allgemein axial stark expandierte kompressible Zonen, die sich auch in den anderen Kanälen größtenteils bis in den oberen Brutmantel herein erstrecken. Der Aufbruchvorgang bleibt durch den raschen Leistungsabfall bei dem gewählten Kriterium nur auf die inneren Corebereiche beschränkt und läßt die oberen und unteren 25% der Stablängen noch intakt. In einigen Kanälen ist es nach dem Druckabfall im Eintrittsplenum und nach Dryout zu stärkeren Fallwegen der oberen Stümpfe in den Kernbereich gekommen.

4.2 Rückwirkungen der Brennstoffbewegungen auf den Störfallablauf

Die Reaktivitätsrückwirkungen durch die Brennstoffbewegungen in den verschiedenen Kanälen sind in Bild C.13 über der Dispersionszeit angegeben. Die Dominanz des Kanals 8, der ca. 1/3 der in SLUMPY simulierten Elemente zusammenfaßt und durch seine Lage und höhere Anreicherung besonders starke Materialwerte hat, ist klar zu erkennen. Die Dispersionswirkungen in den anderen Kanälen sind ebenfalls stark durch die Kühlmitteldynamik bestimmt. Die frühe positive Rückwirkung im Kanal 6 entsteht dabei durch einen starken Reentry-Vorgang, wieder durch BNR im Kanal 9, bei dem der Restfilm im unteren Corebereich vollständig verschwindet. Der Dampfdruck in der Blase ist danach zu niedrig, so daß der obere Stumpf über der Slumpingzone vorübergehend hereinsacken kann. Die Gesamtrückwirkung durch Brennstoffbewegung ist über große Zeitbereiche hinweg stark dispersiv und erzeugt Abschaltreaktivitäten von ca. - 6.5%. Die Leistung nimmt während des Dispersionsprozesses (Phase C in Bild C.1) sehr rasch bis auf weniger als 60% des Nominalwertes ab. Dabei wird schon mehr als 1/4 der Leistung durch die in SAS mitintegrierten Spaltproduktwärmequellen aufgebracht. Durch das Hereinsacken der oberen Stümpfe nehmen die Brennstoffrückwirkungen in einigen Kanälen aber gegen Ende der Einleitungsphase wieder zu. Eine Weiterrechnung mit SAS in die Transitionphase hinein würde zu Rekritikalitäten führen.



GfK

Brennstoffrückwirkungen der Kanäle beim
Durchsatzstörfall E im Mark 1A EOL Kern

BILD C.13

Die bei dieser Simulation angenommene starke Vermischung von Brennstoff und Stahl führt gegen Ende der Simulation jedoch zum fast vollständigen Erstarren des Brennstoffs. Die Verfolgung der Materialbewegungen ist daher streng genommen mit dem SLUMPY-Modul etwa oberhalb von 100 msec nach dem ersten Aufbrechen physikalisch nicht sinnvoll, da das Gefrierverhalten dieses Materials dabei nicht adäquat beschrieben werden kann. Die Rechnung zeigt jedoch, daß die simulierten Spaltgas- und Natriumdampf-Dispersionsphänomene bei den durch den Störfallverlauf im SNR gesetzten Anfangsbedingungen den Reaktor nach einer vorausgehenden mildenvoidinduzierten Leistungsexkursion direkt nach dem Aufbrechen abschalten. Durch die beschränkte Anwendbarkeit der Modelle bei der weiteren Verfolgung der Materialbewegungen sind diese Simulationen jedoch von den Randbedingungen, die sie für die nachfolgende Transitionphase setzen, nicht verwendbar.

5. Einfluß einer höheren Versagensschwelle (Fall C)

Beim Hinausschieben des Aufbrechpunktes für die SLUMPY- und SAS/FCI-Initialisierung kommt es zu separaten Hüllrohrbewegungen vor Slumpingbeginn und im Kanal 9 tritt kein Brennstabversagen mit BNR mehr auf. Die separaten Hüllrohrbewegungen erzeugen eine weitere Leistungssteigerung, durch deren Enthalpiezufuhr die Schwelle für den Aufbruchvorgang erreicht wird. Tabelle C.3 gibt den Ereignisablauf für den Parameterfall C wieder, bei dem der Aufbruchvorgang bei Brennstoffzentraltemperaturen oberhalb von 3500°C eingeleitet wurde. Die berechneten Leistungs- und Reaktivitätsverläufe sind in Bild C.14 und C.15 mit denen des Referenzfalls verglichen. Der Voidvorgang im Kanal 9 wird jetzt nur noch durch normale Siedevorgänge bestimmt, das führt zu dem etwas langsameren Abbau (Bild C.15), aber auch zu einer insgesamt etwas stärkeren Abnahme der Voidreaktivität, da die Siedeexpulsion diesen Kanal stärker voidet als die in SAS/FCI modellierte BNR. Die Voidrückwirkungen aus Kanal 9 überlagern sich mit denen des Kanals 2 und reduzieren die Leistung zunächst nur geringfügig. Inzwischen schmilzt das Hüllrohr in Kanal 4, das ca. 2,7 sec nach Siedebeginn den Soliduspunkt erreicht hat, voll auf und nach einer weiteren Erwärmung wird bei 60% aktiver Länge 0.2 sec nach Schmelzbeginn zum Zeitpunkt 11.285 sec das Kriterium für Hüllrohrbewegung erreicht. Die Initialisierung erfolgt dabei gleichzeitig für die beiden Segmente, die bei Erreichen der 60°C Übertemperatur im heißesten Segment schon voll aufgeschmolzen sind. Nacheinander folgen rasch die darumliegenden axialen Segmente. Hüllrohrbewegung tritt erstmals bei 25facher Nennleistung auf und wird binnen 0.1 sec in allen anderen Kanälen außer 2 und 7 intialisiert.

TABELLE C 3: EREIGNISABLAUF BEIM FALL C (REFERENZFALL MIT ERHÖHTER VERSAGENSENTHALPIE)

KANAL (BÜNDELANZAHL)	REL. LEISTUNG (LEISTUNG/DURCHSATZ)	SIEDEBEGINN S	HÜLLROHRSCHELZEN S	HÜLLROHRBEWEGUNG S	BRENNSTOFFBEWEGUNG S
1 (7)	1.098 (0.984)	9.022	11.149	11.325	11.356
2 (9)	1.078 (0.967)	10.976	11.353	-	11.366
3 (15)	1.058 (1.029)	8.700	11.124	11.308	11.372
4 (18)	1.039 (1.075)	8.366	11.082	11.285	11.380
5 (24)	1.007 (1.067)	8.535	11.119	11.317	11.391
6 (18)	0.989 (1.058)	8.666	11.179	11.386	11.387
7 (18)	0.939 (1.041)	9.119	11.263	-	11.415
8 (42)	1.088 (0.980)	8.968	11.134	11.313	11.360
9 (48)	0.886 (0.923)	11.090	11.447	-	-

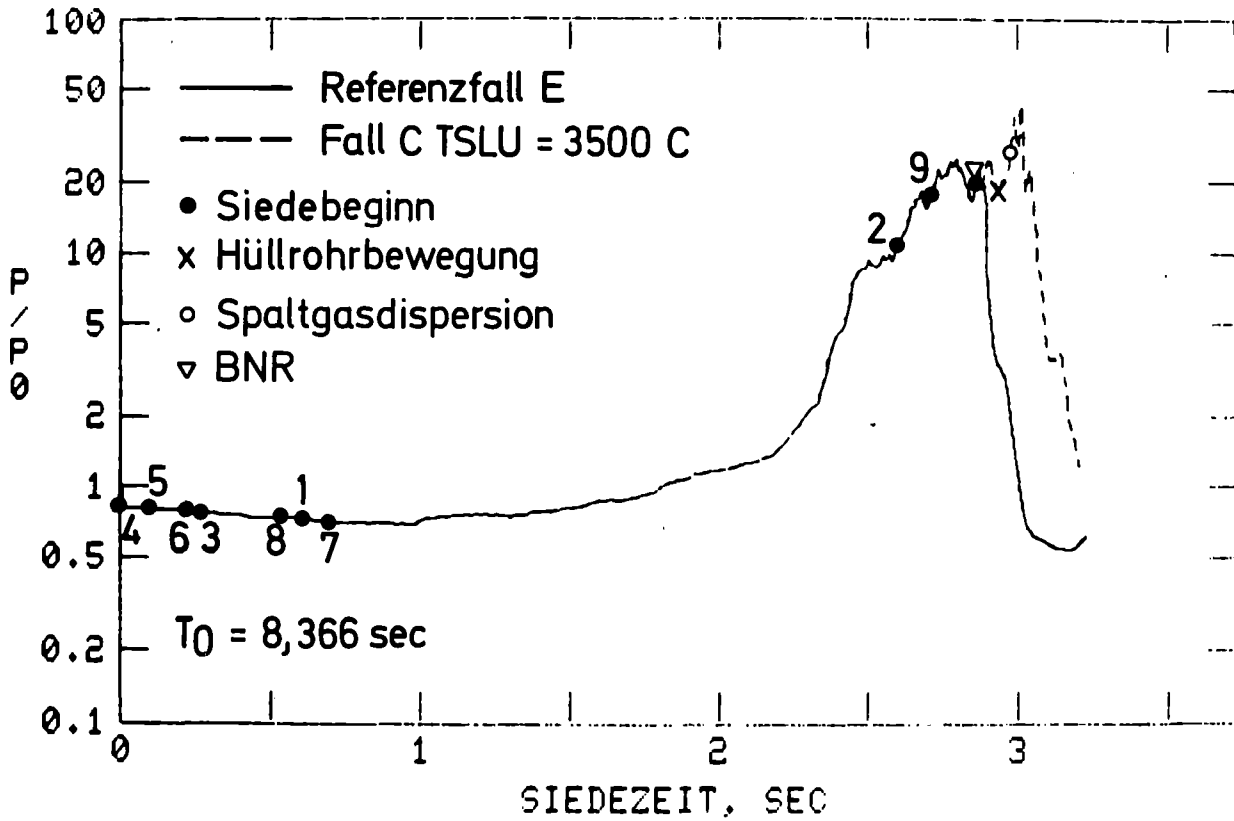


BILD C.14: LEISTUNG B. DURCHSATZSTÖRFALL IM MARK 1A EOL KERN MIT EXP. RÜCKW. (EINFLUSS EINER HÖHEREN VERSAGENS-ENTHALPIE)

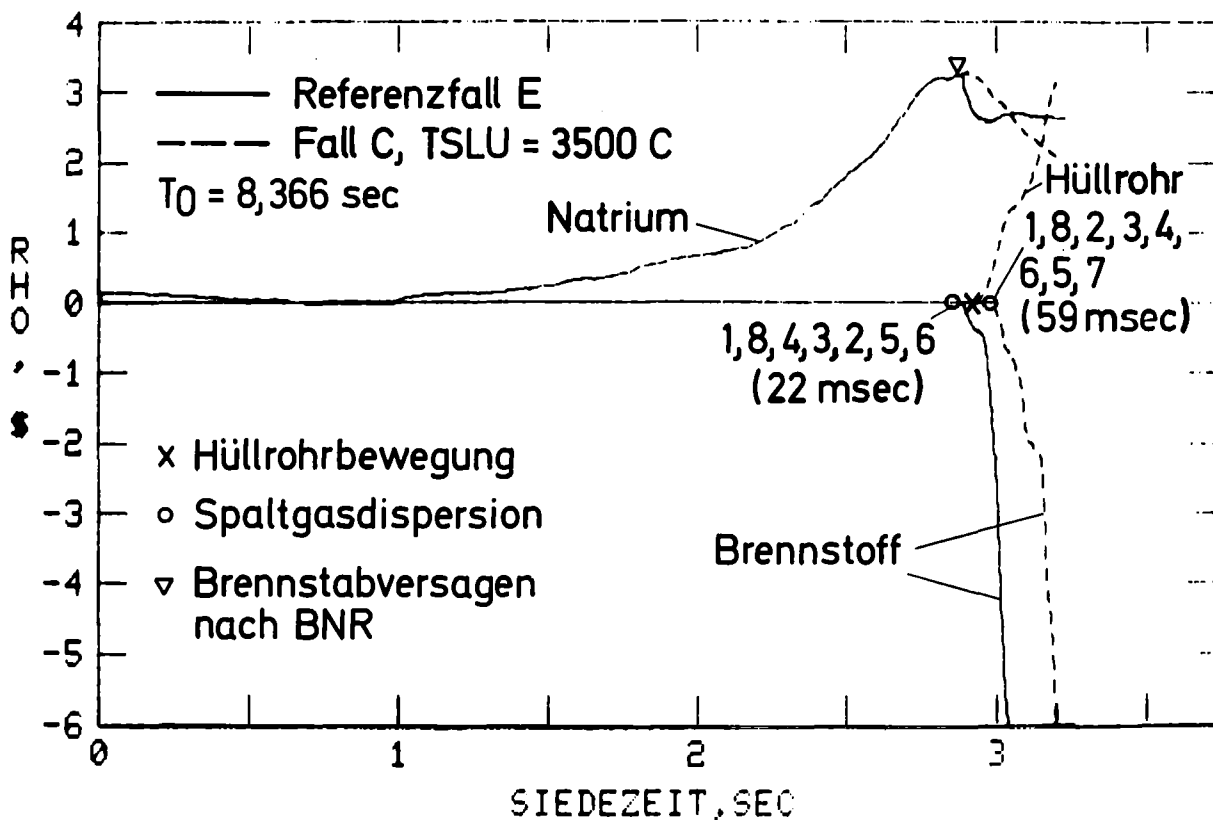


BILD C.15: REAKTIVITÄTEN BEIM DURCHSATZSTÖRFALL IM MARK 1A EOL KERN MIT EXP. RÜCKW. (EINFLUSS EINER HÖHEREN VERSAGENS-ENTHALPIE)

5.1 Rückwirkungen durch Hüllrohrbewegungen

Der Hüllrohrreaktivitätswert ist im Innenbereich des Mark 1A-Kerns ähnlich wie der des Natriums negativ. Sein Gradient ist an den axialen Core-Rändern besonders stark, an der Unterkante des Brutmantels hat er Maxima und sinkt dann zu den Enden auf Null ab (/C.1/, S. 276). Die Hüllrohrbewegung in CLAZAS wird getrieben vom Druckgradienten und der Schubspannungswirkung der Natriumdampfströmung und von der Schwerkraft. Sie wird segmentweise beschrieben und läuft hier in 2 Phasen ab. Die Segmente in der oberen Corehälfte, die zuerst das Initialisierungskriterium erreichen, werden von der Natriumströmung rasch nach oben getragen. Dabei entstehen zunächst stark positive Reaktivitätsrampen von 17 bis 18 $\$/\text{sec}$. Nach ca. 120 msec wird der obere Brutmantel erreicht, dabei kommt es zu einer starken Abflachung u.U. auch einer leichten Abnahme der Rückwirkungen (Bild C. 15). Die kanalweisen Reaktivitätsrückwirkungen durch Hüllrohrbewegung sind in Bild C. 16 aufgetragen und zeigen deutlich diese erste Anstiegsphase mit der folgenden Abflachung nach Erreichen des oberen Brutmantels. Bei der Bewegung im oberen Brutmantel wird das Material abgekühlt. Blockaden und Unterbrechnungen der Dampfströmungen entstehen jedoch in der Einleitungsphase nicht. Durch ihre hohe Anfangsenthalpie, die sich bei der Bewegung in der beheizten Zone weiter erhöht, sind die Segmente selbst am Ende der Simulation noch nicht vollständig erstarrt.

