

KfK 4352  
EUR 10540 DE  
Januar 1988

**Untersuchungen zu  
LOCA- und ATWS-Störfällen  
beim homogenen und  
heterogenen fortgeschrittenen  
Druckwasserreaktor**

C. Ferrero  
Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt LWR-Sicherheit

**Kernforschungszentrum Karlsruhe**



KERNFORSCHUNGSZENTRUM KARLSRUHE

Institut für Neutronenphysik und Reaktortechnik  
Projekt LWR-Sicherheit

KfK 4352  
EUR 10540DE

Untersuchungen zu LOCA- und ATWS-Störfällen beim homogenen  
und heterogenen fortgeschrittenen Druckwasserreaktor

C. Ferrero

Dissertation genehmigt von der Fakultät für Maschinen-  
bau der Universität Karlsruhe

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH, Karlsruhe

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

Kernforschungszentrum Karlsruhe GmbH  
Postfach 3640, 7500 Karlsruhe 1

ISSN 0303-4003

## KURZFASSUNG

FERRERO, Claudio:

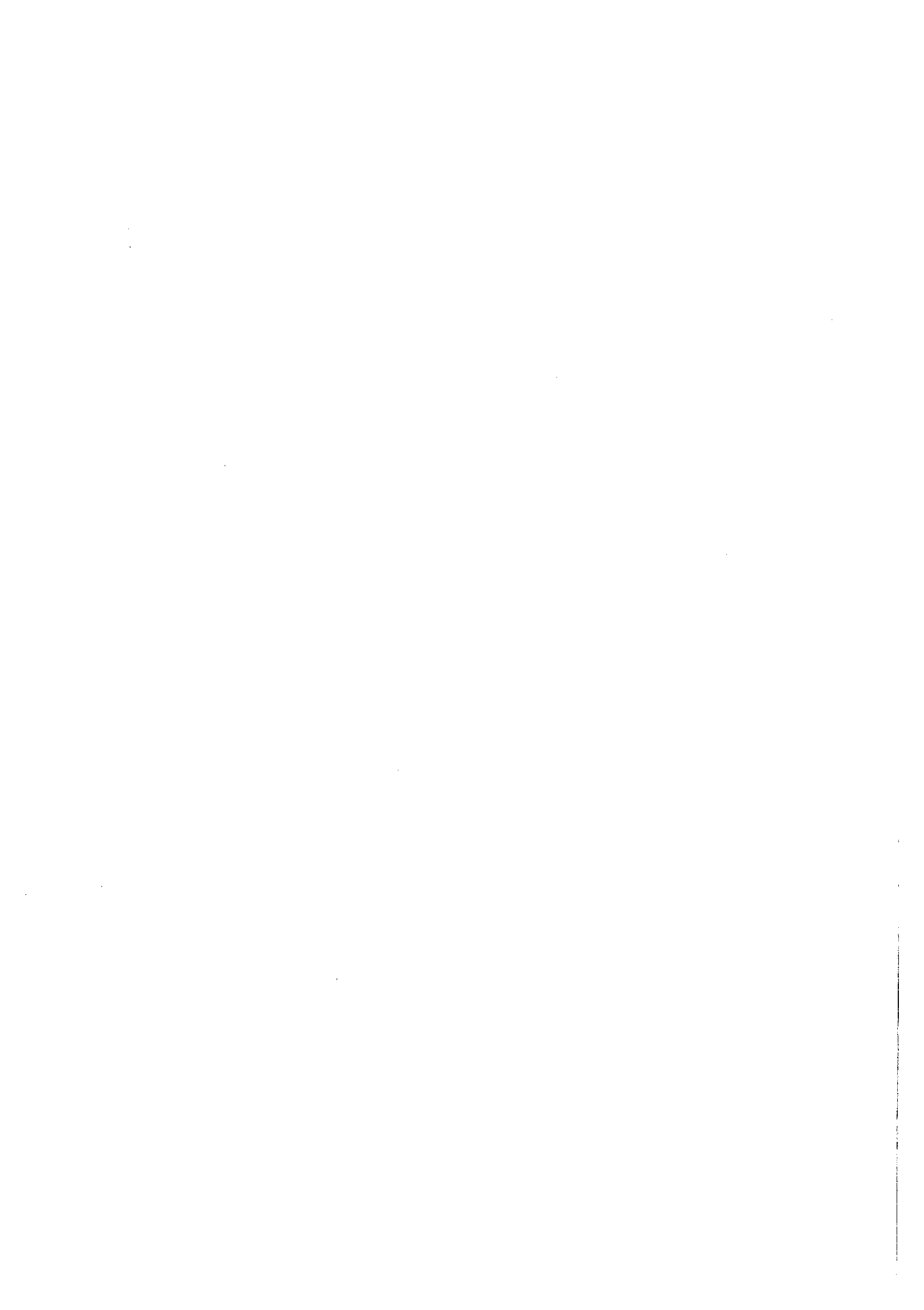
"UNTERSUCHUNGEN ZU LOCA- UND ATWS-STÖRFÄLLEN BEIM HOMOGENEN UND HETEROGENEN FORTGESCHRITTENEN DRUCKWASSERREAKTOR"

LOCA- und ATWS-Rechnungen wurden für die zwei im KfK ausgearbeiteten FDWR-Entwürfe (homogener Reaktor mit Brennstababstandsverhältnis  $p/d = 1.2$  und heterogener Reaktor) und für einen homogenen FDWR mit engerem Brennstabgitter ( $p/d = 1.123$ ) sowie für einen Referenz-DWR durchgeführt.

Diese Rechnungen wurden anhand der im JRC-Ispra entwickelten Version des Rechenprogrammes RELAP5/Mod.1 ausgeführt. Neue konstitutive Beziehungen wurden in den Code eingeführt, um die FDWR-Kerngeometrie berücksichtigen zu können, die sich von der eines DWR unterscheidet.

Die Rechenergebnisse zeigen, daß die Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle im Seed des heterogenen Reaktors während des LOCA einen maximalen Wert erreicht, der ungefähr  $250\text{ °C}$  höher liegt als die höchste entsprechende Temperatur beim DWR. Die Ergebnisse zeigen auch, daß der Kühlmitteldruck im Primärsystem des homogenen Reaktors mit  $p/d = 1.123$  während des ATWS den höchsten zulässigen Druck übertrifft.

Auf der Basis der vorliegenden Berechnungen scheint nur der homogene Reaktor mit  $p/d = 1.2$  sicherheitstechnisch akzeptabel zu sein. Zur Bestätigung der gewonnenen Ergebnisse sind einschlägige Experimente notwendig.



## Abstract

FERRERO, Claudio:

"LOCA- AND ATWS-CALCULATIONS FOR HOMOGENEOUS AND HETEROGENEOUS  
ADVANCED PRESSURIZED WATER REACTORS"

LOCA and ATWS calculations have been performed for the two KfK reference designs (homogeneous with  $p/d=1.2$  and heterogeneous reactor) of APWR and for a homogeneous reactor with a tighter fuel rod lattice ( $p/d=1.123$ ) as well as for a reference PWR. The calculations have been performed with the Ispra version of the code RELAP5/Mod.1. New correlations have been introduced in the code to account for the core geometry, which is different from that of a PWR. The results of the calculations show that during the LOCA the fuel rod cladding hot spot temperatures in the seed of the heterogeneous reactor reach values which are about  $250^{\circ}\text{C}$  higher than the corresponding temperatures for a PWR, and that during the ATWS the pressure inside the primary circuit exceeds the maximal allowable pressure in the case of the homogeneous reactor with  $p/d=1.123$ . On the basis of the present calculations only the homogeneous reactor with  $p/d=1.2$  appears to be acceptable from a safety point of view. These results need of course experimental confirmation.





Inhaltsverzeichnis	Seite
1. Einleitung	1
2. Das verwendete Rechenprogramm: RELAP5/Mod.1	7
2.1 Hydrodynamisches Modell	8
2.2 Spezielle Modellverfahren	10
2.3 RELAP5/Mod.1-EUR: eine modifizierte Version des Rechenprogrammes RELAP5	12
2.4 RELAP5/Mod.1-KfK: die in dieser Arbeit weiterverarbeitete Programmversion zur Untersuchung von Transienten bei fortgeschrittenen Druckwasserreaktoren	15
2.4.1 Reibungsdruckverluste in hexagonalen Brennstabbündeln mit spiralförmigen Wendelrippen	15
2.4.2 Reibungsdruckverluste in hexagonalen Brennstabbündeln ohne axiale Wendelrippen	21
2.4.3 Der Druckverlustkoeffizient von hexagonalen Gitterabstandshaltern	25
2.4.4 Die Wärmeübergangskorrelation in einem FDWR für einphasige, turbulente Strömungen	26
2.4.5 Die KHB-Korrelation für FDWR-Brennstabanordnungen	26
2.4.6 Der zweiphasige Reibungsdruckverlust	27
3. Die Nachrechnung des LOFT-Experiments L2-5 mit dem Rechenprogramm RELAP5/Mod.1-EUR	33
3.1 Kurzbeschreibung der LOFT-Anlage	33
3.2 Nodalisierung	36
3.3 Das Experiment L2-5	40
3.4 Stationäre Rechnungen	40
3.5 Transiente Rechnungen	41
3.6 Schlußfolgerungen	45

4. Untersuchte Reaktortypen	56
5. Die LOCA-Rechnungen	62
5.1 Der erste betrachtete Störfall: der große LOCA	62
5.2 Numerisches Modell und Anfangsbedingungen	64
5.3 Ergebnisse der Rechnungen	70
5.3.1 Vorrechnungen mit der Originalversion von RELAP5/Mod.1 (RELAP5/Mod.1-INEL)	70
5.3.2 Rechnungen mit RELAP5/Mod.1-KfK	73
5.3.3 Vergleich mit den mit RELAP5/Mod.1-EUR er- zielten Rechenergebnissen	82
5.4 Schlußfolgerungen	84
6. Die ATWS-Rechnungen	113
6.1 Der zweite betrachtete Störfall: das Notstromfall-ATWS	113
6.2 Numerisches Modell und Anfangsbedingungen	115
6.3 Ergebnisse der Rechnungen	120
6.3.1 Rechnungen mit RELAP5/Mod.1-KfK	120
6.3.2 Vergleich mit den mit RELAP5/Mod.1-EUR er- zielten Rechenergebnissen	126
6.4 Schlußfolgerungen	128
7. Zusammenfassung und Ausblick	154
Literaturverzeichnis	161
Anhang 1: Grundzüge des Grundgleichungssystems und der konstitutiven Beziehungen in RELAP5/Mod.1	170
A1.1 Die Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen	170
A1.2 Die Zustandsgleichung für die Fluidichte	176
A1.3 Die konstitutiven Beziehungen	177
A1.4 Die Wand-Fluid-Wärmeübergangsbeziehungen	178
A1.5 Die Wandreibungbeziehungen	184
A1.6 Das Verdampfungs- bzw. Kondensationsmodell	185
A1.7 Das Zwischenphasenreibungsmodell	186

Anhang 2: Das Modell für plötzliche Rohrleitungsquerschnitts- änderungen des Rechenprogramms RELAP5/Mod.1	187
Anhang 3: Andere in RELAP5/Mod.1-EUR eingeführte Rechenver- fahren zur Beseitigung von numerischen Instabili- täten	191
Anhang 4: Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes für den Johannsen'schen Geometrieparameter ( $\lambda Re$ ) bei hexagonalen Stabbündeln anhand einer Unterkanal- analyse	202

## ABBILDUNGSLISTE

Seite

Abb. 1	FDWR-Kernanordnung im Druckbehälter des Standard-DWR .....	2
Abb. 2	Transportkoeffizient des Massentransfermodells als Funktion des Massendampfgehaltes a) nach RELAP5/Mod.1-INEL b) nach RELAP5/Mod.1-EUR	14
Abb. 3	Reibungskoeffizient in DWR- und FDWR-Geometrie ....	20
Abb. 4	Aufbau und Unterkanäle eines hexagonalen Stabbündels ohne Abstandshalter ( $N_R = 3$ ) .....	22
Abb. 5	Reibungskoeffizient in Seed- und Blanket-Geometrie für den heterogenen FDWR-Entwurf .....	24
Abb. 6	Ansicht der LOFT-Anlage .....	34
Abb. 7	LOFT-Kernanordnung .....	37
Abb. 8	RELAP5-Nodalisierung für die LOFT-Anlage .....	38
Abb. 9	LOFT-Exper. L2-5 - Kühlmitteldruck im heißen Strang/3F-Loop .....	48
Abb. 10	" - Kühlmitteldruck im kalten Strang/1F-Loop .....	49
Abb. 11	" - Massendurchsatz am Bruch - kaltseitig .....	49
Abb. 12	" - Massendurchsatz am Bruch - heißseitig .....	50
Abb. 13	" - Differenzdruck über die Hauptkühlmittelpumpen .....	50
Abb. 14	" - Differenzdruck über den RDB ....	51
Abb. 15	" - Hüllrohrtemperatur im Zentralkanal	51
Abb. 16	" - Kühlmitteltemperatur im kalten Strang/1F-Loop.....	52
Abb. 17	" - Kühlmitteldruck im unteren Plenum des Reaktors .....	52
Abb. 18	" - Kühlmitteldruck im Dampfraum des Druckbehälters .....	53
Abb. 19	" - Kühlmitteldichte im heißen Strang/1F-Loop .....	53
Abb. 20	" - Kühlmitteldichte im heißen Strang/3F-Loop .....	54

Abb. 21	LOFT-Exper. L2-5 - Fluidgeschwindigkeit im kalten Strang stromaufwärts der Einspeisestelle/3F-Loop .....	54
Abb. 22	" - Pumpendrehzahl .....	55
Abb. 23	" - Pumpendrehzahl (Rechnung mit RELAP5/Mod.1-KfK) .....	55
Abb. 24	Reaktivitätsänderung als Funktion der sich im Kern der betrachteten FDWR-Entwürfe ergebenden Kühlmitteldichte (Zyklusende-Zustand) .....	61
Abb. 25	RELAP5-Nodalisierung für die LOCA-Rechnung .....	65
Abb. 26	LOCA (2F-Bruch) - Sicherheitsbehälterdruck .....	69
Abb. 27	" - Kühlmitteldruck im kalten Strang des Referenz-DWR (berechnet mit RELAP5/Mod.1-INEL).....	71
Abb. 28	" - Massendurchsatz am Bruch/RDB-Seite (berechnet mit RELAP5/Mod.1-INEL).....	72
Abb. 29	" - Pumpendrehzahl (1F-Kreislauf) ...	90
Abb. 30	" - Pumpendrehzahl (3F-Kreislauf)....	90
Abb. 31	" - Druck am Kernaustritt .....	91
Abb. 32	" - Kühlmitteldruck an der Bruchstelle (RDB-Seite) .....	91
Abb. 33	" - Kühlmitteldruck im Druckhalter ..	92
Abb. 34	" - Druck im Dampferzeuger .....	92
Abb. 35	" - Massenstrom am Bruch - (RDB-Seite) .....	93
Abb. 36	" - Massenstrom am Bruch - (Pumpenseite) .....	93
Abb. 37	" - Kühlmitteldurchsatz am RDB-Austritt (1F-Loop) .....	94
Abb. 38	" - Kühlmitteldurchsatz am RDB-Austritt (3F-Loop) .....	94
Abb. 39	" - Kühlmitteldurchsatz am RDB-Eintritt (3F-Loop).....	95

VI

Abb. 40	LOCA (2F-Bruch)	- Notkühldurchsatz vom heißen Strang .....	95
Abb. 41	"	- Notkühldurchsatz vom kalten Strang .....	96
Abb. 42	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (Segm. Nr. 2) .....	96
Abb. 43	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (Segm. Nr. 3) .....	97
Abb. 44	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (Segm. Nr. 4) .....	97
Abb. 45	"	- Hüllrohrtemperatur des mittleren Brennstabes (Segm. Nr. 2) .....	98
Abb. 46	"	- Hüllrohrtemperatur des mittleren Brennstabes (höchste Temperatur) .....	98
Abb. 47	"	- Hüllrohrtemperatur des mittleren Brennstabes (Segm. Nr. 4) .....	99
Abb. 48	"	- Hüllrohrtemperatur des Brennstabes mit $F_q = 2.1$ .....	99
Abb. 49	"	- Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle (Referenz-DWR/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	100
Abb. 50	"	- Massenstrom im Mittenkern .....	100
Abb. 51	"	- Kollabierter Wasserstand im Kern .....	101
Abb. 52	"	- Massendampfgehalt im Kern .....	101
Abb. 53	"	- Kollabierter Wasserstand im oberen Plenum .....	102
Abb. 54	"	- Massenstrom im Mittenkern (heterogener FDWR) .....	102
Abb. 55	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (Segm. Nr. 2/ heterogener FDWR) .....	103
Abb. 56	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (Segm. Nr. 3/ heterogener FDWR) .....	103
Abb. 57	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (Segm. Nr. 4/ heterogener FDWR) .....	104

VII

Abb. 58	LOCA (2F-Bruch)	- Hüllrohrtemperatur des mittleren Brennstabes (Segm. Nr. 2/ heterogener FDWR) .....	104
Abb. 59	"	- Hüllrohrtemperatur des mittleren Brennstabes (höchste Temperatur/ heterogener FDWR) .....	105
Abb. 60	"	- Hüllrohrtemperatur des mittleren Brennstabes (Segm. Nr. 4/ heterogener FDWR) .....	105
Abb. 61	"	- kollabierter Wasserstand im Kern (heterogener FDWR) .....	106
Abb. 62	"	- kollabierter Wasserstand im Ringraum (3F-Ringraum) .....	106
Abb. 63	"	- kollabierter Wasserstand im Ringraum (1F-Ringraum) .....	107
Abb. 64	"	- Kühlmitteltemperatur - Mittenkern	107
Abb. 65	"	- Kühlmitteltemperatur - Mittenkern (heterogener FDWR) .....	108
Abb. 66	"	- CPU-Zeit .....	108
Abb. 67	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (homogener FDWR- p/d=1.2/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	109
Abb. 68	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (homogener FDWR- p/d=1.12/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	109
Abb. 69	"	- Massenstrom im Mittenkern (homogener FDWR - p/d=1.2/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	110
Abb. 70	"	- Massenstrom im Mittenkern (homogener FDWR - p/d = 1.12/ Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	110
Abb. 71	"	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (heterogener FDWR- Seed/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	111

## VIII

Abb. 72	LOCA (2F-Bruch)	- Hüllrohrtemperatur des heißen Brennstabes (heterogener FDWR-Blanket/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	111
Abb. 73	"	- Massenstrom im Mittenkern (heterogener FDWR-Blanket/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	112
Abb. 74	"	- Massenstrom im Mittenkern (heterogener FDWR-Seed/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	112
Abb. 75	RELAP5-Nodalisierung für die ATWS-Rechnung .....		116
Abb. 76	Notstromfall-ATWS	- Pumpendrehzahl .....	132
Abb. 77	"	- Druck im Dampferzeuger-Dampfkern	132
Abb. 78	"	- Normierter Kühlmitteldurchsatz am Kerneintritt .....	133
Abb. 79	"	- Kühlmitteltemperatur am RDB-Austritt .....	133
Abb. 80	"	- Kühlmitteltemperatur am RDB-Eintritt .....	134
Abb. 81	"	- Wasserstand im Dampferzeuger ..	134
Abb. 82	"	- Massenstrom an der Volumenausgleichsleistung .....	135
Abb. 83	"	- Kühlmitteldruck im Kern .....	135
Abb. 84	"	- Kühlmitteldruck im Druckhalter	136
Abb. 85	"	- Kollabierter Wasserstand im Druckhalter .....	136
Abb. 86	"	- Massenstrom durch das DH-Sicherheitsventil 2 .....	137
Abb. 87	"	- Kühlmitteldruck im Abblasenbehälter .....	137
Abb. 88	"	- Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle .....	138
Abb. 89	"	- Normierte Kernleistung .....	138
Abb. 90	"	- Gesamte Reaktivität .....	139



Abb. 91	Notstromfall-ATWS	- Kernkühlmitteldichte .....	139
Abb. 92	"	- Brennstofftemperatur im heißen Brennstab .....	140
Abb. 93	"	- Wärmeübertragung am Dampferzeuger .....	140
Abb. 94	"	- Kühlmitteldurchsatz am Kerneintritt (heterogener FDWR) ...	141
Abb. 95	"	- Kernkühlmitteldichte (heterogener FDWR).....	141
Abb. 96	"	- Brennstofftemperatur im heißen Brennstab (heterogener FDWR) ..	142
Abb. 97	"	- Kühlmitteldruck im Kern (heterogener FDWR) .....	142
Abb. 98	"	- Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle (heterogener FDWR) .....	143
Abb. 99	"	- Kühlmitteldurchsatz am Kerneintritt (heterogener FDWR/berechnet mit RELAP5/Mod.1-EUR)	143
Abb. 100	"	- Kernkühlmitteldichte (heterogener FDWR/berechnet mit RELAP5/Mod. 1-EUR)	144
Abb. 101	"	- Kühlmitteldurchsatz am Kerneintritt (heterogener FDWR-Blanket/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	144
Abb. 102	"	- Kühlmitteldurchsatz am Kerneintritt (heterogener FDWR-Seed/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	145
Abb. 103	"	- Kernkühlmitteldichte (heterogener FDWR-Blanket/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR)	145
Abb. 104	"	- Kernkühlmitteldichte (heterogener FDWR-Seed/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	146
Abb. 105	"	- Massendampfgehalt in der oberen Hälfte des Kernes (heterogener FDWR/ berechnet mit RELAP5/Mod.1-EUR) .....	146
Abb. 106	"	- Massendampfgehalt in der oberen Hälfte des Kernes (heterogener FDWR/ berechnet mit RELAP5/Mod.1-KfK) .....	147

Abb. 107	Notstromfall-ATWS	- Gesamte Reaktivität (heterogener FDWR/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	147
Abb. 108	"	- Normierte Kernleistung (heterogener FDWR/Vergleich RELAP5/Mod. 1-KfK und -EUR) .....	148
Abb. 109	"	- Kühlmitteldruck im Kern (heterogener FDWR-Seed/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	148
Abb. 110	"	- Wasserstand im Dampferzeuger (heterogener FDWR/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	149
Abb. 111	"	- Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle (heterogener FDWR-Seed/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	149
Abb. 112	"	- Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle (heterogener FDWR-Blanket/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR ) .....	150
Abb. 113	"	- Kühlmitteldruck im Kern (heterogener FDWR-Seed/Vergleich mit und ohne lokal gewichteten Void-Koeff.) .....	150
Abb. 114	"	- Kühlmitteldruck im Druckhalter (heterogener FDWR/Vergleich mit und ohne lokal gewichteten Void-Koeff.) .....	151
Abb. 115	"	- Kühlmitteldurchsatz am Kerneintritt (homogener FDWR - p/d = 1.12/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	151
Abb. 116	"	- Kühlmitteldurchsatz am Kerneintritt (homogener FDWR - p/d = 1.2/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	152
Abb. 117	"	- Kühlmitteldruck im Kern (homogener FDWR - p/d = 1.2/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	152
Abb. 118	"	- Kühlmitteldruck im Kern (homogener FDWR - p/d = 1.12/Vergleich RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) .....	153

Abb. A1.1	Modell des versetzten Maschennetzes in RELAP5/Mod.1 .....	174
Abb. A2.1	Einschnürungseffekt bei einer plötzlichen Querschnittsänderung .....	187
Abb. A2.2	Schematische Strömungseinteilung eines zwei-phasigen Gemisches bei einer plötzlichen Querschnittsänderung .....	189
Abb. A3.1	Diskretisierungsbausteine in RELAP5: Volumen- und Knotenzellen und deren Zuordnung zu einigen physikalischen Größen .....	191
Abb. A3.2	Graphische Darstellung des "Aufwind"-Differenzverfahrens für die allgemeine Größe $\varphi$ in RELAP5/Mod.1-INEL .....	192
Abb. A3.3	Graphische Darstellung des "Relaxation"-Differenzenverfahrens für die allgemeine Größe in RELAP5/Mod.1-EUR.....	194
Abb. A3.4	Schnitt des gesamten RELAP5/Mod.1-Maschennetzes .	195
Abb. A3.5	Beispiel einer mehrfachen Abzweigung im RELAP5 Mod.1-Maschennetzes .....	197
Abb. A3.6	Strömungsformenkarte für waagerechte Rohrleitungen .....	200
Abb. A3.7	Strömungsformenkarte für ringförmige Rohrleitungen .....	201
Abb. A4.1	Polarkoordinaten in der Bündelgeometrie .....	203

TABELLENVERZEICHNIS		Seite
Tab. I	Anfangsbedingungen des Experiments L2-5	46
Tab. Ia	Berechnete und gemessene Reihenfolge der Hauptereignisse des LOFT-Experiments L2-5	47
Tab. II	Wesentliche geometrische und neutronenphysikalische Daten des DWR- und FDWR-Designs	59
Tab. III	Wesentliche thermohydraulische Daten der DWR-Auslegung und der FDWR-Entwürfe im stationären Betriebszustand	60
Tab. IV	Wichtigste thermohydraulische Ergebnisse der stationären Rechnungen zur Ermittlung des Anfangszustandes bei den vier betrachteten Reaktoren	87
Tab. V	Hauptergebnisse der LOCA-Rechnung für die vier betrachteten Reaktoren	88
Tab. VI	Gegenüberstellung zwischen den Hauptergebnissen der vorliegenden LOCA-Rechnung und denen der Ref. 68 für den Referenz-DWR	89
Tab. VII	Hauptergebnisse der ATWS-Rechnung für die vier betrachteten Reaktoren	131
Tab. VIII	Hauptergebnisse der vorliegenden Untersuchungen	157

## NOMENKLATUR

## Lateinische Buchstaben

a	Schallgeschwindigkeit (m/s)
A	Strömungskanalquerschnitt (m <sup>2</sup> )
B <sub>x</sub>	Anziehungskraft in x-Richtung (N/kg)
c <sub>p</sub>	spezifische Wärme bei konstantem Druck (J/kg K)
C	Koeffizient für die virtuelle Masse
C <sub>d</sub>	"Drag-Koeffizient"
d	Brennstabdurchmesser (m)
D <sub>e</sub>	hydraulischer Durchmesser (m)
E	gesamte Energie (J/kg)
FI	Zwischenphasen-Reibungskoeffizient
FIF, FIG	Zwischenphasen-Reibungskoeffizienten für Wasser und Dampf
FWF, FWG	Wandreibungs-Koeffizienten für Wasser und Dampf
g	Fallbeschleunigung (m/s <sup>2</sup> )
G	Massenstromdichte (kg/m <sup>2</sup> s)
Gr	Grashof-Zahl
h	Wärmeübergangs-Koeffizient (W/m <sup>2</sup> K)
h <sub>fg</sub>	Verdampfungswärme (J/kg)
h <sub>L</sub>	dynamische Verlusthöhe (N m/kg)
H	Steigung der Spiralrippen (m)
k	Wärmeleitfähigkeit (W/m K)
K	Geometrieparameter des Reibungsbeiwertes oder Doppler-Koeffizient
L	Länge (m)
N	Anzahl der Fluidzellen
p	Stabmittenabstand (m)
P	Druck (bar)
Pr	Prandtl-Zahl
Q	Wärmeleistungsdichte an das Fluid (W/m <sup>3</sup> )
q	Wärmeübergangsrate (W/m <sup>2</sup> )
r	radiale Polarkoordinate (m)

## XIV

Re	Reynoldszahl
$S_i$	Strömungsfläche des i-ten Unterkanaltyps
t	Zeit (s)
T	Temperatur (°C oder K)
$u_i, v_i$	Geschwindigkeit der Phase i (m/s)
U	innere Energie (J/kg)
V	spezifisches Volumen (m <sup>3</sup> /kg)
$V_{K,L}$	Zellenvolumina (m <sup>3</sup> )
VISF, VISG	Viskositätsterme in den Impulsgleichungen (kg/m <sup>4</sup> s)
x	Raumkoordinate (m)
X	Massendampfgehalt
$X_e$	thermodynamischer Dampfgehalt
w	Wand-Stabmittenabstand
z	Raumkoordinate

## Griechische Buchstaben

$\alpha$	Volumetrischer Dampfgehalt
$\alpha_i$	Volumenanteil der Phase i
$\beta$	thermische Kompressibilität ( $1/^\circ\text{C}$ )
$\Gamma$	Massenaustauschrate ( $\text{kg}/\text{m}^3 \text{ s}$ )
$\epsilon_R$	Rauhigkeit (m)
$\lambda$	Reibungsbeiwert
$\mu_i$	Viskosität der Phase i ( $\text{kg}/\text{m s}$ )
$\rho_i$	Dichte der Phase i ( $\text{kg}/\text{m}^3$ )
$\sigma$	Oberflächenspannung (N/m)
$\tau$	Zeitkonstante (1/s)
$\varphi$	Winkelpolarkoordinate
$\Delta x$	Inkrement der räumlichen Koordinate (m)
$\Delta t$	Zeitinkrement (s)
$\Delta P$	Differenzdruck (bar)
$\Delta T_{\text{sat}}$	Wärmeüberhitzung ( $^\circ\text{C}$ )
$\theta$	Winkel (rad)
$\phi^2$	Zweiphasen-Reibungsmultiplikator

## INDIZES

av	Mittelwert
B	Bündel
c	Einschnürung des Wasserstrahls
CHF	kritische Heizflächenbelastung
crit	kritischer Zustand
e	thermodynamisches Gleichgewicht
f	Wasser
g	Dampf
HE	homogenes Gleichgewicht
I	bezogen auf die Wasser-Dampf-Oberfläche
j,j+1,	
j-1	Indizes für die Knotenpunkte des RELAP5-Maschennetzes
K,L	Indizes für die Fluidzellen des RELAP5-Maschennetzes
m	Dampf-Wasser-Mischung
max	maximal
n,n+1	Indizes für das Zeitgitter
s	Seed
sat	Sättigungszustand
sub	Unterkühlung
T	Punkt des minimalen Querschnitts
w	Wand



## 1. Einleitung

Im Jahre 1975 machte M. Edlund /1/ den Vorschlag, einen gegenüber den heutigen Standard-Druckwasserreaktoren (DWR) durch Modifikationen im Kernbereich sich auszeichnenden Reaktor zu realisieren, Dieser sollte ein höheres Konversionsverhältnis erzielen und somit dem zunehmenden Brennstoffbedarf gerecht werden. Seither wurde eine Reihe von Wegen in die von Edlund gezeigte Richtung beschritten. In der Bundesrepublik Deutschland spricht man hierbei von einem Fortgeschrittenen Druckwasserreaktor (FDWR)-Konzept, das sich in einer kommerziell vorhandenen Reaktoranlage /2/,/3/, /4/,/5/,/6/ mit möglichst auf den Reaktorkern beschränkten Modifikationen verwirklichen lassen sollte.

Kennzeichen eines FDWR-Kernes ist im wesentlichen die Herabsetzung des Verhältnisses Moderator ( $H_2O$ )-Volumen zu Brennstoffvolumen von 2 (DWR) auf ca. 0,5 /7/. Die Herabsetzung dieses Verhältnisses wird erzielt durch den Übergang von einer quadratischen Brennstabanordnung zu einer engeren hexagonalen Brennstabanordnung. Die hierdurch erzielte Verschiebung des Neutronenenergiespektrums zu höheren Energien hin ("Härtung") bewirkt eine vermehrte Resonanzabsorption im U-238. Dies hat eine Erhöhung des Konversionsverhältnisses von etwa 0,55 (DWR) auf 0,90 - 0,95 zur Folge. Diese höheren Konversionsverhältnisse erlauben eine bessere Uranausnutzung und zwar bis zu einem Faktor 4-6 gegenüber heutigen DWR-Anlagen. Die mit der Resonanzabsorption verbundene Verminderung des Multiplikationsfaktors wird durch eine höhere Spaltstoff-Anreicherung (7,5% Pu vermischt mit Uran (0,2% U-235; 99,8% U-238)) ausgeglichen.

Gegenüber der Schnellbrütertechnologie ermöglicht das Konzept eines FDWR eine Herabsetzung des erforderlichen Kapitaleinsatzes, kann aber den Brüter selbst nicht ersetzen, da nur mit dessen Hilfe die optimale Uranausnutzung erzielt werden kann. Insofern stellt der FDWR eine Übergangslösung zwischen Leichtwasser- und künftiger Brutreaktortechnologie dar.

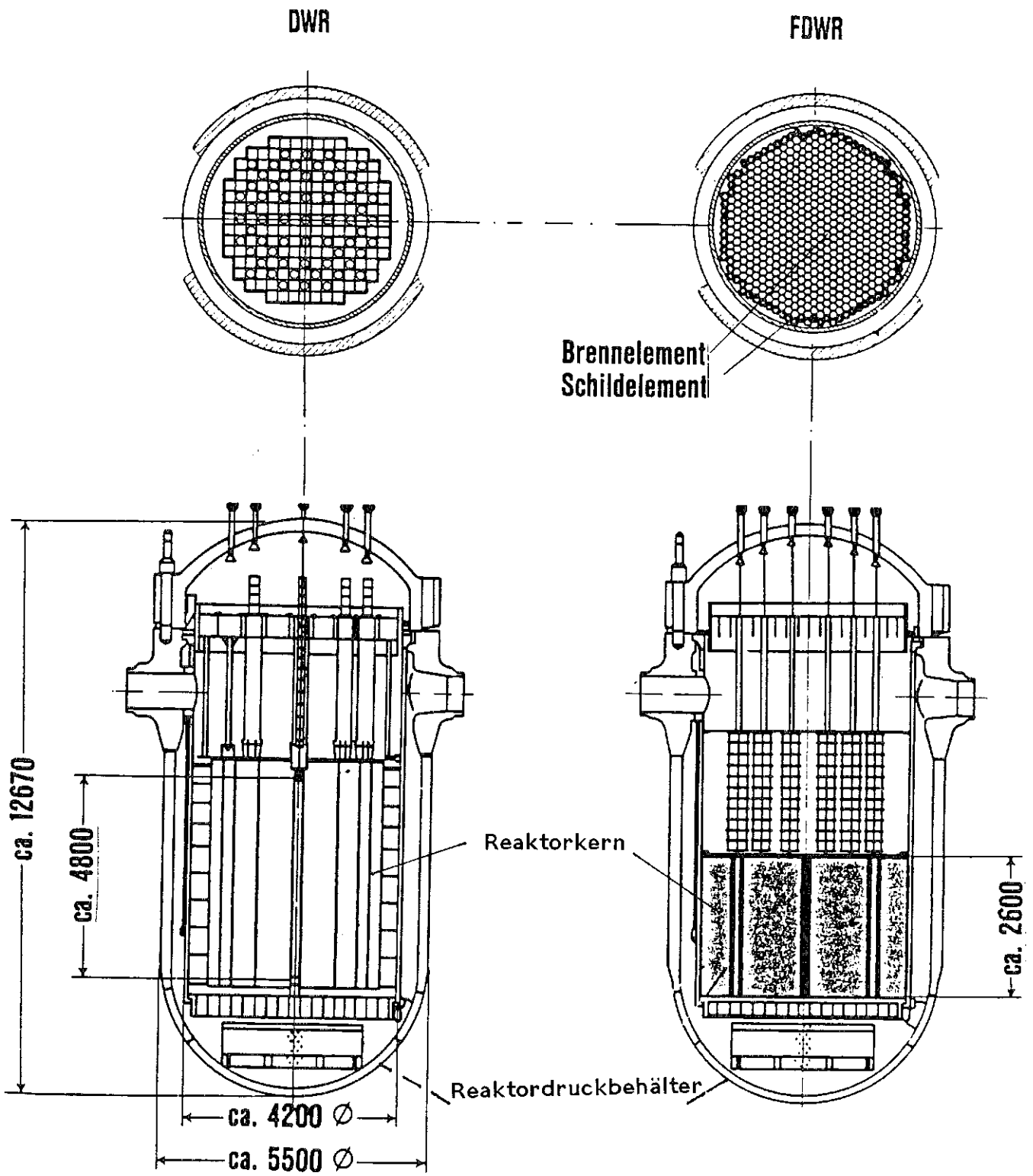


Abb. 1: FDWR Kernanordnung im Druckbehälter des Standard DWR

Das engere Brennstabgitter in einem FDWR führt zu einer im Vergleich mit einem DWR gleicher Leistung etwa um die Hälfte niedrigeren Kernhöhe (s. Abb.1). Wegen der niedrigeren Abstandsverhältnisse sind integrale Spiralrippen anstelle von Gittern als Abstandshalter vorgesehen.

Zielsetzung der Forschungsarbeiten in der Bundesrepublik Deutschland ist die Ausarbeitung eines FDWR-Referenzentwurfes, der sich möglicherweise unter den drei gegenwärtig ins Auge gefaßten FDWR-Varianten, deren thermohydraulische Auslegung festgelegt und deren neutronenphysikalische Untersuchung /8/,/9/ schon durchgeführt wurde, durchsetzen wird. Diese Varianten sind durch folgende Kennzahlen charakterisiert:

- ein homogener<sup>1</sup> Reaktor mit Abstandsverhältnis<sup>2</sup>  $(p/d) = 1,2$
- ein homogener Reaktor mit Abstandsverhältnis  $(p/d) = 1,12$
- ein heterogener Reaktor mit Abstandsverhältnis  $(p/d) = 1,3$  im Seed und 1,1 im Blanket.

Diese Konzepte wurden im Kernforschungszentrum Karlsruhe ausgearbeitet /8/.

Ein wichtiger Teil dieser Entwicklungsarbeiten ist die Sicherheitsanalyse. Bei der Realisierung eines FDWR muß sichergestellt werden, daß alle dem Genehmigungsverfahren für einen herkömmlichen DWR zugrundeliegenden Störfälle mit Hilfe von vorhandenen Sicherheitsvorrichtungen beherrscht werden können.

In der vorliegenden Arbeit werden zwei beispielhafte Störfälle betrachtet:

- ein Kühlmittelverluststörfall (LOCA=Loss of Coolant Accident) mit einem doppelendigen Bruch der Rohrleitung im Primärkreislauf zwischen der Hauptkühlmittelpumpe und dem Reaktordruckbehälter

---

<sup>1</sup> Unter homogenen Reaktor versteht man einen Reaktor, bei dem alle Brennstäbe identische Geometrie aufweisen, und dessen Kern damit ein gleichmäßiges Brennstabgitter besitzt. Der Kern eines heterogenen Reaktors hingegen hat zwei verschiedene Brennstabgitter: die sogenannten "Seed"-Zonen mit dünnen, hoch angereicherten Brennstäben und die "Blanket"-Zonen mit dickeren, niedrig angereicherten Brennstäben in einem engeren Gitter.

<sup>2</sup>  $p$  = Brennstababstand,  $d$  = Brennstabdurchmesser

- der Ausfall der Hauptwärmesenke bei gleichzeitigem Versagen der Eigenbedarfsversorgung ("Notstromfall"-ATWS = Anticipated Transient Without Scram<sup>3</sup>).

Der Ablauf des LOCA läßt sich näherungsweise in zwei Phasen unterteilen:

- die Druckentlastungsphase (Blowdown), während der das Kühlmittel über die Bruchstelle aus der Reaktoranlage ausströmt; dies wird begleitet von einer sehr schnellen Druckabnahme;
- die Wiederauffüll- und Flutphase, während der das vom Notkühlsystem eingespeiste Wasser den Reaktorkern wiederbenetzt.

Es soll darauf hingewiesen werden, daß der Temperaturverlauf am Ende der Druckentlastungsphase (Blowdown) den Anfangszustand für die darauffolgende Flutphase darstellt und somit entscheidend für die Notkühlbarkeit eines Reaktors ist.

Der "Notstromfall"-ATWS besteht in einer auf der Primärseite vom Turbinenschnellabschluß ausgelösten Drucktransiente.

In dieser Arbeit wurde die Simulation der Druckentlastungsphase des LOCA und des Ablaufes (ca. 260 sec) des ATWS für die oben genannten drei FDWR-Konzepte durchgeführt. Zu diesem Zweck wurde zunächst das Rechenprogramm RELAP5/Mod.1 (Idaho National Engineering Laboratory - Idaho Falls) gewählt /10/, das auf dem Zweifluidmodell basiert und das sich bei Testeinrichtungen mit DWR-Kerngeometrie anhand verschiedener Versuche bewährt hat. Dieses Programm berücksichtigt die zahlreichen mechanischen und thermischen Ungleichgewichtsvorgänge bei verschiedenartigen Störfällen in DWR-Anlagen. Aufgrund numerischer Instabilitäten, die bereits während Vorrechnungen des LOCA-Störfalles für einen Referenz-DWR anhand dieses Programms auftraten, wurde an dessen Stelle eine weiterentwickelte Version, RELAP5/Mod.1-EUR (Joint Research Center - Ispra), eingesetzt, die diese genannten Instabilitäten, nicht mehr aufwies /11/.

---

<sup>3</sup> Englische Bezeichnung für die Art von Betriebsstörfällen, die das Versagen der Schnellreaktorabschaltung voraussetzen.

Für die thermohydraulische Untersuchung der FDWR-Entwürfe wurde das Programm RELAP5/Mod.1-EUR als noch nicht ausreichend erachtet, da es wie auch RELAP5/Mod.1 konstitutive Beziehungen beinhaltet, die auf das weite viereckige Brennstabgitter ( $p/d > 1.3$ ) ohne Wendelrippen der herkömmlichen DWR-Kerngeometrien abgestimmt sind, und deren Anwendbarkeit auf die FDWR-Kerngeometrie damit zweifelhaft erscheint. Aufgründessen wurde bei dieser Arbeit eine neue Version des Programmes RELAP5/Mod.1-EUR entwickelt, in die konstitutive Beziehungen eingebracht wurden, welche für das enge hexagonale FDWR-Brennstabgitter aus entsprechenden Meßdaten hergeleitet wurden. Im einzelnen wurden die Reibungsdruckverlust-, die Wärmeübergangs- und die kritische Heizflächenbelastungs (KHB)-Korrelation eingeführt, welche die Wirkung des niedrigen Abstandsverhältnisses bei allen vorgestellten Entwürfen sowie der Wendelrippen bei den Brennstäben in den homogenen FDWR-Kernen und im Blanket des heterogenen Entwurfes berücksichtigen. Mit dieser neuen Version, die RELAP5/Mod.1-KfK genannt wurde, wurden die LOCA- und ATWS-Untersuchungen im Rahmen dieser Arbeit für die vorgestellten FDWR-Entwürfe durchgeführt.

Die bisher außerhalb des Kernforschungszentrums Karlsruhe ausgeführten Rechnungen der beschriebenen Störfälle für homogene Entwürfe /12/ wurden mit Hilfe von Programmen durchgeführt, die auf dem homogenen Fluidmodell mit einem Schlupfansatz beruhen. Dieser Ansatz berücksichtigt in empirischer Form den Geschwindigkeitsunterschied zwischen Dampf und Wasser, kann aber eine eventuelle Gegenströmung von Dampf in Wasser nicht beschreiben. Außerdem enthielten diese Programme keine FDWR-spezifischen konstitutiven Beziehungen.

Im Kapitel 2 der vorliegenden Arbeit werden die wesentlichen physikalischen und numerischen Modelle des Rechenprogrammes RELAP5 beschrieben. Im Kapitel 3 werden die anhand des Codes RELAP5/Mod.1-EUR ermittelten Ergebnisse der Nachrechnung eines bei der Versuchsanlage LOFT durchgeführten Blowdown-Experiments dargelegt. Diese Nachrechnungen dienen als Nachprüfung der Zuverlässigkeit dieses Programmes. Die gute Übereinstimmung der erzielten Ergebnisse mit den vorhandenen experimentellen Daten hat

seine Fähigkeit nachgewiesen, mehrere Erscheinungen der ersten Phase eines Wasserverluststörfalles infolge eines großen Lecks für eine typische DWR-Geometrie wiederzugeben. Die drei oben erwähnten FDWR-Entwürfe werden im Kapitel 4 vorgestellt. Über die Ergebnisse der Simulation beider Störfälle für die drei Reaktortypen und vergleichsweise für den 1300 MW-Referenz-DWR /13/ wird in den Kapiteln 5 und 6 berichtet. Die Diskussion und Beurteilung der erzielten Resultate erfolgt anschließend in denselben Kapiteln. Schließlich werden einige Rechenverfahren und Rechen-ergebnisse im Anhang ausführlich beschrieben.

## 2. Das verwendete Rechenprogramm: RELAP5/Mod.1

Den in dieser Arbeit erhaltenen Rechenergebnissen wird eine kurze Beschreibung des Codes vorangestellt, auf dessen Basis sämtliche Rechnungen durchgeführt wurden. Der Code, RELAP5/Mod.1 genannt, wurde im Idaho National Engineering Laboratory geplant, hergestellt und Ende 1981 freigegeben /10/. Der angegebene Aufgabenbereich des Codes beschränkt sich auf die Simulation folgender in einer Reaktoranlage anfallender thermohydraulischer Ereignisse:

- Druckentlastungsphase eines großen/mittleren LOCA (Zeitspanne  $\sim$  30-35 Sekunden).
- gesamter Störfallablauf infolge eines kleinen Lecks in einer Kühlmittelrohrleitung (Zeitspanne 2000 - 4000 Sekunden).
- Betriebstransienten ohne Reaktorschnellabschaltung, meistens ATWS genannt (Zeitspanne 200 - 2000 Sekunden).

In der obigen Aufgliederung fehlt die Wiederauffüll- und Flutphase eines großen/mittleren LOCA, für deren Beschreibung eine weiterentwickelte Version des Codes, -RELAP5/Mod.2- /14/,/15/, /16/, besonders geeignet ist, da diese u. a. ein Modell der Wiederbenetzungsfront an den Brennstäben enthält.

RELAP5/ Mod.2 steht erst seit kurzer Zeit /14/ der Öffentlichkeit zur Verfügung, deshalb konnte er nicht für die gegenwärtigen Untersuchungen benutzt werden. Im folgenden wird über die Hauptmerkmale des hydrodynamischen Modells und der speziellen Modellverfahren, die im RELAP5/Mod.1 /10/ enthalten sind, kurz berichtet. Im Anhang 1 und 2 folgt eine ausführliche Beschreibung der sich auf diese Modellierungen beziehenden mathematischen Methoden.

## 2.1 Hydrodynamisches Modell

RELAP5 beruht auf einem zweiphasigen, eindimensionalen, hydrodynamischen Modell. Die zwei Phasen (Dampf und Flüssigkeit) werden getrennt behandelt und dürfen sich daher in einem Ungleichgewichtszustand befinden.

Das Modell bezieht einige vereinfachende, mit der Endzielsetzung des Codes (DWR-Transientenanalyse) konsistente Ansätze ein. Darunter gehört die Annahme, daß eine der Phasen im Sättigungszustand sein soll, und zwar diejenige, deren Masseninhalt in einem betrachteten Kontrollvolumen am geringsten ist. Dieser Ansatz verringert die Menge der konstitutiven Beziehungen, die zur Modellierung des zwischenphasigen Energieaustausches und des gesamten Energietransfers mit der Umgebung gebraucht werden. Alle Zwischenphasenenergieüberführungen fließen nach diesem Ansatz implizit in das Verdampfungs- bzw. Kondensationsmodell mit ein. Darüber hinaus ist eine einzige Energiegleichung für die Erhaltung des Energieinhalts des gesamten Fluids erforderlich.

Aufgrund des speziellen numerischen RELAP5-Verfahrens ist eine Zustandsgleichung für die Mischungsdichte unbedingt erforderlich. Diese wird auch im Anhang 1 näher beschrieben und wie es von dort hervorgeht, ist ihre Hauptaufgabe, das Grundgleichungssystem abzuschließen. Im allgemeinen ist die von der Zustandsgleichung berechnete Dichte der von der Kontinuitätsgleichung errechneten Dichte ungleich. Die Abweichung zwischen den beiden setzt den Maßstab für den mit der Anwendung der Taylorschen Reihe in der Zustandsgleichung behafteten Rundungsfehler. Änderungen in den partiellen Dichtenableitungen wirken stark auf diesen Fehler ein, besonders an den Übergangspunkten zwischen dem Einphasenbereich und dem Zweiphasenbereich, wo solche Ableitungen unstetig sind. Die sich ergebende Abweichung wirkt als Basis für die Zeitschrittsteuerung beim numerischen Schema. Der Zeitschritt wird so gewählt, daß der jeweils auftretende Fehler:



$$\epsilon = \left[ |(\rho_i - \rho_{mi}) / \rho_{mi}| \right]_{\max} \quad i=1,2,3,\dots,N \quad (2.1.1)$$

innerhalb von zwei vorgegebenen Grenzwerten nach Möglichkeit begrenzt bleibt. Falls das nicht der Fall ist, wird die somit ermittelte Lösung ausgeschieden und die Nachiteration startet am selben Zeitpunkt aber mit verkleinertem Zeitschritt. Wenn dagegen die Bedingung erfüllt ist (d.h. kleine Approximationsfehler), erfolgt die Nachiteration mit einem größeren Zeitabstand. Das Iterationsverfahren ist in Wirklichkeit komplexer und beinhaltet, außer dem bereits erwähnten Kriterium, die folgende analytische Restriktion. Liegt das Maschennetz fest, darf das Fluid pro Zeitschritt nicht über mehr als eine Masche hinwegströmen, da die Differenzgleichungen nur Ströme zwischen benachbarten Maschen berücksichtigen können. Der analytische Ausdruck dieser Anforderung lautet:

$$\Delta t < \left[ \Delta x_i / (v_{gi}, v_{fi})_{\max} \right]_{\min} \quad i=1,2,\dots,N \quad (2.1.2)$$

Es kann bewiesen werden, daß bei Nichteinhaltung dieser Restriktion die eingesetzte numerische Vorgehensweise instabil ist. Außerdem kann es bei extrapolierten Wasser- und Dampfzustandsgrößen in metastabilem Gebiet vorkommen, daß die Dichte kleiner oder gleich Null wird. Wenn dies der Fall ist, muß die Iteration von vorne wiederholt werden. Dasselbe passiert, wenn der Druck, der Massendampfgehalt oder die innere Energie einem über den Gültigkeitsbereich hinaus definierten Zustand entsprechen.

## 2.2 Spezielle Modellverfahren

Sondermodellverfahren werden in RELAP5 eingesetzt, damit jene physikalischen Ereignisse, deren Relaxationszeiten sehr kurz sind oder deren komplexe Natur zwangsweise quasi-stationäre empirische Modellierungen fordert, zufriedenstellend simuliert werden können. Kritische Massenstromdichten (am Bruch sowie irgendwo mitten in der betrachteten Anlage), plötzliche Strömungsquerschnittsänderungen und Rohrleitungsverzweigungen sind typische Ablaufbeispiele, deren Relaxationszeiten im Vergleich zu den Komponententransportzeiten sehr klein sind. Die Arbeitsweisen von Pumpen und Ventilen sind dagegen Beispiele von allzu komplexen Geschehnissen, um, ausgehend von einigen Grundsätzen, simuliert werden zu können. Stattdessen werden empirische Beziehungen verwendet. Im folgenden wird kurz nur auf das Modell zur kritischen Massenstromdichte und auf das für plötzliche Strömungsquerschnittsänderungen eingegangen (das letztere wird im Anhang 2 ausführlich beschrieben). Das erstere ermöglicht die Berechnung des Massendurchsatzes beim Ausströmen z.B. am Ende eines Rohres oder an einem düsenförmigen Auslaß. Im allgemeinen ist die Strömung an solchen Orten kritisch und bleibt dies auch, bis der Systemdruck sich dem Umgebungsdruck genügend angenähert hat. Kritikalität heißt hier der besondere Zustand, bei dem die Massenstromdichte unabhängig von den Stromabwärtsbedingungen wird, also der Zustand, bei dem eine weitere Abnahme des Stromabwärtsdruckes zu keiner Massenstromänderung führt. Der Hauptgrund dieser Begrenzung besteht darin, daß die akustischen Signale sich nicht mehr stromaufwärts ausbreiten können.

Das Modell beruht auf der Charakteristikentheorie eines für ein zweiphasiges Fluid bei vorausgesetzten thermischen Phasen-Gleichgewichtsverhältnissen geltenden Differenzialgleichungssystems. Das daraus resultierende Kriterium, nach dem die Ausbreitung der akustischen Signale nicht weiter vorliegen darf, lautet /17/,/18/:

$$(\alpha_f \rho_f v_f + \alpha_g \rho_g v_g) / (\alpha_g \rho_f + \alpha_f \rho_g) = \pm a_{HE} \quad (2.2.1)$$

Diese Theorie gilt für sämtliche Zweiphasenzustände und ihre Gültigkeit, unter Zugabe einiger theoretischer und empirischer Betrachtungen, geht darüber hinaus bis hin zum Fall unterkühlten strömenden Wassers, was typisch für den früheren Teil einer Druckentlastungstransiente infolge eines Bruchs im Primärkreislauf eines Reaktors ist. Der Einsatz eines quasi-stationären Modells für Massenströme an Brüche oder Querschnittsverengungen führt bei den Rechnungen zu einer beachtlichen Einsparung von CPU-Zeit, weil es damit nicht nötig ist, an solchen Orten verfeinerte Nodalisierungen (Maschennetze) zu errichten. Es ist wohl bekannt, daß, je weniger Fluidvolumina gebraucht werden, desto mehr sich die Fähigkeit des Rechenprogramms steigert, mit längeren Zeitschritten zu rechnen. Außerdem ist ein solches Modell bei unstetigen Querschnittsänderungen unbedingt notwendig, weil es in solchen Fällen nicht möglich ist, ein eindimensionales Maschennetz aufzubauen, das das Programm in die Lage setzt, anhand der normalen Rechenalgorithmen von selbst eine kritische Massenstromdichte festzustellen und dementsprechend zu berechnen. Normalerweise werden die Dampf- und Wassergeschwindigkeiten durch die zwei Impulsgleichungen bestimmt, bis die abgeschätzten Werte für diese Geschwindigkeiten, die von der mit dem Grundgleichungssystem gekoppelten Randbedingung (2.2.1) geliefert werden, übertroffen werden. Zu diesem Zeitpunkt wird (2.2.1) mit eingeschaltet und bleibt bestehen, bis die Geschwindigkeitswerte von den Impulsgleichungen wieder kleiner als diejenigen werden, welche die oben genannte Randbedingung vorsieht.

Das Modell für plötzliche Rohrleitungsquerschnittsänderungen (abrupt area changes) beruht auf der Formulierung von Bourdarcarnot /19/ für plötzliche Erweiterungen oder Verengungen mit oder ohne Mündung und einschließlich der Fluidstrahleinschnüpfungseffekte. Quasi-stationäre Massen- und Impulsbilanzen werden an den Stellen, die diese geometrische Singularität aufweisen, eingesetzt. Der wesentliche Ansatz bei dieser Simulation besteht darin, daß die augenblickliche Trägheit, d.h. die momentane örtliche Massen- und Energiespeicherung, vernachlässigt werden kann.

Trotzdem werden Stromaufwärts- und Stromabwärtsvorgänge als völlig nichtstationär berücksichtigt. Den gerade erwähnten Ansatz kann man rechtfertigen, indem man denkt, daß die dem Punkt der plötzlichen Querschnittsänderung zugeordnete Masse und Energie geringfügig ist gegenüber der, die in der vorhergehenden und in der darauffolgenden Zelle, wo eben die Trägheitseffekte konzentriert werden, enthalten sind. Im Anhang 2 findet man die zugrunde liegende mathematische Entwicklung dieses physikalischen Modells.

Zu den in RELAP5 implementierten speziellen Modellverfahren gehört auch eine Modellierung der in einer Reaktoranlage üblicherweise vorhandenen Druckspeicher, nach dem Ansatz der konzentrierten Parameter und eine punktkinetische Annäherung des Neutronenflußverhaltens in einem Reaktor. Auf die Einzelheiten dieser und anderer vorher angedeuteten Rechenverfahren wird an dieser Stelle nicht eingegangen.

### 2.3 RELAP5/Mod.1-EUR: eine modifizierte Version des Rechenprogrammes RELAP5/Mod.1

RELAP5/Mod.1-EUR /11/,/20/,/21/ ist eine bei JRC-Ispra weiterverarbeitete Version des thermohydraulischen Rechenprogramms RELAP5/Mod.1-INEL. Aufgrund etlicher, während der Nachrechnungen mehrerer LOBI<sup>1</sup>-Kühlmittelverlust-Störfallversuche mit großen und mittleren Lecks aufgetretenen rechnerischen Instabilitäten, wurde im JRC-Ispra verzichtet, mit der Originalversion weiterzuarbeiten. Stattdessen wurde eine gründliche Überarbeitung der Schwachpunkte des Codes unternommen, um daraus ein möglichst störungsfreies Rechenprogramm zu entwickeln. Ähnliche Schwierigkeiten wurden bei den Rechnungen mit dem Originalprogramm später auch im Rahmen dieser FDWR-Untersuchungen festgestellt, wie das Kapitel 5 zeigt. Über die Vorgehensweise zur Entschärfung der meisten Instabilitätsquellen, wie sie bei JRC-Ispra durchgeführt wurde, soll im folgenden und im Anhang 3 kurz berichtet werden. In diesem Abschnitt wird insbesondere auf das verbesserte Massentransfermodell der modifizierten Programmversion hingewiesen.

---

<sup>1</sup> LOBI = Loop Blowdown Investigations

Man erkannte deutlich die Mangelhaftigkeit des in RELAP5 implementierten Verdampfungs- bzw. Kondensationsmodells. Der Einsatz in den Berechnungen erbrachte häufig gegenüber den Meßwerten überschätzte Werte der verdampfenden bzw. kondensierenden Massenwerte. Dieses Phänomen ist auch in beschränktem Maße auf die Diskretisation der Zeitspanne beim verwendeten numerischen Verfahren zurückzuführen. Solche Effekte hat man bei der numerischen Näherung. Diese sind kaum zu beseitigen, es sei denn, man setzt gewisse Grenzwerte für die berechneten Massenraten und vermeidet damit manche extreme Fälle, bei denen beispielsweise mehr Dampf in einer Masche während eines gegebenen Zeitschritts kondensieren würde als es zu dem alten Zeitpunkt in derselben Zelle vorhanden war. Abgesehen davon kann man unwahrscheinlichen Vorgängen dadurch vorbeugen, daß man die eigentliche Formulierung des betrachteten Massentransfermodells zweckmäßig modifiziert. Das ist die Idee, die in die Entwicklung der EUR-Version einfloß. Man hat zwar (siehe Anhang 1) die steuernde Kraft  $X_e - X$  in der alten Form beibehalten, hat aber hervorgehoben, daß die Transportkoeffizienten  $f_c = X + 1.0 \cdot 10^{-5}$  für Verdampfung und  $f_k = (1-X) + 1.0 \cdot 10^{-5}$  für Kondensation Massentransfergradienten aufsteigend proportional zu den im Laufe des betrachteten Prozesses erzeugten Dampf- und Wassermengen bedingten, was der inneren, selbstlimitierenden Trägheit solcher physikalischen Ereignisse zu widersprechen scheint. Der in der EUR-Version eingebaute Vorschlag für den Transportkoeffizienten lautet:

$$f(X) = X(1-X) + 1.0 \cdot 10^{-5} \quad (2.3.1)$$

und gilt sowohl für die Verdampfung als auch für die Kondensation. Das parabolische Verhalten in Abhängigkeit vom Dampfmasseninhalt erlaubt eine selbstlimitierende Massenproduktion von Dampf bzw. Wasser, wie die Abb. 2b deutlich zeigt. In der Abb. 2a ist im Gegenteil zu erkennen, daß die Erzeugung von Dampf bzw. Wasser bei der Originalversion keinen gesättigten Zustand während des Prozesses erreichen konnte und daher oft zu nicht naturgetreuen Ergebnissen führte.

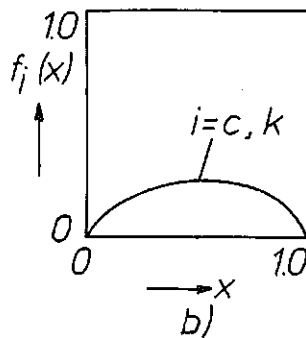
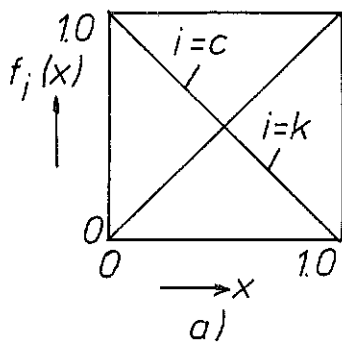
Außerdem, während bei der Originalversion

bei  $X = 0$ ,  $X_e = 0$  ist

und

bei  $X = 1.0$ ,  $X_e = 1.0$  ist,

dürfen bei der EUR-Version die Werte von  $X_e$  kleiner als 0.0 oder größer als 1.0 werden, um immer eine endliche Triebkraft zu gewährleisten, auch wenn eine der beiden Phasen aus dem Kontrollvolumen verschwindet.



$c = \text{Verdampfung}$   
 $k = \text{Kondensation}$

Abb. 2: Transportkoeffizient des Massentransfermodells als Funktion des Massendampfgehaltes:  
a) nach RELAP5/Mod.1-INEL, b) nach RELAP5/Mod.1-EUR

Über die weiteren in die Originalversion eingebrachten Verbesserungen und deren mathematische Beschreibung wird im Anhang 3 berichtet.

#### 2.4 RELAP5/Mod.1-KfK: die in dieser Arbeit weiterverarbeitete Programmversion zur Untersuchung von Transienten bei Fortgeschrittenen Druckwasserreaktoren

Ausgehend von der Programmversion RELAP5/Mod.1-EUR, die bereits in 2.3 beschrieben worden ist, wurde in dieser Arbeit eine um einige für den FDWR geeigneten Rechenmodelle erweiterte Version (RELAP5/Mod.1-KfK /22/) erstellt. Zu Beginn vorliegender Untersuchungen war es dem Autor völlig bewußt, daß ebenso der besonderen geometrischen Umgebung eines FDWR-Kernes wie den dort stattfindenden physikalischen Ereignissen in keinem der bisherigen veröffentlichten Rechenprogramme Rechnung getragen wurde. Bewußt war es auch dem Autor, daß ihm für die vorgenommenen LOCA- und ATWS-Rechnungen keine Meßdaten von irgendwelchen FDWR-Versuchsvorrichtungen zur Verfügung standen oder kurzfristig gestellt worden wären. Unter diesen Umständen mußte sich die Aufgabenstellung dieser Arbeit auf die Umsetzung der bisher wissenschaftlich fundierten und in dem öffentlichen Schrifttum herausgegebenen theoretischen Gedanken in den Code beschränken. Im Vordergrund stand dabei die Notwendigkeit, ein rechnerisches Werkzeug zu schaffen, dessen Einsatz für FDWR-Testrechnungen eine gewisse Zuverlässigkeit haben sollte, obwohl damit kein Anspruch auf Vollständigkeit erhoben werden konnte. Die Verbesserungen dieser Arbeit sind ein erster programmatischer Schritt in Richtung auf die Realisierung eines FDWR-Testrechenprogrammes, wobei es wünschenswert wäre, daß künftig diese und noch eventuell hinzukommende Ansätze sich anhand von Versuchen bewerten lassen könnten.

Jetzt werden im einzelnen die angebrachten Modifikationen, gefolgt von jeweils einer kurzen Erläuterung vorgestellt.

##### 2.4.1 Reibungsdruckverluste in hexagonalen Brennstabbündeln mit spiralförmigen Wendelrippen

Wenn man die Brennstabanordnung eines homogenen FDWR näher betrachtet, stellt man die Anwesenheit von sechs auf dem aus Stahl gebauten Hüllrohr integrierten spiralförmigen Wendelrippen pro Brennstab fest. Diese Erhebungen ersetzen die

bei viereckigen Anordnungen üblicherweise vorhandenen gitterförmigen Abstandshalter, deren praktischen Einsatz bei Brennstababständen kleiner als 1 mm aufgrund der notwendigerweise dünner gewordenen Stege abzuraten ist, weil die Festigkeit der Struktur als ganzes schwer gefährdet wäre. Die Spiralrippen beeinflussen den Strömungsverlauf durch die Kernkanäle und wirken auf den Reibungsdruckverlust stark ein. Daher sind solche Reibungsbeiwerte unverzichtbar, deren mathematische Formulierung die Anwesenheit der Rippen durch ihre geometrische Parameter mit berücksichtigen kann. Aus diesem Grund wurden neue Beiwerte sowohl für turbulente als auch für laminare Strömung in RELAP5 eingeführt. Es muß an dieser Stelle noch mal daran erinnert werden, daß bei der INEL-sowie bei der EUR-Version des Codes der Blasius'sche Reibungsbeiwert im laminaren Bereich und die Korrelation von Colebrook in turbulentem Bereich unterstützt werden (s. dazu Anhang 1).

Zusätzlich dazu wurden für unsere FDWR-Zwecke und insbesondere für die homogenen Entwürfe und für das Blanket des heterogenen Entwurfs die Rehmische Beziehung für turbulente Strömungen /23/ und die Johannsen'sche Beziehung /24/ für Laminarströmungen in den Code eingeführt. Die zwei über der Reynold'schen Zahl aufgetragenen Kurven werden miteinander durch ein zweckmäßiges Interpolationsverfahren verknüpft (siehe Gl. 2.4.1.8). Bedingt durch die Wahl der Interpolationsart, deren Verwendung dazu führen würde, daß der laminare Teil des Reibungsbeiwertes doppelt gewichtet würde, wurde nur der völlig turbulente Bereich bei der Rehmischen Korrelation in Betracht genommen, dem folgender Ausdruck des Reibungsbeiwertes entspricht:

$$\lambda_R = 0.1317 \cdot F_R \cdot F \cdot C \cdot Re'^{-0.17} \quad \text{für} \quad 1.9 \times 10^4 \leq Re' \quad (2.4.1.1)$$

wo  $Re'$  die modifizierte Reynoldszahl:

$$Re' = Re \sqrt{F} \quad (2.4.1.2)$$

ist. Der Geometrieparameter  $F$  läßt sich als



$$F = \left(\frac{p}{d}\right)^{0.5} + 7.6 \left[ \frac{(p/d)^3}{(H/d)} \right]^{2.16} \quad (2.4.1.3)$$

erfassen.  $p/d$  ist das übliche Stababstandsverhältnis und  $H$  die Spiralsteigung.

$C$  in der Gl.(2.4.1.1) ist ein Korrektionsfaktor, der die Anwendung derselben Gleichung herunter bis zu Stababstandsverhältnissen zwischen 1.00 und 1.03 ermöglicht. Es gilt im einzelnen /23/:

$$C = 1 \quad \text{für } p/d \geq 1.03 \quad (2.4.1.4)$$

$$C = 1.6 - \exp\left(\frac{p/d-1}{0.05873}\right) \quad \text{für } 1.00 \leq p/d < 1.03 \quad (2.4.1.5)$$

Der Faktor  $F_R$  in (2.4.1.1) berücksichtigt die Tatsache, daß, während die Gleichungen in /23/ von Versuchen abgeleitet wurden, die mit einer durchschnittlichen Rauigkeit von 2  $\mu\text{m}$  aufweisenden Brennstäben durchgeführt wurden, die in Kernreaktoren üblicherweise verwendeten Brennstäbe mit einer etwas größeren Rauigkeit versehen sein können. Für unsere Rechnungen wurde eine Rauigkeit  $\epsilon_R$  in Höhe von 5  $\mu\text{m}$  an der Brennstaboberfläche angenommen.  $F_R$  richtet sich nach dem Reibungsbeiwert von Colebrook und läßt sich folgendermaßen bilden:

$$F_R = \left[ \frac{1.74 - 2 \log \left( \frac{4 \cdot 10^{-6}}{D_e} + \frac{18.7}{\text{Re}\sqrt{\lambda}/F_R} \right)}{1.74 - 2 \log \left( \frac{\epsilon_R}{D_e} + \frac{18.7}{\text{Re}\sqrt{\lambda}} \right)} \right]^2 \quad (2.4.1.6)$$

Die Gl.(2.4.1.6) ist eine implizite Definition von  $F_R$ , dessen Wert damit jeweils iterativ ermittelt werden kann. Ausgehend von dem Reibungswert von Johannsen /24/ wurden, - wie bereits angedeutet -, die Druckverluste in derselben Geometrie und bei ausgebildeter Laminarströmung berechnet. Dieser Beiwert wurde für den Fall endlicher, hexagonaler Stabbündel mit Wendeldrahtabstandshaltern bestimmt. Da von dem Gesichtspunkt der Geometrie und der Wirkung auf das Fluid Wendeldrähte und integrierte Wendelrippen gleichwertig sind, ist die Übernahme der Ergebnisse von Johannsen für unsere Studie berechtigt. Die Johannsen'sche Korrelation lautet

$$\lambda_J \cdot Re = 4 \cdot \left[ 16.38 - (11.89 - 3.29 e^{-0.146 \cdot N_R}) (p/d - 1.3) - \right. \\ \left. - (1 - 0.335 \lg N_R) 1.17 \cdot 10^8 e^{-15.72 \cdot p/d} \right] \\ (1 + 0.1757 (H/d)^{-0.06484}) \quad (2.4.1.7)$$

für  $1.07 \leq p/d \leq 1.75$ ,  $1 \leq N_R \leq 10$  und  $8 \leq H/d \leq +\infty$ , wo  $N_R$  die Ringzahl um den Zentralbrennstab eines Brennelementes ist. Weitere Details über mathematische Grundlagen der Gl.(2.4.1.7) werden im Anhang 4 gegeben.

Die Kurven der in den Gl.(2.4.1.1) und (2.4.1.7) beschriebenen Reibungsbeiwerte werden miteinander mittels einem von /25/ übernommenen Interpolationsverfahren verbunden. Die Interpolationsformel lautet:

$$\lambda_{t_2} = \lambda_J (1 - \varphi)^j + \lambda_R \varphi^j \quad (2.4.1.8)$$

$\varphi$  ist der sogenannte Aussetzungsfaktor (intermittency factor), dem folgende Bestimmungsgleichung entspricht:

$$\varphi = \frac{\log Re - \log Re_L}{\log Re_T - \log Re_L} \quad (2.4.1.9)$$

Die Reynoldszahlen  $Re_L$  und  $Re_T$  stellen den Anfangs- bzw. Endwert des Übergangsbereichs dar. Für  $Re_L$  gilt:

$$\log\left(\frac{Re_L}{300}\right) = 1.7 \left(\frac{p}{d} - 1.0\right) \quad (2.4.1.10)$$

und für  $Re_T$ :

$$\log\left(\frac{Re_T}{10000}\right) = 0.7 \left(\frac{p}{d} - 1.0\right) \quad (2.4.1.11)$$

Für den Exponent  $j$  wurde der Wert  $j=1/3$  gewählt. In der Abb. 3 werden die Kurvenverläufe der mit den Gl.(2.4.1.1),(2.4.1.7) und (2.4.1.8) berechneten Reibungsbeiwerte für zwei verschiedene  $p/d$ -Verhältnisse ( $p/d=1.2$  und  $p/d=1.123$ ) sowie der Kurvenverlauf des in RELAP5 standardmäßig unterstützten Reibungskoeffizienten dargestellt, der vom  $p/d$ -Verhältnis unabhängig ist (siehe Anhang 1).