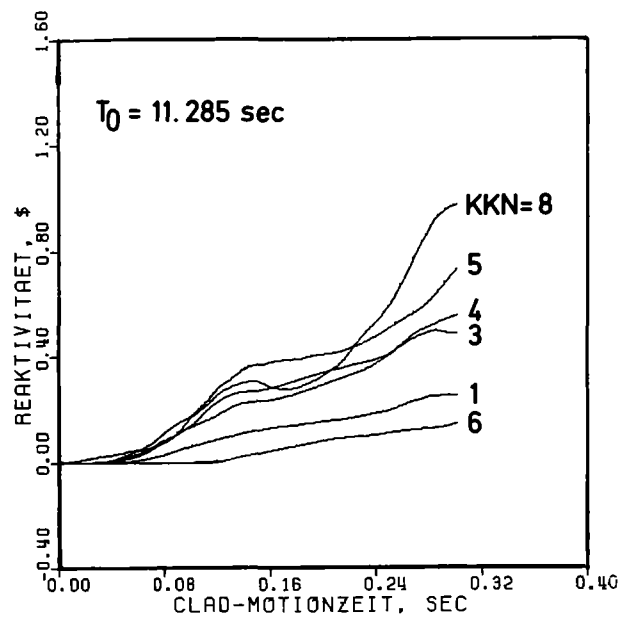
In der 2. Phase dominieren die Rückwirkungen durch Verschiebung der Segmente unterhalb der Mittelebene, in denen das Initialisierungskriterium etwas später erfüllt wird. Diese Segmente befinden sich zunächst nur in einem flachen Druckgradienten, der jedoch zu den gevoideten unteren Blanketbereichen hin abfällt und insbesondere an den Core-Rändern starke Beschleunigungen nach unten hervorruft. Nach dem Brennstabaufbrechen werden die Segmente im Bereich der kompressiblen Region mit den dortigen Druckgradienten beschleunigt, die jedoch im Core-Mittelnbereich auch klein sind.

Die Segmente unterhalb der Mittelebene bewegen sich daher zunächst nur langsam nach unten, erreichen dann aber kurz vor dem Verlassen des Cores vergleichbar hohe Geschwindigkeiten und erzeugen einen zweiten Reaktivitätshub mit zum Teil sogar noch höheren Rampen.

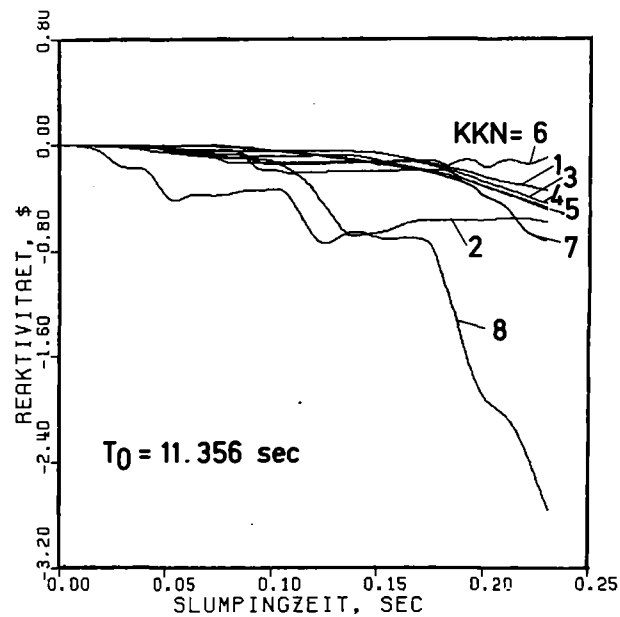
5.2 Gemeinsame Bewegung von Brennstoff und Hüllrohr

Die rasche Zufuhr der Hüllrohrreaktivität führt zu dem in Bild C.14 gezeigten erneuten Anstieg der Leistung, der den Brennstoff rasch auf die zum

Hüllrohrreaktivität



Brennstoffreaktivität



GfK
IRE

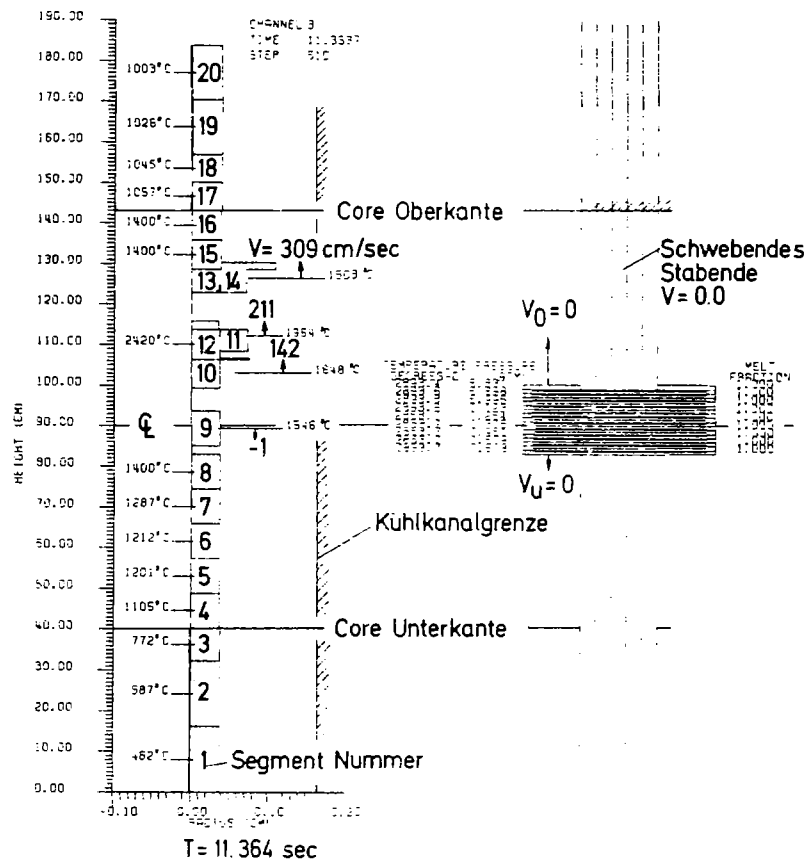
Hüllrohr- und Brennstoffrückwirkungen beim Durchsatz-
störfall C
(Aufbrechen des Pellets bei $T_{CL} = 3500 \text{ C}$)

BILD C.16

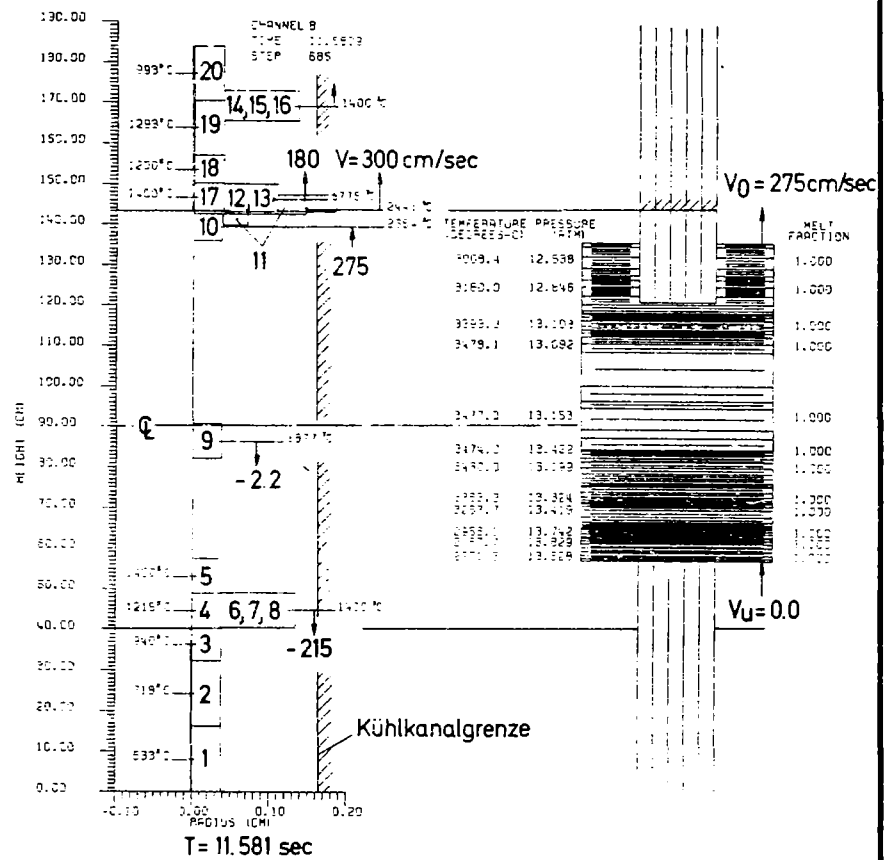
Aufbrechen geforderte hohe Zentraltemperatur bringt und sich auch danach noch bis zu einem Maximum von 44facher Nennleistung fortsetzt. Die Initialisierung der Brennstoffdispersion erfolgt zuerst in Kanal 1 ca. 60 msec nach Beginn der Hüllrohrbewegung bei 11.356 sec. Die Brennstoffschmelzfraction beträgt dabei ca. 90%. Binnen weiterer 60 msec ist der Brennstoff auch in allen anderen Kanälen aufgebrochen außer dem äußersten(Kanal 9), in dem diese hohe Versagensenthalpie während der Einleitungsphase nicht erreicht werden kann, da die Leistung nach dem Aufbrechen der ersten Kanäle rasch abnimmt.

Die aufbrechenden Segmente füllen teilweise den gleichen Raum wie die separat bewegten Hüllrohrsegmente, die das Core zu diesem Zeitpunkt noch nicht verlassen haben. Die entstehende Situation soll anhand von Bild C.17 verdeutlicht werden. Darin sind die verschiedenen Hüllrohrsegmente und ihre Positionen zusammen mit der Lage der kompressiblen Zone und deren Zustandsdaten für den Zeitpunkt des ersten Aufbrechens und für den Endpunkt der Einleitungsphase angegeben. Bewegte Hüllrohrsegmente sind durch die Pfeile rechts mit ihren Geschwindigkeiten gekennzeichnet. Kombinierte Hüllrohrsegmente, die bei Überlappung einzelner Segmente gebildet wurden, sind maßstäblich vergrößert eingetragen und lassen Rückschlüsse auf den Füllgrad des Kühlkanals zu, der allerdings immer nur über die jeweilige Nodelänge gemittelt eingeht. Beim ersten Aufbrechen sind außer dem Segment 9 nur Hüllrohrsegmente in der oberen Corehälfte in Bewegung. Die Segmentgeschwindigkeiten liegen zwischen 2 und 3 m/s, dabei kommt es zu dem erwähnten raschen Eindringen in den oberen Brutmantel mit dem ersten Reaktivitätszuwachs. Die Hüllrohrbewegung setzt anschließend auch unterhalb der Coremitte ein und führt zu dem erwähnten zweiten Reaktivitätszuwachs.

Beim ersten Aufbrechen befinden sich die Hüllrohrsegmente 9 und 10 noch innerhalb der kompressiblen Zone. Das Segment 9 liegt beschleunigungsmäßig in einer neutralen Zone und hat nur eine geringe Geschwindigkeit. Nach der axialen Ausdehnung des Aufbruchvorgangs kommen noch zusätzliche Hüllrohrsegmente in die kompressible Region. Bild C. 17 macht gewisse Schwierigkeiten bei der weiteren Modellierung dieses Störfalls vielleicht schon klar. Eine adäquate Beschreibung dieser Situation müßte die Bewegung dreier miteinander wechselwirkender Fluidfelder (Dampf, Stahl und Brennstoff) simulieren. Hierzu gibt es in dem geplanten Modell LEVITATE für den SAS4A-Code auch erste Ansätze /C.5/. Die gegenwärtigen SAS-Modelle sind jedoch für die gekoppelte Beschreibung einer derartigen Materialanordnung nicht verwendbar.