Die Berechnung des Druckverlustes im Blanket des heterogenen FDWR-Entwurfes erfolgt in der gleichen Weise wie beim homogenen Entwurf weil die Brennstäbe dort ebenfalls mit Wendelrippen ausgestattet sind.

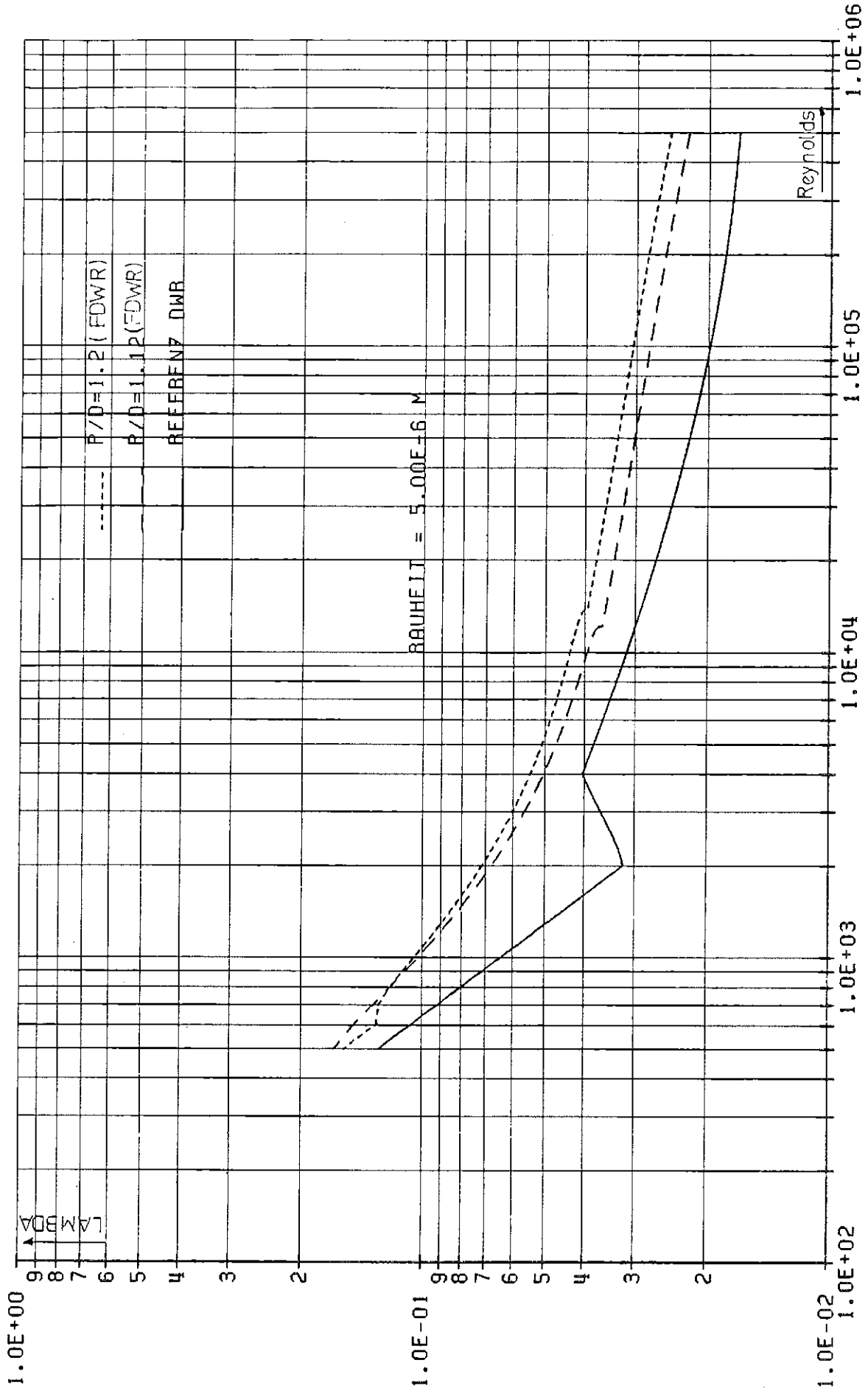


Abb. 3 Reibungskoeffizient in DWR- und FDWR-Geometrie.

### 2.4.2 Reibungsdruckverluste in hexagonalen Brennstabbündeln ohne axiale Wendelrippen

Im Seed des heterogenen FDWR sind gitterförmige Abstandshalter in hexagonaler Brennstabanordnung vorhanden. Darum beschreibt man die Reibungsvorgänge an den Stabwänden für einphasige turbulente Strömungen durch:

$$\lambda_s = \lambda_c \cdot C_s \quad (2.4.2.1)$$

wo  $\lambda_c$  der oben schon erwähnte Colebrook'sche Reibungsbeiwert und  $C_s$  ein Korrektionsfaktor zur Berücksichtigung der Bündelgeometrie ist (siehe /26/).  $C_s$  lautet:

$$C_s = \left[ 1 - e^{-\frac{p_s/d_s - 1}{0.0265}} \right] \cdot [1.036 + 0.054 (p_s/d_s - 1)] \quad (2.4.2.2)$$

wo  $p_s/d_s$  das Stababstandsverhältnis der Brennelemente im Seed ist. Der einphasige Reibungsbeiwert bei Laminarströmungen im Seed wurde von der Studie von Chen und Todreas /25/ übernommen, die eine vertiefte Unterkanalanalyse der konstitutiven Beziehungen für Brennstabbündel sowohl mit als auch ohne Wendeldrähte durchgeführt haben. Der von ihnen entwickelte und für Bündel geltende Ausdruck des Reibungskoeffizienten hat folgende Form:

$$\lambda_{B1} = \frac{K_{B1}}{Re} = \frac{D_{eB}}{Re} \left\{ \sum_{i=1}^3 S_i \left[ \frac{D_{ei}}{D_{eB}} \right] \left( \frac{K_{i\ell}}{D_{ei}} \right)^{-1} \right\}^{-1} \quad (2.4.2.3)$$

Der Index  $i$  bezeichnet den Unterkanaltyp und wie man aus der Abb. 4 ersehen kann, gibt es insgesamt drei solche Typen.  $D_{ei}$  und  $S_i$  sind die entsprechenden hydraulischen Durchmesser bzw. Strömungsflächen.  $K_{i\ell}$  ( $i=1,2,3$ ) sind die Unterkanalgeometrieparameter, d.h. von der Unterkanalgeometrie abhängige Koeffizienten, deren allgemeine Form durch

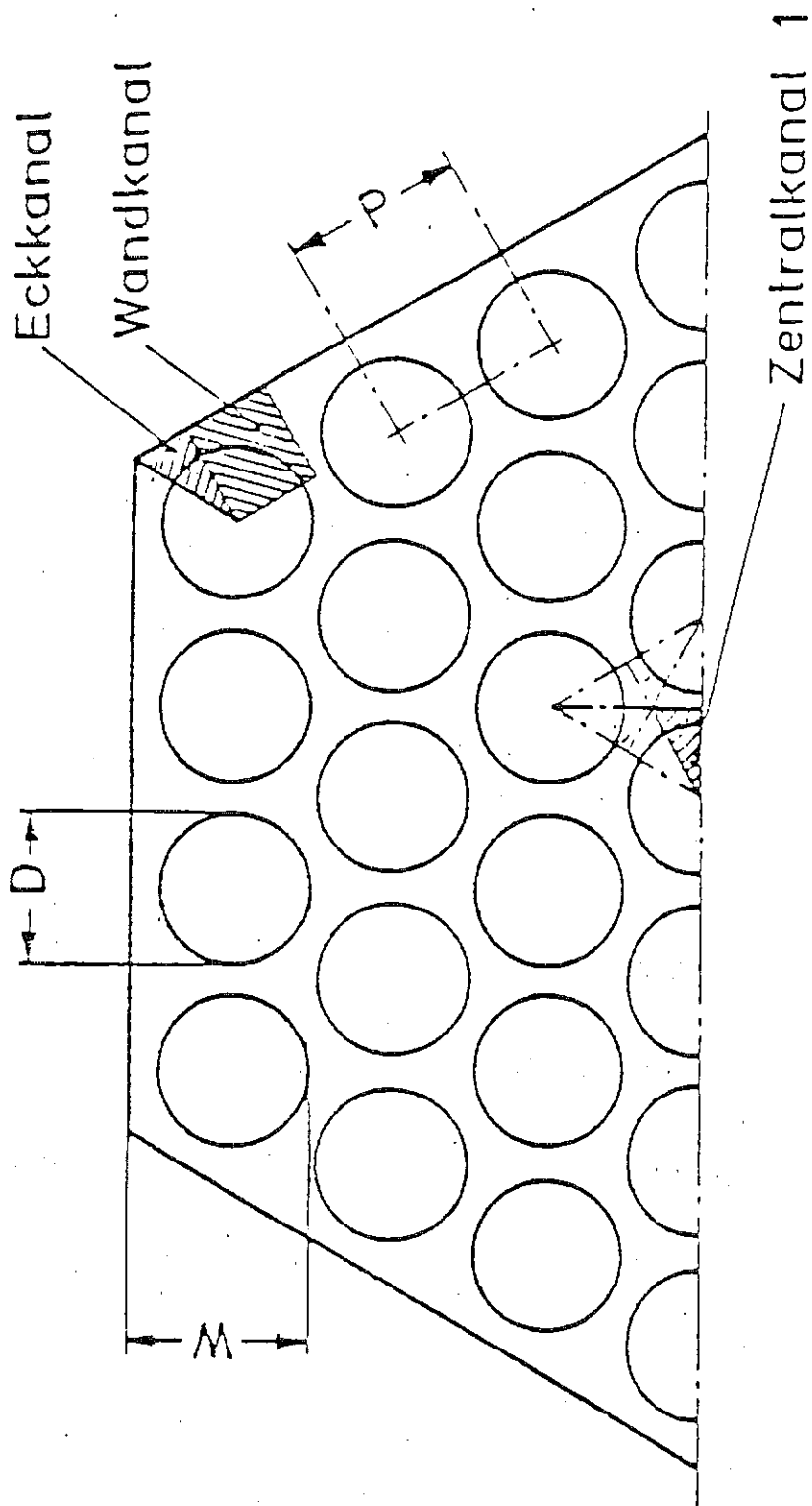


Abb. 4 Aufbau und Unterkanäle eines hexagonalen Stabbündels ohne Abstandshalter ( $N_R = 3$ )

$$K_{i\ell} = a_i + b_{1i} \left( \frac{D}{d} - 1.0 \right) + b_{2i} \left( \frac{D}{d} - 1.0 \right)^2 \quad (2.4.2.4)$$

gegeben ist.

Die Koeffizienten  $a_i, b_{mi}$  ( $m=1,2$ ) der polynominalen Darstellung gehen aus Approximationsverfahren experimenteller Daten hervor und sind in Tabellen zusammengefaßt /25/.

Das Interpolationsschema (2.4.1.8) - (2.4.1.11) gilt ebenfalls in den Gleichungen (2.4.2.1) und (2.4.2.3) und dient zur Abdeckung des weiten Zwischenbereiches (für unseren spezifischen Fall  $Re_L \approx 500$  und  $Re_T \approx 12300$ ) wo beide Bestimmungsgleichungen nicht angewandt werden dürfen. Nach einfacher Berechnung der geometrischen Parameter in (2.4.2.3) für den spezifischen Fall des Seeds beim betrachteten heterogenen Entwurf, erhält man die strichpunktierte  $\lambda$ -Kurve der Abb. 5, wo auch die entsprechende Kurve für das Blanket, - berechnet nach den Gl. (2.4.1.3), (2.4.1.7) und (2.4.1.8) -, und die von den Bündelparametern unabhängige Colebrook'sche Formulierung über der Reynoldszahl mitaufgetragen sind.

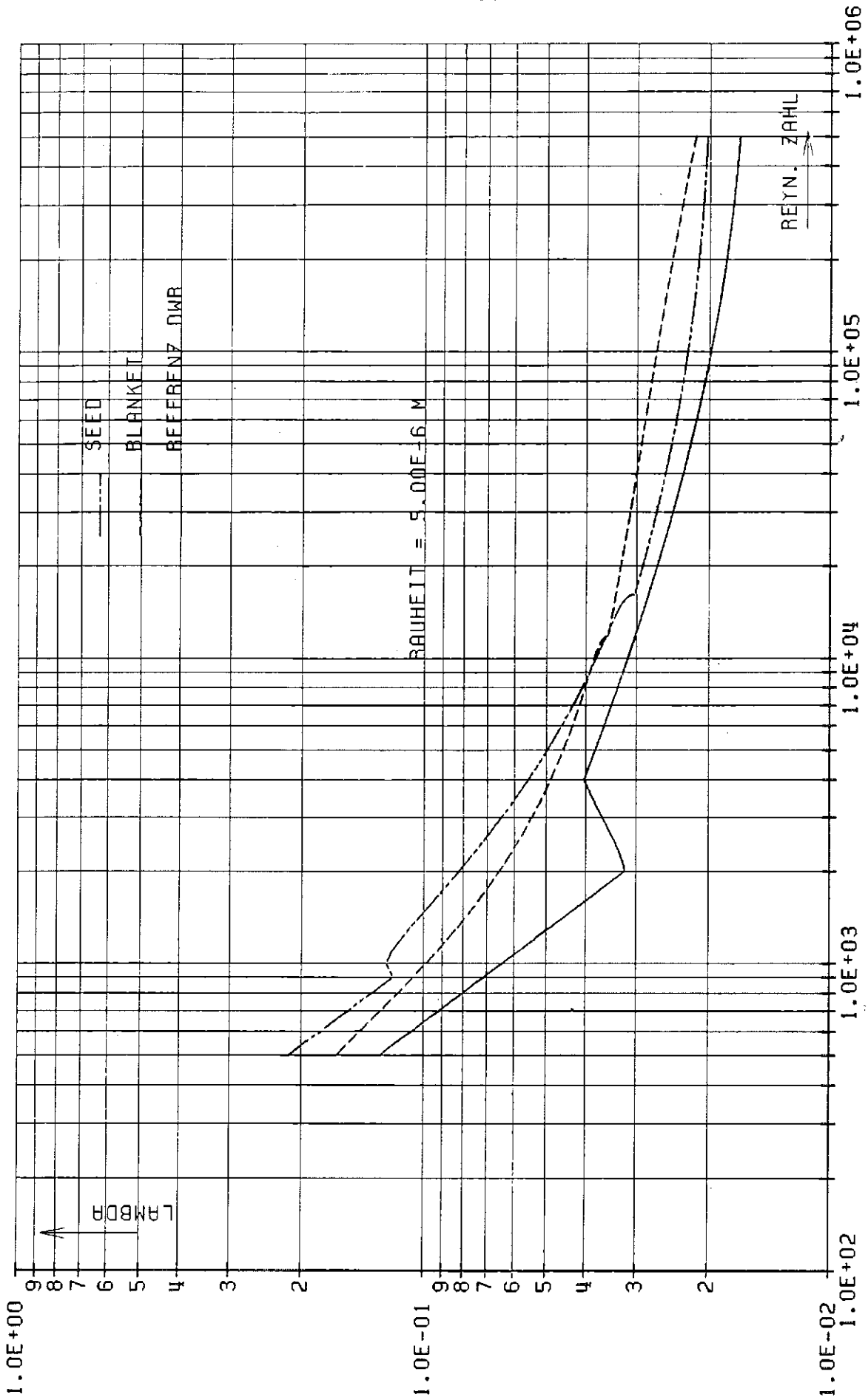


Abb. 5 Reibungskoeffizient in Seed- und Blanket-Geometrie für den heterogenen FDWR-Entwurf



### 2.4.3 Der Druckverlustkoeffizient von hexagonalen Gitterabstandshaltern

Die Anwesenheit der Gitterabstandshalter im Seed, und die Tatsache, daß der damit verbundene lokale Druckverlustkoeffizient eine Funktion der Reynoldszahl ist /27/, erforderte die Ablösung der in RELAP5 als Konstanten angenäherten Koeffizienten durch mit der Fluidgeschwindigkeit sich verändernde Beiwerte. Es sei hier kurz darauf hingewiesen, daß der Druckabfall an den Abstandshaltern im Seed durch

$$\Delta P = n_G C_V \epsilon^2 \frac{\rho_{av,s} u_s^2}{2} \quad (2.4.3.1)$$

wiedergegeben wird /28/.  $n_G$  ist die Anzahl der gitterförmigen Abstandshalter.  $\epsilon$  ist das Verhältnis des Gitterquerschnittes zu dem gitterfreien Strömungsquerschnitt und wird durch die empirische Beziehung:

$$\epsilon = 0.6957 - 162.8 (p_s - d_s) \quad (2.4.3.2) /28/$$

ausgedrückt.  $C_V$  hat die Bedeutung eines Widerstandsbeiwertes und es wurde in /29/ gefunden, daß die Bestimmungsgleichung:

$$C_V = 3.5 + \frac{73.14}{Re^{0.264}} + \frac{2.79 \cdot 10^{10}}{Re^{2.79}} \quad (2.4.3.3)$$

die beste Approximation der in /27/ gezeigten Meßdaten ist. Es ist trotzdem darauf zu achten, daß wenn  $C_V \cdot \epsilon^2$  größer als 2 wird, man die (2.4.3.2) durch

$$C_V \epsilon^2 = 2 \quad (2.4.3.4)$$

ersetzt, gemäß dem Ratschlag von /30/.

#### 2.4.4 Die Wärmeübergangskorrelation in einem FDWR-Kern für einphasige, turbulente Strömungen

Die enge, hexagonale Geometrie der FDWR-Kerne hat die Einführung einer dafür schon erprobten Wärmeübergangskorrelation gefordert. Diese erforderliche Eigenschaft zeigt die Korrelation von Baxi-Dalle Donne, die sich bei den in /31/ zitierten Experimenten für gasgekühlte Reaktorstabgitter bewährt hat und die folgende Wärmeübergangszahl liefert:

$$h = 0.0211 \frac{k}{D_e} \left[ 1 + 0.0208 \left( \frac{p}{d} - 1 \right) \right] \left( 1 - e^{-\frac{p/d-1}{0.02}} \right) Re^{0.8} Pr^{0.4} \quad (2.4.4.1)$$

Es ist darauf zu achten, daß die Gl. (2.4.4.1) für den Wärmeaustausch zwischen Brennstabwand und einphasigem Fluid (Wasser oder Dampf) in turbulentem Bereich gilt.

#### 2.4.5 Die KHB-Korrelation für FDWR-Brennstabanordnungen

Ins Programm wurde auch die Kritische-Heizfläche-Belastungskorrelation (KHB-Korrelation) von Dalle Donne-Hame eingeführt, die im Gegensatz zu denen, die im Code schon vorhanden sind (s. Anhang 1), das enge Brennstabgitter eines FDWR-Kernes und die Effekte der spiralförmigen Wendelrippen berücksichtigen kann. Diese Korrelation ist in /32/ beschrieben. Die Autoren wählten die für herkömmliche DWR-Brennstabanordnungen geplante WSC-2-Beziehung (/33/, /34/) als Basis für ihre Studie. Sie übernahmen die Bestimmungsgleichung jener Beziehung, paßten aber deren geometrieabhängige Parameter an die FDWR-Bündelgeometrie auf der Basis einschlägiger Experimente /32/ an. Die obengenannte WSC-2-Beziehung wurde im Code miterfaßt und für den DWR-Fall bei den weiter in den Kap. 5 und 6 beschriebenen FDWR-DWR-Vergleichsrechnungen eingesetzt.

#### 2.4.6 Der zweiphasige Reibungsdruckverlust

Eine einheitliche Theorie, die die Verteilung der Wandreibung zwischen den in einem Kanal strömenden Phasen, -Wasser und Dampf-, beschreibt, ist noch nicht vorhanden. Es gibt zwar verschiedene Ansätze für die Bestimmung des sogenannten Zweiphasen-Reibungsmultiplikators, aber deren Ergebnisse sind sowohl auf den jeweiligen Bereich von Druck, Massenstromdichte und Massendampfgehalt beschränkt als auch bei der Berechnung auf die Verwendung der jeweils geeigneten Voidanteilkorrelation angewiesen. Diese Korrelation (normalerweise dieselbe, die für die Aufstellung des Multiplikators mit einbezogen wurde) benutzt man zur Berechnung des hydrostatischen und des Beschleunigungsdruckabfalles. Die Erfahrung zeigt trotzdem, daß auf die Kompatibilität der Modelle untereinander nicht unbedingt geachtet werden muß. Es liegen z.B. Großrechenprogramme vor, deren mathematische Formulierung auf dem homogenen Strömungsmodell basiert und die dementsprechend das homogene Voidanteilmodell zugrundelegen; diese Programme verwenden statt des homogenen Zweiphasen-Reibungsmultiplikators einen Multiplikator, der von der Theorie der getrennten Phasen abgeleitet ist und daher genauer sein sollte, der aber nicht mit dem Rest der im Programm implementierten Modellierung kompatibel ist. Korrelationen, die Multiplikatoren dieser Art liefern, sind beispielweise die von Martinelli-Nelson und die von Thom, von Baroczy, von Dukler und von Chisolm, die von der ersten hergeleitet worden sind. Reddy et al. stellten die obengenannten Beziehungen, zwei auf dem homogenen Modell basierende Beziehungen und die eigene Korrelation (Columbia-Korrel.) in einem Vergleichstest zusammen /35/. Ziel deren Arbeit war, die angeführten Korrelationen anhand von in der Literatur vorhandenen Meßdaten über den Druckabfall vom "Dampf-Wasser"-System unter adiabatischen sowie diabatischen Randbedingungen auf die Experimentstreue hin zu überprüfen. Eine Sensitivitätsstudie hinsichtlich der Auswirkung der verschiedenen Zweiphasen-Multiplikator-Beziehungen auf den Einsatz unterschiedlicher einphasiger Reibungskoeffizienten

(Mc Adams und Blasius) und einiger Voidanteilkorrelationen (homogenes Modell, Thoms, Bankoffs, Armands und Van Glahns Modelle) wurde bei der Auswertung der Versuchsdaten ebenfalls durchgeführt. Maßstab für die Beurteilung der Genauigkeit bei den einzelnen betrachteten Korrelationen waren der mittlere Fehler, die Varianz und die Streuung zwischen den durch die Korrelationen berechneten Werten und den Meßwerten, aufgetragen über die Massenstromdichte, den Druck und den Massendampfgehalt. Daraus ergab sich, daß die Columbia-Korrelation die beste Übereinstimmung mit der Datenbasis aufwies. Diese neuentwickelte Beziehung ähnelt in der Form der homogenen Bestimmungsgleichung für den Zweiphasen-Multiplikator und lautet:

$$\Phi_{10}^2 = 1 + X \cdot \left( \frac{V_g}{V_f} - 1 \right) c \quad (2.4.6.1)$$

wobei der Koeffizient  $c$  die allgemeine Gestalt

$$c = c_1 X^{c_2} \cdot G^{c_3} \quad (2.4.6.2)$$

hat. Wenn  $P > 4$  MPa ist, dann gilt

$$c = 1.02 \cdot X^{-0.175} \cdot G^{-0.45} \quad (2.4.6.3)$$

und wenn  $2$  MPa  $< P < 4$  MPa ist, dann gilt

$$c = 0.357 \cdot (1 + 10 \cdot P_r) X^{-0.175} G^{-0.45} \quad (2.4.6.4)$$

wobei  $P_r = P/P_{crit}$ .

Veranlaßt durch ihre überzeugende Leistungsfähigkeit wurde für die vorliegende Arbeit diese Korrelation in RELAP5/Mod.1 anstelle des dort schon vorhandenen Baroczy'schen Modells /36/ nach einigen dazu nötigen Anpassungen versuchsweise eingeführt. Die in RELAP5 vorhandene Berechnungsweise des zweiphasigen Druckabfalles wird hier kurz vorgestellt. Von der Theorie her ist bekannt, daß der gesamte Reibungsdruckgradient sich durch die Gleichung

$$-\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{2\Phi} = \frac{\lambda_f \alpha_f \rho_f v_f^2}{2D_e} + \frac{\lambda_g \alpha_g \rho_g v_g^2}{2D_e} \quad (2.4.6.5)$$

darstellen läßt. Die Reibungskoeffizienten  $\lambda_f$  und  $\lambda_g$  sind im allgemeinen nicht bekannt, außer wenn die zwei Phasen getrennt sind. Man kann aber auf das durch den Einsatz des Zweiphasen-Multiplikators  $\Phi_{10}^2$  gekennzeichnete Annäherungsverfahren zurückgreifen, um  $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{2\Phi}$  berechnen zu können.

Dieser läßt sich so schreiben:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_{2\Phi} = \Phi_{10}^2 \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_f = \Phi_{g0}^2 \left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_g \quad (2.4.6.6)$$

wobei

$$\Phi_{10}^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2} \quad (2.4.6.7)$$

und

$$X^2 = \frac{(\partial p / \partial x)_f}{(\partial p / \partial x)_g} = \frac{\Phi_g^2}{\Phi_f^2} \quad (2.4.6.8)$$

C wurde von Baroczy ermittelt und ist eine Funktion von G,  $\mu_f$ ,  $\mu_g$ ,  $\rho_g$  und  $\rho_f$  /36/.

$(\frac{\partial p}{\partial x})_f$  und  $(\frac{\partial p}{\partial x})_g$  sind die von der Flüssigkeit bzw. vom Dampf ausgelösten Druckabfälle, die sich ereignen würden, wenn die Flüssigkeit allein bzw. der Dampf allein sich in der betrachteten Fluidzelle befinden würde und läuten:

$$(\frac{\partial p}{\partial x})_f = \frac{1}{2D_e} \lambda'_f \rho_f \alpha_f^2 v_f^2 \quad (2.4.6.9)$$

$$(\frac{\partial p}{\partial x})_g = \frac{1}{2D_e} \lambda'_g \rho_g \alpha_g^2 v_g^2 \quad (2.4.6.10)$$

$\lambda'_f$  und  $\lambda'_g$  sind die entsprechend den Reynoldszahlen

$$Re'_f = \frac{\alpha_f \rho_f v_f \cdot D_e}{\mu_f} \quad \text{bzw.} \quad Re'_g = \frac{\alpha_g \rho_g v_g \cdot D_e}{\mu_g} \quad (2.4.6.11)$$

berechneten Reibungskoeffizienten für Flüssigkeit bzw. Dampf. Man multipliziert den größten der beiden Beiträge aus (2.4.6.9) und (2.4.6.10) mit  $\Phi^2_{10}$  bzw.  $\Phi^2_{g0}$ , wie in der Gl.(2.4.6.6) dargestellt ist und erhält dadurch den totalen Druckgradienten. Von diesem zieht man den Beitrag der mit dem kleineren Widerstand behafteten Phase ab, um die der anderen Phase zugehörige Druckabfallkomponente zu ermitteln. Kommt z.B. der schwächere Widerstand vom Dampf, dann würde für das Wasser

$$(\frac{\partial p}{\partial x})_f = (\frac{\partial p}{\partial x})_{2\Phi} - \lambda'_g \alpha_g \rho_g \frac{v_g^2}{2D_e} \quad (2.4.6.12)$$

gelten.

Der zweite Term auf der rechten Seite der Gl. (2.4.6.12) ist dieses Mal entsprechend der Reynoldszahl  $Re_g = \rho_g v_g D_e / \mu_g$  berechnet worden.

Wenn man die Gl. (2.4.6.6)-(2.4.6.9) zweckmäßig kombiniert, erhält man:

$$\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_f = \frac{\alpha_f \rho_f v_f}{2D} \left[ \lambda_f' \alpha_f v_f + C \sqrt{\lambda_f' \lambda_g' \alpha_f v_f \alpha_g v_g \gamma} + (\lambda_g' \alpha_g v_g - \lambda_g v_g) \gamma \right] \quad (2.4.6.13)$$

wobei

$$\gamma = \frac{\alpha_g \rho_g v_g}{\alpha_f \rho_f v_f} \quad (2.4.6.13.1)$$

ist.

Dieses Verfahren ist kritisierbar, da es nicht immer gesichert ist, daß  $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_f$  bzw.  $\left(\frac{\partial p}{\partial x}\right)_g$  positiv sind. In der Gl. (2.4.6.10) würden negative Werte von  $\left(\partial p / \partial x\right)_f$  vorliegen, wenn  $\lambda_g' \alpha_g v_g - \lambda_g v_g < 0$  und wenn

$$\left| \lambda_g' \alpha_g v_g - \lambda_g v_g \right| > \left| \lambda_f' \alpha_f v_f + C \sqrt{\lambda_f' \lambda_g' \alpha_f v_f \alpha_g v_g \gamma} \right| \quad (2.4.6.14)$$

ist, was aber bei den vielen durchgeführten Rechnungen nie der Fall gewesen ist. Wenn man aber nicht den Baroczy'schen Zweiphasen-Multiplikator sondern einen anderen Multiplikator nehmen würde, wäre  $\left(\partial p / \partial x\right)_f \geq 0$  nur, wenn

$$\Phi_{10}^2 \lambda_f' \rho_f v_f \alpha_f \geq \lambda_g \alpha_g v_g \rho_g \quad (2.4.6.15)$$

ist.

Trifft bei der Rechnung  $\lambda_f' \rho_f v_f \alpha_f > \lambda_g \rho_g v_g \alpha_g$  ein, so sollte aus Konsistenzgründen auch

$$\Phi_{10}^2 \lambda_f' \alpha_f \geq \lambda_f \quad (2.4.6.16)$$

wahr sein. Normalerweise ist  $\lambda_f'(Re) > \lambda_f(Re)$  weil der Reibungskoeffizient umgekehrt proportional zu der Phasengeschwindigkeit ist und  $\lambda_f'$  wird für die Geschwindigkeit  $\alpha_f v_f$  und  $\lambda_f$  für die Geschwindigkeit  $v_f$  berechnet, wobei  $v_f > \alpha_f v_f$  ist.

Die Erfüllung der Ungleichung (2.4.6.16) ist offensichtlich durch die Wahl des Zweiphasen-Reibungsmultiplikators bedingt. Versuchsnachrechnungen des im Kapitel 3 beschriebenen LOFT-Experiments L2-5 mit der Columbia-Korrelation ergaben erwartungsgemäß negative Druckverluste. Das Kriterium für die Entscheidung, welche Phase den geringsten Widerstand hat, versagte in einzelnen Fällen wo sich extreme Konditionen ergaben, wie z.B. ein beinahe verschwindender Wasservolumenanteil ( $\alpha_f \sim 10^{-5}$ ). Dort reichte die massive Gasströmung nicht aus, um den Widerstandsbeitrag des wenigen Wassers auszugleichen. Es wurde dabei beschlossen, bei Beibehaltung des erwähnten Entscheidungskriteriums, einen Schwellenwert für den Beitrag der mit dem geringeren Widerstand behafteten Phase zu dem gesamten Druckgradienten  $(\partial p / \partial x)_{2\Phi}$  zu setzen. In der Gl. (2.4.6.12) muß z.B. nach der neuen Strategie

$$\lambda_g \alpha_g \rho_g \frac{v_g^2}{2D_e} \leq 0.5 \left( \frac{\partial p}{\partial x} \right)_{2\Phi} \quad (2.4.6.17)$$

sein.

Damit ist nicht nur gesichert, daß der Druckverlustanteil der anderen Phase immer größer oder gleich Null ist, sondern auch, daß die vom Entscheidungskriterium vermittelten Prozentsätze der Druckverlusteinteilung zwischen den Phasen bei der anschließenden Berechnung des gesamten Druckgradienten nicht vertauscht werden können, was bei der originalen Fassung von RELAP5/Mod.1-EUR und -INEL nicht automatisch gewährleistet war.



### 3. Die Nachrechnung des LOFT-Experiments L2-5 mit dem Rechenprogramm RELAP5/Mod.1-EUR

Der Code RELAP5/Mod1-EUR wurde für die Nachrechnungen zahlreicher bei der LOBI-Einrichtung<sup>1</sup> durchgeführten LOCA-Transienten erfolgreich eingesetzt /20/,/21/. Um eine erweiterte Prüfbasis für RELAP5/Mod.1-EUR schaffen zu können, wurde dieser Code anhand der experimentellen Ergebnisse eines bei der LOFT-Vorrichtung simulierten LOCA-Störfalles (Experim. L2-5 ; /37/,/38/) in der vorliegenden Arbeit validiert. Die Wahl der LOFT-Anlage erklärt sich dadurch, daß diese eine von LOBI geometrisch abweichende Umgebung aufweist, welche andere als die in der LOBI-Anlage Störfallabläufe bedingen kann.

Die in dieser Arbeit erzielten Ergebnisse zeigen im folgenden, daß RELAP5/Mod.1-EUR die wichtigen Systemgrößen (z.B. Druck, Bruchmas-sendurchsätze, Hüllrohrtemperaturen) weitgehend korrekt berechnen kann.

Im folgenden wird eine kurze Beschreibung der LOFT-Anlage und deren schematisches Eingaberechenmodell sowie der Anfangsbedingungen des betrachteten Störfalles gegeben. Danach wird der Störfallablauf dargestellt und anschließend zeigen einige Bilder die erzielten Ergebnisse der durchgeführten Störfallanalyse.

#### 3.1 Kurzbeschreibung der LOFT-Anlage

LOFT (Loss of Fluid Test-Facility) befindet sich im Idaho National Engineering Laboratory (siehe Bild 6) und stellt einen mit Meßgeräten zur Erfassung der thermohydraulischen Daten während eines simulierten Störfalles versehenen 50 MWt Druckwasserreaktor (DWR) dar.

Sie beinhaltet im wesentlichen fünf Untersysteme: den Reaktor-druckbehälter (RDB), den intakten und den gebrochenen Primärkreislauf (der erste ist zweckmäßig bemessen, um die Kreisläufe zusammen nachzubilden), den zur Aufspeicherung der ausgelaufenen Wasser-Dampf-Mischung geplanten Abblasbehälter und das Notkühlsystem.