Hüllrohrbewegung: 51 msec Brennstoffdispersion: 3 msec



Hüllrohrbewegung: 268 msec Brennstoffdispersion: 221 msec

GfK
IRE

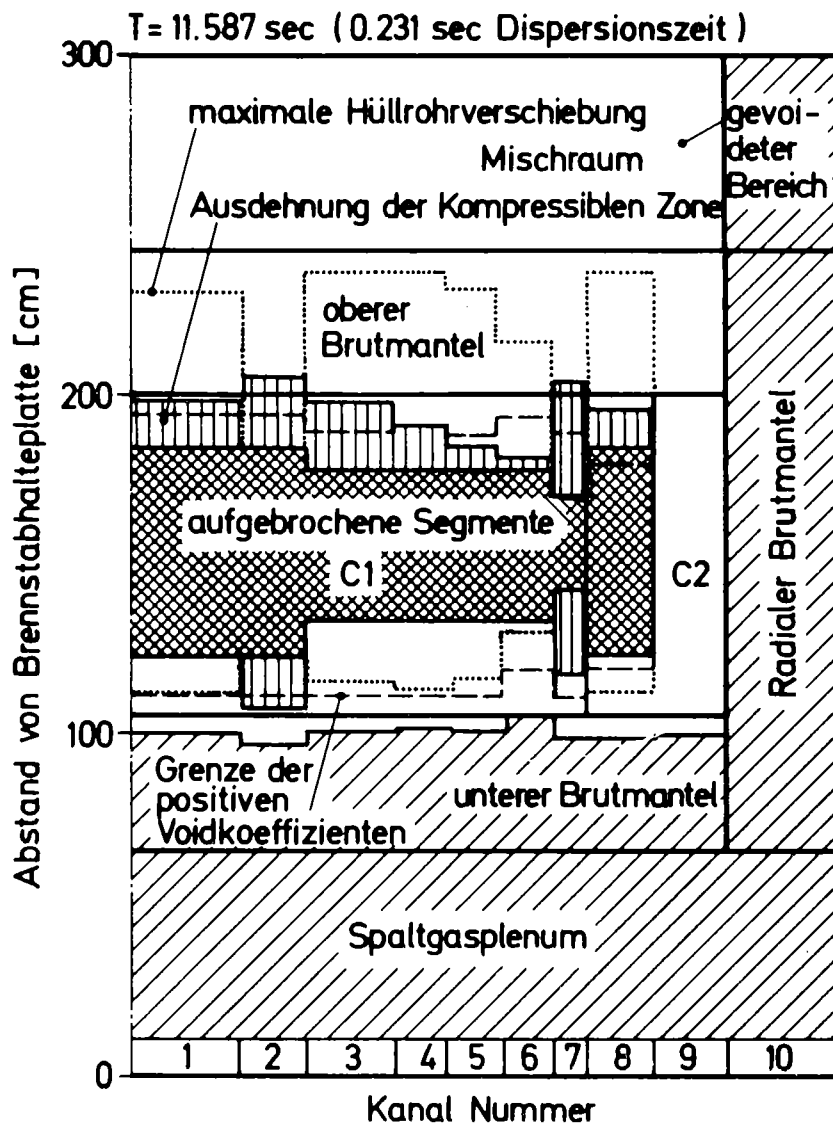
Brennstoff- und Hüllrohrbewegungen im Leitkanal 8
beim Durchsatzstörfall C im Mark IA EOL Kern

BILD C.17

Brennstoff- und Hüllrohrbewegung müssen daher jede mit ihrem Modell separat weiterverfolgt werden. Um diese Situation wenigstens konservativ abzuschätzen, wird die Hüllrohrbewegung innerhalb der kompressiblen Zone in SAS daher zusätzlich beschleunigt und die Brennstoffbewegung dabei gleichzeitig eingeschränkt. Das Programm wurde dafür so geändert, daß für die Beschleunigung der Hüllrohrsegmente innerhalb der kompressiblen Region auch die dort vorhandenen Druckgradienten herangezogen werden. Die oberste Grenzfläche der kompressiblen Zone darf außerdem erst dann weiter nach oben expandieren, wenn alle Hüllrohrsegmente oberhalb der Coremitte die kompressible Zone verlassen haben, das gleiche gilt für die unterste Grenzfläche, die sich erst weiter nach unten ausdehnen kann, wenn sich unterhalb der Coremitte keine Hüllrohrsegmente mehr darin befinden. Eine Vergrößerung der kompressiblen Zone durch weitere Aufbrechprozesse ist möglich. Nach der vollständigen Trennung der Hüllrohrsegmente von dem entsprechenden Teilgebiet der kompressiblen Zone wird die Ausdehnung der äußersten Lagrange-Masche jeweils an die weitere Bewegung des der Zone nächsten Hüllrohrsegments gekoppelt.

Mit diesen konservativen aber nicht mechanistischen Einschränkung werden die in SAS simulierte Materialbewegungen nach dem Brennstoffaufbrechen interpretierbar. Am Ende der Exkursion (rechter Teil von Bild C.14) ist z.B. die Geschwindigkeit der untersten Lagrange-Masche Null, da sich das Hüllrohrsegment 9 bei dem sehr flachen Druckgradienten nur wenig bewegt und die kompressible Region nicht verlassen konnte. Die oberste Lagrange-Masche kann sich dagegen ausdehnen. Ihre Geschwindigkeit ist aber durch die des Hüllrohrsegments 10 vorgegeben. Innerhalb der kompressiblen Zone liegen mit 13 atm recht hohe Drücke vor, ihre axialen Gradienten sind jedoch verhältnismäßig klein. Die Drücke, die vor allem durch die starke Aufheizung der (nach Initiierung von Hüllrohrbewegung nur noch gering angenommenen) Stahlein-schlüsse zustande kommen, haben an den Rändern der in ihrer Expansion stark behinderten kompressiblen Zone praktisch zu einphasigen Zuständen und damit trotz unterschiedlicher Temperaturen zu einem axialen Druckausgleich geführt. Die Unterdrückung der freien Expansion der kompressiblen Zone ist dabei eine sehr konservative Einschränkung, durch die die Abschalt rückwirkungen der Brennstoffbewegung stark unterschätzt werden.

Die unter diesen Randbedingungen kanalweise berechneten Dispersionsrückwirkungen, die im rechten Teil von Bild C. 16 aufgetragen sind, sind trotzdem stark genug, um die nach wie vor positiven Hüllrohrreaktivitätsraten zu kompensieren und den Reaktor abzuschalten (Bild C. 14). Durchschmelzen der Bündelwände tritt nach ca. 11.5 sec ein und beendet die Simulation dieses Störfalls. Der Corezustand am Ende der Rechnung ist in Bild C. 18 dargestellt. Außer in den Kanälen 2 und 7, in denen keine separaten Hüllrohrbewegungen auftraten, ist die Expansion der SLUMPY-Zone überall stark eingeschränkt. Die Brennstabstümpfe an den Corerändern sind ebenso wie beim Referenzfall in der Einleitungsphase noch intakt geblieben, da sich der Aufbruchvorgang nach dem Leistungsabfall durch die Brennstoffdispersion axial nicht weiter ausdehnen kann. Die Hüllrohrsegmente, die zum Teil in der aktiven Zone weiter aufgeheizt wurden, sind tief in den oberen Brutmantel eingedrungen und noch immer nicht vollständig erstarrt. Von der Temperatur, dem Druck und den Materialkonfigurationen her führt der Fall C in Anordnungen, wie sie für die Transitionphase bezeichnend sind. Die separate Hüllrohrbewegung konnte dabei nicht zu starken Leistungsexkursionen führen, obwohl die Brennstoffbewegung durch Modellierungsschwierigkeiten bedingt in sehr konservativer Weise eingeschränkt wurde.



Aufbrechen bei Zentraltemperaturen von 3500°C

GfK
IRE

Core Zustand am Ende der Dispersionsphase
beim Durchsatzstörfall C im Mark 1A EOL
Kern (bei höherer Versagensschwelle)

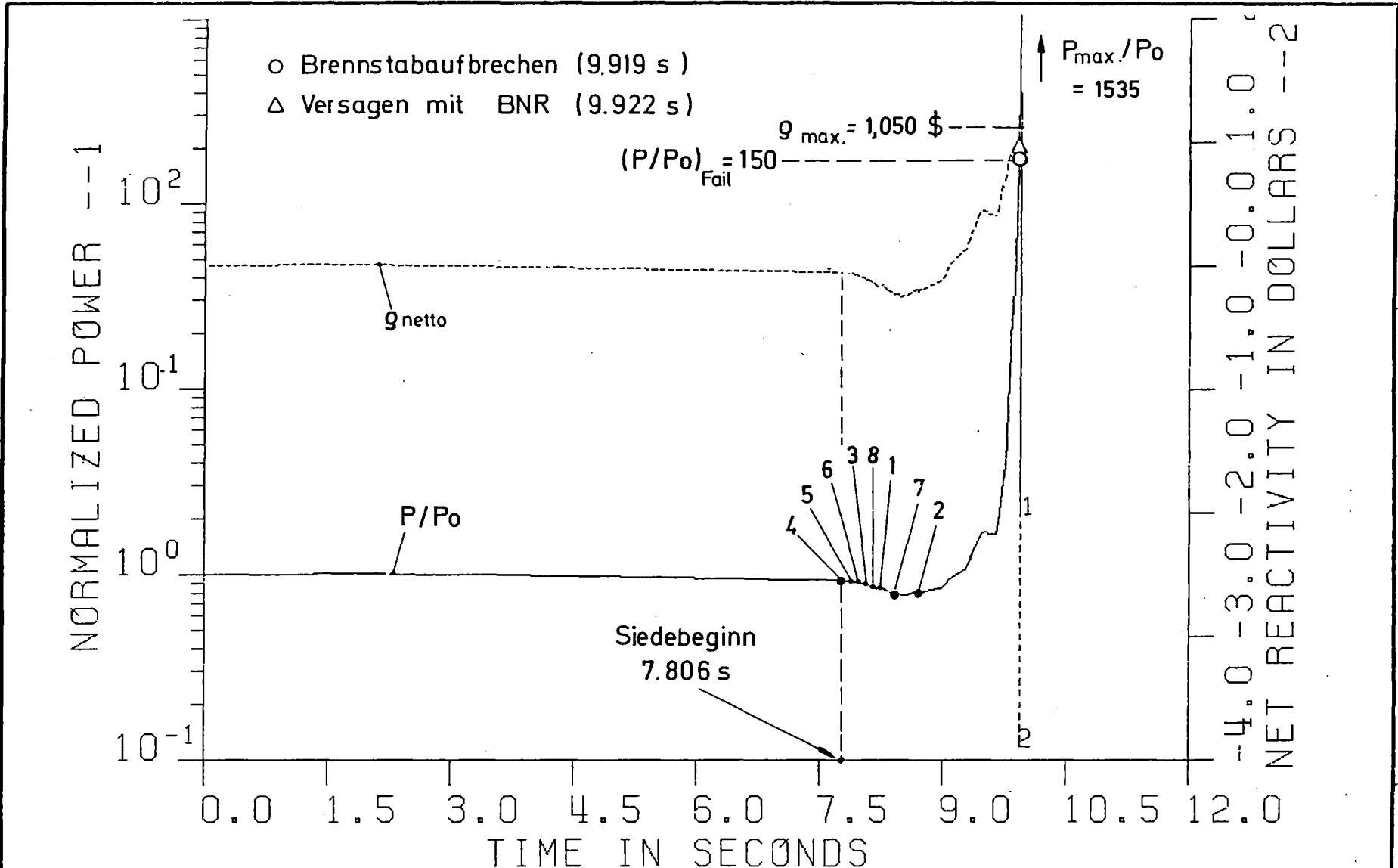
BILD C.18

C.2 Simulierter Störfallverlauf zur Energetikeingrenzung

Beim energetischen Grenzfall F7 wurden in pessimistischer Weise alle die Störfallenergetik abmildernden Phänomene also sowohl die axiale Expansionsrückwirkung wie auch die Brennstoffdispersion durch Spaltgas und Natriumdampf vernachlässigt und die BNR nach Brennstabversagen in ungevoideten Bereichen durch konservative Annahmen besonders heftig gemacht. Die zugrundeliegenden Annahmen für diese Rechnung sind im Anhang B.3 detailliert angegeben. Bild C.19 zeigt den für den Fall F7 berechneten Leistungs- und Reaktivitätsverlauf, der von den Annahmen her mit der Energetikeingrenzung (Case 7) für den CRBR übereinstimmt [C.6]. Der Ablauf der Ereignisse bei diesem Grenzfall wird in Tabelle C.4 zusammengefaßt. Durch Vernachlässigung der axialen Expansionsrückwirkung kommt es während der Durchsatzreduktion nur noch zu einer sehr schwachen Leistungsabnahme durch den Dopplereffekt und Sieden wird 7.806 sec also 1/2 s früher als im Referenzfall bei 93 % Nominalleistung im Kanal 4 eingeleitet. Durch die etwas höhere Leistung sieden auch die anderen Kanäle in dichter Folge auf und Strömungsumkehr setzt früher ein nach Siedebeginn. Die Siedesequenz entspricht der des Referenzfalls. Sieden wird aber im Kanal 2 zusammen mit den anderen Kanälen initialisiert und nicht wie beim Referenzfall durch eine erneute Verstärkung der Kühlung nach Druckaufbau im Eintrittsplenum auf einen späteren Zeitpunkt verschoben. Die Nominalleistung wird schon 1.4 sec nach Siedebeginn wieder erreicht und steigt danach schneller an als beim Referenzfall.

1. Die Exkursionsphase durch normale Siedevorgänge

Auch die Kühlmittlexpulsion nach Strömungsumkehr erfolgt bei der höheren Leistung schneller. Das führt zu höheren Raten der Reaktivitätszufuhr. Monoton negative Rückwirkungen entstehen während der Exkursionsphase nur noch durch den Dopplereffekt. Sie können die Voidrückwirkungsrampen erst auf einem viel höheren Leistungsniveau kompensieren als beim Referenzfall, bei dem die zusätzlichen negativen Rückwirkungen durch axiale Expansion berücksichtigt wurden. Die Folge ist ein zunächst nahezu ungebremster Anstieg der Reaktorleistung, kleine Oszillationen entstehen lediglich durch Schwingungen der unteren Phasengrenzflächen aufgrund des Druckaufbaus im Eintrittsplenum durch die hydraulische Kopplung. Die die Exkursion treibenden Voidrückwirkungen der verschiedenen Kanäle (Bild C.20) zeigen einen



GfK
IRE

Leistung und Netto Reaktivität beim Durchsatzstörfall F7
(energetischer Grenzfall) im Mark 1A EOL Kern

BILD C.19

TABELLE C 4: EREIGNISABLAUF BEIM ENERGETISCHEN GRENZFALL F 7

KANAL (BÜNDELANZAHL)	REL. LEISTUNG (LEISTUNG/DURCHSATZ)	SIEDEBEGINN s	BRENNSTOFFBEWEGUNG s	VERSAGEN MIT BNR s	MAX. HÜLLTEMPERATUR B. VERSAGEN °C
1 (7)	1.098 (0.984)	8.307	9.9193	-	1195
2 (9)	1.078 (0.967)	8.730	-	9.9215	1076
3 (15)	1.058 (1.029)	8.069	9.9215	-	1288
4 (18)	1.039 (1.075)	7.806	9.9217	-	1240
5 (24)	1.007 (1.067)	7.945	9.9226	-	1246
6 (18)	0.989 (1.058)	8.054	9.9236	-	1191
7 (18)	0.939 (1.041)	8.410	-	9.9261	1159
8 (42)	1.088 (0.980)	8.263	9.9203	-	1189
9 (48)	0.886 (0.923)	-	-	9.9280	1047

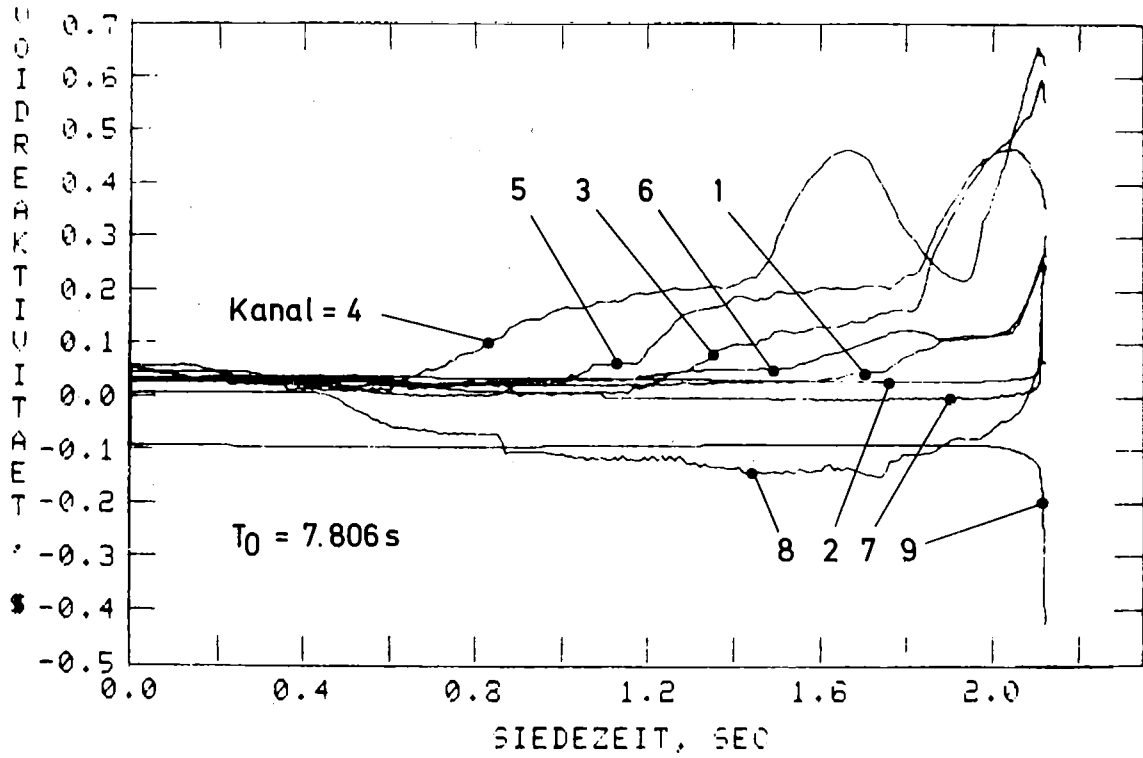


BILD C.20: VOIDRÜCKWIRKUNGEN DER KANÄLE BEIM ENERGETISCHEN GRENZFALL F7

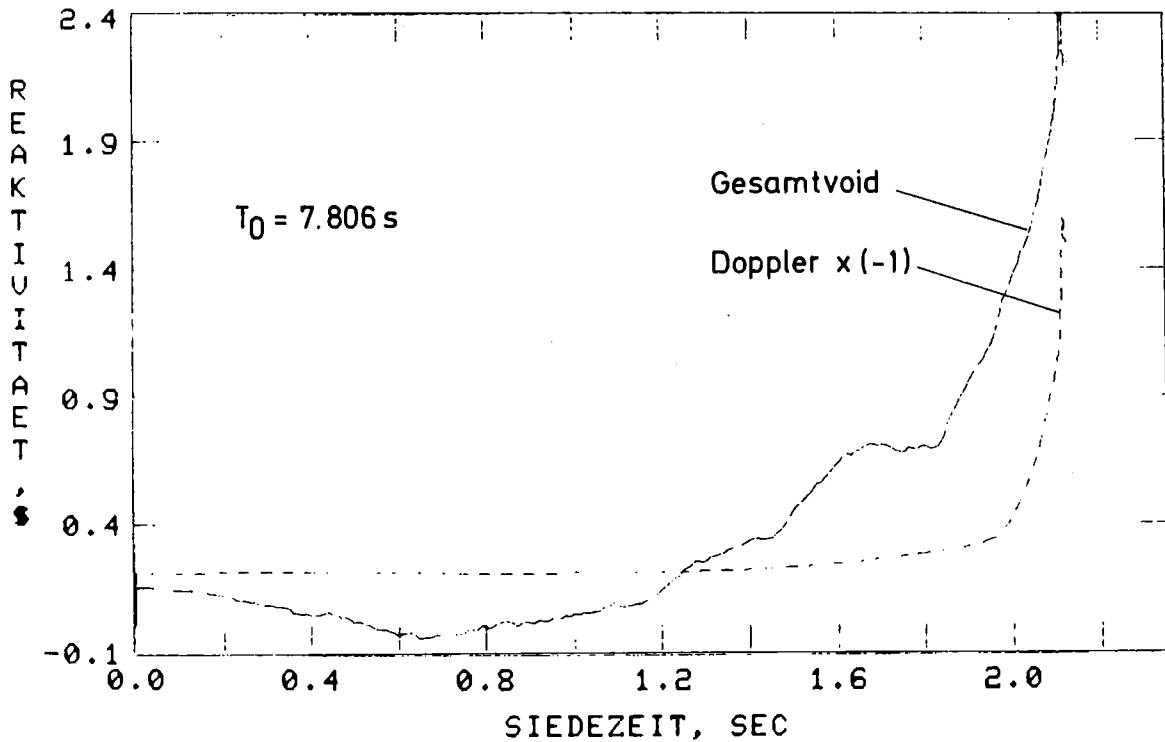
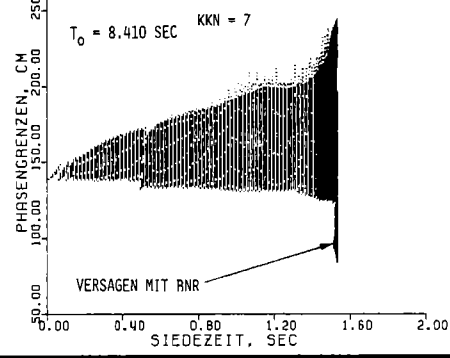
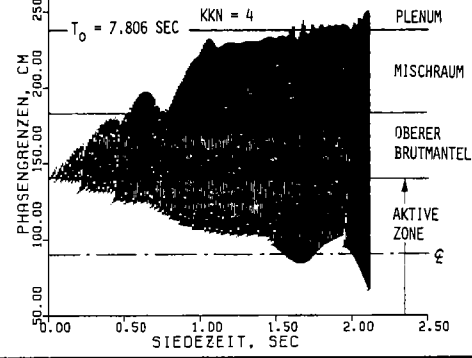
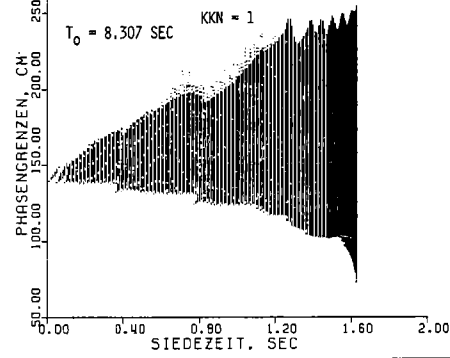
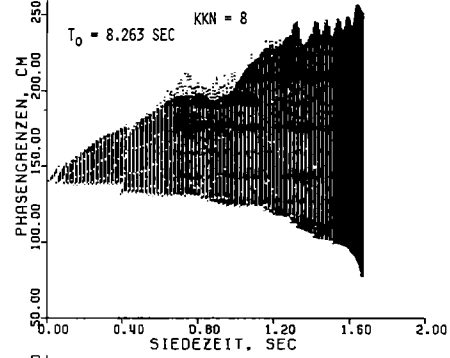
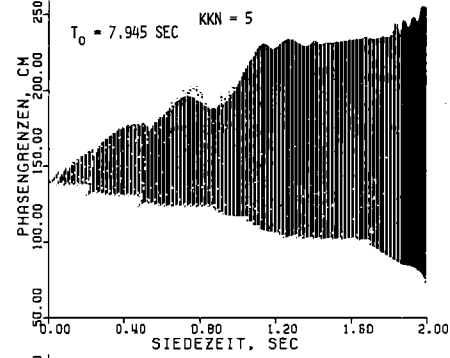
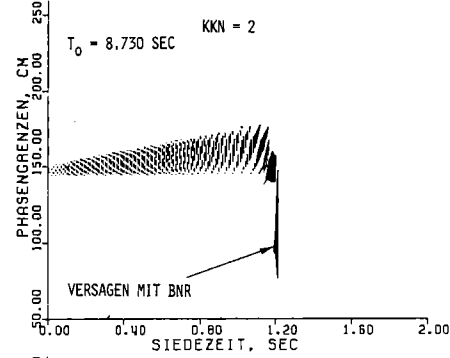
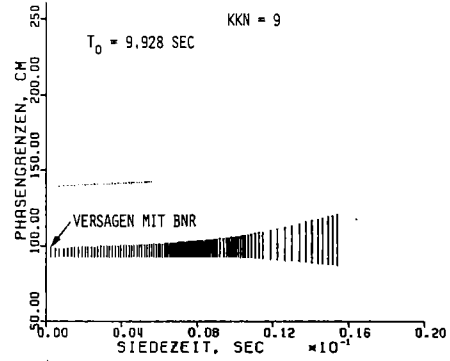
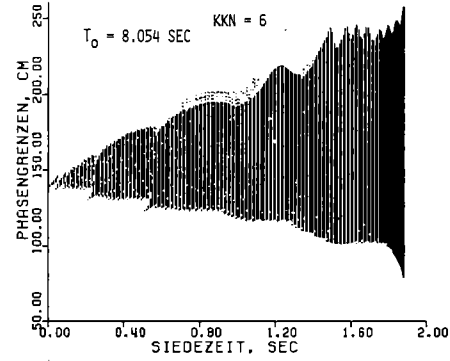
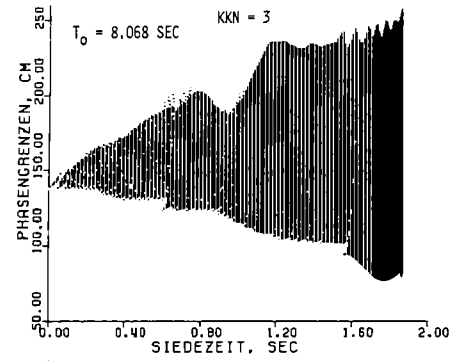


BILD C.21: GESAMT VOID- UND DOPPLERRÜCKWIRKUNG BEIM ENERGETISCHEN GRENZFALL F7

verglichen mit dem Referenzfall früheren Anstieg und eine kohärentere Reaktivitätszufuhr. Durch die höhere Verdampfungsleistung kommt es zu einer zunehmend rascheren Kühlmittlexpulsion, die die Rückwirkungsraten stärker autokatalytisch steigert. Die überlagerte Voidrückwirkung (Bild C.21) zeigt daher höhere Rampen, die maximalen treibenden Voidreaktivitätsrampen werden mit 11 $\$/\text{sec}$ fast doppelt so hoch wie beim Referenzfall. Mit eingetragen in Bild C.21 ist die Dopplerrückwirkung. Sie liefert erst oberhalb der 10-fachen Nominalleistung nennenswerte negative Änderungsraten kann die Zunahme der Voidreaktivität in der Expulsionsphase aber zu keinem Zeitpunkt vor dem Brennstabaufbrechen voll kompensieren, so daß es nach der kleinen Leistungsschwingung durch die Druckerhöhung ein Eintrittsplenum zu dem in Bild C.19 gezeigten monotonen Leistungsanstieg kommt, der bei 150-facher Nennleistung in einem nahezu prompt kritischen Reaktor (99 $\%$) zum Brennstabaufbrechen führt.

Die die Voidrückwirkungen hervorrufenden Siedevorgänge sind in Bild C.22 kanalweise dargestellt und zeigen in den Kanälen 3 und 4 deutlich die Schwingungen der unteren Phasengrenze nach örtlichem Dryout und gleichzeitigem Druckaufbau im Eintrittsplenum, die die Reaktivitätsoszillationen dieser Kanäle im Bild C.20 hervorrufen. Nach der Unterdrückung der stark negativen Expansionsrückwirkungen führen schon die Kühlmittlexpulsionen aus der oberen Core-Hälfte zu energetischen Exkursionen. In den erst spät siedenden Kanälen 2 und 7 bzw. in dem nach einer erneuten Zunahme der Kühlung durch die Strömungsverteilung überhaupt nicht siedenden Kanal 9 tritt daher Brennstabversagen und BNR ein und es kommt zu LOF/TOP Ereignissen, die später noch genauer erläutert werden. Brennstabversagen wird dicht oberhalb der Core Mitte initialisiert. Wie Bild C.22 zeigt, ist der Kanal 2 im oberen Brutmantel dabei erst wenig, der früher siedende Kanal 7 dagegen schon bis in den oberen Mischraum hinein aufgevoidet. Die Trägheit der Natriumsäule über der BNR Zone ist dadurch verringert, wodurch der BNR Voidvorgang in diesen Kanälen stärker nach oben geht. Die Exkursion wird noch vor einem stärkeren Aufvoiden des unteren Core Bereichs beendet, da die beim LOF/TOP Ereignis durch BNR Voidvorgänge induzierte Leistungsexkursion sehr rasch zum Aufbau disassemblierender Brennstoffdampfdrücke führt. Der Druckaufbau im Eintrittsplenum ist bei den schnelleren Kühlmittlexpulsionen bei gleicher Siedezeit stärker als im Referenzfall. Beim ersten Aufbrechen, das bei dieser Exkursion 1.6 sec nach Siedebeginn erfolgt, liegt der Eintrittsdruck um 3 atm über dem



GfK
IRE

Voidvorgänge durch Sieden und BNR beim Durchsatzstörfall F7 (keine Exp.-rückw. u. Spaltgasdisper.)