<sup>1</sup> LOBI = Loop BLowdown Investigations

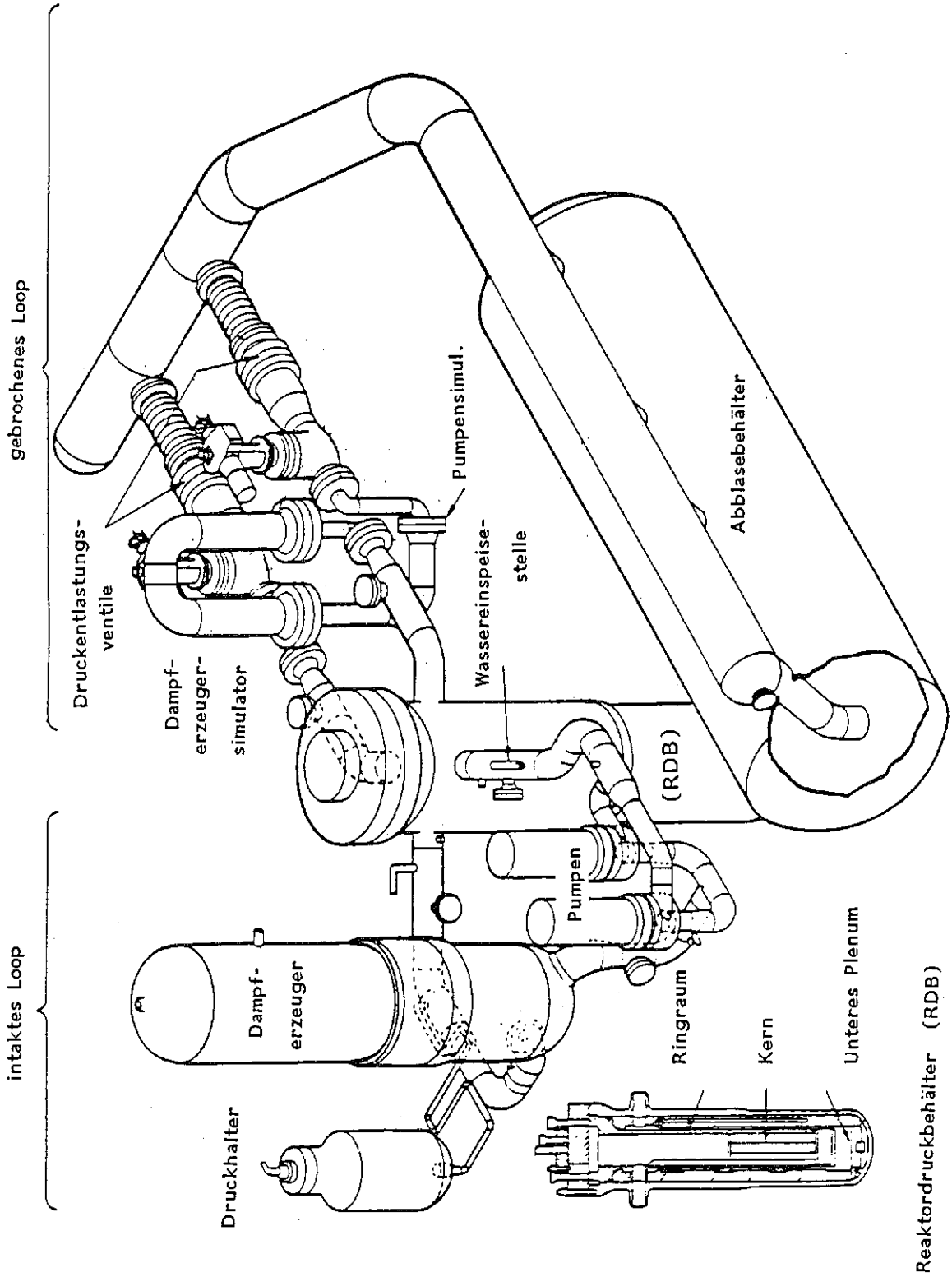


Abb. 6 Ansicht der LOFT - Anlage.

Der Grundgedanke bei der Maßstabverkleinerung der hydraulischen Teilelemente der Anlage und deren Querschnittsflächen richtete sich nach dem Verhältnis LOFT-Kernleistung (50 MWt) zu der Leistung eines typischen amerikanischen DWR (3000 MWt).

Zu dem intakten Kreislauf (im folgenden auch 3F-Loop genannt) gehören auch ein Dampferzeuger (DE), zwei nebeneinandergeschalteten Hauptkühlmittelpumpen (HKP), ein Druckhalter und ein Venturimesser.

Die Ausrüstung des Druckhalters (DH) beinhaltet einen senkrechten zylindrischen Druckbehälter, ein elektrisches Heizungssystem, eine Volumenausgleichsleitung, Sicherheits- und Sprühventile.

Der DE verfügt über einen U-rohrigen Rezirkulationswärmeaustauscher. Er befindet sich zwischen dem RDB-Austritt und der HKP in einer etwa höheren Lage gegenüber dem RDB selbst, damit das primärseitig strömende Hauptkühlmittel in den RDB auch bei ausgeschalteten Pumpen strömen kann.

Der gebrochene Kreislauf besteht aus zwei Strängen, je mit einem schnellöffnenden Druckentlastungsventil ausgerüstet und ist mit dem intakten Loop über eine Rezirkulationsleitung verbunden, die einen kleinen Durchsatz zur Aufwärmung des gebrochenen Loops fördert.

Passive Widerstände simulieren auch im gebrochenen Loop die reibungsfähigen gekrümmten Rohre des DE und die inneren Kühlmittelpfade der HKP.

Der RDB ist ein vertikaler, aus Edelstahl gebauter Zylinder, dessen Eintritts- und Austrittsstutzen an der selben Höhe oberhalb des Kerns sind. Zu den Einbauten gehören Ringraum, unteres Plenum, unterer Rost, Gitterplatte und oberes Plenum. Eine ausführliche Beschreibung der Geometrie dieser Komponenten findet man in /37/, /38/.

Der 1.68 m hohe LOFT-Kern wurde so ausgelegt, daß er dieselben physikalischen und chemischen Eigenschaften eines kommerziellen DWR besitzt. Außerdem sollte er das gleiche Spaltpro-

duktverhalten, die gleichen thermohydraulischen Verhältnisse, das gleiche mechanische Verhalten während eines Wasserverluststörfalls und der darauffolgenden Wiederauffüllphase aufweisen wie ein kommerzieller DWR.

Der Kern umfaßt 1300 Brennstäbe in fünf viereckigen (15×15) Brennelementen und vier dreieckigen Eckbrennelementen angeordnet, wie in der Abb. 7 gezeigt. Die aktive Länge der Brennstäbe beträgt 1.67 m und der Außendurchmesser 10.72 mm. Der Brennstoff hat die Form von UO<sub>2</sub> Sintertabletten mit einer durchschnittlichen Anreicherung von 4.0% U-235 und mit einer Dichte von 93% der theoretischen Dichte. Der Tablettendurchmesser ist 9.29 mm. Das Hüllrohrmaterial ist Zircaloy-4, und das Hüllrohr selbst ist 0.24 mm dick.

### 3.2 Nodalisierung

Das numerische für den LOFT-Test entwickelte Eingabemodell ist in der Abb. 8 ersichtlich. Das intakte Loop (3F-Loop) ist links gezeichnet, während das gebrochene Loop (1F-Loop) sich rechts befindet. Der Reaktordruckkessel ist in der Mitte. Diese Nodalisierung wurde von einer für RELAP5/Mod.2 bestimmten Nodalisierung hergeleitet /39/ und teilweise modifiziert. Sie umfaßt insgesamt 124 Volumina, 194 Verbindungen und 80 Wärmeleiter.

Im 3F-Loop sind 2 Volumina für die parallelen HKP und 23 für die Rohrleitungen benutzt worden. Der DE enthält insgesamt 29 Volumina, 8 für die Primärseite, 17 für die Sekundärseite, 3 für die Frischdampfleitung und 1 für das Einspeisewasser.

Der DH und die Volumenausgleichsleitung sind durch 11 Volumina modelliert 8 davon im DH selbst.

Der gebrochene Kreislauf (im folgenden auch 1F-Loop genannt) beinhaltet 17 Volumina; 2 davon sind sogenannte zeitabhängige

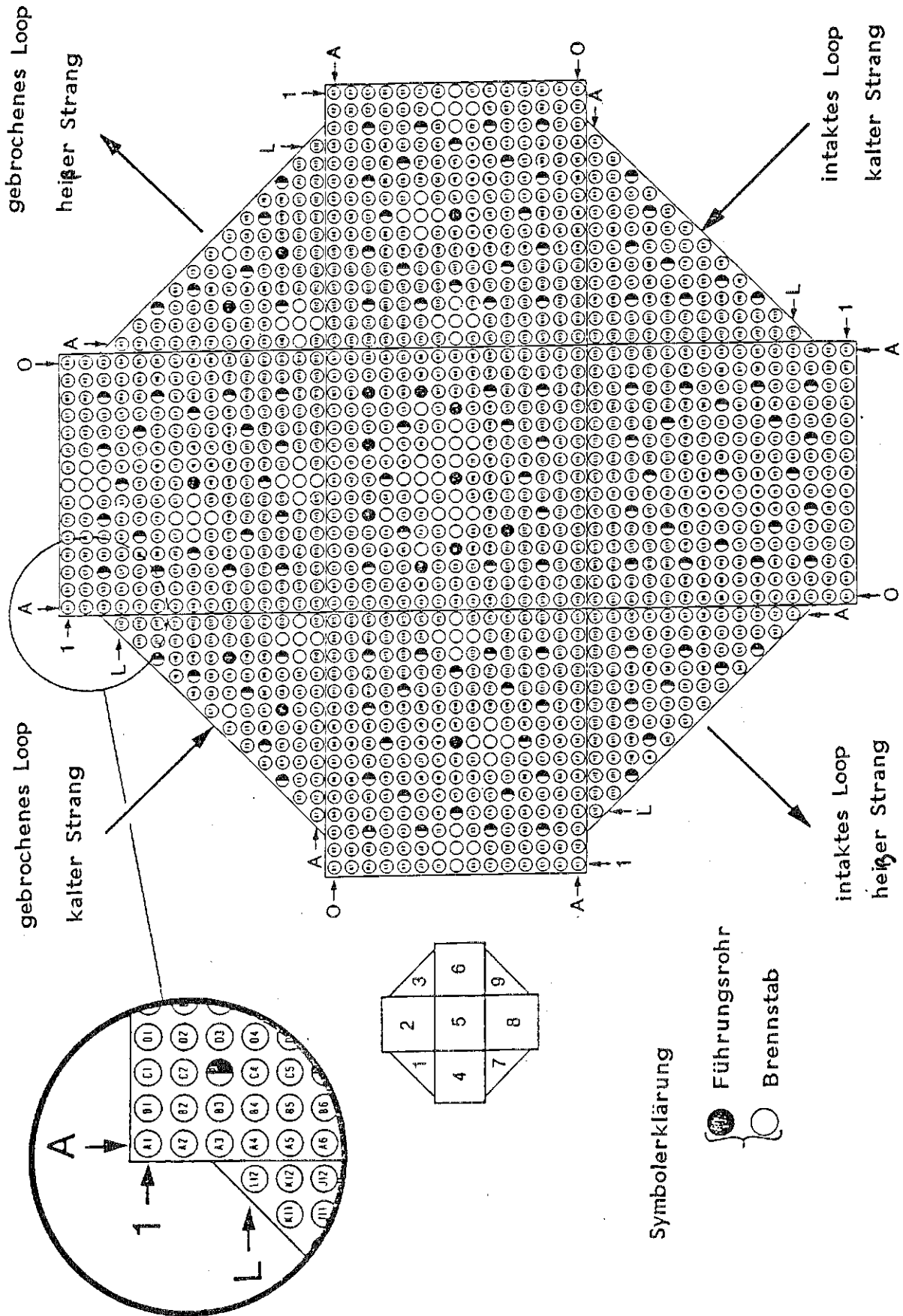


Abb. 7 LOFT - Kernanordnung

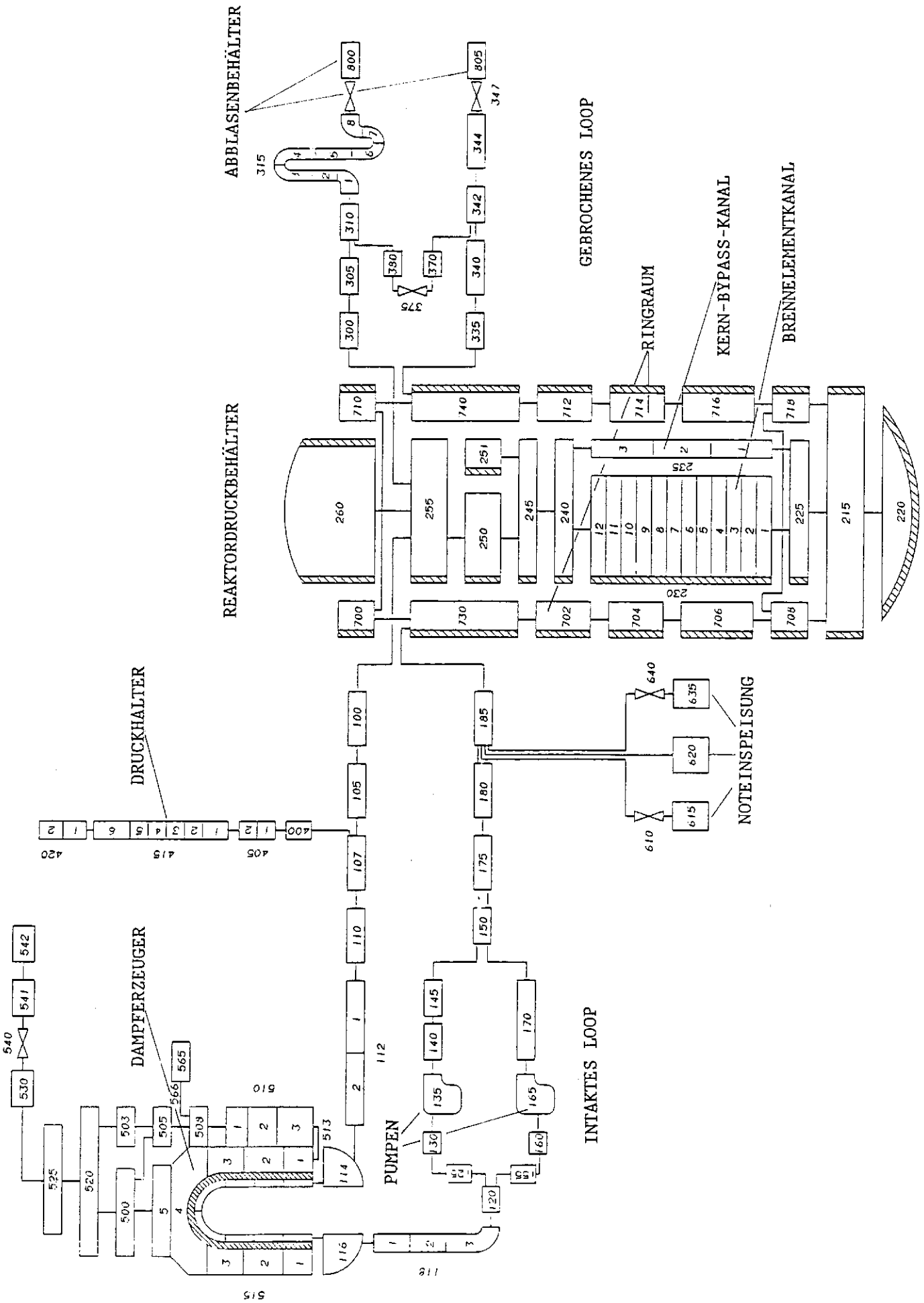


Abb. 8 RELAP5 - Nodalisierung für die LOFT - Anlage.

Volumina, d.h. Volumina, bei denen man das zeitabhängige Verhalten einiger Veränderlichen von außen eingeben kann, und welche die Aufgabe haben, die für das RELAP5-Gleichungssystem benötigten Randbedingungen zu liefern. Der RDB besteht aus 34 Volumina, 12 im Kern, 12 im Ringraum, die restlichen stellen oberes und unteres Plenum, Deckelraum und verschiedene Bypasses dar.

Das Notkühlsystem ist durch 3 Volumina modelliert, 1 für den Druckspeicher, und 2 zeitabhängige Volumina für die Sicherheits-einspeisepumpen (SEP) und die Nachkühlpumpen (NKP).

Die mit verschiedenen Volumina verbundenen Heizleiter weisen 5 bis 10 Knoten (z. B. bei den Brennstäben) in der radialen Richtung auf, um die innere Temperatur- bzw. Leistungsverteilung darstellen zu können.

Sensitivitätsrechnungen /40/,/41/ haben gezeigt, daß eine Nodalisierung (wie in diesem Fall) mit halbiertem Ringraum und dazugehörigen Querverbindungen bessere Ergebnisse gegeben hat, d.h. numerische, von der vereinfachten 1-dimensionalen inneren Codestruktur verursachte Fehler können teilweise vermieden oder kompensiert werden.

Bemerkenswert dabei ist, daß der Code dem Benutzer es ermöglicht, Druckverlustbeiwerte bei z.B. Querschnittsveränderungen oder Krummrohren per Eingabe zu vergeben oder auch über eine gewisse Rechenoption, die ein inneres Rechenverfahren aufruft, berechnen zu lassen (s. Anhang 2).

Die vom Code erstellten Koeffizienten können sich während der Transientenrechnung ändern und nehmen zwei unterschiedliche Werte für Wasser und Dampf je nach den physikalischen Vorgängen an.

Selbstverständlich muß der Benutzer sich bemühen, die Eingabewerte der Druckverlustbeiwerte so zu wählen, daß die damit in dem Modell sich ergebenden Druckabfälle in guter Übereinstimmung mit den Differentialdruckmeßwerten unter stationären Bedingungen sind. Die Kennfelder der Pumpendaten wurden von /42/ übernommen.

### 3.3 Das Experiment L2-5

Das im Juni 1982 erfolgreich durchgeführte Experiment bestand darin, den Bruch einer Kühlmittleitung mit dem größten Bruchquerschnitt (2F-Bruch oder doppelendigen Bruch) zwischen HKP und RDB zu simulieren.

Nach diesem plötzlichen Ereignis strömte der gesamte Kühlmittelinhalt durch die beiden entstandenen Öffnungen in den Abblasebehälter hinein.

Das Schnellabschaltungssystem des Reaktors wurde infolge des niedrigeren Druckes ausgelöst und die HKP wurden innerhalb 1 Sekunde vom Störfallbeginn ausgeschaltet und gleichzeitig von ihrem Schwungrad entkoppelt. Die Druckspeicher fingen an, nach 16.8 Sekunden Wasser ins System einzuspeisen. Die SEP- und NKP-Einspeisung wurde bis  $\sim 24$  bzw. 37 Sekunden, gemäß der Nachzündung der Notstromdieselmotoren absichtlich verzögert. Die gemessene Höchst-hüllrohrtemperatur betrug  $1078 \pm 13$  K und die Stabbündel wurden 70 Sek. nach Störfallbeginn völlig wiederbenetzt.

### 3.4 Stationäre Rechnungen

Im idealen Fall möchte man die experimentellen Anfangsbedingungen für Primär- und Sekundärseite zugleich, innerhalb der vorgegebenen experimentellen Ungenauigkeit beim numerischen Modell wiedergeben. Die bei dieser und bei anderen Rechnungen gewonnene Benutzererfahrung erleichterte weitgehend diese ansonsten mühsame Initialisierung.

Ein mit Dampf gefülltes zeitabhängiges Volumen wurde am DH oben angeschlossen, um das richtige Druckniveau im System aufrecht-erhalten zu können.

Darüber hinaus wurde beim Verwenden eines numerischen integralen Kontrollsystems die HKP-Drehzahl angepaßt und beim Einschalten eines exponentiellen Relaxationsschemas bei der Steuerung des Frischdampfventiles (FD-Ventiles) wurde der Dampfdurchsatz so abgestimmt,



daß sich der richtige Sekundärdruck einstellte. Wenn das erfolgt, dann sollen die gewünschten Kühlmitteltemperaturen der Primärseite erreicht werden (vorausgesetzt wird, daß der geheizte äquivalente Durchmesser der U-Rohre richtig angenommen wird).

Zufriedenstellend stationäre Ergebnisse erhielt man nach  $\sim 100$  Sek. Echtzeit und nach Bewältigung anfänglicher Wasserstandsschwankungen im DE, und das ohne den Rechenzeitschritt zu verringern. Tab. I gibt den Überblick über diese Ergebnisse, verglichen mit den entsprechenden Meßdaten des LOFT-Versuches.

### 3.5 Transiente Rechnungen

Die Abbildungen 9 bis 22 zeigen vergleichsweise berechnete und experimentelle Kurven von Massendurchsatz, Druck, Druckdifferenz, Hüllrohrtemperatur, Kühlmitteldichte, Kühlmitteltemperatur, Massenstromdichte und Pumpendrehzahl. Die Rechnungen wurden bis zu 30 Sekunden durchgeführt (5 Sekunden stationäre Rechnungen gehen den voraus), wozu eine CPU-Zeit von  $\sim 28$  Min. auf dem IBM-3090 Rechner notwendig war.

Im allgemeinen kann man wohl sagen, daß die Übereinstimmung vorwiegend gut ist. Einige Unterschiede lassen sich anhand des Codeaufbaus interpretieren und erklären.

Während der mittleren Phase des Druckentlastungsvorgangs (Systemdruck zwischen 60 und 40 bar) liegt bei der Rechnung die Tendenz vor, den Kühlmitteldruckabfall geringfügig zu überschätzen (s. Abb. 9 und 10). Dies konnte nicht durch vernünftige Werte des Abblaskoeffizienten an der Bruchlage (solcher Koeffizienten nahm in der Rechnung den Wert 0.93 für unterkühlte bzw. 0.84 für gesättigte Ausströmung an) ausgeglichen werden.

Die Überschätzung der Druckabnahme scheint vom Modell des kritischen Massenstromes im Code bedingt worden zu sein (s. Abb. 11 und 12).

Dieses Modell berechnet die Massen- und Energieabfuhr über den Bruch für die breiten Druck- und Massendampfgehaltwertebereiche, die stromaufwärts des Bruches während der LOCA-Transiente vorkommen, nicht ganz korrekt aus. Das "Choke"-Modell berücksichtigt die damit verbundenen Änderungen der Fluideigenschaften zwischen dem Aufstromvolumen und der eigentlichen Bruchstelle.

Demzufolge ist auch der Einspeisebeginn der Druckspeicher 0.6 Sekunden früher im Vergleich mit dem Experiment berechnet worden; allerdings sollte darauf hingewiesen werden, daß der von RELAP5 vorausgesehene Massenstromverlauf von den Akkumulatoren (hier nicht gezeigt) gegenüber dem wirklichen gut übereinstimmt. Bei manchen Größen, wie z.B. Differentialdrücken (Abb. 13-14) waren die Meßsignale ziemlich schwach /38/, mehr oder weniger von derselben Größenordnung des Strommeßbereichs, und daher kann die Gegenüberstellung mit berechneten Werten manchmal fragwürdig sein.

Die Ergebnisse dieser Untersuchung im Hinblick auf die Hüllrohrtemperatur erwiesen sich zwar gut, besonders bei der Abschätzung der Auftrittszeit der kritischen Heizflächenbelastung und der Hüllrohrtemperatur an der heißen Stelle (Abb. 15), aber eine gewisse Diskrepanz kommt in den letzten betrachteten Sekunden des Störfallablaufes (ab 22 Sekunden) zwischen berechneten und experimentellen Werten vor. In diesem Zeitbereich herrscht ein Nebelstrom bei einem niedrigen Druck im Kernkanal, d.h. Flüssigkeitströpfchen werden von einer umgebenden Dampfströmung mitgerissen. Es handelt sich um eine disperse Mischung, deren Massendampfgehalt noch hoch ( $\geq 0.92$ ) ist.

Da die mathematische Entwicklung des Codes auf nur 5 Grundgleichungen für Massen-, Impuls- und Energieerhaltung beruht statt auf 6, muß der Code zusätzliche Ansätze machen, die anstelle der fehlenden Gleichung wirken. Darunter zählt der Ansatz, daß die Phase, deren Masseninhalt in einem Kontrollvolumen kleiner wird als 0.5 - egal ob Wasser oder Dampf -, zum Sättigungszustand gesetzt wird.

Diese Vereinfachung gilt in diesem Fall dem Wasser, wobei der Dampf überhitzt werden dürfte. Da aber die im Fluid aufgenommene Energie in RELAP5/Mod.1 dazu dient, neuen Dampf im Sättigungszustand zu erzeugen, erfolgt die Überhitzung erst wenn  $X \approx 1.0$  (beinahe reine Dampfströmung). Die berechnete Nebelströmung ( $X < 0.999$ ) im Kern während des Experiments L2-5 enthält keinen überhitzten Dampf, der durch seine geringe Wärmeübertragungszahl die Hüllrohrtemperatur hochhalten würde, wie es in Wirklichkeit offensichtlich ist. Dieser Temperaturabfall ist leider keine numerische Schwingung, wie es scheinen könnte. Eine Fortsetzung der Rechnung auf 40 Sekunden bestätigte die Tendenz zur Unterschätzung der Temperatur.

Das läßt sich dann wahrscheinlich vermeiden, wenn man einen anderen Code (z.B. RELAP5/Mod.2), der über 6 Gleichungen verfügt, verwendet, was nicht im Inhalt dieser Arbeit ist.

Die berechneten Kühlmitteltemperaturen in den Kreisläufen sind dagegen in ausgezeichneter Übereinstimmung mit den entsprechenden Meßwerten, wie die Abb. 16 und 17 zeigen. Der DH erlebt während der Rechnung eine etwas schnellere Entleerung als in der Wirklichkeit, wie es von Abb. 18 ersichtlich ist. Grund dafür könnte eine Unterschätzung des Widerstandskoeffizienten bei der Volumenausgleichsleitung sein, die sich wegen ihrer komplizierten Geometrie nicht ohne Mühen modellieren läßt.

Daß die hydraulischen Geschehnisse in der LOFT-Anlage während der Druckentlastung in der Rechnung gut wiedergegeben werden, bestätigen die Kühlmitteldichten in Abb. 19 und 20 sowie die Fluidgeschwindigkeit stromaufwärts der Einspeisestelle, die in Abb. 21 gezeigt ist. Der mittlere Effekt der numerischen Diskretisierung ist bei der berechneten Geschwindigkeit festzustellen; die örtlichen Schwankungen sind zwar nicht vorhanden, wie es der Fall bei der gemessenen Geschwindigkeit ist, aber der zunehmende Mittelwert der oszillierenden Geschwindigkeit nach der Notkühlein speisung (ab 16 Sekunden) wird richtig nachgerechnet.

Gut sind auch die errechneten Werte für die Pumpengeschwindigkeit (Abb. 22), auf jeden Fall entscheidend besser als die, die mit einer vorherigen Version des Codes ermittelt wurden /40/.

Hier zeigte die Fortsetzung der Rechnung auch eine gute Übereinstimmung mit dem Experiment und, - das ist beachtlich -, ohne Anwendermanipulation der Eingabe, wie explizit in /40/ angegeben. Da wurde der gewünschte Geschwindigkeitsverlauf erst erhalten, wenn man annahm, daß an der Pumpe die Phasen Wasser und Dampf mit derselben Geschwindigkeit sich bewegten. Die übertriebene Beschleunigung in /40/ resultierte aus dem Saugeffekt einer kondensationsbedingten Druckabsenkung an der Kalteinspeisungsstelle, gerade zwischen HKP und RDB, was einfach zu hohe Durchsätze hinter sich zog.

Dieser Effekt ist wegen der eingebrachten Verbesserungen bei der EUR-Version des Codes nicht mehr vorhanden.

Eine weitere LOFT-Nachrechnung wurde mit dem Einsatz des Columbias Zweiphasen-Reibungsmultiplikators, der bereits im Kap. 2.4.6 beschrieben worden ist, durchgeführt. Es ergaben sich geringe Verbesserungen der Ergebnisse gegenüber der oben erwähnten Rechnung.

Bei der Ermittlung der Pumpengeschwindigkeit war aber eine deutliche Verbesserung beim berechneten Verlauf gegenüber dem experimentellen zu sehen. Die Beschleunigungsphase in der späteren Phase der Transiente wurde etwas besser nachgerechnet als mit der Originalversion von Ispra (siehe Abb. 23). Grund dafür sollte die Eignung des Columbia-Zweiphasen-Multiplikators zu homogenen Strömungsregimen sein, und die Pumpe ist ein ideales Szenario, um es zu beweisen, weil dort das höchsthomogenisierte Strömungsverhalten der ganzen Anlage herrscht. Es ist dabei zu beachten, daß die Benutzung eines vom Ansatz der homogenen Strömung abgeleiteten Multiplikators auch bei einem auf getrennten Phasen aufgebauten Rechenprogramm zu guten Ergebnissen führt, was mit den Erfahrungen von Reddy und Mitarbeitern übereinstimmt.

### 3.6 Schlußfolgerungen

-----

Tab. Ia zeigt die zeitliche Reihenfolge der nachgerechneten Ergebnisse, verglichen mit der entsprechenden Reihenfolge der experimentellen Vorgänge.

Es hat sich erwiesen, daß RELAP5/Mod.1-EUR im Hinblick auf die Fluidodynamik der Druckentlastungsphase eines großen Wasserverluststörfalles und insbesondere in den ersten 25 - 30 Sekunden verhältnismäßig zuverlässig ist.

Die trotz des enormen Programmieraufwandes des Codes mangelnde mathematische Beschreibung beeinträchtigt die Weiterbenutzung des Codes im Niederdruckbereich, wo die Rechenaufgabe von anderen fortgeschrittenen Codes übernommen werden sollte.

Tabelle I Anfangsbedingungen des Experiments L2-5

Parameter	Meßdaten	RELAP5-Ergebnisse
Kernleistung (MW)	36.0 $\pm$ 1.2	36.0
Kühlmitteldruck (MPa)	14.94 $\pm$ 0.06	14.92
Kühlmitteltemperatur (K) im heißen Strang des IL*	589.7 $\pm$ 1.6	590.4
Kühlmitteltemperatur (K) im kalten Strang des IL*	556.6 $\pm$ 4.0	556.7
Aufwärmespanne im Kern (K)	33.1 $\pm$ 4.3	33.2
Massendurchsatz im IL (kg/sec)	192.4 $\pm$ 7.8	192.5
Pumpendrehgeschwindigkeit (rad/sec)	131	132
Kühlmitteltemperatur im DH (K)	615.0 $\pm$ 0.3	614.8
Kühlmitteltemperatur (K) im heißen Strang des GL*	561.9 $\pm$ 4.3	561.9
Kühlmitteltemperatur (K) im kalten Strang des GL*	554.3 $\pm$ 4.2	554.3
Druck auf der Sekundärseite des DE (MPa)	5.85 $\pm$ 0.06	5.83
Temperatur auf den Sekundär- seite des DE (K)	547.1 $\pm$ 0.6	547.0
Massendurchsatz auf der Sekundärseite des DE (kg/sec)	19.1 $\pm$ 0.4	19.2
Wasservolumen im Druck- speicher (m <sup>3</sup> )	2.92 $\pm$ 0.01	2.92
Druck im Druckspeicher (MPa)	4.29 $\pm$ 0.06	4.29

\* IL = intaktes Loop

\* GL = gebrochenes Loop

Tabelle Ia: Berechnete und gemessene Reihenfolge der Hauptereignisse des LOFT-Experiments L2-5

Ereignis	Zeit (s)	
	Meßdaten	RELAP5-Ergebnisse
Reaktorschnellabschaltung	0.24 <sub>±</sub> 0.01	0.24
Ausschaltung der Pumpen	0.94 <sub>±</sub> 0.01	0.94
Entleerung des Druckhalters	15.4 <sub>±</sub> 1.0	13.5
Druckspeichereinspeisungsbeginn	16.8 <sub>±</sub> 0.1	16.2
Erreichung der max. Temperatur an der Heißstelle	28.5	10.8

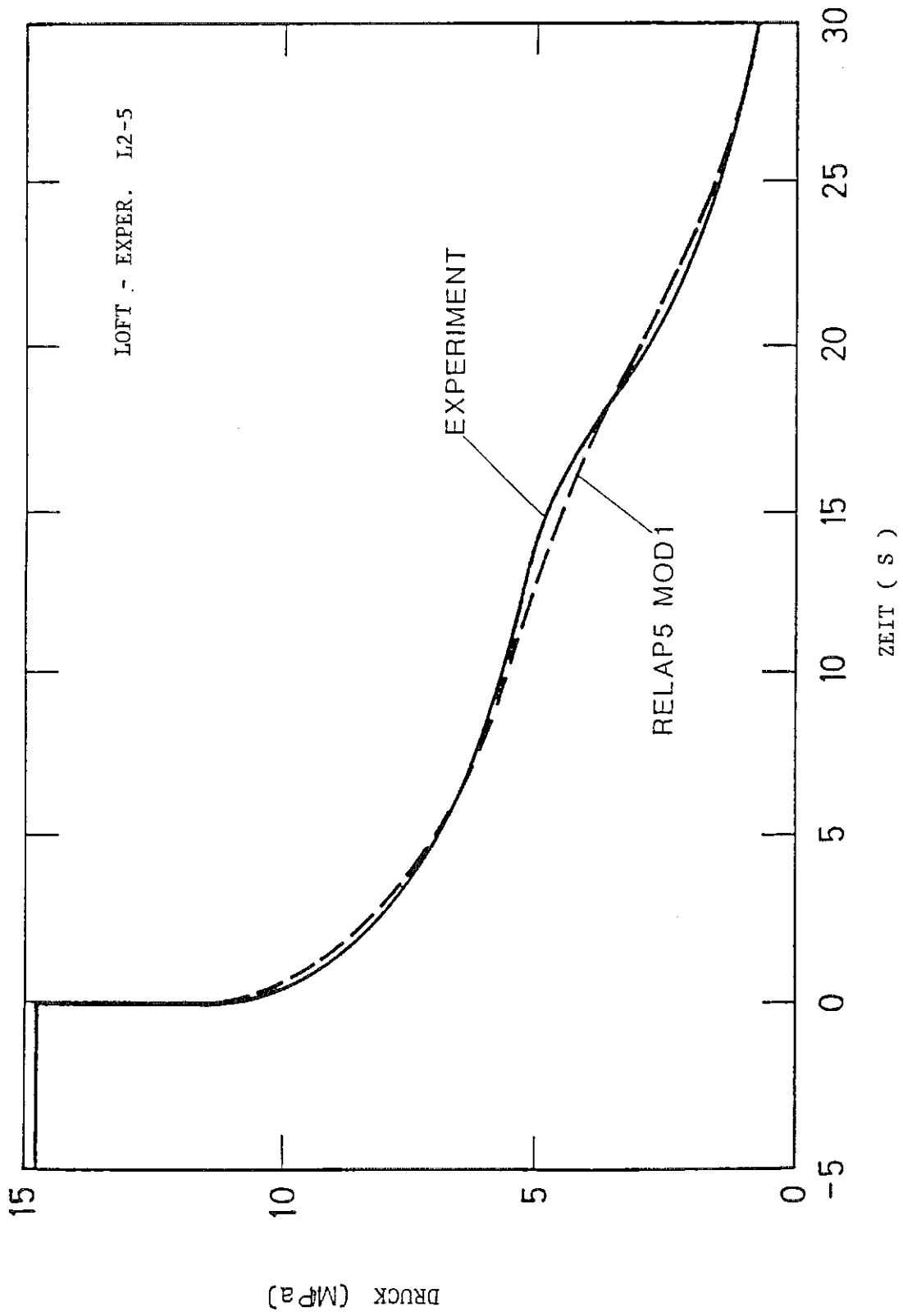


Abb. 9 Kühlmitteldruck im heißen Strang / 3F-LOOP (MPa)