BILD C.22

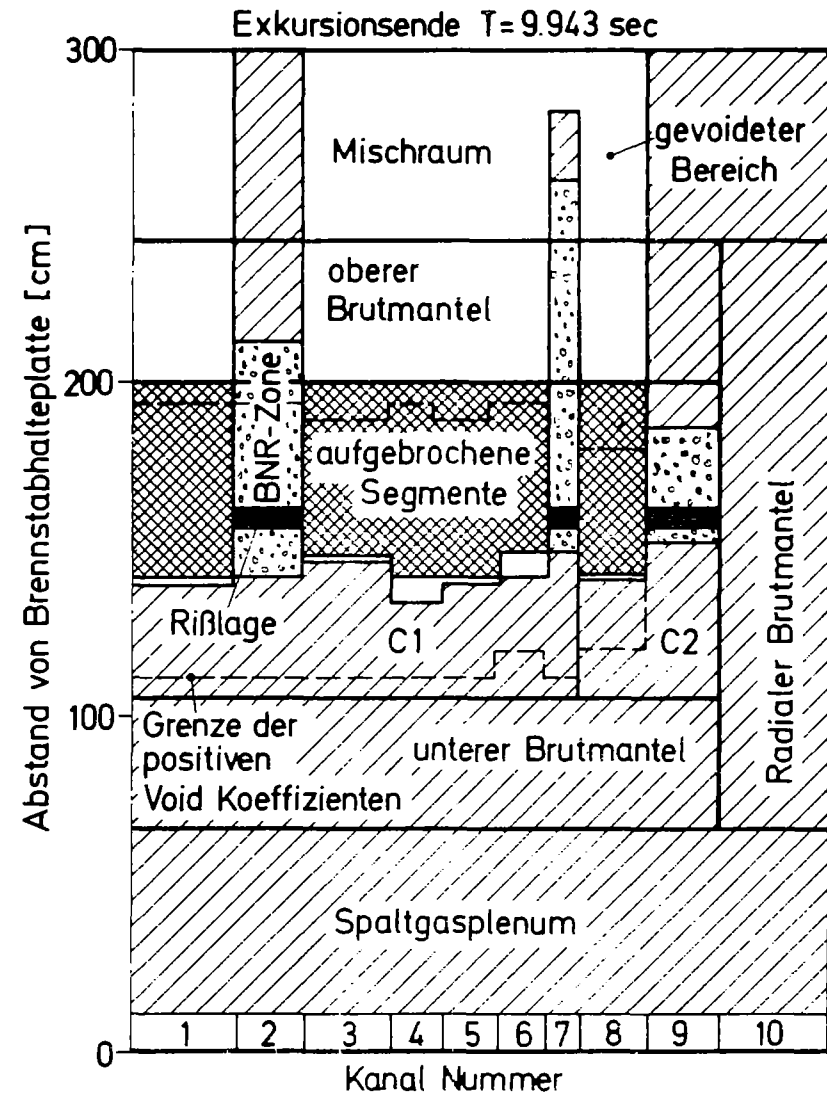
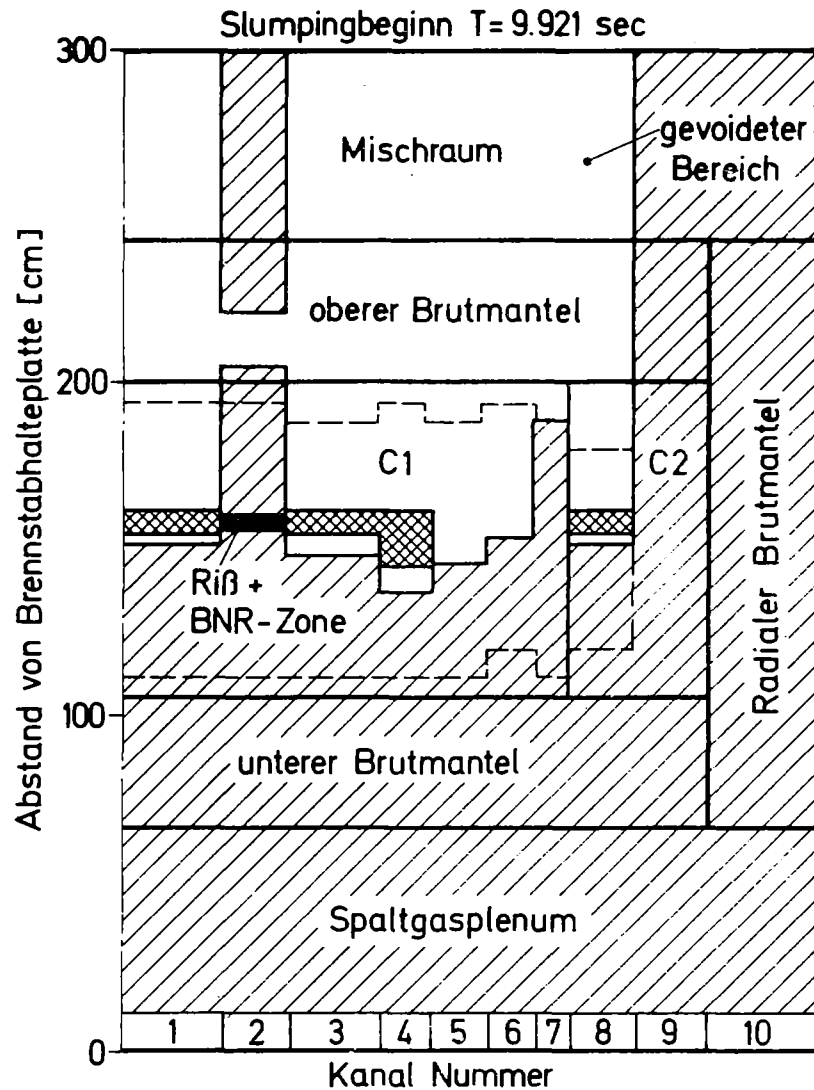
niedrigsten Wert bei Siedebeginn. Der Unterschied zum Referenzfall (2.8 atm) ist nicht sehr groß. Die Druckerhöhung wird aber beim energetischen Fall F7 mit einer um 0.6 sec kleineren Siedezeit erreicht. Nach dem Brennstabversagen führen die BNR Drücke zu einer Druckerhöhung im Eintrittsplenum auf über 20 atm. Dadurch wird der Voidvorgang in den normal siedenden Kanälen während der LOF/TOP Phase stark verlangsamt, zum Teil tritt sogar Reentry ein, das ist jedoch innerhalb der Zeitskalen von Bild C.22 nicht erkennbar, macht sich aber in dem Abfall der Voidrückwirkungen im Bild C.20 bemerkbar.

2. Core Zustand beim ersten Aufbrechen der Stäbe

Brennstoffaufbrechen, das in gevoideten Core Bereichen nach Überschreitung einer 50 % Brennstoffschmelzfraction initialisiert wird, erfolgt zuerst im zentralen Kanal 1. Beim ersten Aufbrechen ist das Core außer in den stationär überkühlten Kanälen 2, 7 und 9, in der oberen Hälfte gevoidet. In Bild C.23 sind die aufbrechenden Segmente für die SLUMPY Beschreibung als engmaschiges Netz eingetragen. Die schraffierten Bereiche geben den noch mit Natrium gefüllten Teil des Cores an. Lage und Länge der Rißzone in Kanälen mit BNR sind durch schwarze Balken gekennzeichnet. Im rechten Teil des Bildes ist der Core Zustand am Ende der Exkursion wiedergegeben, der im Kapitel 3 noch erläutert wird.

Die bis zum ersten Aufbrechen im wesentlichen durch Siedevorgänge freigesetzte Voidreaktivität beträgt ca. 2 \$, d.h. das maximale positive Voidreaktivitätspotential ist nur zu 35 % ausgeschöpft. Durch Vergleich der in Bild C.23 eingetragenen Grenzen des positiven Voidkoeffizienten mit den noch ungevoideten Core Bereichen wird deutlich, daß weitere Voidvorgänge insbesondere durch BNR in den Kanälen 2 und 7 noch erhebliche Steigerungen der Voidreaktivität ermöglichen. Die Temperaturerhöhung im Brennstoff hat bis zum Aufbrechen insgesamt eine Dopplerrückwirkung von - 1 \$ erzeugt. Die Änderungsrate der Dopplerrückwirkung beträgt - 8.9 \$/sec. Sie ist vor allem durch die beim Aufbrechen überall noch stattfindenden Schmelzvorgänge begrenzt. Der Enthalpiegehalt des Brennstoffs ist noch weit von der Schwelle zum Dampfdruckaufbau entfernt. Auf einem mit 99 ¢ schon fast prompt kritischen Reaktivitätsniveau überlagern sich daher Voidrampen von 11.3 \$/sec mit der Dopplerrückwirkung zu einer positiven Netto Rampe von 2.4 \$/sec. In der Phase eines raschen weiteren Leistungsanstiegs mit Perioden von ca. 12 msec kommt es dabei schon 3 msec nach dem ersten Auf-

-C46-



GfK / IRE

Voidzustand und Position der aufgebrochenen Segmente in SLUMPY und SASFCI bei Slumpingbeginn und Exkursionsende (Durchsatzstörfall F7, Aufbrechen bei 50% Brennstoffschmelzanteil)

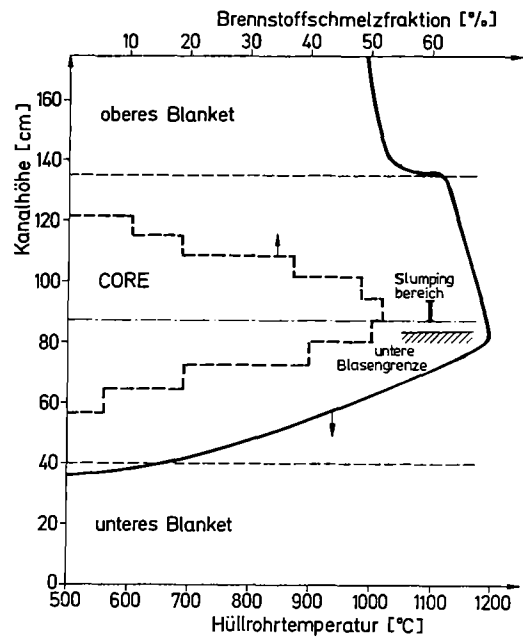
BILD C.23

brechen zum Brennstabversagen mit BNR und zur Initiierung von LOF/TOP Ereignissen.

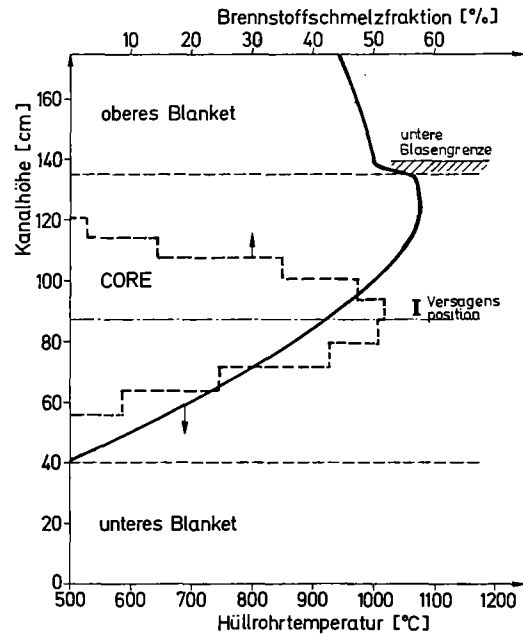
Im Kanal 8 erreicht der Peak Node unmittelbar oberhalb der Core Mitte das Aufbrechkriterium von 50 % Schmelzfraktion in einen noch nicht ganz gevoideten Zustand. Die hier real zu erwartenden Phänomene nach dem Aufbrechen in teilweise gevoideten Nodes lassen sich mit SAS jedoch nicht simulieren, weshalb das Aufbrechen in diesem Kanal ebenso wie die axiale Propagation des Aufbrechprozesses nach unten in den meisten anderen Kanälen erst nach vollständiger Kühlmittlex pulsion aus den betroffenen Segmenten und daher bei einer höheren Schmelzfraktion erfolgt. Im zuerst aufbrechenden Segment des Kanals 8 ist die tatsächliche Versagensschmelzfraktion nur um 2 % höher als das vorgegebene Kriterium. Die axiale Propagation nach unten wird dagegen durch diese eingeschränkte Modellierung stärker verzögert, da die weitere Kühlmittlex pulsion sehr viel langsamer erfolgt als das Aufschmelzen der unteren Core Zone.

Brennstabversagen und BNR wird in den ungevoideten Bereichen unter Anwendung des gleichen Schmelzfraktionskriteriums wie für den Aufbrechprozess in den gevoideten Bereichen initialisiert. Der Riß wird in den Peak Segmenten der ungevoideten Kanäle 2, 7 und 9 gebildet und liegt ebenso wie die ersten aufbrechenden Segmente in den gevoideten Kanälen unmittelbar oberhalb der Core Mitte. Die schon in Bild C.22 diskutierten Voidvorgänge im oberen Bereich der Kanäle 2 und 7 haben zu dem in Bild C.23 angegebenen Zustand beim Versagen geführt, der die Randbedingungen für die nachfolgende BNR Simulation setzt.

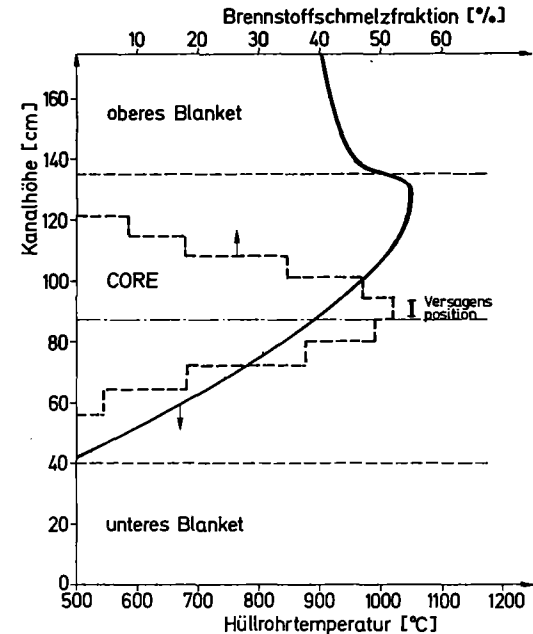
Die thermischen Bedingungen im Hüllrohr und Brennstoff beim ersten Aufbrechen bzw. Brennstabversagen sind im Bild C.24 für 3 charakteristische Kanäle verglichen. Der Zustand im Kanal 8 charakterisiert dabei alle anderen in gevoideten Bereichen aufbrechenden Kanäle. Kanal 2 charakterisiert den Versagenszustand der nur im oberen Brutmantel gevoideten und Kanal 9 den der vollkommen ungevoideten Bündel. Beim ersten Aufbrechen liegen die Hüllrohrtemperaturen überall unterhalb des Schmelzpunktes. Ihre Maxima erreichen nur etwa 1200 bis 1250°C. Restfestigkeiten der Hülle spielen in diesem Temperaturbereich noch eine Rolle. Die axiale Propagation des Aufbrechvorgangs ebenso die Rißlage ist in dieser Simulation zwar vorgegeben und steht in keinem Zusammenhang zu den bestehenden Restfestigkeiten der Hülle. Trotz-



Kanal 8
T = 9.920 sec



Kanal 2
T = 9.922 sec



Kanal 9
T = 9.928 sec

GfK
IRE

Axiale Verteilung der Hüllrohrtemperatur und Brennstoffschmelzfraktion beim Versagen der Stäbe in den Kanälen 2, 8 und 9
(Durchsatzstörfall F7, Versagen bei 50% Schmelzfraktion)

BILD C.24

dem ist es vielleicht interessanter den berechneten Aufbrechvorgang mit dem aufgrund der berechneten Randbedingungen zu erwartenden zu vergleichen. Ein wesentlicher Schlüssel hierzu liegt in den Hüllrohrtemperaturen und ihren axialen Verteilungen, die die bestehenden Verteilungen der Restfestigkeiten in den Stäben bestimmen.

In allen Kanälen hat die axiale Verteilung der Hüllrohrtemperatur ihr Maximum bei Siedebeginn am oberen Ende der aktiven Zone. Der Restdurchsatz des Kühlmittels ist bei Siedebeginn noch zu stark und verhindert eine Verschiebung des Maximums zur Core Mitte hin, wie sie sich etwa bei einem vollkommen stagnierenden Kühlmittelfluß durch Aufprägung der axialen Leistungsverteilung des Brennstoffs ergeben würde. Zu diesem Ergebnis kommt man auch im Kanal 9, wenn man die Temperaturverteilung am Versagenspunkt betrachtet. Hier ergibt sich zwar zur Core Oberkante hin eine gewisse Abflachung im Profil, die durch die aufgeprägte starke Leistungsexkursion erzeugt wird, eine Verschiebung des Maximums nach unten, wird jedoch durch den erneut ansteigenden Kühlmittelfluß nach der Druckerhöhung im Eintrittsplenum verhindert. Am Versagenspunkt liegt der Restdurchsatz in diesem Kanal wieder bei 74 % des stationären Werts. Erst bei der weiteren Reduktion des Restdurchsatzes durch den Natriumdampfdruckaufbau nach Siedebeginn kommt es zu einer stärkeren Abflachung des Hüllrohrprofils aufgrund der axialen Leistungsverteilung. Im Bereich der Flüssigkeitssäule kann sie sich in den spät auf siedenden Kanälen bemerkbar machen, in denen es erst nach Einsetzen der Leistungstransienten zur Strömungsumkehr kommt. Durch den immer noch recht hohen Restdurchsatz (Kanal 2: 61 %, Kanal 7: 29 %) treten die Maxima der Hüllrohrtemperaturen am Versagenspunkt jedoch weiterhin an der Dampf-Flüssigkeitsgrenzfläche auf. In den früh siedenden Kanälen, in denen Strömungsumkehr schon vor der Leistungsexkursion einsetzt (Kanal 8 in Bild C.24) fällt das Maximum der Hüllrohrtemperatur immer mit der Dampf/Flüssigkeitsgrenzfläche zusammen, im Bereich der Flüssigkeitssäule kommt es jedoch zu einem steileren axialen Gradienten, der durch den kumulierten Speichereffekt des im beheizten Bereich zuerst nach oben und dann nach unten bewegten Flüssigkeitspfropfens zusätzlich verstärkt wird. Der gleiche Speichereffekt des bei der Expulsion nach unten weiter aufgeheizten Natriums zusammen mit der axialen Leistungsverteilung führt zu der im gevoideten Bereich von Kanal 8 gezeigten Umkehrung des axialen Hüllrohrtemperaturprofils, das vom oberen Core Rand zur Core Mitte hin um ca. 80°C zunimmt.

Im Hinblick auf die Hüllrohrfestigkeit führen die Betrachtungen des Temperaturprofils zu folgenden Aussagen: (1) Die Hüllrohrfestigkeit ist im Bereich der Phasengrenzflächen am stärksten geschwächt. (2) Nach unten zu nimmt sie durch den starken Temperaturabfall im Bereich der Flüssigkeitssäule stark zu. (3) Im gevoideten Bereich kommt es nur zu geringen Temperaturabnahmen, die zu einem vergleichsweise schwachen Festigkeitsanstieg zum oberen Core Rand hin führen. Die erwartete Phänomenologie für die in Bild C.24 dargestellten Anfangszustände wurde im Kapitel 2.6 bereits erläutert.

In der vorgenommenen SLUMPY Modellierung der Vorgänge in den in der oberen Hälfte gevoideten Kanälen stimmt die axiale Lage der aufbrechenden Segmente und die axial nach oben bevorzugte Propagation mit den axialen Verteilungen der Hüllrohrfestigkeiten überein. Die Modellierung vernachlässigt jedoch die an der Dampf/Flüssigkeitsgrenze mit dem aufbrechenden Material wahrscheinlich stattfindenden thermischen Wechselwirkungen, die vor allem einen zusätzlichen Dispersionseffekt für den Brennstoff bilden werden. Wegen des nach oben zu freien Dampftraumes sind die aus den Wechselwirkungen zu erwartenden Steigerungen der Natriumexpulsion nach unten vergleichsweise gering. Die lokale BNR kommt daher als Auslöser für eine verstärkte Exkursion nicht in Frage. Zum besseren Verständnis der Phänomenologie wäre dagegen eine genauere Untersuchung unter Einbeziehung dieser Wechselwirkungsvorgänge sicher nützlich.

In der SAS/FCI Modellierung der Vorgänge in den im Core Bereich ungevoideten Kanälen 2, 7 und 9 wird Versagen in einer kleinen Rißzone um die Core Mitte herum ohne Möglichkeit für eine axiale Propagation beschrieben. Die Schwächung der Hüllrohrfestigkeit ist hier am oberen Core Ende am größten (die maximale Temperatur erreicht hier schon 1050°C) und macht nicht nur einen hohen Versagenspunkt sondern auch eine rasche Rißpropagation in den ungevoideten Bereichen wahrscheinlich, was die Energetik der Vorgänge nach dem Versagen stark mildern würde. Die SAS/FCI Modellierung ist daher sowohl von den Annahmen wie von den postulierten Randbedingungen verglichen mit der real zu erwartenden Phänomenologie beim LOF/TOP Ereignis sehr pessimistisch.

3. Störfallverlauf in der LOF/TOP Phase

Durch die Unterdrückung der Spaltgas- und Natriumdampfdruckdispersion kommt es nach dem ersten Aufbrechen nicht zu Abschalt rückwirkungen durch die Brennstoffbewegung. Etwa 3 msec nach dem Aufbrechen tritt daher Brennstabversagen und BNR im Kanal 2 in einer Phase raschen Leistungsanstiegs ein, in Abständen von 4 und 2 msec folgen die Kanäle 7 und 9. Die positiven Voidrückwirkungen durch BNR in den Kanälen 2 und 7 bestimmen danach den weiteren Störfallverlauf. Negative Voidrückwirkungen durch BNR im Kanal 9 setzen erst relativ spät ein und bleiben auch wegen des starken Trägheitswiderstands der Natriumsäulen in diesem bei BNR Beginn vollkommen ungevoideten Kanal vergleichsweise klein. Die berechneten BNR-Voidrückwirkungen der einzelnen Kanäle entsprechen praktisch denen des Falls F8, die im Abschnitt 3.3 unter Bild C.29 angegeben sind.

3.1 LOF/TOP Phase beim Störfall F7

Die Leistungs- und Reaktivitätsverläufe für den Störfall F7 sind in Bild C.25 und C.26 in einer feineren Zeitskala aufgetragen und mit denen des später diskutierten Falls F8 verglichen, bei dem die in SAS/FCI berechneten Brennstoffbewegungsrückwirkungen berücksichtigt wurden. Die Sequenzen von Aufbrechen und Versagen in den verschiedenen Kanälen sind darin eingetragen. Ein weiterer Anstieg der Voidrückwirkungen durch normale Siedevorgänge führt ca. 4.5 msec nach dem Aufbrechen zur prompten Kritikalität, die bei 250-facher Nennleistung erreicht wird. Der BNR-induzierte Druckanstieg im Eintrittsplenum verlangsamt dabei aber die Kühlmittlexpulsion durch normale Voidvorgänge in den benachbarten Kanälen, teilweise kommt es dort sogar zu Reentry-Vorgängen. Die Voidrampe flacht dadurch vor dem Entstehen stärkerer BNR-induzierter Voidrückwirkungen etwas ab. Auf der 500-fach erhöhten Nennleistung überwiegt der Dopplereffekt und läßt die Netto-Reaktivität kurzzeitig wieder unter den prompt kritischen Wert absinken. Das führt zu der in Bild C25 gezeigten leichten Leistungsabnahme. Die starken BNR-induzierten Voidrampen setzen nach dem Versagen erst mit einer zeitlichen Verschiebung von ca. 7 ms ein und erzeugen den weiteren eigentlichen Leistungspuls in Bild C25. Sie sind insbesondere im Kanal 7 sehr hoch. Die Natriumsäule über der BNR-Zone hat in diesem Kanal nur eine geringe Trägheit und erlaubt eine sehr rasche Natriumexpulsion, die allein hohe Voidrückwirkungsraten von ca. 45 \$/s erzeugt. Die BNR-Rückwirkungen machen den Reaktor noch einmal überprompt kritisch und führen zu einer maximalen Netto-

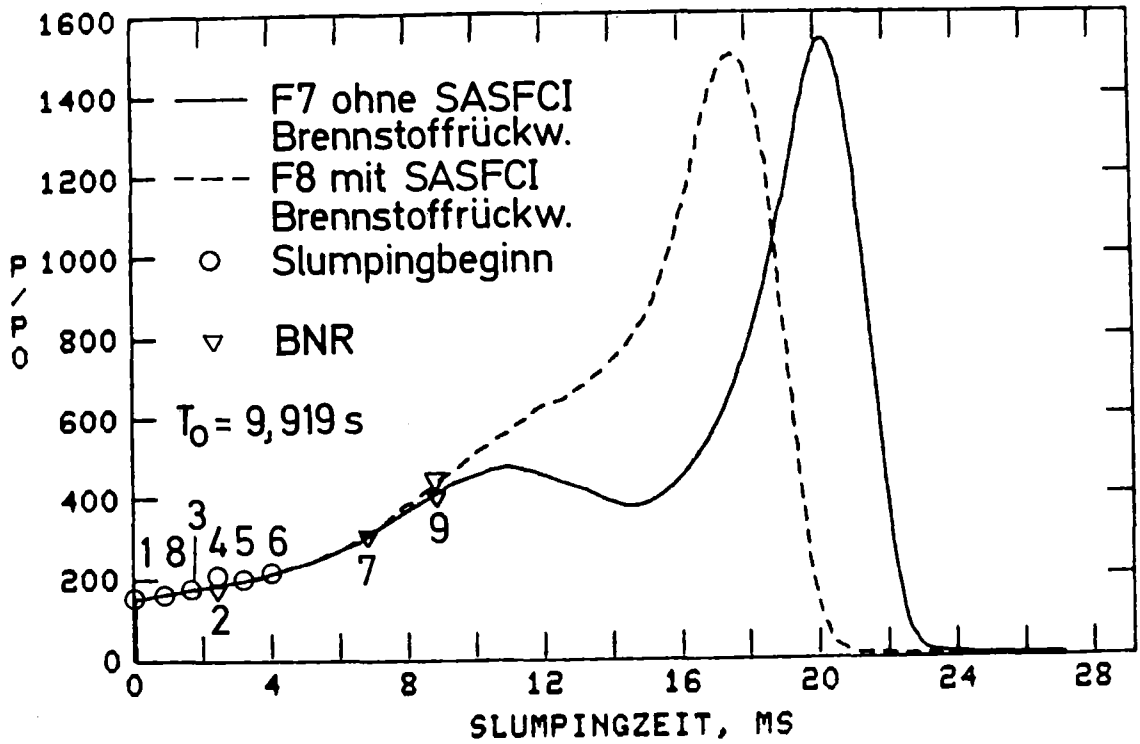


BILD C.25: LEISTUNG BEI KONSERVATIVER ENERGETIKEINGRENZUNG FÜR KDS IM MARK 1A EOL KERN (EINFLUSS DER SASFCI BRENNSTOFFRÜCKWIRKUNG).