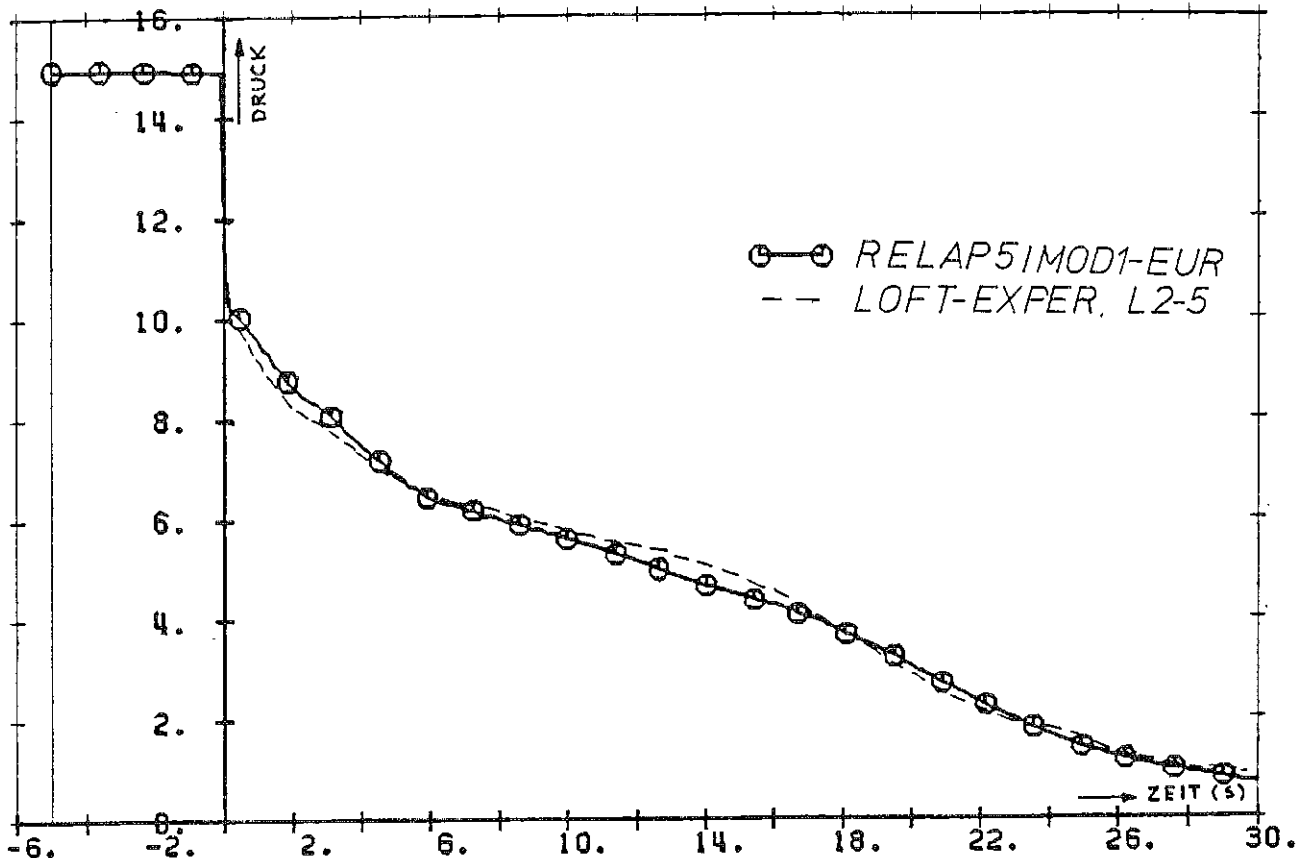


Abb. 10 Kühlmitteldruck im kalten Strang / 1F-LOOP (MPa)

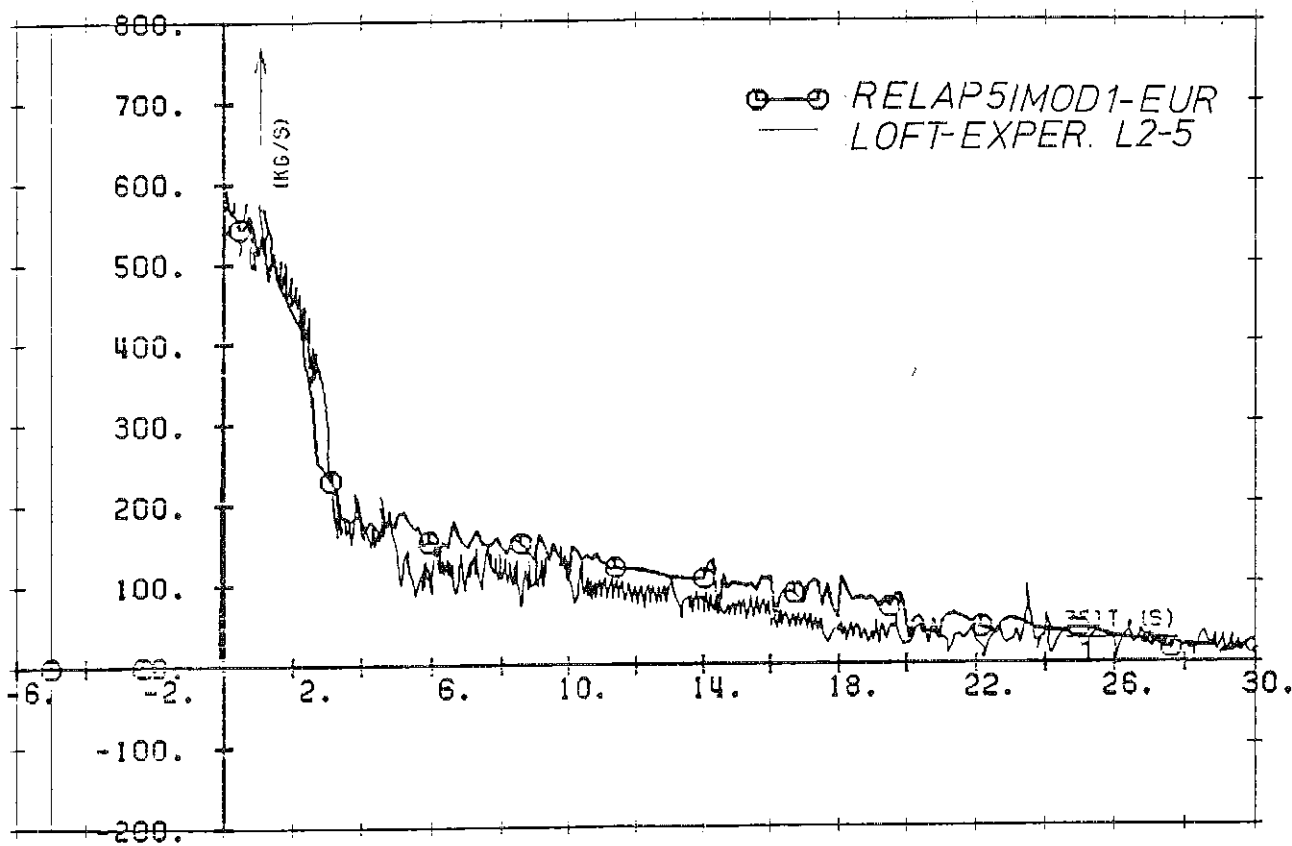


Abb. 11 Massendurchsatz am Bruch-Kaltseitig (kg/s)

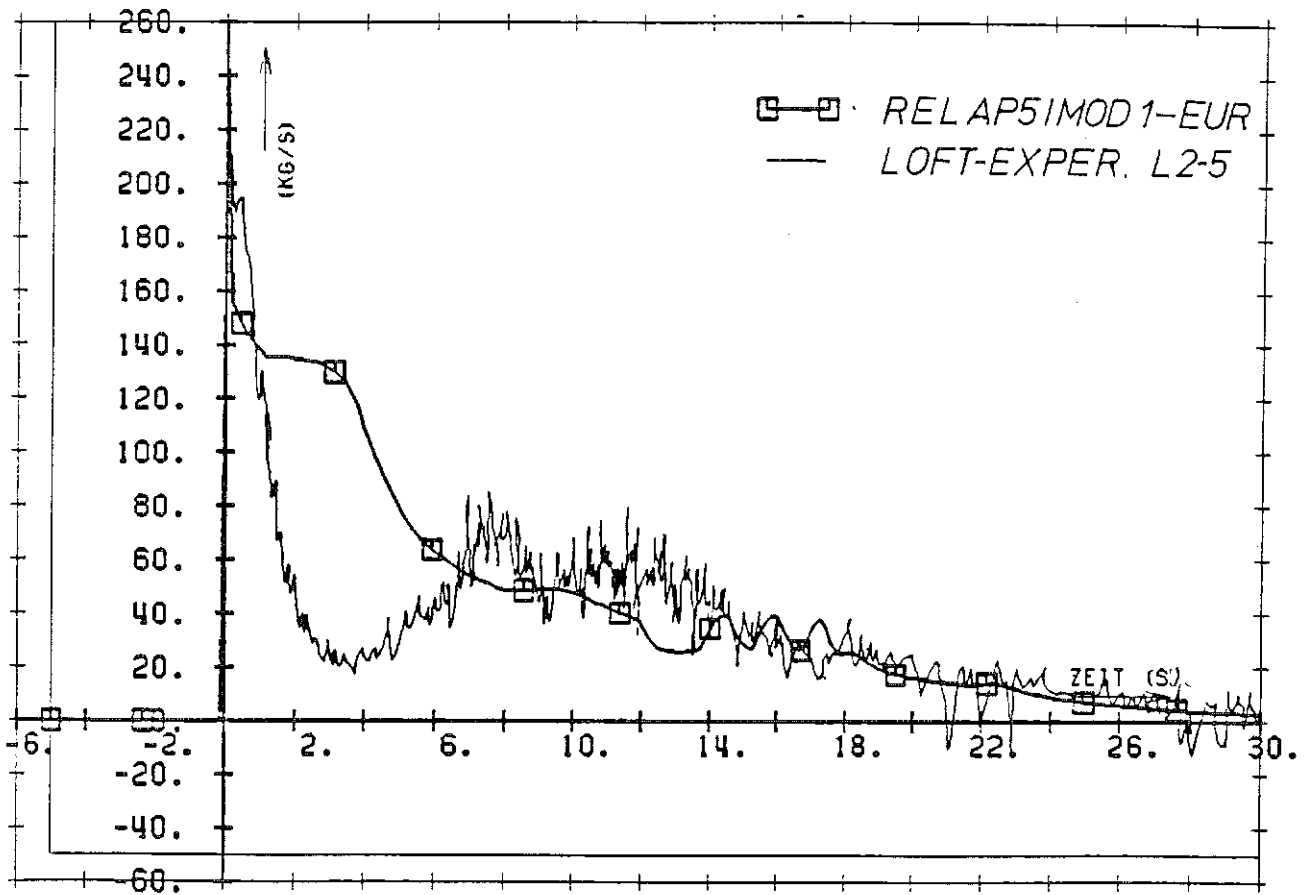


Abb. 12 Massendurchsatz am Bruch-Heißseitig (kg/s)

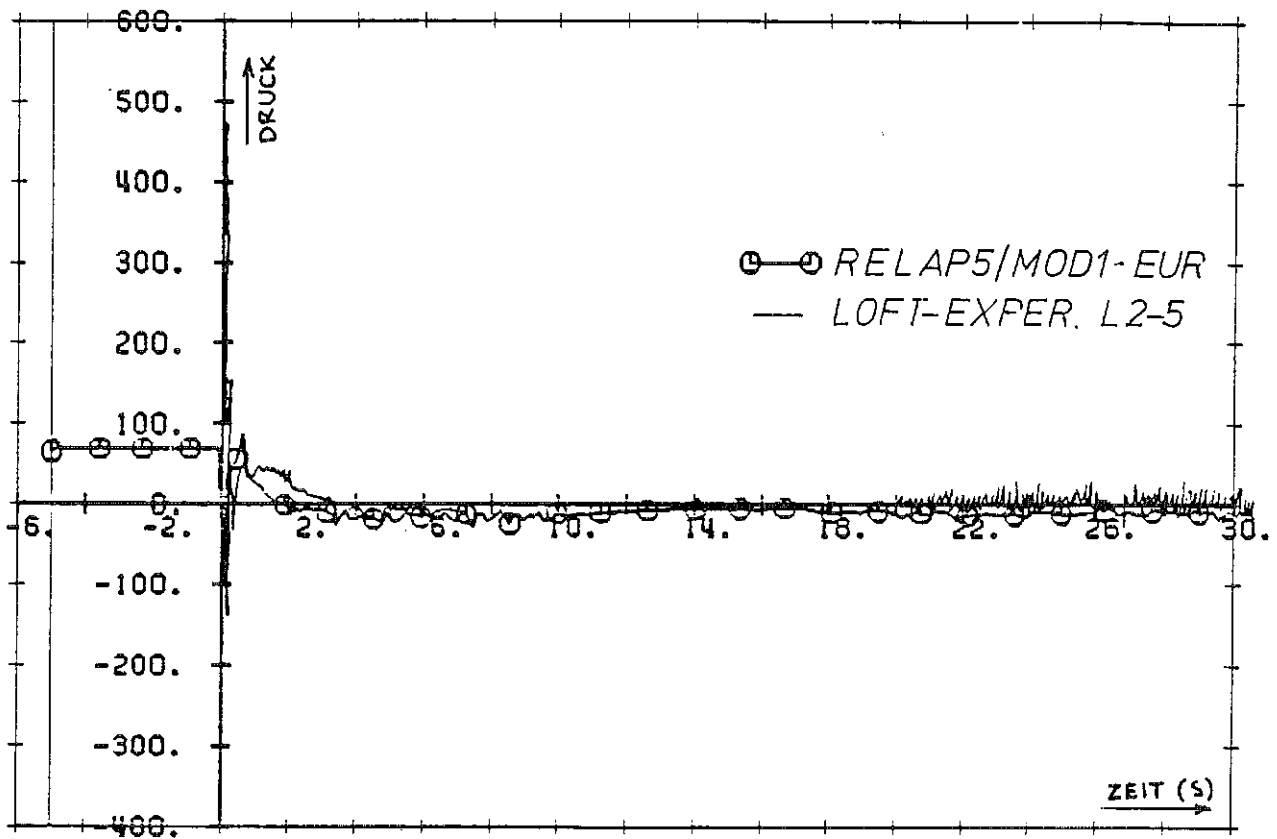


Abb. 13 Differenzdruck über die Hauptkühlmittelpumpen (kPa)

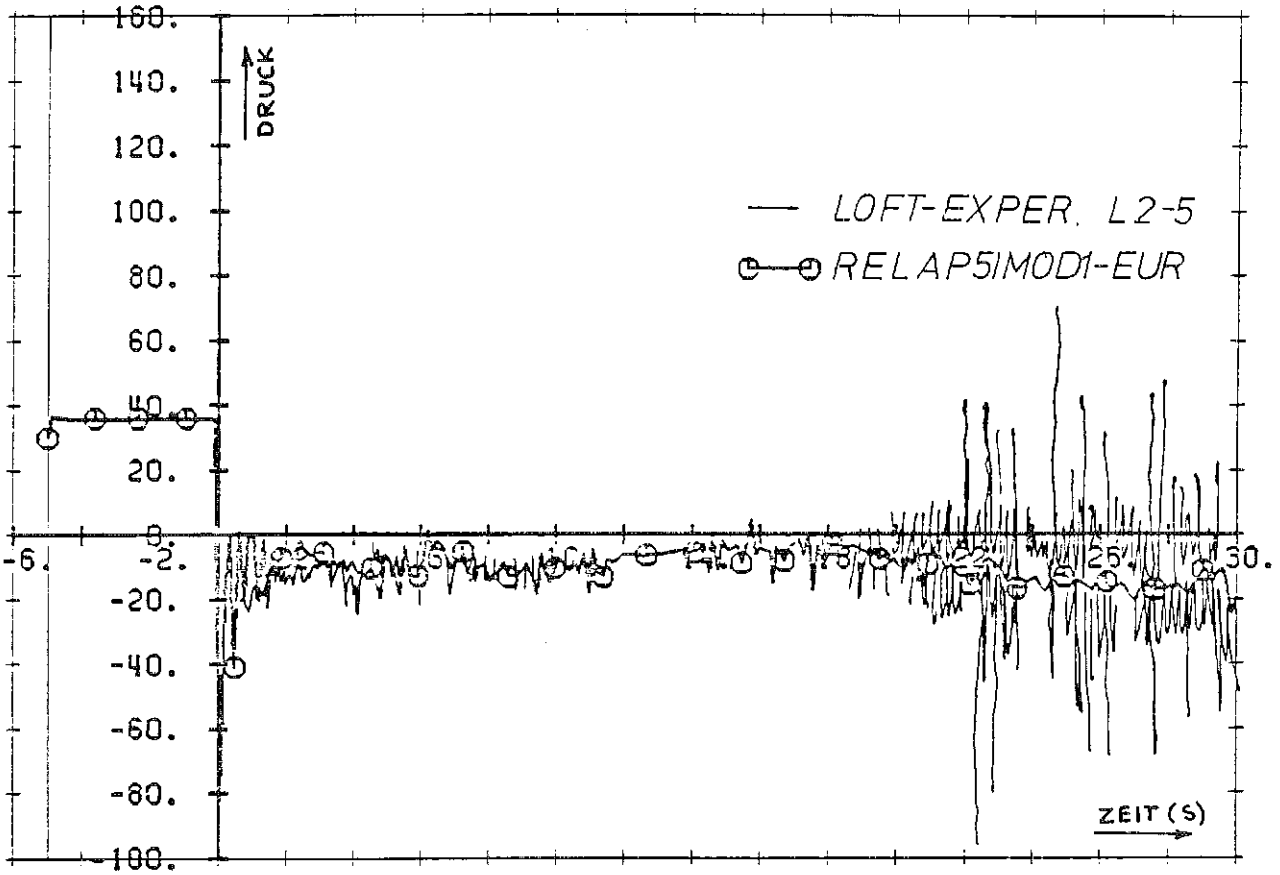


Abb. 14 Differenzdruck über den RDB (kPa)

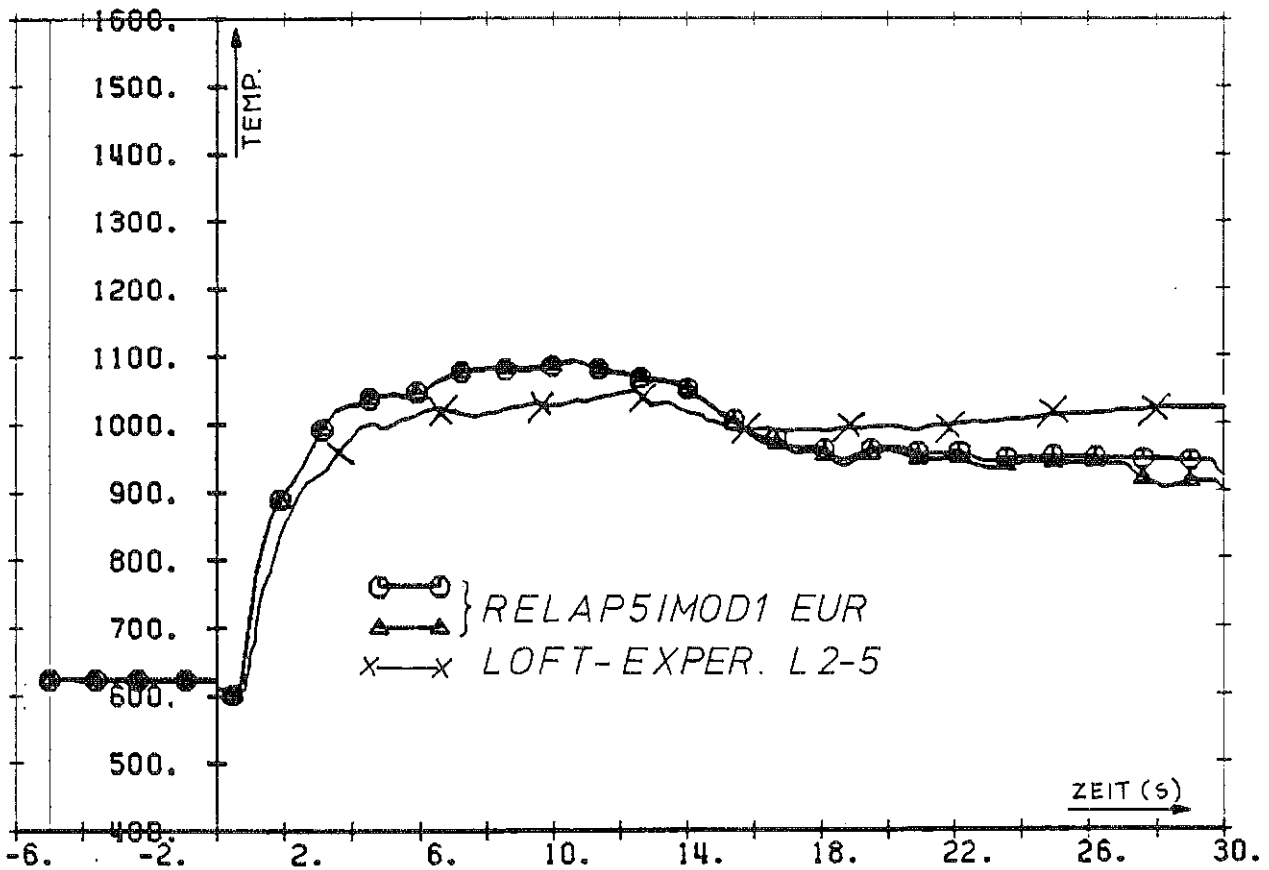


Abb. 15 Hüllrohrtemperatur im Zentralkanal (K)

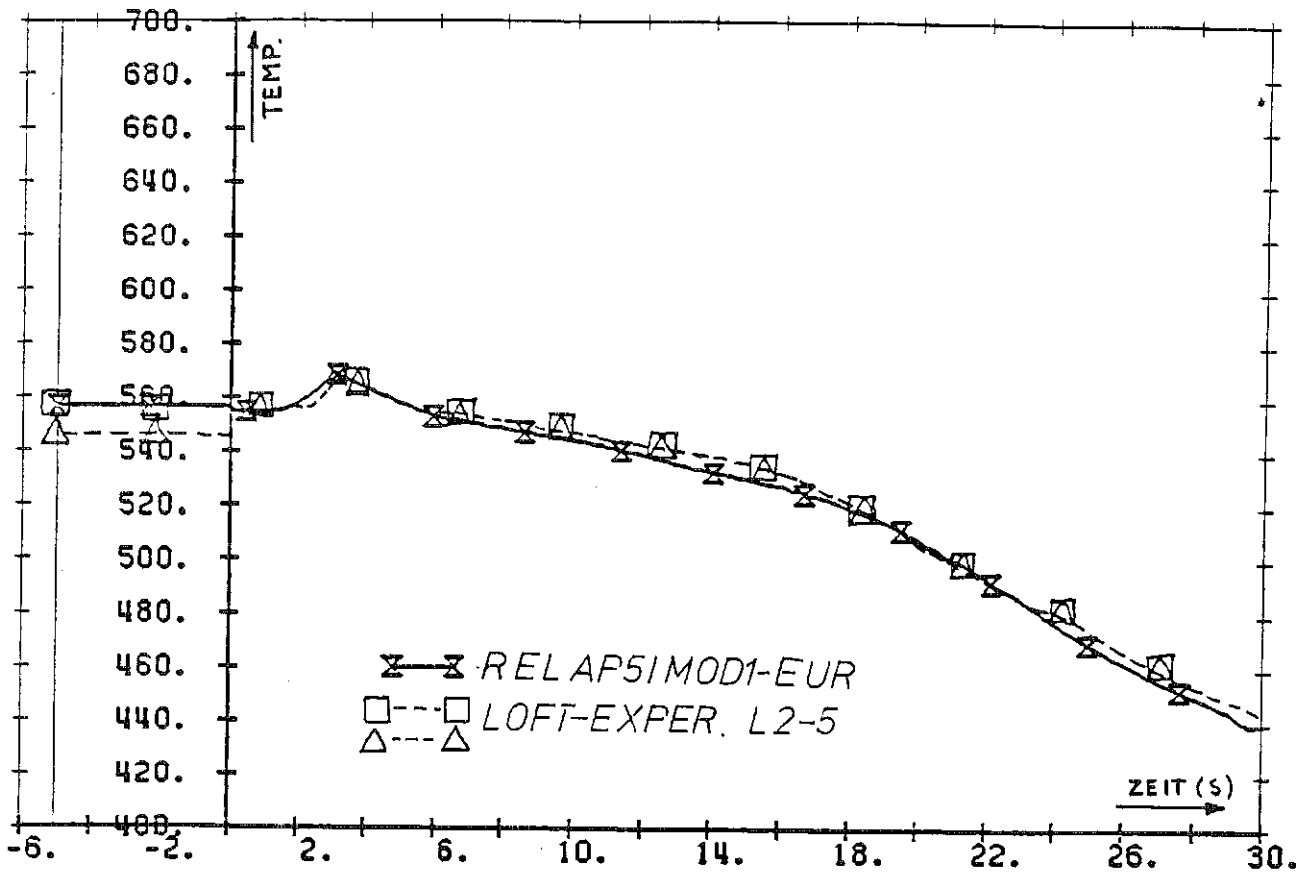


Abb. 16. Kühlmitteltemperatur im Kalten Strang / 1F-LOOP (K)

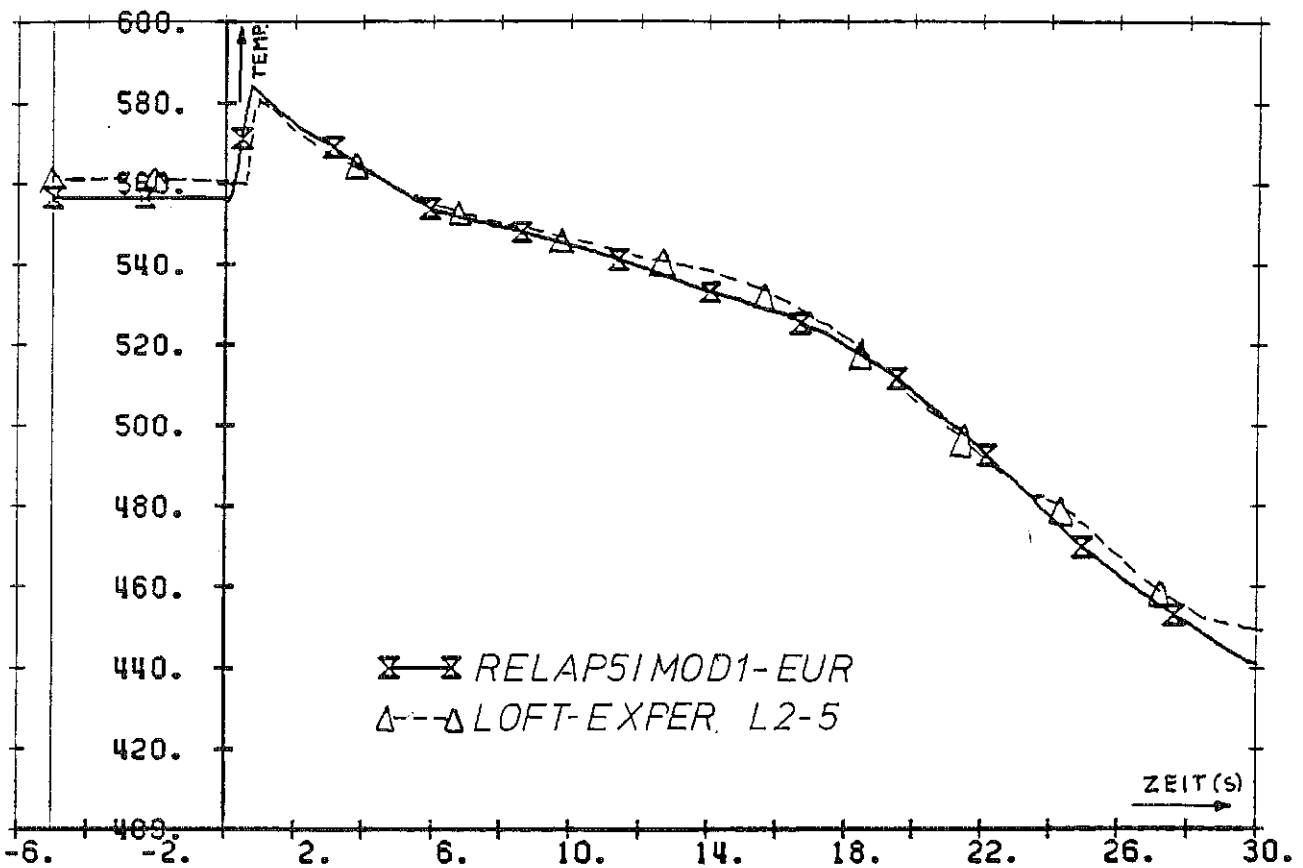


Abb. 17. Kühlmitteltemperatur im unteren Plenum des Reaktors (K)

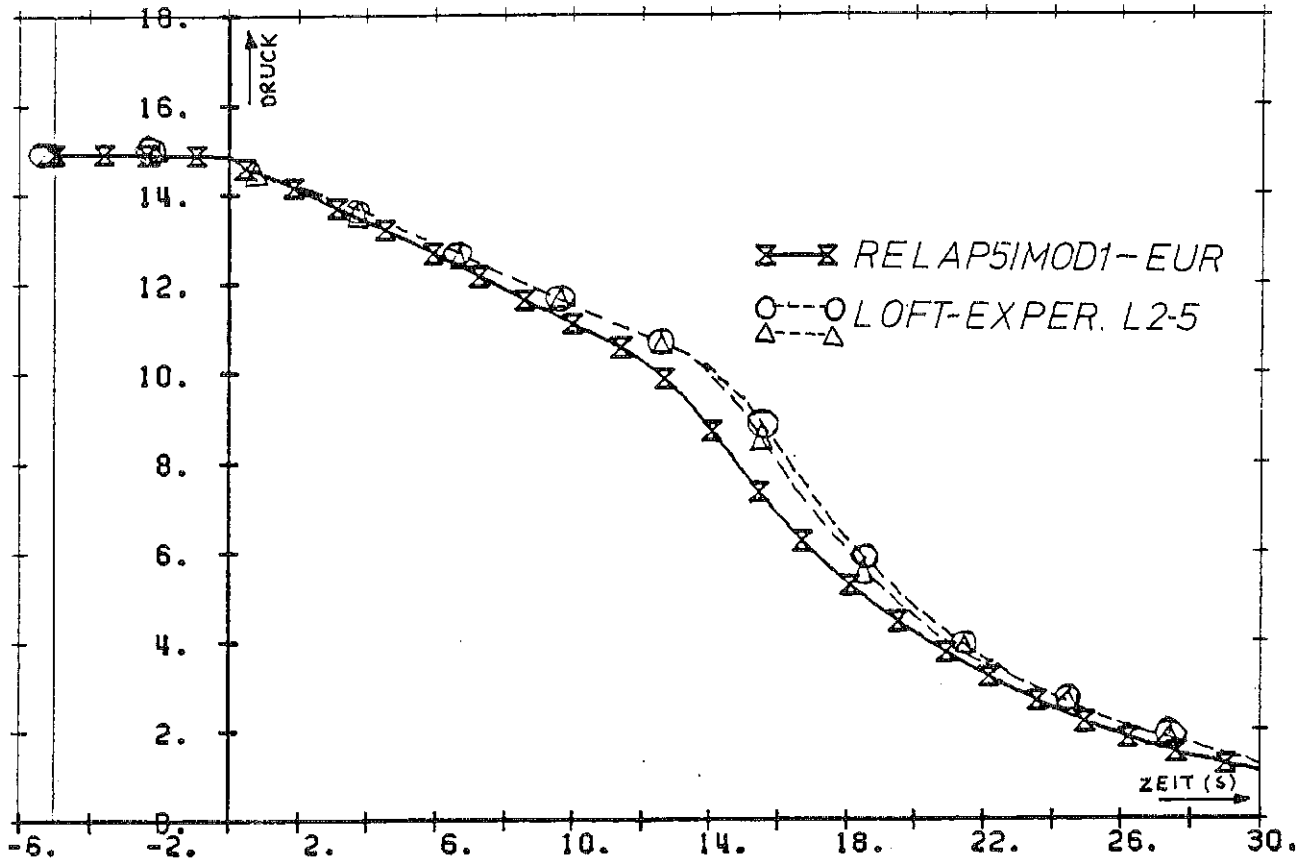


Abb. 18 Kühlmitteldruck im Dampfraum des Druckhalters (MPa)

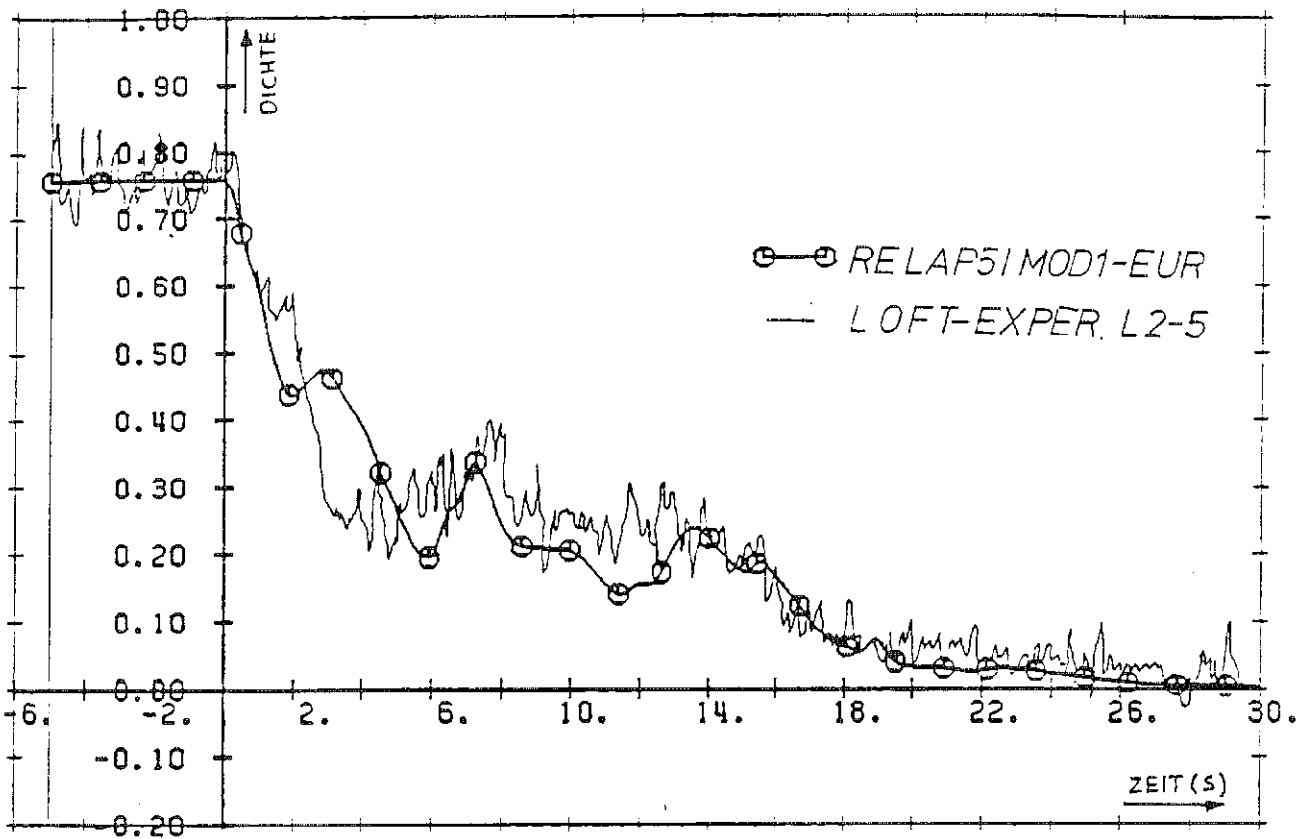


Abb. 19 Kühlmitteldichte im heißen Strang / 1F-LOOP (Mg/m<sup>3</sup>)

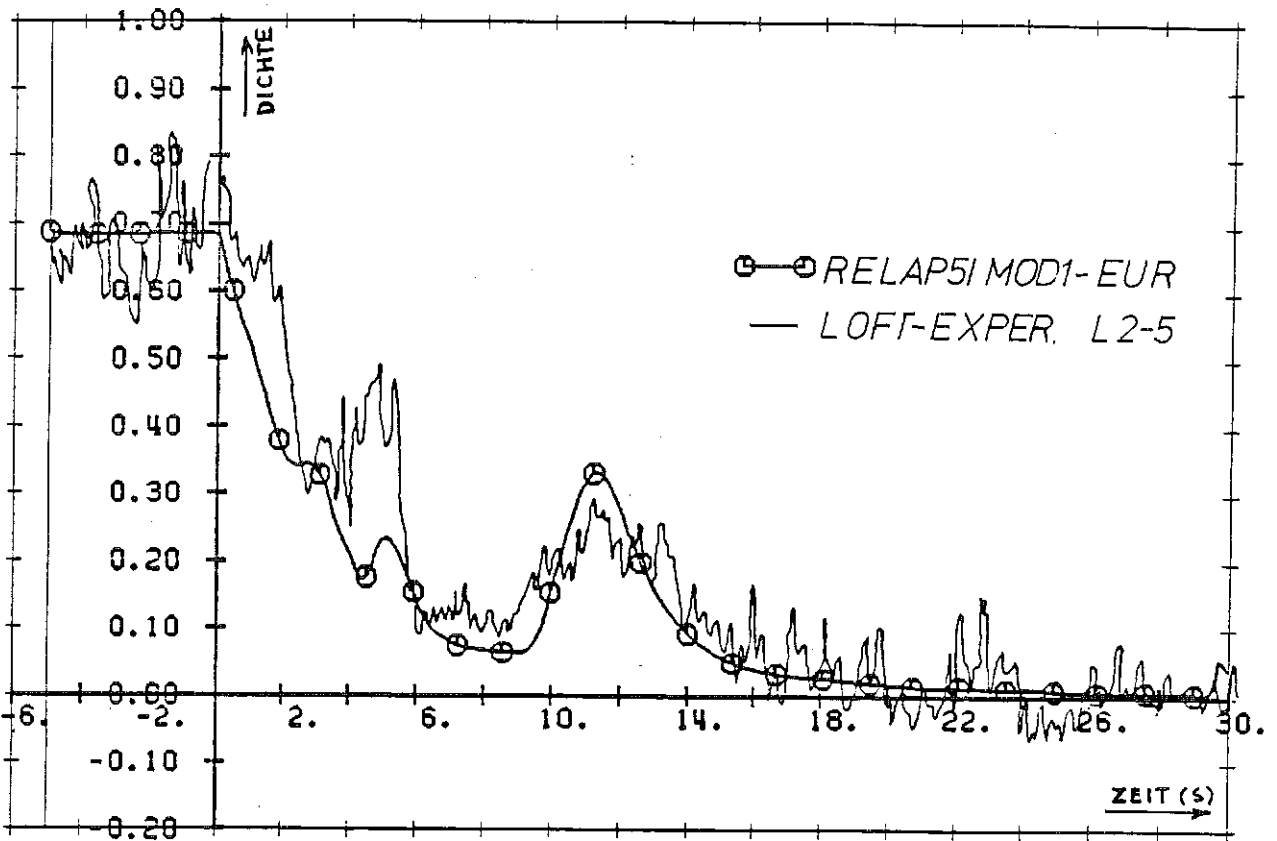


Abb. 20 Kühlmitteldichte im heißen Strang / 3F-LOOP ( $\text{Mg}/\text{m}^3$ )

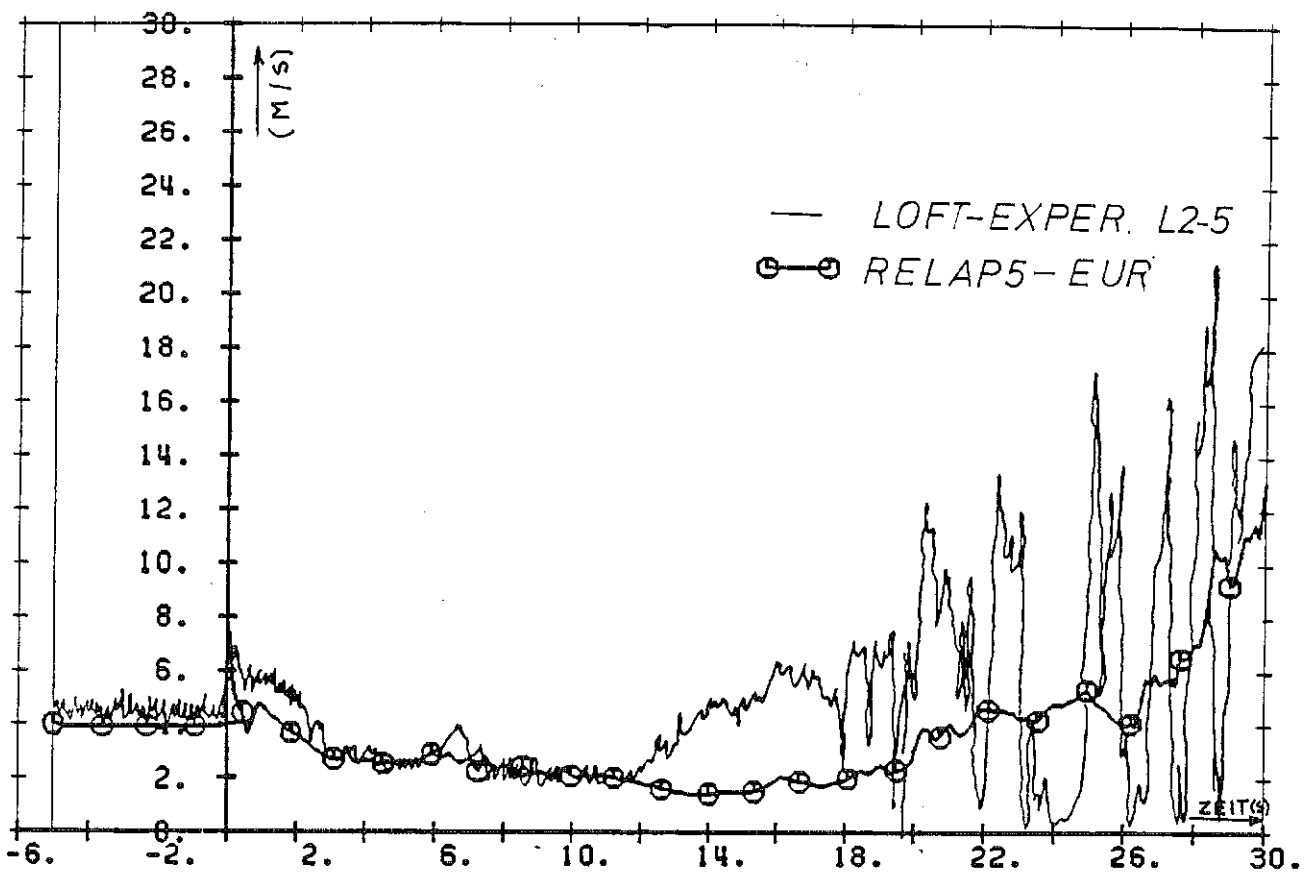


Abb. 21 Fluidgeschwindigkeit im kalten Strang stromaufwärts der Einspeisestelle / 3F-LOOP (m/s)

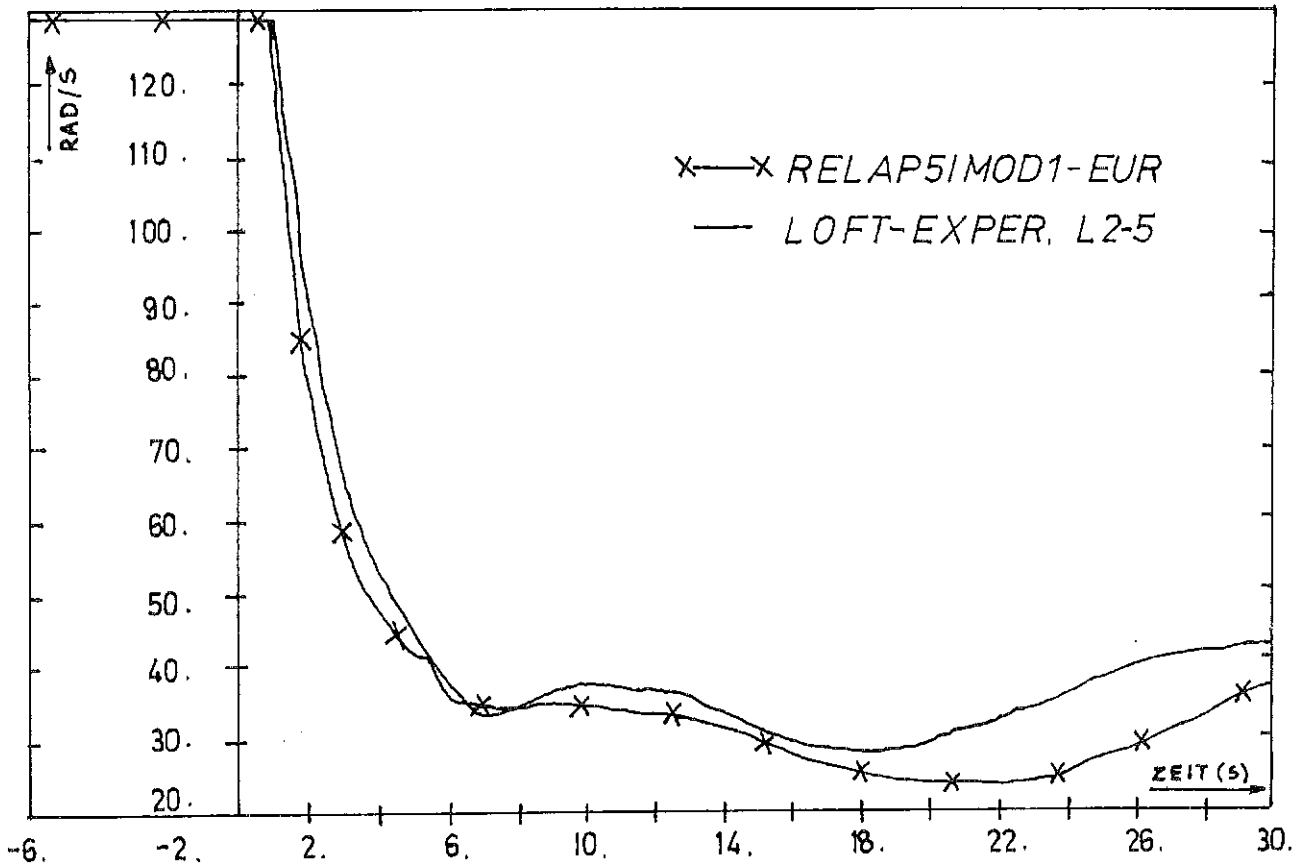


Abb. 22 Pumpendrehzahl (rad/s)

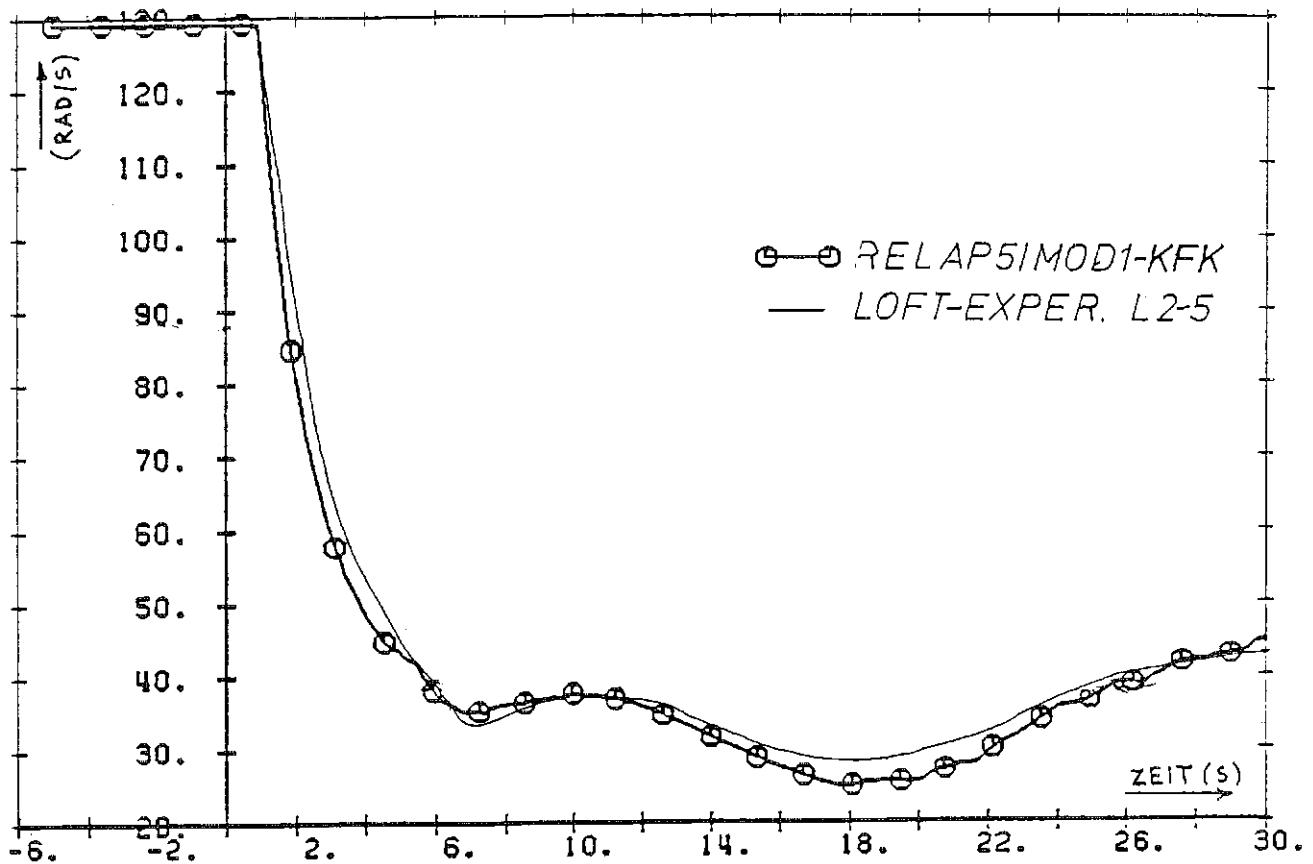


Abb. 23 Pumpendrehzahl (rad/s)

#### 4. Untersuchte Reaktortypen

Im Rahmen unserer Untersuchungen zum FDWR wurden in Bezug auf die Brennelementstruktur 3 Varianten betrachtet (s. Ref. /8/):

- a) zwei homogene Kerne, bei denen alle Brennstäbe gleichartig sind,
- b) einen heterogenen Kern.

Das heterogene Konzept ist durch das Vorhandensein zweier Brennelementtypen gekennzeichnet:

- 1) das Seed mit höherer Spaltstoffanreicherung (in diesem Fall Plutonium) und daher eine höhere Leistungsdichte erzeugend
- 2) das Blanket, dessen Spaltstoffanreicherung geringer ist und dessen Leistungsdichte dementsprechend kleiner ist.

Diese Kernanteile unterscheiden sich im Hinblick auf ihre Funktion dadurch, daß während im Seed vorwiegend Spaltungsneutronen und damit Energie erzeugt werden, im Blanket das physikalische Hauptereignis die Brutreaktion ist (Brutstoff verwandelt sich in Spaltstoff), die dazu beiträgt, die gesamte Kernkonversionsrate zu steigern. Wegen der Verringerung der Wassermenge im Kern sind die Kühlkanäle wesentlich kleiner als bei einem herkömmlichen Referenz-DWR (1300 MWe-Klasse) und damit ist der hydraulische Widerstand höher. Bei den untersuchten FDWR-Entwürfen wurde die dreieckige Brennstabanordnung zu Ungunsten der viereckigen aus dem Grunde bevorzugt, daß bei gleichem Wasseranteil und Brennstabdurchmesser sich der maximale Abstand zwischen den Stäben ergibt. Alle Stäbe beider homogener Entwürfe und des Blankets im heterogenen Reaktor sind mit je 6 integrierten Spiralabstandshaltern versehen. Bei den Brennstäben im Seed des heterogenen Entwurfes sind dagegen Gitterabstandshalter vorhanden. Allen Reaktortypen gemeinsam ist das Hüllrohrmaterial der Brennstäbe: Edelstahl. Die Brennstableistung wurde beim Entwerfen so festgelegt, daß die Wiederbenetzung des Kerns infolge eines Großlecks (LOCA)



möglichst gewährleistet sein sollte. Trotz der gegenüber dem Referenz-DWR geringeren Kernlänge wurde vorsorglich die Brennstableistung teilweise vermindert, da die Enge der Kernkühlkanäle das Eintreten des Notkühlwassers in den Kern weitgehend hindern könnte. Die wesentlichen geometrischen, thermohydraulischen und neutronenphysikalischen Daten der drei untersuchten FDWR und des Referenz-DWR sind aus den Tabellen II und III zu ersehen. Es fällt auf, daß die Kernleistungsdichten der FDWR ungeachtet der verminderten Brennstableistungen besonders beim Seed des heterogenen Reaktors bedeutend höher sind als beim DWR. Höher sind bei den FDWR auch die Druckverluste über den Kern und die Wassergeschwindigkeiten im Kern. Was auch hervorgeht, ist ein größerer Bedarf an Spaltstoffinventar, da die Anzahl der Brennstäbe bei den FDWR ungefähr das Zweifache als beim DWR ist. Der homogene FDWR mit  $p/d$ -Verhältnis = 1.12 bietet nach den Abschätzungen von /43/ einen Konversionsfaktor von 0.98, der andere homogene ( $p/d$  = 1.20) 0.90 und der heterogene Reaktor etwa 0.96 (siehe auch Tab. II). Die hervorragende Neutronenausbeute des ersten Reaktors erklärt sich durch das geringere Wasser- zu Brennstoffvolumen. Das homogene Konzept mit weiterem Gitter, das im Kernforschungszentrum untersucht wird, bietet dagegen weniger Uranausnutzung, sollte allerdings vom Gesichtspunkt der Reaktivitätsänderung beim Kühlmittelverlust ein niedrigeres Gefährdungspotential aufweisen, wie es im folgenden dargestellt wird.

Die heterogene Variante stellt sich als Ergebnis umfangreicher Studien, die ausgehend vom in Shippingport realisierten und mit Wasser moderierten Brüter über einige teilweise mit beweglichem, teilweise mit starrem Seed ausgestatteten Zwischenauslegungen zur heutigen Konzeption führten. Details der technischen Entwicklung dieses Entwurfes sind in /8/ gegeben. Der in dieser Arbeit betrachtete heterogene Kern enthält getrennte Seed- und Blanketbrennelemente. Nur ein Drittel der Brennelemente sind Seedbrennelemente. Diese sind von jeweils sechs Blanketelementen umgeben und von denen durch feste Stahlwände getrennt. Der heterogene Reaktor ist das Ergebnis der Überlegungen im Kernforschungszentrum zu

einer alternativen FDWR-Lösung zur Erzielung eines möglichst hohen Konversionsfaktors. Einerseits ist die hohe Konversion mit Sicherheit anstrebenswert, andererseits ist die Bedeutung des Reaktorverhaltens bei geleertem Kern (Randbedingung eines möglichen Unfallszenarios) und der Ermittlung des maximal erreichbaren Abbrandes nicht zu verkennen. Darauf richteten sich die umfassenden neutronenphysikalischen Untersuchungen in /43/, deren Ergebnisse zum Teil hier in der Tab. II zusammengestellt sind. Als graphische Ergänzung der genannten Tabelle wird die Abb. 24 vorgestellt, die die Reaktivitätsänderung in Abhängigkeit der am Ende des ersten Zyklus im Kern vorliegenden Wasserdichte für die drei betrachteten Reaktortypen wiedergibt. Die Rechnungen wurden mit Hilfe des Programmsystems KARBUS durchgeführt. Die von dem Verfasser angegebene Genauigkeit im Hinblick auf die eigenen Ergebnisse beträgt 1 %. Aus diesem Grund und aus der relativen Zuverlässigkeit der verwendeten Rechenmethode, die zu den fortschrittlichsten zählt, wurden diese Ergebnisse als Basis für die ATWS-Untersuchungen dieser Arbeit angenommen.

Tabelle II: Wesentliche geometrische und neutronenphysikalische Daten der DWR- und FDWR-Designs

	Referenz-DWR	Homog. FDWR (weites Gitter)	Homog. FDWR (enges Gitter)	Heterog. FDWR	
				Seed	Blanket
Brennstabdurchmesser (mm)	10.75	9.5	9.5	7.4	11.1
Abstandsverhältnis	1.33*	1.20	1.123	1.30	1.10
Wasser-zu Brennstoffvolumenverhältnis	1.67	0.70	0.47	1.05	0.37
Aktive Kernlänge (m)	3.90	2.20	2.00	2.18	
Hüllrohrstärke	0.725**	0.4	0.4	0.37/0.44	
Konversionsverhältnis	0.55	0.90***	0.98***	0.96***	
Voidkoeffizient bei totalem Wasserverlust im Kern (Zyklusende)***	-	$-1.05 \times 10^{-2}$	$+1.5 \times 10^{-2}$	$-1.34 \times 10^{-2}$	
Kühlmitteldichtenreaktivitätskoeffizient $dK/d\rho$ (cm <sup>3</sup> /g) unter normalen Betriebsbedingungen (Zyklusende)***	$10 \times 10^{-2}$	$7 \times 10^{-2}$	0	$3 \times 10^{-2}$	
Durchschnittliche Nennbrennstableistung (W/cm)	208	180	165	195	159
Kernleistungsdichte (W/cm <sup>3</sup> )	94.6 <sup>a</sup>	145 <sup>a</sup>	167.4 <sup>a</sup>	245 <sup>b</sup>	124 <sup>b</sup>
Axialer Leistungsfaktor	1.2 bis 1.3	1.48	1.48	1.54	
Radialer Leistungsfaktor	1.3 bis 1.5	1.20	1.20	1.20	
Elektr. Reaktorleistung (MW(elektr.))	1300	1285	1230	1275	

\* viereckige Anordnung. Das FDWR-Brennstabgitter ist dreieckig

\*\* Hüllrohrmaterial für den DWR ist Zircaloy-4, für die FDWR Edelstahl 1.4981

\*\*\* Berechnet am Ende des ersten Brennstoffzyklus

<sup>a</sup> Wert bezogen auf das ganze Kernvolumen

<sup>b</sup> Wert bezogen auf die Einheitsbrennstoffzelle

Tabelle III: Wesentliche thermohydraulische Daten der DWR-Auslegung und der FDWR-Entwürfe im stationären Betriebszustand

	Referenz-DWR	Homog. FDWR (weites Gitter)	Homog. FDWR (enges Gitter)	Heterog. FDWR	
				Seed	Blanket
Druckverlust über den Kern (bar)	1.25	2.58	3.70	3.27	
Primärkühlmitteldurchsatz (kg/s)	18800	17945	17114	17371	
Kühlmitteltemperatur am Kerneintritt (°C)	291.1	290.2	287.0	289.5	
Kühlmitteltemperatur am Kernaustritt (°C)	326.2	326.2	326.2	326.2	
Kühlmitteldruck am Kernaustritt (bar)	158.3	158.3	158.3	158.3	
Druck des gesättigten Dampfes am Dampferzeugeraustritt (bar)	64.5	63.817	61.575	63.423	
Mittlere Wassergeschwindigkeit im Kern (m/s)	4.47	5.81	6.70	6.44	6.35
Reynoldszahl	$2.1532 \times 10^5$	$2.0828 \times 10^5$	$1.741 \times 10^5$	$3.2137 \times 10^5$	$1.76142 \times 10^5$

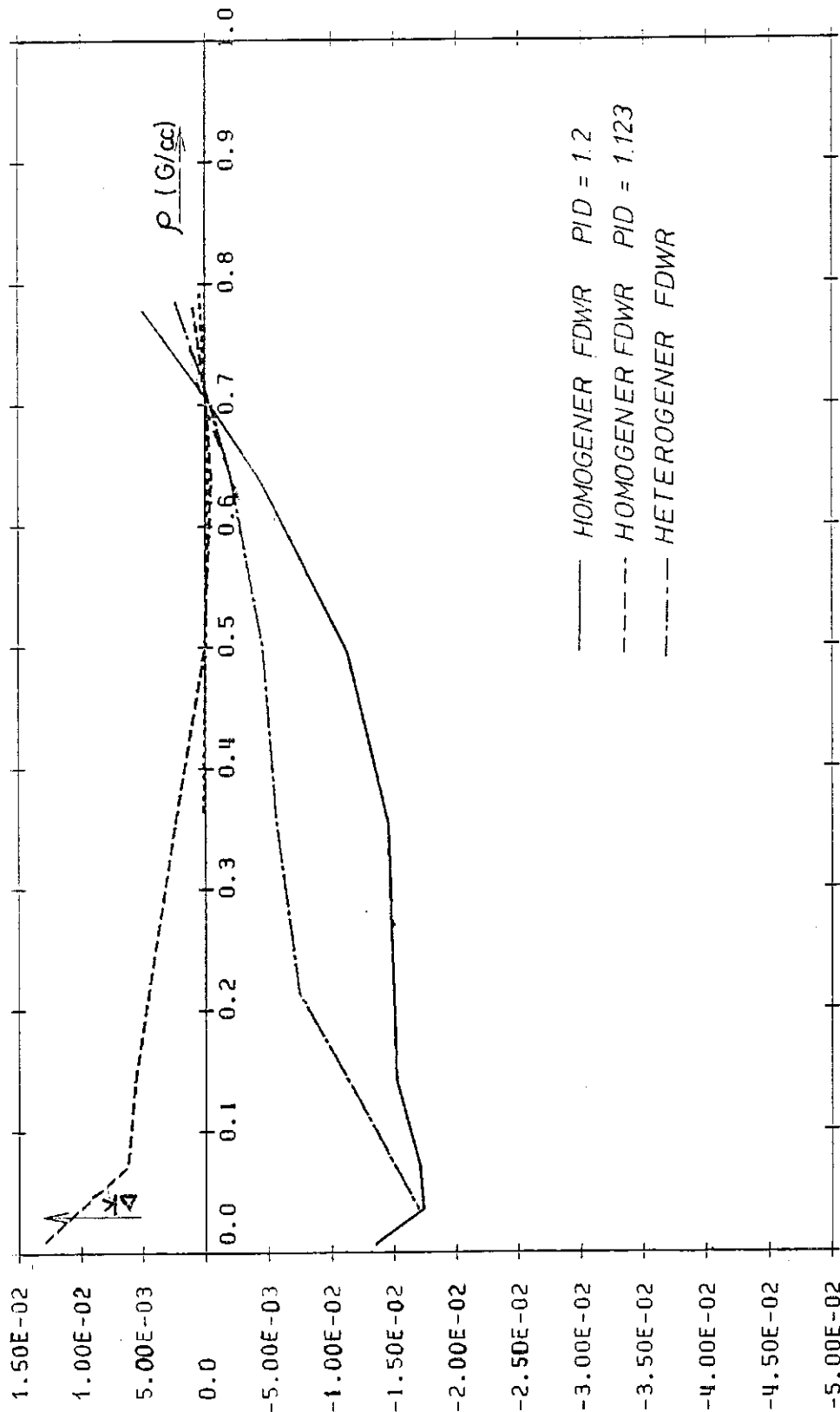


Abb. 24 Reaktivitätsänderung als Funktion der sich im Kern der betrachteten FDWR-Entwürfe ergebenden Kühlmitteldichte (Zyklusende-Zustand)

## 5. Die LOCA Rechnungen

Die Druckentlastungsphase des LOCA-Störfalles wurde für die vier im selben Kapitel vorgestellten Reaktoren mit Hilfe des Rechenprogrammes RELAP5/Mod .1-KfK numerisch simuliert und analysiert. Die diesbezüglichen Rechenannahmen und Rechenergebnisse werden im nachstehenden dargestellt und diskutiert.

### 5.1 Der erste betrachtete Störfall: der große LOCA

-----

Die Reaktorsicherheitskommissions(RSK)-Leitlinien /44/ schreiben den doppelendigen Bruch einer Kühlmittelleitung mit dem größten Bruchquerschnitt (2F-Bruch) als Auslegungstörfall vor. Wenn die Bruchlage zwischen der Hauptkühlmittelpumpe und dem Reaktordruckbehälter (RDB) im Primärkreislauf sich befindet, dann erfolgt der sogenannte GAU (Größter Anzunehmender Unfall). Genau diese besondere Art LOCA wurde in der vorliegenden Arbeit untersucht. Dabei wird unterstellt, daß die Aufweitung der Austrittsfläche auf den vollen Rohrleitungsquerschnitt binnen ~ 15 Millisekunden sich vollzieht. Bestimmt durch den Strömungsvorgang an der entstandenen Öffnung läßt sich der Störfallablauf in folgende zeitlich aufeinanderfolgende Phasen unterteilen:

- Druckentlastung vom Betriebsdruck über den Sättigungsdruck und den Ansprechdruck des Druckspeichereinspeisungsbeginns bis hin zum Erreichen des Ausgleichsdruckes mit dem im Sicherheitsbehälter (Phase 1)
- Wiederauffüllung des RDB bis zur unteren Kerngitterplatte (Phase 2)
- Flutung des Reaktorkerns (Phase 3)
- Langzeitnotkühlung (Phase 4).

Bei unserer Untersuchung mit RELAP5/Mod. 1 blieben aus den vorher schon erwähnten Gründen die Phasen 2 bis 4 außer acht. Insbesondere wurden die Phasen 2 und 3 in /45/ durchgerechnet, nachdem die RELAP5-Ergebnisse am Ende der Phase 1 als Anfangsbedingungen übernommen wurden. Der allererste Teil der ersten Phase ist durch nichtsiedende Wasserströmung am Leck charakterisiert, und somit ergeben sich die größten Ausflußraten im Vergleich zu denen der folgenden Phasen. Die Dauer dieser Teilphase ist beim 2F-Bruch sehr kurz.

Beim Erreichen des Sättigungszustandes während der Druckentlastung beginnt das Kühlmittel zu verdampfen und das daraus entstehende Wasser-Dampf-Gemisch strömt über das Leck mit der Schallgeschwindigkeit in den Reaktorsicherheitsbehälter hinein. Fortan ist der Abströmungsvorgang von der kritischen Massendurchsatzdichte gesteuert. Die Verringerung des Massendurchsatzes am Kern führt zu einer Abnahme des Wärmeüberganges an der "Hüllrohrwand-Kühlmittel"-Schnittstelle und folglich zu einem Anstieg der Hüllrohrtemperaturen. Zu dem thermohydraulischen Verhalten im Reaktorkühlsystem (RKS) und dem Verlauf der Kerntemperaturen tragen erheblich die Kühlmittelpumpen der intakten Kreisläufe bei. Am Ende dieser zweiten Teilphase wird der Kern hauptsächlich von Dampf durchströmt.

Der Wassereinspeisebeginn von den Druckspeichern beeinflusst wesentlich den dritten Teil der Druckentlastungsphase. Die Druckspeicher sind sowohl an den kalten als auch den heißen Strängen der RKS-Leitungen angeschlossen. Das in den heißen Strang eingespeiste Wasser dringt fast unmittelbar in das obere Plenum des RDB ein. Das in die kalte Leitung eingespeiste Wasser gelangt nach einer Weile in den Ringraum des RDB. Nur ein Teil des gesamten Notkühldurchsatzes wirkt für die Wiederauffüllung des Kernes; der andere Teil strömt, gemischt mit der vom Kern beförderten Dampfentströmung, über die RDB-Stutzen zum Leck hinweg. Das eingespeiste kalte Wasser baut beschleunigend den Systemrestdruck bis hin zum Druckausgleich zwischen RKS und Sicherheitsbehälter ab. Dabei endet die in dieser Arbeit untersuchte Tran-

sientenphase. Es sei noch zu erwähnen, daß, ausgelöst von einem Niederdrucksignal im RKS, die Reaktorschnellabschaltung ganz am Anfang des Störfallablaufes erfolgt. Eine redundante Schaltungslgik stellt diesen mechanischen Eingriff auch beim Versagen anderer Komponenten des Reaktorschutzsystems sicher.

## 5.2 Numerisches Modell und Anfangsbedingungen

-----

Bestandteil jeder RELAP5-Rechnung ist die sogenannte Nodalisierung, ein numerisches aus miteinander verknüpften Zellen zusammengesetztes Netz, das die gewünschte Anlage schematisch darstellen soll. Die in Abb. 25 gezeichnete Nodalisierung ist das Endergebnis einer Reihe von parametrischen Studien, über die in /46/ ausführlich berichtet wird, bei denen der Parameter eigentlich die Nodalisierung selbst war. Dieses Diskretisierungsmodell spiegelt die geometrische Anordnung des Referenz-DWR wieder.<sup>1</sup> Sie umfaßt insgesamt 185 Fluidzellen mit 190 Verbindungen und 70 Heizleitersegmenten, die in Abb. 25 schraffiert erscheinen. Sie wurde so vorgenommen, um eine möglichst fehlerfreie Datenübertragung mit dem Rechenprogramm FLUT (siehe /45/) zu ermöglichen.

Der Kern des Reaktors wird durch zwei parallele Kanäle (Volumina 230 und 231) - in je sieben Fluidzellen unterteilt - dargestellt. Der eine simuliert eine Kernrandzone (ca. 15 % des gesamten Kernes) und ist mit einer entsprechenden Brennstabgruppe mit mittlerer Stabileistung verbunden. Der andere bildet einen umfangreicheren Kernbereich, ungefähr 85 % der Kühlkanäle nach, die der Kernzentralzone entsprechen. In diesem Kernteil sind zwei Brennstabgruppen vorhanden, eine mit durchschnittlicher und eine mit höherer Leistung zur Modellierung der mittleren Brennstäbe bzw. des sogenannten heißen Brennstabes.

---

1

Die Daten für den Referenz-DWR stammen aus /47/, die für die FDWR aus /29/.