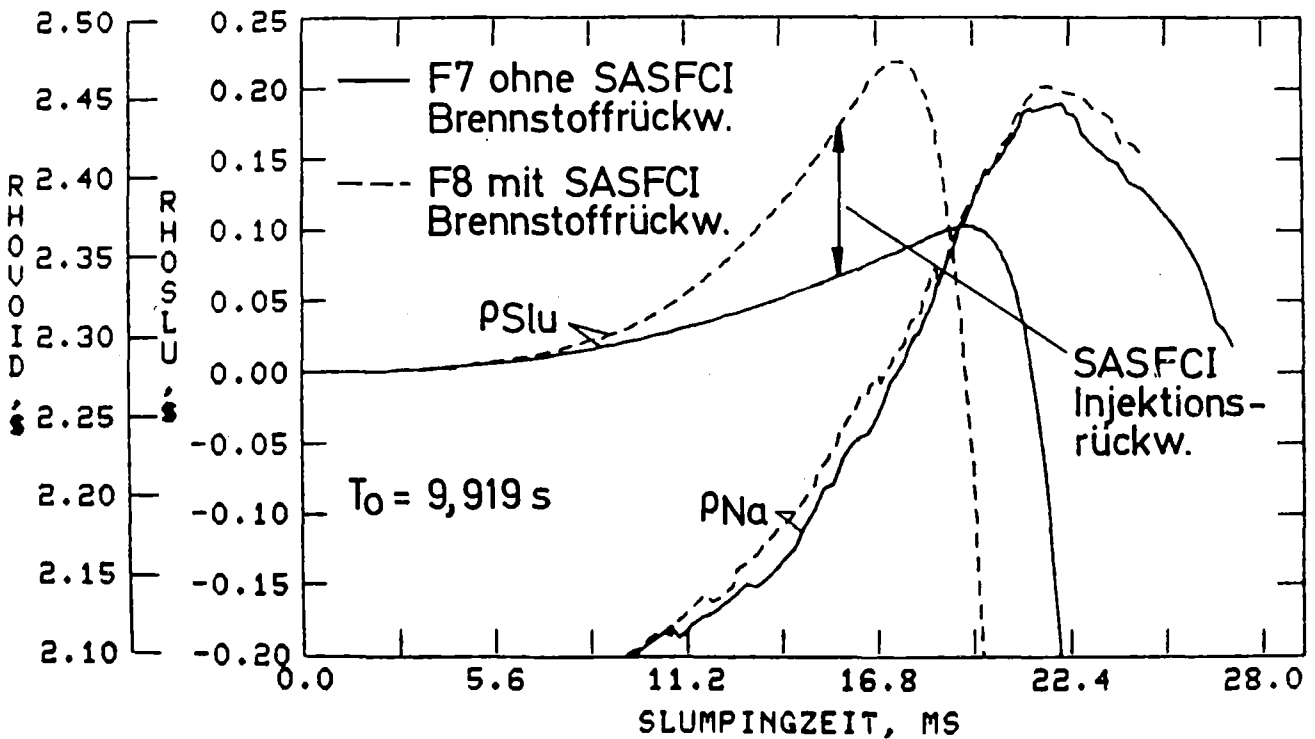


BILD C.26: REAKTIVITÄTEN BEI KONSERVATIVER ENERGETIKEINGRENZUNG FÜR KDS IM MARK 1A EOL KERN (EINFLUSS DER SASFCI BRENNSTOFFRÜCKWIRKUNG).

Reaktivität von 1.05 β . Insgesamt erreicht die treibende Rampe in dieser Exkursion etwa 80 β /s. Die Leistung steigt dabei mit minimalen Perioden von 3 msec. Die Exkursion wird begrenzt durch ein Abflachen der Voidrückwirkungen im Kanal 7. Die starken Dopplerrampen auf dem hohen Leistungsniveau überwiegen danach und begrenzen den Leistungsanstieg auf das 1535-fache des Normalwertes. Die Slumping-Reaktivitäten, die mit voller Schwerkraftwirkung in den in gevoideten Bereichen aufbrechenden Kanälen berechnet werden, sind verglichen mit dem BNR-Voideffekt zu allen Zeitpunkten gering. Ihre Rampen erreichen mit 10 β /s max. 20% der Voidrampen. Im Leistungsmaximum kommt es bereits zu einer Abflachung durch die Dispersionswirkung der sich rasch aufbauenden Brennstoffdampfdrücke. Diese führt dann zu dem eigentlichen Abschaltvorgang mit stark negativen Disassemblyrückwirkungen.

Bild C.27 zeigt die kompressible Zone im Leitkanal 8 zum Zeitpunkt 9.95 sec direkt nach der neutronischen Abschaltung. Die Brennstoffsegmente in der aktiven Zone sind innerhalb des gevoideten Bereichs alle aufgebrochen. Das in den Peakleistungszonen stark aufgeheizte Material ist durch den exponentiellen Anstieg des Dampfdrucks mit der Temperatur schneller dispergiert als die darumliegenden Bereiche. In den benachbarten Zonen kommt es dadurch zu einphasigen Zuständen. Zu den noch relativ kalten oberen Zonen hin, in denen noch kein Dampfdruck aufgebaut wurde, besteht ein steiler Druckabfall auf den im Bereich unterhalb von 3700°C eingegebenen konstanten Untergrunddruck von 3 atm. Im Bereich dieses Gradienten entstehen Materialgeschwindigkeiten von bis zu 25 m/sec. Da Druckgradienten am Rand noch nicht aufgebaut sind, kann die kompressible Zone noch nicht in den oberen Brutmantel hinein expandieren. Die maximalen erreichten Dampfdrücke liegen bei 74 atm, was einer maximalen Brennstofftemperatur von 4955°C entspricht.

Der Core Zustand am Ende der Exkursion (rechter Teil von Bild C.23) zeigt im unteren Drittel noch weitgehend ungevoidete Bereiche. Für die normal siedenden Kanäle sind die Zeitskalen in der LOF/TOP Phase ohnehin zu gering, um nach dem Brennstabaufbrechen noch vollständig aufzuvoiden. Ein starker Druckaufbau im Eintrittsplenum durch BNR hat die Natriumexpansionen nach unten zusätzlich verlangsamt. Auch in den Kanälen mit BNR wird das Natrium bevorzugt nach oben ausgetrieben. Die Ausdehnung der BNR Zone nach unten erreicht im Kanal 2 nur ca. 30 % von der nach oben, im Kanal 7 in dem der

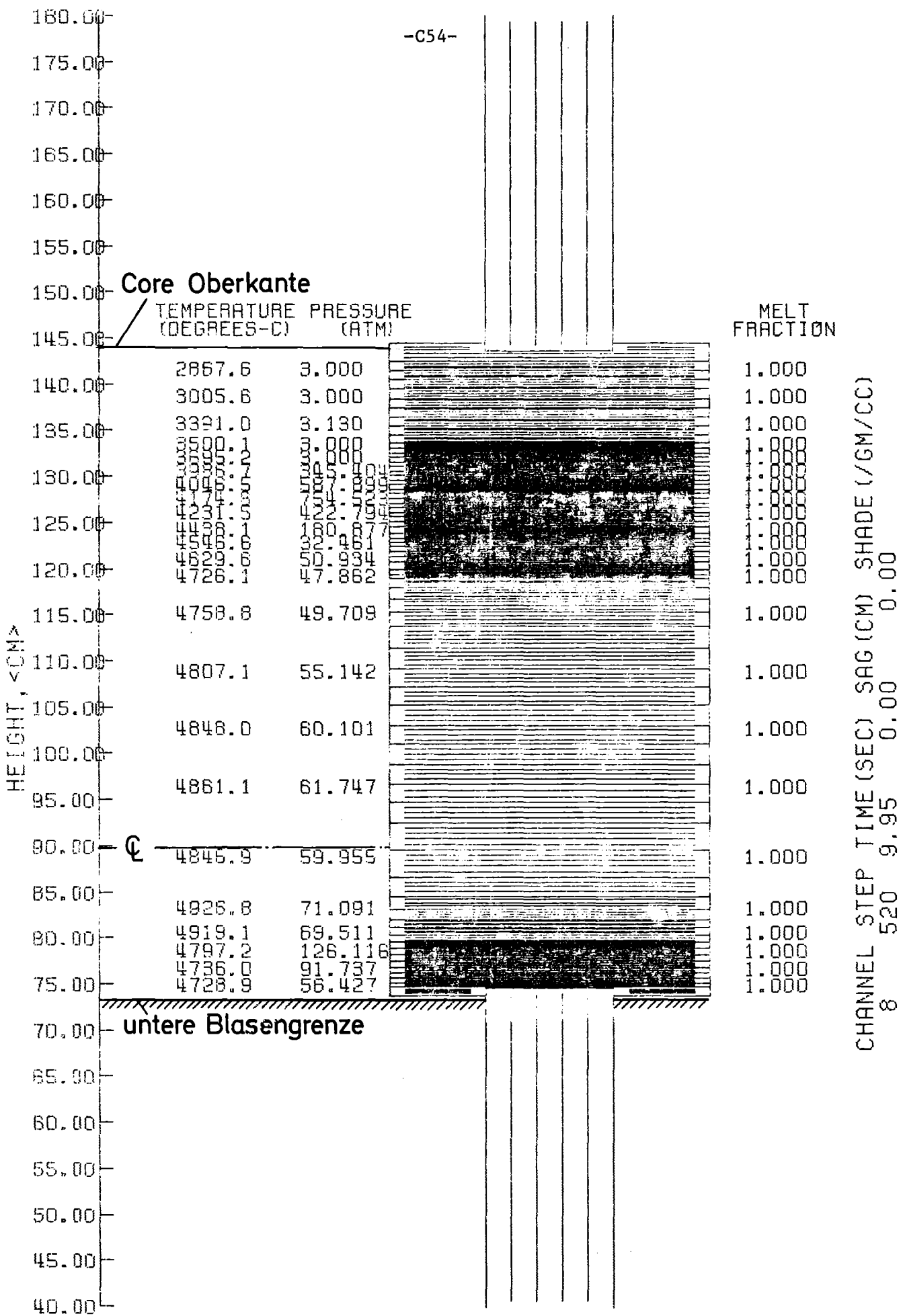


BILD C. 27: KOMPRESSIBLE ZONE IM KANAL 8 NACH NEUTRONISCHER ABSCHALTUNG DER EXKURSION (DURCHSATZSTÖRFALL F7, MATERIALDISPERSION NUR DURCH BRENNSTOFFDAMPFDRÜCKE),

Trägheitswiderstand nach oben besonders gering ist sogar nur 8 %. Im äußeren Kanal 9, der erst spät versagt, sind die Trägheitswiderstände sehr groß. In diesem Kanal kommt es daher generell nur zu einer relativ geringen Ausdehnung der BNR Zone. Der Brennstoff ist zum Zeitpunkt der neutronischen Abschaltung über den gesamten gevoideten Core Bereich aufgebrochen. Eine Propagation des Aufbruchvorgangs von den gevoideten in die ungevoideten Bereiche hinein und ein axialer Brennstofftransport in den intakten Brennstabstümpfen im unteren Teil der ungevoideten Zonen wurde bei dieser Simulation nicht berücksichtigt ebensowenig wie die lokalen Brennstoff/Natrium Reaktionen an den Dampf/Flüssigrenzflächen der gevoideten Kanäle, die ein starkes zusätzliches Dispersionspotential für den im oberen Core Bereich zuerst aufbrechenden Brennstoff bilden können.

Am Ende der Exkursion ist der Brennstoff im aktiven Bereich fast vollständig (98 %) aufgeschmolzen. Die thermische Energie in der Schmelze relativ zum Soliduspunkt beträgt 5880 MJ, was bei 6450 kg Schmelze einer mittleren Schmelzenergie im Brennstoff von 0.91 kJ/g entspricht.

3.2 BNR Simulation in der LOF/TOP Phase

Die Ergebnisse der SAS/FCI Simulation von Brennstabversagen und BNR, die die LOF/TOP Phase entscheidend beeinflussen, sollen im folgenden noch etwas erläutert werden. Bild C.28 zeigt die berechneten Druckverläufe in der Cavity und im Kühlkanal nach dem Versagen im Kanal 2. Der Anfangsdruck im zentralen Hohlraum wurde per Eingabe auf 200 atm begrenzt. Bei dem nicht mechanistischen Schmelzfraktionskriterium würden sonst die programmintern berechneten Versagensdrücke durch die vorherige Spaltgasfreisetzung in keinem realen Bezug mehr zu den Festigkeitseigenschaften der Hülle stehen. Nach dem FRASPAR Algorithmus beträgt der freigesetzte Spaltgasanteil beim Brennstabversagen ebenso wie beim ersten Aufbrechen knapp 20 %. Der hohe Spaltgasgehalt des aufbrechenden Brennstoffs (80 % des stationären Werts) stellt ein starkes Dispersionspotential dar, das jedoch bei diesen pessimistischen Betrachtungen nicht geltend gemacht wird. Die Arbeitsfähigkeit dieses Gases wird aber nach dem Brennstabversagen zur Berechnung der Brennstoffinjektionen in den Kühlkanal herangezogen, die zu heftigen BNR's und Kühlmittlexpulsionen führen. Die Brennstoffinjektionsphase nach dem Versagen wird durch die in Bild C28 aufgetragenen zeitabhängigen Drücke im

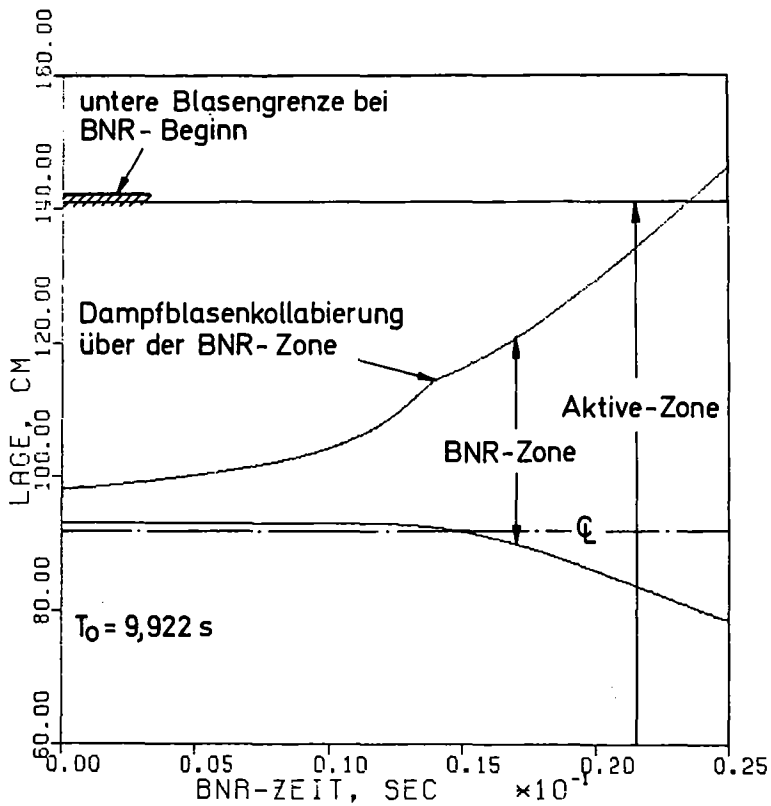
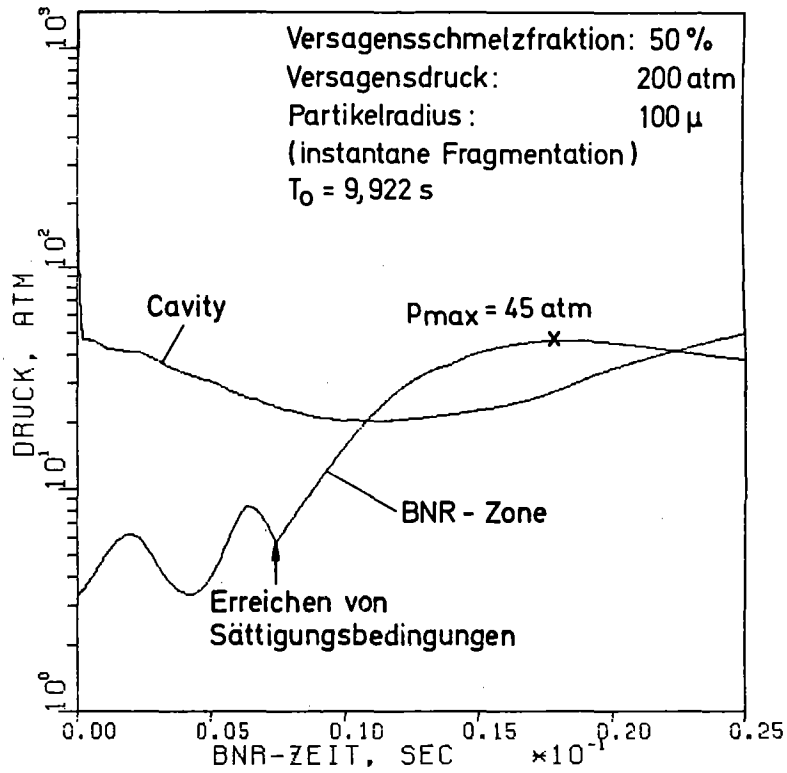


BILD C. 28: DRUCKAUFBAU DER BNR UND EXPANSION DER BNR-ZONE NACH VERSAGEN DES TEILWEISE AUFGESIEDETEN KANALS 2 BEIM DURCHSATZSTÖRFALL F7.