GEBROCHENES LOOP

REAKTORDRUCKBEHÄLTER

INTAKTE LOOPS

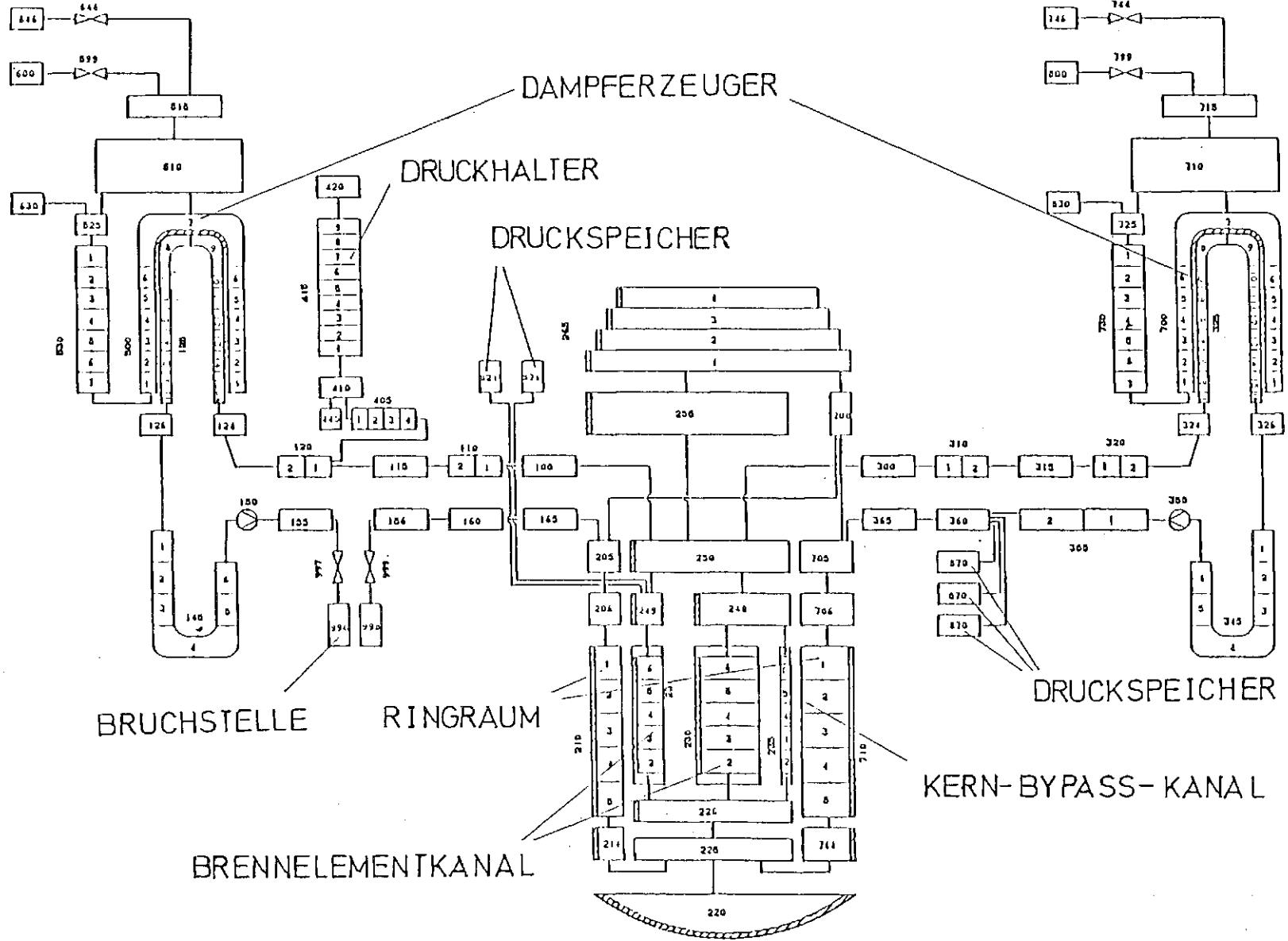


Abb. 25 RELAP5 - Nodalisierung für die LOCA-Rechnung

Die mittleren Brennstäbe der zwei Kanäle unterscheiden sich voneinander dadurch, daß ihrer Leistung ein verschiedener Radialfaktor zugewiesen worden ist ( $f_1 = 1.00935$  für die im Kernzentrum und  $f_2 = 0.98314$  für die an der Kernperipherie), um dem in der Wirklichkeit vorliegenden radialen Leistungsprofil Rechnung zu tragen. Die axiale Diskretisierung der Brennstäbe umfaßt 5 Segmente und jedes Segment ist in vierzehn radialen Knoten aufgeteilt, die von innen nach außen den Spaltstoff (6 Knoten), den Spaltraum (2 Knoten) und das Hüllrohr (6 Knoten) abbilden. Die thermischen Eigenschaften des Spaltgases (Wärmeleitfähigkeit und Wärmekapazität) wurden von denen des Heliums übernommen.

Die beschriebene Einteilung des Kernes und die des unmittelbar darüber liegenden Teils des oberen Plenums werden der Zielsetzung gerecht, zweidimensionale Strömungsvorgänge besonders am Ende der Druckentlastungsphase, wenn die Einspeisung des Notkühlwassers aus den Druckspeichern begonnen hat, zumindest teilweise zu berücksichtigen.

Wegen der bei den Reaktoren deutscher Bauart vorhandenen Heißeinspeisung dringt das Notkühlwasser von oben vorzugsweise in die Randkanäle und erst später in die Zentralkanäle ein. Das obere Plenum in der Nodalisierung ist deswegen so gestaltet, daß der sich dort ansammelnde Notkühlwasserspiegel an seinem Weg zu dem Zentralkanal verhindert ist und zwangsweise in den Randkanal hineinfließt. Diese Art Nodalisierung wird von der Herstellerfirma KWU empfohlen, da sie das gut wiedergeben kann, was sich an der oberen Gitterplatte bei den eigenen Einzeleffekt-Versuchen abspielt /48/. Die Abwesenheit Querverbindungen zwischen den beiden Kernkanälen erklärt sich dadurch, daß es in RELAP5/Mod. 1 kein dafür geeignetes Modell gibt und deren Einsatz in der Nodalisierung zu unrealistischen Querströmungen führt und letztendlich zu einem Abbruch der Programmausführung /46/.

Der Kern-Bypass wird vom Volumen 235 und der Ringraum von beiden Volumina 210 und 710 dargestellt. Ein nicht einheitlicher Ringraum kommt nicht selten bei den RELAP5-Anwendern vor. R.H. Ullrich /49/ hat schon gezeigt, daß die Wahl eines geteilten Ringraumes bei einer LOBI-Vorausrechnung zu besseren Ergebnissen geführt hat. Ein Grund dafür könnte sein, daß RELAP5 wegen der Vernachlässigung von 3D-Effekten die Trägheit des im Ringraum ringsumher nicht direkt vor den RDB-Stützen stehenden Wassers nicht berücksichtigt und deshalb dazu neigt, die zum Leck hinausströmenden Durchsätze zu überschätzen. Bei der vorliegenden Nodalisierung sind nur zwei Querverbindungen zwischen den beiden Teilen des Ringraumes vorhanden, um die Effekte der Trennung zu vermindern. Übrigens sind die betroffenen Volumina unten über das untere Plenum und oben über den Bypass zum Deckelraum gekoppelt.

Den Druckhalter stellen die Volumina 410, 415, 420 und 425 der Abb. 25 dar. Er ist an den den gebrochenen Kreislauf willkürlich angeschlossenen. Sensitivitätsrechnungen /46/ bewiesen, daß der Druckhalter, wenn er zu dem dreifachen intakten Kreislauf gehören würde, zu keinen bedeutenden Änderungen gegenüber der für die endgültige Rechnung gewählten Lage führen würde.

Die Sekundärseite wird in der vorliegenden Nodalisierung durch die Dampferzeuger und deren Armaturen möglichst genau simuliert. Die Turbinen und der Kondensator bleiben außer acht. Die U-Rohre der Wärmeaustauscher werden zweckmäßig durch entsprechende Heizleitersegmente simuliert.

Es wurde angenommen, daß von acht der normalerweise vorhandenen Druckspeicher nur fünf für die Kernflutung zur Verfügung stehen. Somit ist zu rechnen, daß

- der Förderstrom eines Druckspeichers durch das Leck in den Sicherheitsbehälter unmittelbar abfließt

- der Förderstrom eines zweiten Druckspeichers wegen eines Einzelfehlers den Kern nicht erreicht
- ein dritter Druckspeicher wegen Wartung nicht zu betätigen ist.

Die oben angeführten Anfangsbedingungen gehören zu den konservativen Maßnahmen der RSK, wonach unsere Rechnung sich richtet und die u.a. auch folgendes vorschreiben:

- 1) Die insgesamt sechs (drei + drei) zur Verfügung stehenden Nachkühl- und Sicherheitseinspeisepumpen greifen während der Druckentlastungsphase wegen eines Notstromfehlers nicht ein und bleiben dabei unberücksichtigt.
- 2) Die gesamte Anfangsleistung des Reaktors beträgt  $1.06 \times$  die normale Nennleistung unter Vollastbedingungen.
- 3) Der Heißkanalfaktor  $F_q$  erhält den Wert 2.57, der den oben genannten Leistungszuschlag schon enthält.
- 4) Der Nachzerfallsleistungsverlauf ist gemäß der letztens verabschiedeten ANS<sup>1</sup>-Standardkurve mit + 20 % Aufschlag angenommen worden /50/. Diese Kurve bezieht sich nur auf den Zerfall der Spaltprodukte und schließt den der Aktiniden nicht ein. Sie soll den Leistungsverlauf nach der Reaktorabschaltung wiedergeben. Es sei zu diesem Punkt zu vermerken, daß die ANS-Standardkurve auch für die FDWR-Rechnungen benutzt wurde, obwohl die Zusammensetzung des Spaltstoffes bei diesen Reaktoren anders ist als bei den herkömmlichen DWR. Es ist aber dem Verfasser nicht bekannt, daß eine neuere FDWR-spezifische Kurve herausgegeben wurde. Deshalb ist man bei der alten geblieben, die möglicherweise den echten FDWR-Kurvenverlauf etwas unterschätzt.
- 5) Der Druckverlauf im Sicherheitsbehälter folgt der in /51/ erschienenen Kurve und ist in Abb. 26 gezeigt. Aufgrund des Auftretens der kritischen Massenstromdichte am Leck während der Transiente spielt jedoch der Druck im Sicherheitsbehälter eine unwesentliche Rolle.

<sup>1</sup> ANS = American Nuclear Society

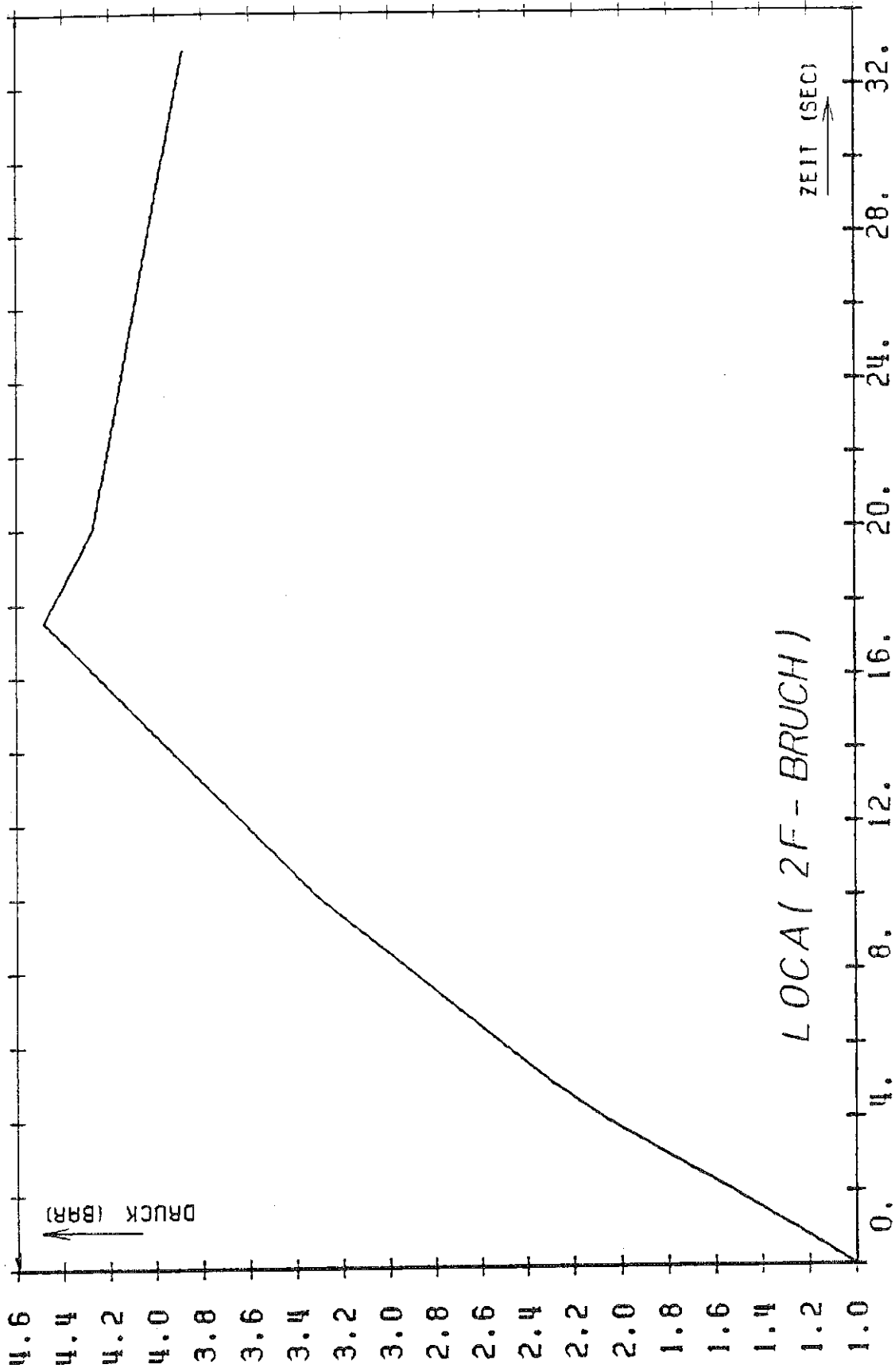


Abb. 26 Sicherheitsbehälterdruck (bar)

Alle oben angeführten Punkte gelten sowohl für den DWR als auch für die FDWR und gehören als Bestandteil der Rechnung mit hinzu.

Zurückgreifend auf das Nodalisierungsschema muß noch dazu gesagt werden, daß die Nodalisierungen für die zwei homogenen FDWR-Entwürfe durch die Größe der Fluidzellen im Kern und in deren Plenum und die für den heterogenen FDWR auch durch die Anwesenheit eines zusätzlichen Kanals im Kern (Seed und Blanket sind zwei getrennte Kernzonen im heterogenen FDWR) von der ursprünglichen DWR-Nodalisierung abweichen.

Um den richtigen bei den vier verschiedenen Reaktoranlagen herrschenden thermohydraulischen Anfangszustand numerisch zu gewinnen, mußten genauso wie für die LOFT-Nachrechnung im Kap. 3.4 stationäre Rechnungen durchgeführt werden. Die dabei verfolgte Vorgehensweise ähnelt im wesentlichen der, die dort beschrieben wurde. Deshalb wird hier verzichtet auf das Thema einzugehen, und statt dessen werden die wichtigsten Anfangsrechenergebnisse in der Tab. IV aufgelistet, die verglichen mit den Nennwerten der Tab. III, über den erreichten Approximationsgrad aussagefähig sind.

### 5.3 Ergebnisse der Rechnungen

-----

#### 5.3.1 Vorrechnung mit der Originalversion von RELAP5/Mod.1 (RELAP5/Mod.1-INEL)

-----

Die LOCA-Vorrechnungen wurden mit der Originalversion von RELAP5 (RELAP5/Mod.1-INEL) für den Referenz-DWR durchgeführt. Sie konnten allerdings wegen Programmabbruch nicht vervollständigt werden. Ursache davon war die fehlerhafte Berechnung des Druckanstiegs im Primärkreislauf, besonders stromaufwärts der Anschlußstutzen, wo das von den Druckspeichern eingespeiste Notkühlwasser ins System einfließt. Dieses Wasser gelangt in den mit heißem Dampf gefüllten Primärkreis. Dadurch entsteht ein massenhafter Kondensationsvorgang. Die daraus folgende Druckabsenkung (Abb. 27) wird so markant, daß unrealistisch niedrige Druckwerte (von 0.40 bis 0.05 bar) erreicht werden und gehen dadurch über den Gültigkeitsbereich der in RELAP5 eingebauten Wasser- und Dampftafel hinaus. Eine andere, den späteren Verlauf der Transiente stark prägende Erscheinung ist in Abb. 28

KfK

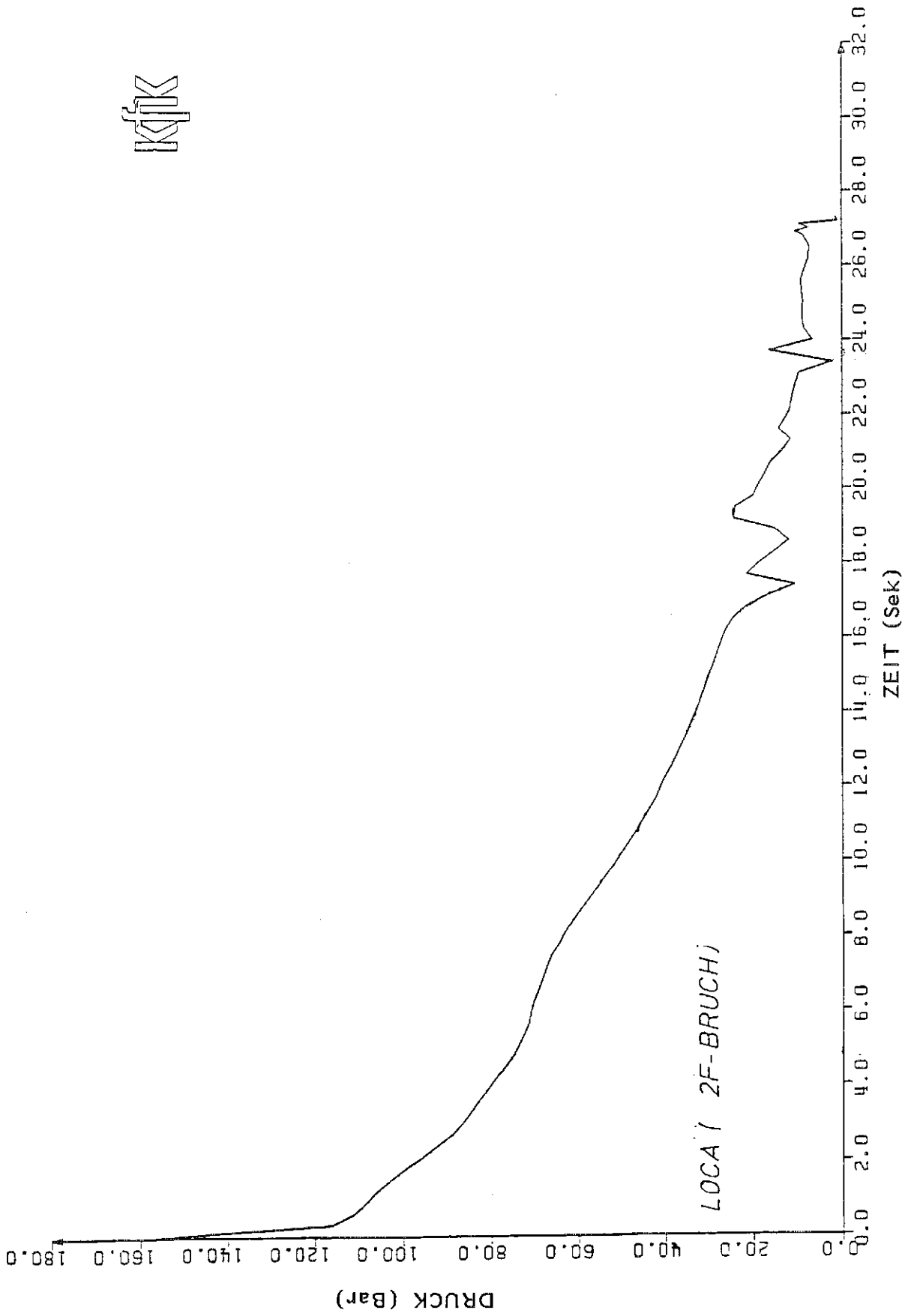


Abb. 27 Kühlmitteldruck im kalten Strang des Referenz-DWR (berechnet mit RELAP5/Mod1-INEL)

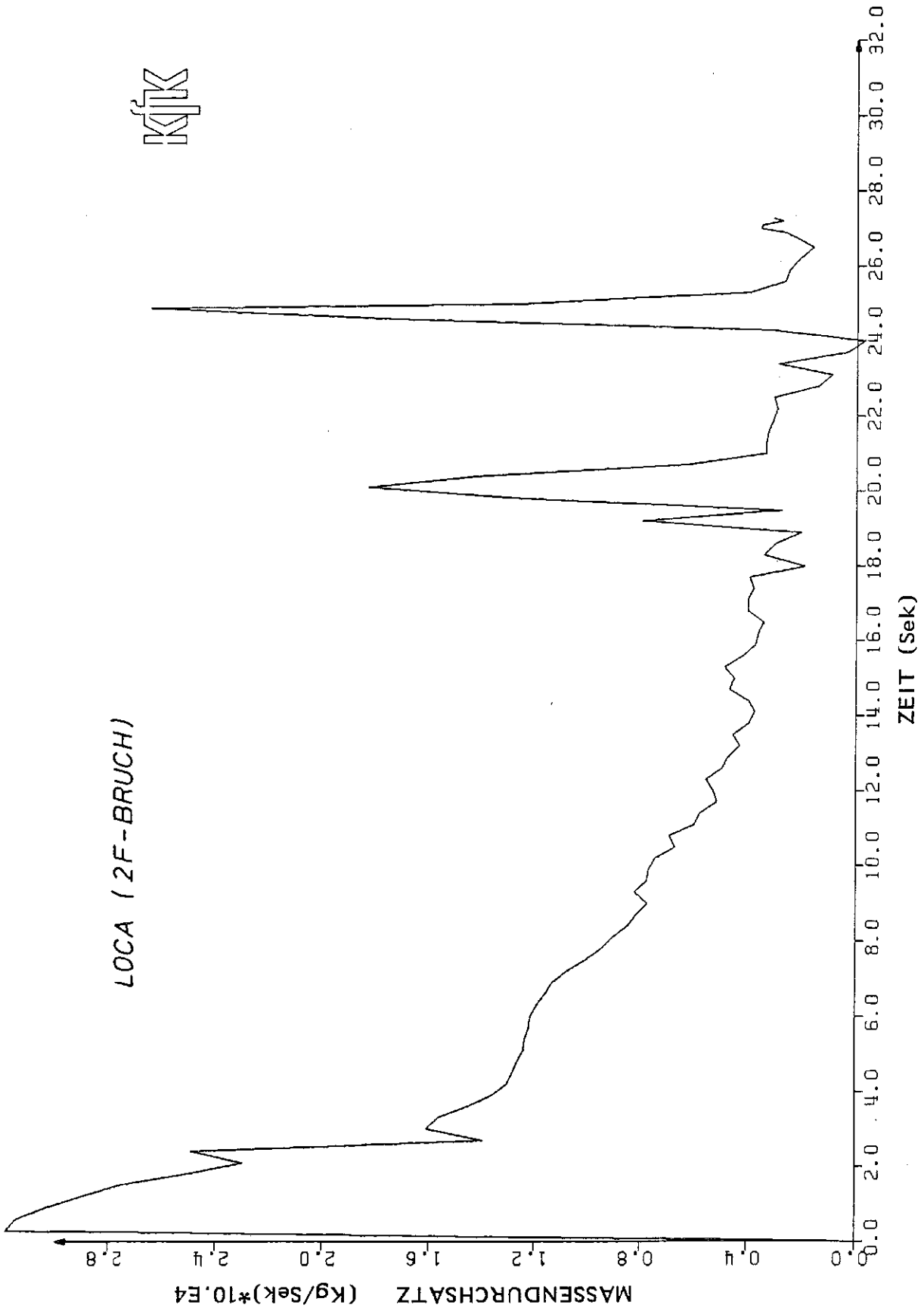


Abb. 28 Massendurchsatz am Bruch/RDB-Seite  
(berechnet mit RELAP5/Mod1-INEL)



ersichtlich. Dort ist der Massendurchsatz am Bruch (RDB-Seite) abgebildet. Die hohen Spitzen ab 18 Sek. deuten offensichtlich auf einen überschätzten Wassermittelschlag von der Einspeisestelle über den RDB-Ringraum direkt ins Leck, ohne den Kern zu erreichen und damit zu benetzen. Es ist aber dabei zu betonen, daß die damalige Nodalisierung einen einheitlichen Ringraum beinhaltete.

### 5.3.2 Rechnungen mit RELAP5/Mod.1-KfK

-----

Beim Benutzen des Programms RELAP5/Mod.1-EUR als Basiscode für die Rechnungen wurden die im Abschnitt 5.3.1 beschriebenen Engpässe und die damit verbundenen Rechenunstetigkeiten beseitigt. Dank den ins Programm eingeführten und im Kap. 2.3 und im Anhang 3 bereits beschriebenen Verbesserungen konnten die geplanten DWR-Rechnungen erfolgreich beendet werden. Abb. 29 bis 66 zeigen die durch die auf dem Basiscode aufgebaute Programmversion RELAP5/Mod.1-KfK (s. Kap. 2.4) erzielten LOCA-Ergebnisse für die drei ins Auge gefaßten FDWR-Entwürfe und vergleichsweise für den Referenz-DWR. Am Störfallbeginn wird die Hauptkühlmittelpumpe im gebrochenen Kreislauf abgeschaltet (d.h. sie wird abrupt vom Elektromotor abgekuppelt) und kann dadurch mit eingeschaltetem Schwungrad freilaufen. Aufgrund des ins Leck strömenden Fluids dreht die Pumpe immer schneller, bis das Schwungrad aus Sicherheitsgründen entkoppelt wird. Es folgt (s. Abb. 29) eine weitere steilere Beschleunigungsrampe, die bei  $\sim 500$  rad/Sek, indem die Pumpenwelle blockiert wird, abgebrochen wird. Das geschieht ca. 8 Sek. nach dem Störfallbeginn und ist eine notwendige Maßnahme um die Gefahr zu bannen, daß die Pumpenteile schwer beschädigt werden. Die Pumpen in den intakten Kreisläufen sind ebenfalls ausgeschaltet und deren Drehzahl wird durch den sich dort unterdessen eingestellten Naturumlauf bestimmt. Der wegen des vorhandenen Bruchs langsam abnehmende Verlauf des Massendurchsatzes bewirkt eine ebenso langsame und stetige Verringerung der Winkelgeschwindigkeit, wie von Abb. 30 hervorgeht. Im Sicherheitsbehälter sammelt sich das ausgeströmte Fluid an und bildet teilweise Dampf. Wegen der Bildung eines kritischen Massenstromes am Bruch beeinflußt der äußere Druck den Systemdruckablauf nicht. Dieser wird dagegen nur von der ausströmenden Fluidmenge bedingt. Gezeigt wird er in Abb. 31 (Druck am Kernaustritt) als Funktion der Zeit für die vier Reaktoren. Die Abweichungen zwischen den Druckverläufen sind gering:

zwischen 3 und 15 Sekunden ist der Druck beim DWR ein wenig höher als der bei dem FDWR, während er ab 25 Sekunden niedriger wird. Abb. 31 ist im Hinblick auf den Kühlmitteldruck repräsentativ für fast das ganze Primärsystem, ausgenommen den Druckhalter und den Rohrstrang zwischen RDB und Bruch. Abb. 32 zeigt den Kühlmitteldruck an der Bruchstelle am Ende dieses Stranges. Deutlich dabei ist der tiefere abrupte Druckabfall bis zum lokalen Sättigungsdruck (hier liegt dieser um 75 bar statt  $\sim 125$  bar, wie in Abb. 31 ersichtlich ist, und die danach folgende direkt vom Massenstrom am Bruch abhängige und dadurch ziemlich bewegte Druckentlastungskurve.

Der Kühlmitteldruck im Druckhalter kann aus Abb. 33 ersehen werden. Während der Blowdown-Phase bleibt er wegen des hohen hydraulischen Widerstands der Volumenausgleichsleitung oberhalb des Druckes im System. Das Steigungsknie um 19 Sekunden kennzeichnet den Übergang von überwiegender Wasserströmung zu überwiegender Dampfströmung durch die anschließende Volumenausgleichsleitung und auch die fast vollständige Entleerung des Druckhalters.

Der Druck in dem sich an den gebrochenen Kreislauf anschließenden Dampferzeuger (s. Abb. 34) erlebt zuerst einen ziemlich raschen Anstieg infolge des Turbinenschnellabschlusses (TUSA bzw. gleichzeitige Versperrung der Frischdampfleitung und der Hauptspeisewasserführung) und dann einen langsameren, von der abgeklungenen Wärmezufuhr aus der Primärseite herrührenden Abstieg. Der erreichte Höchstwert bleibt bei allen Reaktoren weit unterhalb des Ansprechdruckes der DE-Sicherheits- bzw. Abblaseregelventile (86 bar bzw. 83 bar). Die dem Druckverhalten zugrunde liegenden Ausströmungen sind in Abb. 35 und 36 zu sehen. Der Scheitelwert bei den FDWR für den Massenstrom aus der RDB-Seite liegt bei  $\sim 28000$  kg/sec und beim DWR bei 26000 kg/sec. Das läßt sich durch den etwas höheren Kühlmitteldruck im stationären Zustand des FDWR gegenüber dem DWR erklären. Ab 3 Sek. bis ungefähr 16 Sek. liegt die umgekehrte Tendenz vor: der Massenstrom nimmt schneller bei den FDWR ab, da am Anfang unter normalen Betriebsbedingungen die herrschenden Kühlmittelmassen-inhalte bei den FDWR geringer sind als in der DWR-Anlage. Die relativ hohen Schwingungen kurz vor Ende der Transiente weisen auf einen erhöhten Wassermittelschlag aus den Druckspeichern über den Ringraum hin.

Durch die Pumpe strömt der in Abb. 36 dargestellte Massendurchsatz vom System in den Sicherheitsbehälter hinaus. Der dabei erreichte Maximalwert (13000 kg/Sek) ist weitgehend niedriger als der von der anderen Seite des Bruches (28000 kg/Sek). Einen Überblick über die übrigen Kühlmitteldrucksätze am Eingang und Ausgang des RDB bekommt man aus den Abb. 37, 38 und 39. Die Massenströme am Austritt (Abb. 37 und 38) nähern sich allmählich nach einer Strömungsumkehrung bei herrschendem Naturumlauf dem Nullwert. Die vorläufige Zunahme des Durchsatzes im gebrochenen Kreislauf zwischen 14 und 20 Sek. ist von der Entleerung des Druckhalters bedingt. Dieses Wasser, das in die RDB-Richtung strömt, trägt dazu bei, die Hüllrohre vorzukühlen, bevor das Notkühlwasser überhaupt in die Kernzone gelangt. Der Kühlmitteldurchsatz im dreifachen Loop (3F-Loop) am RDB-Eintritt (Abb. 39) sinkt nach einer augenblicklichen Beschleunigungs- und Verzögerungsphase verhältnismäßig langsam bis zu 6 Sek. in der Transiente ab. Unmittelbar danach erfolgt ein Übergang in eine Strömung mit vorwiegendem Dampf (ausgeprägte Steigungsänderung). Der Dampf charakterisiert den weiteren Strömungsverlauf bis hin zu  $\sim 24$  Sek. Zu dem Zeitpunkt ist der Kühlmitteldruck so abgesunken, daß er den Betätigungsdruck der Druckspeicher erreicht hat. Diese speisen die in den Abb. 40 und 41 gezeigten Notkühlwassermengen ins System ein. Das kalte Wasser kommt in Berührung mit dem umgebenden heißen Dampf und führt zu raschen Kondensations- bzw. Verdampfungsereignissen, die Schwankungen beim Massenstrom (s. Abb. 35) hervorrufen.

Die bisher erwähnten Geschehnisse beeinflussen stark das Strömungsverhalten im Kern und den daraus resultierenden Hüllrohrtemperaturverlauf. Dieser wird für die drei Zentralsegmente des mittleren und des heißen Brennstabes bei dem DWR, den zwei homogenen FDWR und dem Seed des heterogenen Reaktors in Abb. 42 bis 47 gezeigt. Zudem zeigt Abb. 48 die Hüllrohrtemperatur eines heißen Brennstabes, mit  $F_q = 2.1$  statt  $F_q = 2.57$  an der Heißstelle, wie übrigens vom Genehmigungsverfahren gefordert wird. Der Wert 2.1 entspricht eher einer "Best-Estimate"-Rechnungsphilosophie als einem pessimistischen Verfahren.

Die DWR-Rechnung, worauf sich die Bilder beziehen, wurde mit dem Einsatz der KHB-Korrelation von Bowring /33/, /34/, statt der sonst in der Originalversion von RELAP5 verwendeten Beziehung von Hsu und Beckner /52/ durchgeführt. Diese Wahl erklärt sich durch die Zielsetzung, eine mit den FDWR-Rechnungen in Einklang stehende DWR-Rechnung durchzuführen, da die ersten die Benutzung der von der Bowrings Korrelation hergeleiteten Beziehung von Dalle Donne und Hame /32/ voraussetzen. Diese beiden Korrelationen gelten für stationäre Strömungsbedingungen, wobei die Korrelation von Hsu und Beckner auf nicht stationäre Strömungsvorgänge anwendbar ist. Es ist jedoch dabei zu bemerken, daß dem Verfasser keine für zeitlich veränderliche Strömungen gültige FDWR-spezifische KHB-Beziehung bekannt ist. Abb. 49 zeigt, daß mit der Hsu-Beckner-Korrelation ein um ca. 40°C niedrigerer Wert der Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle berechnet wird als mit der Bowring-Beziehung. Dies ist in Übereinstimmung mit der Tatsache, daß durch KHB-Beziehungen für stationäre Strömungen im allgemeinen niedrigere DNB-Verhältnisse (DNB = Departure from Nuclear Boiling) als durch nicht-stationäre KHB-Beziehungen ermittelt werden /53/. Im Hinblick auf diese Erkenntnisse wirkt der erste Typ von Korrelationen als pessimistisches Kriterium zur Ermittlung der KHB-Bedingungen.

In Abb. 43 weisen die Hüllrohrtemperaturen eine unterschiedliche Verhaltensweise in der frühen ( $0 \leq t \leq 10$  Sek) und in der späten Störfallphase ( $10 \leq t \leq 33$  Sek) auf (bei den anderen Abbildungen gelten ähnliche Betrachtungen). In der ersten Phase sind die Hüllrohrtemperaturen bei den FDWR höher als die entsprechenden im Fall des DWR, in der zweiten Phase sind sie dagegen niedriger. Zwei Parameter spielen eine entscheidende Rolle bei der Erhaltung dieser Temperaturen und können deshalb die festgestellten Unterschiede erklären: die Brennstableistung und der Kernmassendurchsatz. Aus Tab. II ist zu entnehmen, daß die Brennstableistung der FDWR kleiner als die des DWR ist, obwohl für den Seed des heterogenen Reaktors dieser Unterschied gering wird (6.25 % weniger als die DWR-Brennstableistung). Abb. 50 zeigt, daß die FDWR-Kerne während der ersten 10 Sek von beträchtlich

niedrigeren Massenströmen durchströmt werden. Beim DWR ergibt sich nach einer kurzen Stagnationsphase, die zu einer erheblichen Verminderung des Wärmeübergangs zwischen Hüllrohr und Fluid geführt hat, eine Durchströmung des Kerns nach oben, in dessen Zusammenhang Wasser vom unteren Plenum in den Kern gelangt. Die Erklärung für diese Strömungsumkehr liegt darin, daß die intakten kalten Leitungen in diesem Zeitbereich eine beinahe unverringerte Menge in den RDB einspeisen, die in der Lage ist, die durch Dampfentstehung an der Bruchstelle reduzierte Leckausströmung temporär zu überspeisen. Sobald diese Leitungen leerlaufen, kommt es aber erneut zu einer Strömungsumkehr (in die negative Richtung). Dieses Szenario ereignet sich nicht bzw. in geringerem Maße bei den FDWR, wo die Kerne einen bedeutend höheren hydraulischen Widerstand haben und die durch den plötzlichen Kühlmitteldruckrückgang entstandenen Fluidschwankungen über die Kerne daher wirkungsvoll dämpfen.

Die FDWR-Kerne entleeren sich früher als der DWR-Kern, wie die Abb. 51 und 52 zeigen, da sie wesentlich kürzer sind und die sich bildende Wasserwelle nicht wirksam zurückhalten können, die mit gewaltiger Kraft zum Bruch hinströmt.

In diesen beiden Abb. sind kollabierte Wasserstände und Massendampfgehalte in den Kernen abgebildet. Die massive Anwesenheit von Dampf im Kern (Dampfstopfen) wirkt bei den FDWR als zusätzliche Verhinderung zum Wassereindringen. Wenn nach 10 Sek. die Strömungsrichtung sich ändert und der Wasserdurchsatz hauptsächlich von oben durch die Gitterplatte kommt (negative Durchsätze in Abb. 50), wird der größere hydraulische Widerstand des Kerns durch den höheren isostatischen Druck des im oberen Plenum sich bildenden Wasserstaus (s. Abb. 53) kompensiert. Es soll daran erinnert werden, daß die FDWR-Kerne kürzer als die DWR-Kerne sind, d.h. sie stehen in einer niedrigeren Lage innerhalb des Kernbehälters (s. Abb. 1 und Tab. II). Gegen 15 Sek. gelangt in den Kern das Wasser aus dem Druckhalter (DH), das eine gewisse Vorkühlung der Hüllrohre bewirkt. 3D-Rechnungen haben gezeigt /54/, daß dieses Ereignis in den zum Druckhalter zugeordneten Segmenten des äußeren Kernbereichs sogar zur Wiederbenetzung der entsprechenden Brennstäbe

führen kann. Eine 1D-Nodalisierung ermöglicht eine Untersuchung dieser Art nicht. Das DH-Wasser strömt zum Großteil in die Kern-zentralzone ein und bewirkt u.a. eine kurzzeitige Zunahme des kollabierten Wasserstandes im Kern (s. Abb. 51).