Kühlkanal und durch die modellmäßig mit 50 cm (1/2 Stablänge) festgesetzte Trägheitslänge für den Ausspritzvorgang bestimmt. Sie hält während des ganzen aufgetragenen Zeitbereichs an, erreicht maximale Injektionsgeschwindigkeiten von 6 m/sec und verringert sich nach Anstieg des BNR-Drucks über den Cavity-Druck solange bis erneut der Cavity-Druck überwiegt. Während der Injektion sinkt der Cavity-Druck bis auf ca. 20 atm ab. Das mit dem FRASPAR Algorithmus nach dem Versagen weiter freigesetzte Gas kann bei den schnellen Vorgängen während der LOF/TOP-Phase modellmäßig erst mit einer gewissen zeitlichen Verzögerung zum Druckaufbau im Zentralkanal beitragen (s. Anhang B1). Das in einer Phase raschen Leistungsanstiegs weiter freigesetzte Gas erhöht den Zentralkanaldruck aber trotz des andauernden Ausspritzprozesses merklich. Nach ca. 23 msec kommt es zu einem erneuten Anstieg der Injektionsrate. Der bei Berücksichtigung der Brennstoffrückwirkung potentiell autokatalytische Effekt kommt in diesem Fall jedoch zu spät, um noch wirksam zu werden, da die Reaktorleistung zu diesem Zeitpunkt bereits durch Diassemblyrückwirkungen aus den gevoideten Kanälen abgeschaltet wurde. Die Brennstoffejektion führt nach dem Versagen zunächst zu Einphasendrücken durch die Verdrängungswirkung des ausgespritzten Materials und die thermische Expansion des Natriums. Im Kanal 2 wurden sie durch die geringe Trägheit der darüberliegenden Natriumsäule auf maximal 8 atm begrenzt. Nach 7 msec werden Sättigungsbedingungen im Natrium erreicht. Die instantane Fragmentation des ausgespritzten Materials und die größere Wärmeübertragungsfläche führt danach zu einem gegenüber dem Referenzfall sehr viel stärkeren Anstieg des Natriumdampfdrucks bis auf ein Maximum von 45 atm, im Kanal 9 mit seinen größeren Trägheitswiderständen ergeben sich noch weitaus höhere Drücke. BNR-Druck und die transienten Drücke an den anderen Enden der die BNR-Zone einschließenden Natriumsäulen bestimmen die Expansion der Reaktionszone, die im unteren Teil von Bild C.28 angegeben ist. Die Siedeblase im oberen Brutmantel führt zunächst zu einer raschen Expansion der BNR-Zone nach oben. Nach Kollabierung der Siedeblase kommt es zu der gezeigten Verlangsamung. Die Expansionsgeschwindigkeit nach oben beträgt danach ca. 27 m/sec. Im Kanal 7 befindet sich bei BNR-Beginn nur ein kleiner Flüssigkeitspropfen über der BNR-Zone, auch kommt es hier nicht zu einer Kollabierung der Siedeblasen. Die nach oben gerichtete Expansionsgeschwindigkeit in diesem Kanal kann daher fast 3 mal höhere Werte erreichen und führt folglich auch zu sehr viel höheren Raten der Voidreaktivitätszufuhr.

3.3 Einfluß der Brennstoffbewegungsrückwirkungen aus SAS/FCI (Fall F8)

Bei Berücksichtigung der in SAS/FCI berechneten Brennstoffbewegung in der Reaktivitätsbilanz kommt man zu den in Bild C.25 und C.26 gestrichelt eingezeichneten und mit denen des Falls F7 verglichenen Leistungs- und Reaktivitätsverläufen. Die Aufbrech- und Versagenspunkte sind dabei praktisch die gleichen und auch in den Voidrückwirkungen ergeben sich nur geringe Unterschiede. In den Brennstoffbewegungsrückwirkungen ist jedoch eine deutliche Zunahme durch den Wertgewinn des insbesondere aus den Randbereichen der Schmelzzone zum Riß hin bewegten Brennstoffs zu erkennen. Die Brennstoffbewegungsrückwirkungen werden zusammen mit den BNR-Voideffekten in Bild C.29 kanalweise aufgeschlüsselt. Der wesentliche Brennstoffkompaktionseffekt entsteht im Kanal 9 in dem die BNR-Zone durch den großen Trägheitswiderstand der umgebenden Natriumsäulen langsamer expandiert, so daß noch keine Ausschwemmwirkung auftreten kann. Die Kanäle 2 und 7 sind bei BNR-Beginn im oberen Bereich bereits durch Siedebblasen gevoidet. Dadurch ist der Trägheitswiderstand des Natriums oben stark verringert und es kommt zu einer raschen aufwärtsgerichteten Expansion der BNR-Zone. Durch die Kopplung der Brennstoffbewegung an die Geschwindigkeit der Phasengrenze wird der Brennstoff dabei rasch vom Riß wegbewegt und aus dem aktiven Bereich ausgeschwemmt. Der Netto-Effekt aus Brennstoffinjektion und Ausschwemmung ist in diesen Kanälen daher nur schwach positiv.

Die zusätzlichen Rückwirkungen durch die Brennstoffinjektion verhindern das im Fall F7 aufgetretene zwischenzeitliche Absinken der Netto-Reaktivität unter den prompt kritischen Wert und beschleunigen dadurch den Leistungsanstieg in Bild C.25. Die Reaktivitätsrampen der Brennstoffbewegung steigen während des Injektionsprozesses auf ca. 35 $\$/\text{sec}$. Nach wie vor kommt der dominante Rückwirkungseffekt bei diesen Rechnungen aber von den BNR-Voidrückwirkungen, die in der Überlagerung mit der Brennstoffreaktivität auf maximale treibende Rampen von 80 $\$/\text{sec}$ führen. Die Dampfdruck-

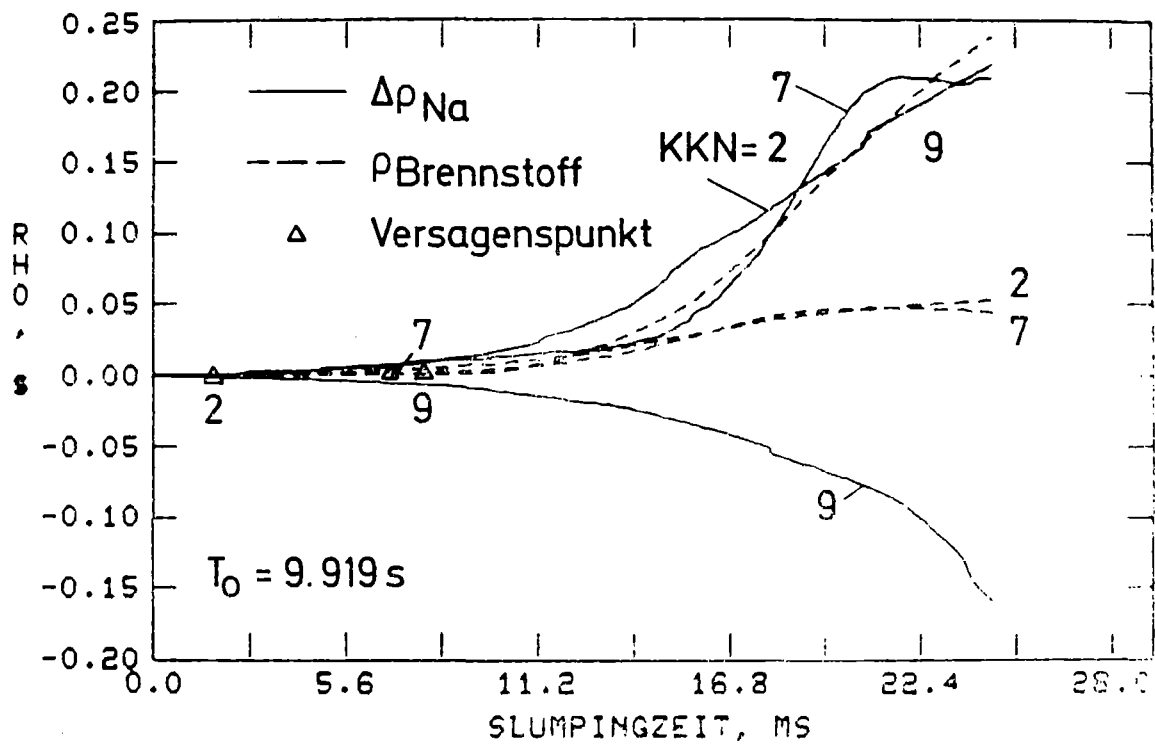


BILD C. 29: VOID-REAKTIVITÄTSÄNDERUNGEN UND SASFCI-BRENNSTOFFRÜCKWIRKUNGEN IN DEN KANÄLEN MIT BNR BEIM DURCHSATZSTÖRFALL F8 IM MARK 1A EOL KERN.

schwelle wird bei der raschen Brennstoffaufheizung früher überschritten. Der Leistungsanstieg wird daher im Fall F8 durch einsetzende Brennstoffdispersionen begrenzt und erreicht ein Maximumwert von der 1500-fachen Nominalleistung. Die Voidrückwirkungen wachsen zu diesem Zeitpunkt mit einer nach wie vor steilen Rampe von 60 \$/sec. Die negativen Voidrückwirkungen durch BNR im Kanal 9 sind noch verhältnismäßig klein und tragen im Fall F8 praktisch nicht zu einer Begrenzung der Energetik bei. Nach der neutronischen Abschaltung sind 99 % des Brennstoffs geschmolzen. Die Energie der Schmelze relativ zum Soliduspunkt beträgt 6140 MJ, was bei 6482 kg Schmelze zu einer mittleren spezifischen Schmelzenergie von 0.95 kJ/g führt. Der max. erreichte Brennstoffdampfdruck beträgt 91 atm, was einer Temperatur von 5062 °C entspricht.

Die reaktivitätsmäßige Berücksichtigung der SAS/FCI Brennstoffbewegungen, die mit nicht mechanistischen und für die LOF/TOP Phase wenig physikalischen Annahmen beschrieben werden, führt also zu Brennstoffkompaktionen, die die Energetik gegenüber dem Grenzfall F7 zusätzlich steigern. Die zugrundeliegte Verzögerung der Arbeitsfähigkeit des freigesetzten Spaltgases mit einer Zeitkonstanten von 0.1 sec würde bei konsistenter Modellierung der Spaltgasdispersion in SLUMPY LOF/TOP Simulationen, in denen es in einer Phase raschen Leistungsanstiegs zu einem Brennstoffkompaktionseffekt kommt, gar nicht erst entstehen lassen. Die hier vorgenommene inkonsistent pessimistische Beschreibung, in der nur der Kompaktionseffekt dieses Gases bei der Brennstoffbewegung berücksichtigt wird, erzwingt diese Situation jedoch. Wegen der Verzögerung des Spaltgasdruckaufbaues und der Trägheit des Injektionsprozesses kommt es dabei jedoch nicht zu autokatalytisch mit der Leistung anwachsenden Injektionsrückwirkungen. Gegenüber dem Fall F7 steigt die thermische Energie im Fall F8 nochmals um 4%, die mechanische um 15% an. Die vorgenommene Eingrenzung des Kompaktionseffektes führt dabei weiterhin zu Energiefreisetzungen, die noch weit von der Designgrenze entfernt sind. Sie sollte jedoch wegen der mit der Simulation verbundenen unrealistischen Annahmen nicht die Grundlage für die Abschätzung des mechanischen Belastungspotentials dieser Störfälle bilden.

C.3 Literatur zum Anhang C

- [C.1] R.Fröhlich et al.:
"Analyse schwerer hypothetischer Störfälle für den SNR-300
Mark 1A-Reaktorkern"
KFK 2310 (1976)
- [C.2] P.Wirtz:
"Ein Beitrag zur theoretischen Beschreibung des Siedens unter
Störfallbedingungen in Na-gekühlten Schnellen Reaktoren"
KFK 1858 (1973)
- [C.3] M.Bottoni et al.:
"A Theoretical Model to Describe Transient Two-Phase Flow
Conditions in LMFBR Coolant Channels"
KFK Report in Vorbereitung
- [C.4] W.R.Bohl:
"SLUMPY: The SAS3A Fuel Motion Model for Loss-of-Flow"
ANL/RAS 74-18
- [C.5] D.R.Ferguson et al.:
"The SAS4A LMFBR Accident Analysis Code System: A Progress
Report"
CONF 761001 (1976), Chicago
- [C.6] W.R.Bohl et al.:
"An Analysis of the Unprotected Loss-of-Flow Accident in
the Clinch River Breeder Reactor with an End-of-Equilibrium-
Cycle Core"
ANL/RAS 77-15