Der Effekt des isostatischen Druckes oberhalb des Kerns übertrifft in der letzten Transientenphase den Widerstand im Kern. Durch den höheren Wasserstand im oberen Plenum ist der Massendurchsatz von oben bei den FDWR höher als beim DWR.

Die Abnahme der Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle (aber auch der anderen Brennstäbe) im Seed des heterogenen Reaktors ab 10 Sek ist ausgeprägter als im Falle der übrigen FDWR. Das Diagramm in der Abb. 54, das den Massendurchsatz durch Seed und Blanket wiedergibt, kann als Ausgangspunkt genutzt werden, um diese wichtige Erscheinung zu interpretieren.

Obwohl am Störfallbeginn die Massenströme über Seed und Blanket ungefähr gleich sind, wird der Massenstrom im Seed während der zweiten Störfallphase deutlich größer als der im Blanket. Es ergibt sich eine Wiederverteilung des insgesamt verfügbaren Wasserdurchsatzes zugunsten des Seeds. Das kann man auch aus den Abb. 55 bis 60 folgern. Obwohl die Höchstwerte der Hüllrohrtemperaturen an der Heißstelle (und im allgemeinen der Brennstabwände) im Seed während der ersten Störfallphase, aufgrund seiner höheren Brennstableistung, wesentlich höher als im Blanket sind, wandelt sich diese Situation in der zweiten Störfallphase in die umgekehrte um. Da werden die Brennstabwandtemperaturen des Blankets höher wegen des niedriger gewordenen Massendurchsatzes.

Der Hauptgrund für die Neumassenverteilung zwischen Seed und Blanket ist auf die in der Abb. 5 dargestellten physikalischen Größen zurückzuführen. Es handelt sich, wie bereits erwähnt, um die Reibungskeffizienten für Seed und Blanket als Funktionen der Reynoldszahl. Bei abnehmendem Massenstrom bzw. abnehmender Reynoldszahl, und ausgehend von den normalen Vollastbedingungen,

steigen beide Seed- und Blanket-Reibungsbeiwerte an. Der Anstieg der Werte für das Blanket ist jedoch erheblich höher wegen der Tatsache, daß der Anfangswert der Reynoldszahl für das Blanket kleiner als der für das Seed ist (der erste beträgt ca.  $1.7 \times 10^5$  und der zweite ca.  $9.2 \times 10^5$ ). Da der Druckverlust über Seed und Blanket derselbe sein muß, dann läßt sich auf einen höheren Durchsatz durch das Seed als über das Blanket schließen.

Die gewonnenen Temperaturen können im übrigen auch vom Standpunkt der Brennstableistungen und Kernwasserinhalte betrachtet werden, wobei größere Wassermengen im Kern mit niedrigeren Brennstabwandtemperaturen verbunden sind (s. Abb. 51 und 61, die den Überblick über sämtliche kollabierte Wasserstände im Kern der verschiedenen Reaktoren geben). Als Ergänzung zu der Betrachtungsweise der durchgeführten Rechnungen kommen jetzt folgende Überlegungen. Ein Schwingungsverhalten ist bei allen FDWR-Kerndurchsätzen in der mittleren Störfallphase festgestellt worden. Um eine mögliche Erläuterung dafür zu finden, muß man zuerst folgendes ins Auge fassen:

- a) die FDWR-LOCA-Rechnungen wurden mit unterschiedlichen Zeitschritten (Reichweite: 0.001 bis 0.01 Sek) wiederholt und die Schwingungen zeigten keinerlei Tendenz zu verschwinden.
- b) bei gleicher Anzahl der Kernfluidzellen sind die FDWR-Fluidzellen dort wesentlich kleiner als die entsprechenden DWR-Zellen (feinere numerische Diskretisierung)
- c) die thermohydraulische Situation des Teilsystems 'Kern - Oberes Plenum' bei den FDWR am Anfang des oben genannten mittleren Störfallablaufes kann vom Gesichtspunkt der Phasentrennung als extrem bezeichnet werden: ein relativ großer Wasserbereich (im oberen Plenum) liegt auf einem fast ausschließlich aus Dampf bestehenden Pufferbereich (im Kern).

Das oben stehende Wasser versucht nach unten einzudringen. Das Anstoßen der zwei Fronten bei verschiedenen Temperaturen bedingt massenhafte Kondensations- bzw. Verdampfungsvorgänge, die zu einem oszillierenden Massenstromverhalten führen. Mit dem normalerweise dämpfenden Effekt relativ größerer Fluidzellen ist im Falle der FDWR wegen dem Punkt b) nicht zu rechnen und daher werden die vorhandenen Schwankungen unverändert aufrechterhalten, bis die zwei Phasen einen genügenden Mischungsgrad erreicht haben.

Die Möglichkeit, daß es sich um numerische Schwingungen handelt, besteht trotz des oben angebrachten Arguments, aber der Punkt a) läßt vermuten, daß diese Schwingungen nicht nur numerisch sein dürfen. Um endgültige Schlüsse ziehen zu können, sind Experimente in integralen Vorrichtungen mit FDWR-Geometrie unbedingt erforderlich.

Der Wasserstand des im numerischen Schema geteilten Ringraums wird in Abb. 62 und 63 gezeigt. Es ist zu beobachten, daß der zum gebrochenen Loop zugewiesene Teil des Ringraums (1F-Ringraum) - wie es zu erwarten war - sich schneller entleert. Der andere Teil (3F-Ringraum) erlebt aufgrund der partialen Trennung vom ersteren eine langsamere Entleerung. Obwohl es in Wirklichkeit zu zwei unterschiedlichen Wasserständen nicht kommen kann, dürfte die hier angewandte schematische Darstellung der Trägheit des Wassers im Ringraum Rechnung tragen. Im KfK werden derzeit 3D-Rechnungen durchgeführt /55/, die, da sie die Umfangsgeschwindigkeitsverteilung im Ringraum berechnen können, eine Antwort über diesen offenen Punkt möglicherweise geben können.

Abb. 64 und 65 zeigen den Kühlmitteltemperaturverlauf im Kern während des angenommenen Störfalles. Es ist zu beachten, daß eine Überhitzung des Fluids nur in der ersten Störfallphase (zwischen 2 und 10 Sek) festzustellen ist; danach bleibt die Mischung (überwiegend Dampf) im Sättigungszustand. In RELAP5/Mod.1 treten die Voraussetzungen für überhitzten Dampf erst wenn  $X_e \geq 1$  auf, d.h. wenn



$$X_e = \frac{U_{\text{sat}} - U_f^{\text{sat}}}{U_g - U_f} \geq 1 \quad (5.3.2.1)$$

G1. (5.3.2.1) führt zu:

$$U_g \geq \frac{U_g^{\text{sat}}}{X} - \frac{(1-X)}{X} U_f \quad (5.3.2.2)$$

Die Rechenerfahrung mit RELAP5/Mod.1 hat gezeigt, daß (5.3.2.2) zutrifft, nur wenn  $X \approx 1$ . Ansonsten wird die von außen auf das Fluid übertragene Energie dazu verwendet, Dampf im Sättigungszustand zu erzeugen. Der Einsatz in RELAP5/Mod.1 des Kondensations- bzw. Verdampfungsmodells als Ersatz der zweiten Energiegrundgleichung, die im Programm nicht eingebaut ist, führt im allgemeinen zu einer Unterschätzung der Hüllrohrtemperaturen in der späteren Phase der Druckentlastung, wie andere Autoren festgestellt haben (/20/,/21/,/56/) und wie auch in Kap. 3.5 berichtet wird. Daraus könnte man folgern, daß bei den vorliegenden LOCA-Rechnungen die Brennstabwandtemperaturen am Ende der Transiente etwas unterschätzt werden, obwohl wegen der gewählten Nodalisierung die Effekte des ins obere Plenum eingespeisten Notkühldurchsatzes im Zentralkanal des Kernes während der ersten 33 Sek noch nicht zu spüren sind (nur die Brennstäbe des sogenannten Randkanals werden vorweg gequenchet).

In Abb. 66 sind schließlich die zur Durchführung der vier vorgestellten Rechnungen benötigten Rechenzeiten gegenüber der reellen Transientenzeit aufgetragen. Wegen des Auftretens von Schwankungen haben die FDWR-Rechnungen mehr CPU-Zeit in Anspruch genommen als der DWR-Fall. Der heterogene Reaktor hat darüber hinaus wegen seiner komplexeren Nodalisierung (größere Anzahl von Veränderlichen im Grundgleichungssystem) die längste CPU-Zeit gefordert. Nur für die DWR-Rechnung war kein Restart-Lauf nötig.

### 5.3.3 Vergleich mit den mit RELAP5/Mod.1-EUR erzielten Rechenergebnissen

-----

Die wesentlichen, durch die FDWR spezifischen eingeführten Modifikationen bedingten Differenzen bei den Ergebnissen der LOCA-Rechnungen gegenüber der Ispra-Version des Programms (RELAP5/Mod.1-EUR) werden in den Abb. 67 bis 74 gezeigt. Abb. 67 und Abb. 68 zeigen insbesondere die Hüllrohrtemperaturen an der Heißstelle beider homogener Entwürfe, die mit RELAP5/Mod.1-KfK (FDWR-Version) und RELAP5/Mod.1-EUR ermittelt wurden. Die berechnete Maximaltemperatur ist ungefähr dieselbe bei beiden Versionen. Kleine Unterschiede ergeben sich bei einphasigem Wärmeübergang zwischen Brennstabwand und Dampf, weil in der FDRW-Version die Wärmeübergangskorrelation von Dalle Donne-Baxi und in der Ispra-Version die entsprechende Korrelation von Dittus-Boelter verwendet worden sind. Bei gleicher Kühlmitteltemperatur (wie es bei diesen Rechnungen der Fall ist) und bei gleichen hydraulischen Randbedingungen ist die Wrmebergangsrate mit dem Wrmebergangszahlwert von Dalle Donne-Baxi etwa kleiner als mit dem von Dittus-Boelter. Dadurch ergeben sich etwa höhere Wandtemperaturen. KHB-Bedingungen werden am Störfallbeginn von der Korrelation von Dalle Donne-Hame und von der von Hsu-Beckner zu demselben Zeitpunkt festgestellt: daraus ergibt sich derselbe Temperaturanstieg.

Den größten Unterschied zwischen den zwei Verläufen findet man am Ende des berechneten Zeitraumes, wo sich die Temperaturen beim FDWR mit größerem Stabgitter um 80°C und die beim FDWR mit engerem Gitter um 70°C unterscheiden. Dieser Unterschied ist auf den Verlauf der zugehörigen Massenströme (s. Abb. 60 und 70) zurückzuführen. Die durch die Einführung der neuen FDWR-Druckverlustbeziehungen erhöhte Reibung im Kern wirkt sich auf die durchströmende Wassermasse bei niedrigen Reynoldszahlen in der "KfK-Rechnung" <sup>1</sup> ziemlich stark aus. Wie man aus den Abb. 69 und 70 ersehen kann, sind die mit der KfK-Version berechneten Massenstromwerte ab 22 Sekunden deutlich niedriger als die der Ispra-Version.

Dieser Effekt ist auch im heterogenen Kern vorhanden. Die Anwesenheit der spezifischen Druckverlust-Beziehungen für das mit Spiral-

<sup>1</sup>Rechnung mit RELAP5/Mod.1-KfK

rippen versehene Blanket bei der KfK-Version des Codes führte zu einer ungleichmäßigen Strömungsverteilung zwischen Seed und Blanket. Das geschieht nicht mit der Ispra-Version, wie Abb. 71 und 72 zeigen. Dort sind die Hüllrohrtemperaturen des Seeds bzw. des Blankets für die zwei Programmversionen dargestellt. Die maximalen Temperaturen des Seeds im ersten Zeitbereich sind nach wie vor fast gleich in den zwei Rechnungen, während im zweiten Teil des betrachteten Zeitbereiches der von der Ispra-Version berechnete Temperaturverlauf sich nach und nach über den Verlauf hebt, den die KfK-Version liefert (die Differenz am Ende der Transiente beträgt  $200^{\circ}\text{C}$ ). Für die Maximaltemperaturen im Blanket gelten dieselben Bemerkungen wie beim Seed, aber die Temperaturen der späteren Temperaturverläufe sind gerade umgekehrt. Wegen des niedrigeren Widerstandes werden in der "Ispra-Rechnung"<sup>1</sup> höhere Massendurchsätze (ab 16 Sekunden) berechnet (s. Abb. 73), die die Wandtemperatur weiter abbauen (ca.  $50^{\circ}\text{C}$ ) gegenüber der KfK-Rechnung. Diese besondere Erscheinung bei der Ispra-Rechnung hat eine Verminderung des Seed-Massenstromes (Abb. 74) und dadurch eine Erhöhung der späteren Wandtemperaturen dort zur Folge, wie weiter oben schon erwähnt wurde. Vergleicht man die Ispra-Kurven der Abb. 73 und 74, so stellt man fest, daß sie voneinander geringfügig abweichen (gleichmäßige Massenstromverteilung zwischen Seed und Blanket). Große Unterschiede treten dagegen nur bei den KfK-Kurven als Rückwirkung der veränderten Widerstandsverhältnisse in den zwei Kernzonen auf. Die Temperaturwerte am Ende des Blow-down sind die Haupteingaben der darauffolgenden Kernflutrechnungen /45/. Erfahrungsgemäß spielen Temperaturunterschiede der in den RELAP5-Rechnungen festgestellten Größenordnung beim Fortschreiten der Quenchfront eine entscheidende Rolle. Deshalb ist eine möglichst genaue Bestimmung der Anfangstemperatur äußerst wünschenswert.

---

1

Rechnung mit RELAP5/Mod.1-EUR

## 5.4 Schlußfolgerungen

-----

Die wichtigsten Ergebnisse der LOCA-Rechnungen mit der KfK-RELAP5-Version für die vier Reaktoren sind in Tab. V zusammengefaßt.

Aus diesen Ergebnissen kann man folgendes schließen:

- Der vorgestellte heterogene Entwurf kann vom sicherheitstechnischen Gesichtspunkt her nicht akzeptiert werden.  
Grund dafür ist die während des LOCA-Störfalles im Seed aufgetretene Höchsthüllrohrtemperatur von 1285°C, die sich aus der Kombination einer verhältnismäßig hohen Brennstableistung und eines sehr geringen Kernmassendurchsatzes in der ersten Phase der Transiente ergibt.
- Die homogenen FDWR-Entwürfe scheinen auf der Basis des LOCA-Störfalles aufgrund der relativ niedrigen Brennstabwandtemperaturwerte akzeptierbar zu sein.

Durch das Anbringen der neuen Korrelationen stellte sich insbesondere bei dem Vergleich der LOCA-Rechnungen folgendes heraus:

- Die FDWR-Kerne und das Blanket des heterogenen Reaktors in der letzten LOCA-Störfallphase werden wegen der durch den Einsatz der neuen Druckverlustbeziehungen hervorgerufenen Erhöhung der Wandreibung von niedrigeren Massendurchsätzen durchströmt, was höhere Hüllrohrtemperaturen gegenüber den Rechnungen mit der ursprünglichen Version zur Folge hat.
- Im Seed des heterogenen Entwurfes wurden dagegen mit der neuen Version niedrigere Hüllrohrtemperaturen ermittelt, da der von den Gitterabstandshaltern gebotene Widerstand, auch unter Berücksichtigung der Re-Abhängigkeit, die gesteigerte Reibungsfähigkeit des Blankets nicht ausgleichen kann. Deshalb ergibt sich eine Strömungseinteilung im heterogenen Kern zugunsten des Seeds.

- Durch die Verwendung der Bowring-KHB-Beziehung in der neuen Version wird eine gegenüber der Rechnung mit der Ispra-Version früher auftretende KHB-Bedingung festgestellt, die dementsprechend zu einem höheren Maximalwert der Brennstabwandtemperatur führt.

Die DWR-Rechenergebnisse stimmen wohl gut mit denen einer analogen, früher veröffentlichten Rechnung /57/ überein. Besonders gut ist die Übereinstimmung des Hüllrohrtemperaturverlaufes an der Heißstelle in den ersten 20 Sek. der Transiente. Die nachfolgende Temperaturabnahme ist nicht so ausgeprägt wie in der vorliegenden Arbeit. Die niedrigste Hüllrohrtemperatur dort unterschreitet nicht 850°C ( $\approx 100^\circ\text{C}$  mehr)

Ein Vergleich der vorliegenden Ergebnisse von DWR-Hüllrohrtemperaturen von mittleren Brennstäben mit denen aus einer vorhergehenden, anhand des Codes TRAC-PF1 durchgeführten Untersuchung /54/, ergibt eine positive Diskrepanz von 30°C. Die genannte TRAC-PF1-Rechnung war im Gegensatz zu dieser eine Best-Estimate-Analyse, und das könnte die etwas niedrigeren Werte rechtfertigen.

Die Resultate der Analyse von S. Schumann /12/ bezüglich der DWR-LOCA-Rechnungen weisen einen um 50°C niedrigeren Maximalwert der "Hot-Spot"-Temperatur auf, wenn man als Vergleichspunkt die oben vorgestellte Rechnung mit der KHB-Beziehung von Hsu-Beckner annimmt. Nach der Erreichung dieses Spitzenwertes verläuft diese Temperatur in guter Übereinstimmung mit der genannten Vergleichsrechnung und nähert sich dem gleichen Wert am Ende der Blowdown-Phase: 750°C.

Die ebenfalls in /12/ dargestellte FDWR-LOCA-Rechnung erbrachte gegenüber den FDWR-Untersuchungen dieser Arbeit weitgehend optimistischere Ergebnisse. Dort wurde z.B. für einen homogenen Reaktor mit  $p/d=1.12$  eine "Hot-Spot"-Temperatur von 600°C erhalten, ca. 500°C unterhalb der entsprechenden RELAP5-Ergebnisse. Allein die Tatsache, daß das in /12/ verwendete Code-System das Ungleichgewicht der Phasen nicht berücksichtigen kann reicht nicht aus, um eine befriedigende Rechtfertigung des großen Unterschieds aufzubringen. Weitere vertiefte Studien über die physikalischen Grund-

lagen der einzelnen benutzten Programme und deren Auswirkungen in der praktischen Anwendung wären in Hinsicht auf diese Fragestellung erforderlich.

DWR-LOCA-Rechnungen wurden auch mit dem Code DRUFAN-02 durchgeführt und in /58/ veröffentlicht. Die Tab. VI zeigt einen Vergleich der in dieser Arbeit dargestellten mit denen in /58/ veröffentlichten Ergebnisse, die trotz der Anwendung zweier auf verschiedenen Grundansätzen basierenden Rechenprogramme übereinstimmen.

Aus der Überprüfung der einzelnen Tabelleneinträge läßt sich schließen, daß die wesentlichen Vorgänge der Druckentlastungsphase in ähnlicher Weise von DRUFAN-02 und RELAP5/Mod.1 simuliert worden sind.

Tabelle IV: Wichtigste thermohydraulische Ergebnisse der stationären Rechnungen zur Ermittlung des Anfangszustandes bei den vier betrachteten Reaktoren

	Referenz DWR	Homog.FDWR (weites Gitter)	Homog.FDWR (enges Gitter)	Heterog.FDWR	
				Seed	Blanket
Druckverlust über den Kern (bar)	1.25	2.58	3.70	3.27	
Primärkühlmittel- durchsatz (kg/s)	18801	17942	17112	17370	
Kühlmitteltempera- tur am Kerneintritt (°C)	290.9	289.8	287.1	289.5	
Kühlmitteltemperatur am Kernaustritt(°C)	326.7	326.8	326.5	326.6	
Kühlmitteldruck am Kernaustritt (bar)	158.2	158.4	158.4	158.2	
Mittlere Wasserge- schwindigkeit im Kern (m/s)	4.50	5.79	6.68	6.46	6.37

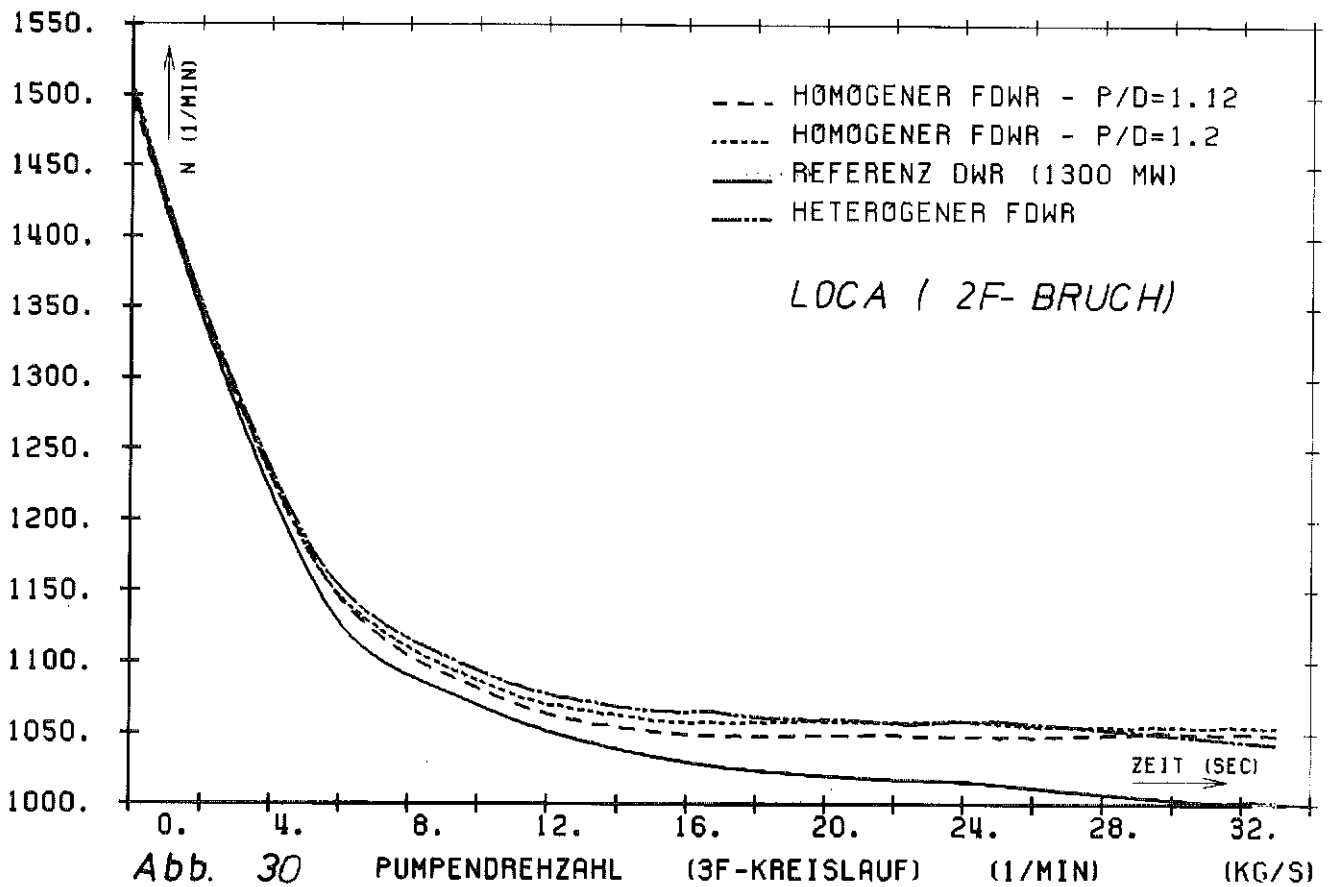
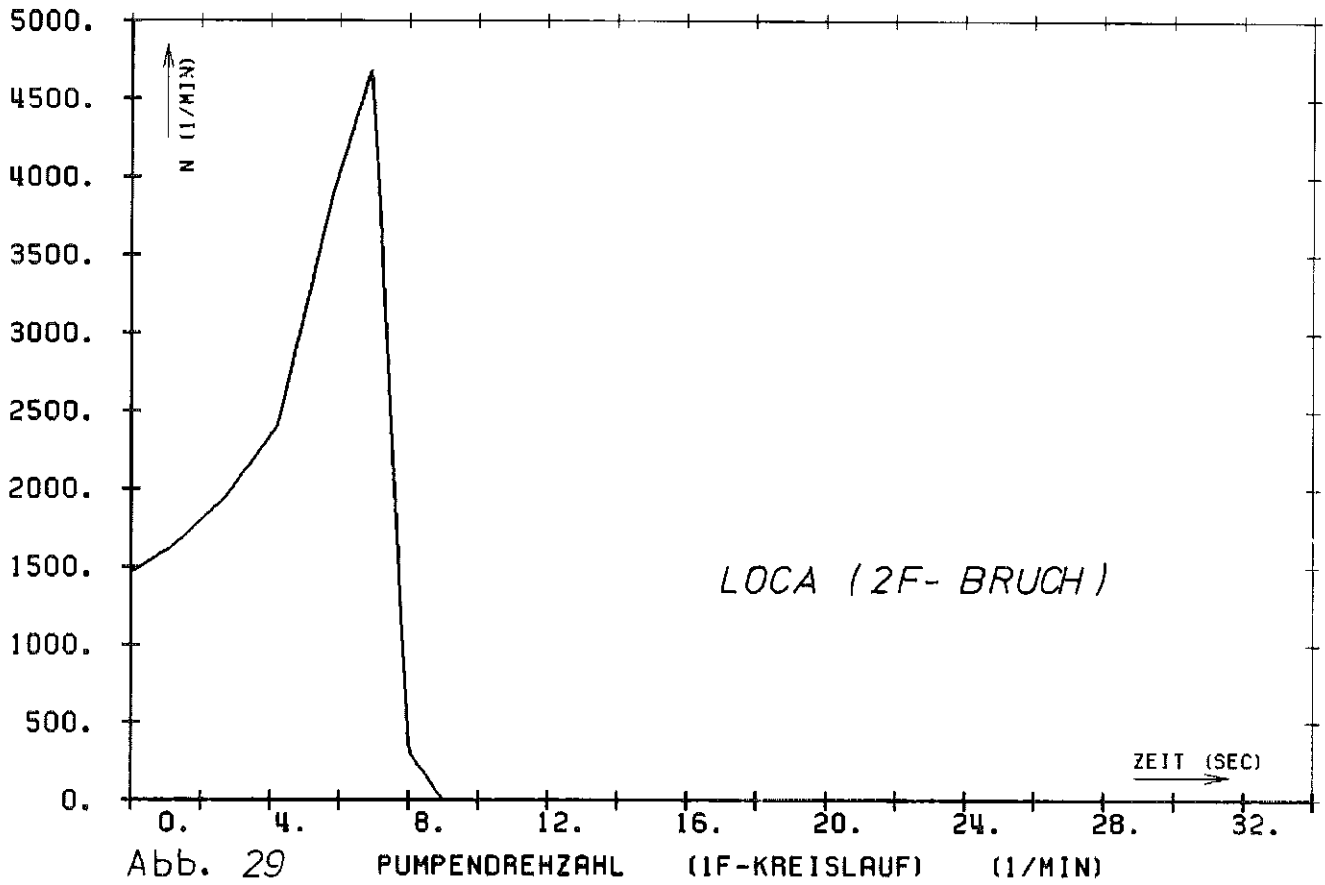
Tabelle V: Hauptergebnisse der LOCA-Rechnung für die vier betrachteten Reaktoren

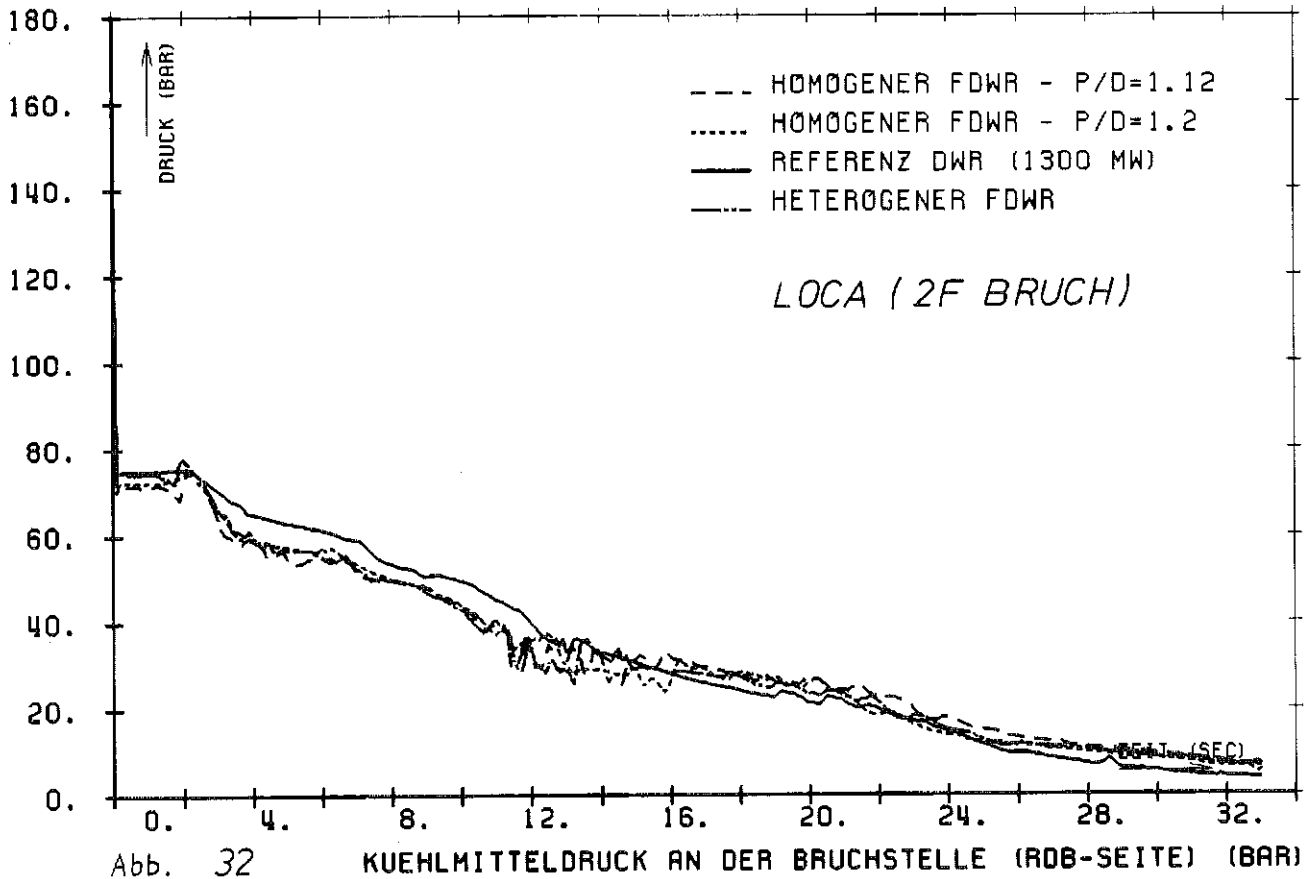
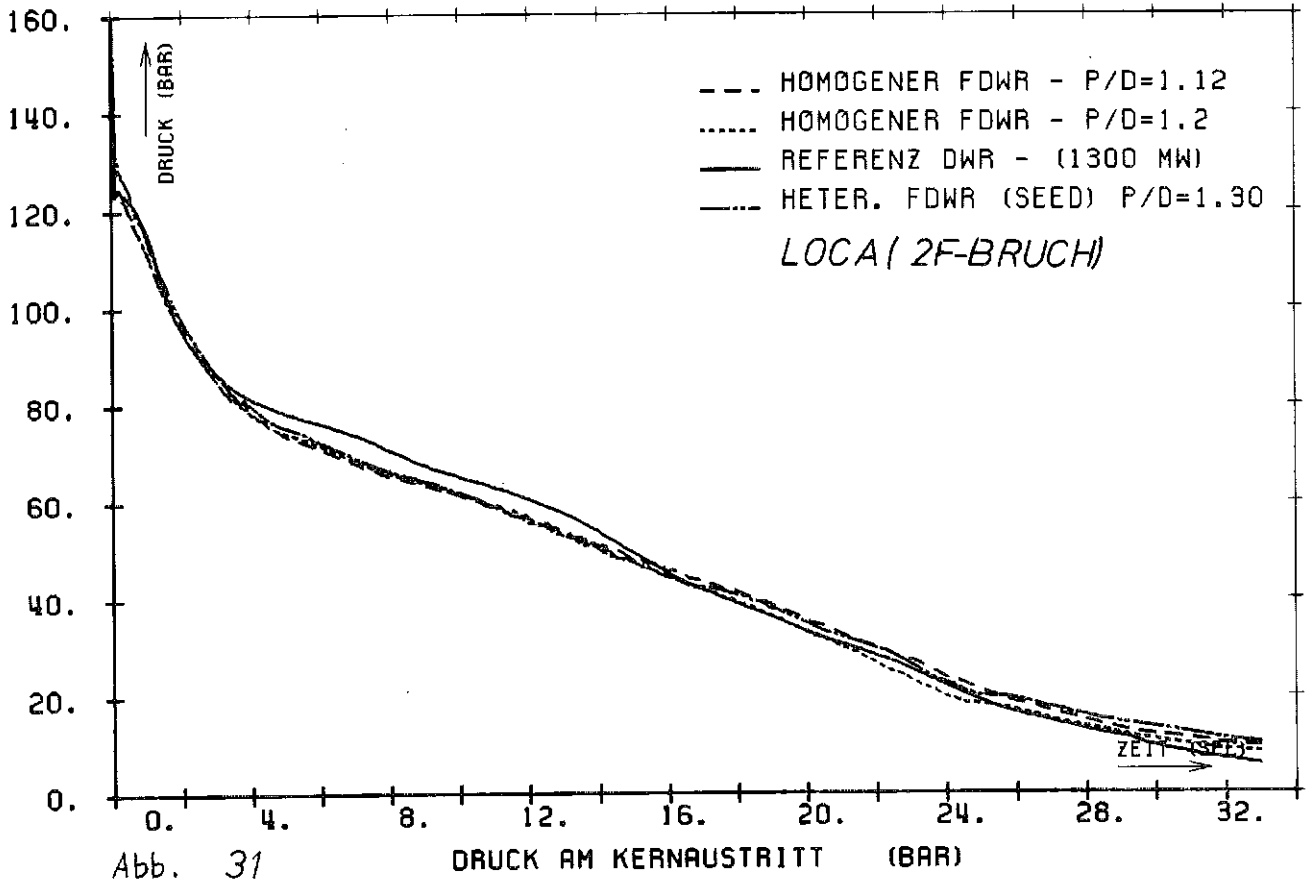
Reaktor	Berechnete Zeit(s)	max. Massenstrom am Bruch (kg/s)	Systemdruck am Ende der Transiente (bar)	Max. Hüllrohrtemp. an der Heißstelle (°C)	Hllrohrtemp. an der Heißstelle am Ende der Transiente (°C)
Referenz DWR	33	38523	5.37	1040	730
Homog. FDWR (weites Gitter)	33	41284	8.34	1120	583
Homog. FDWR (enges Gitter)	33	41342	9.52	1100	484
Heterog. FDWR Seed Blanket	33	42554	10.23	1285 975	187 480

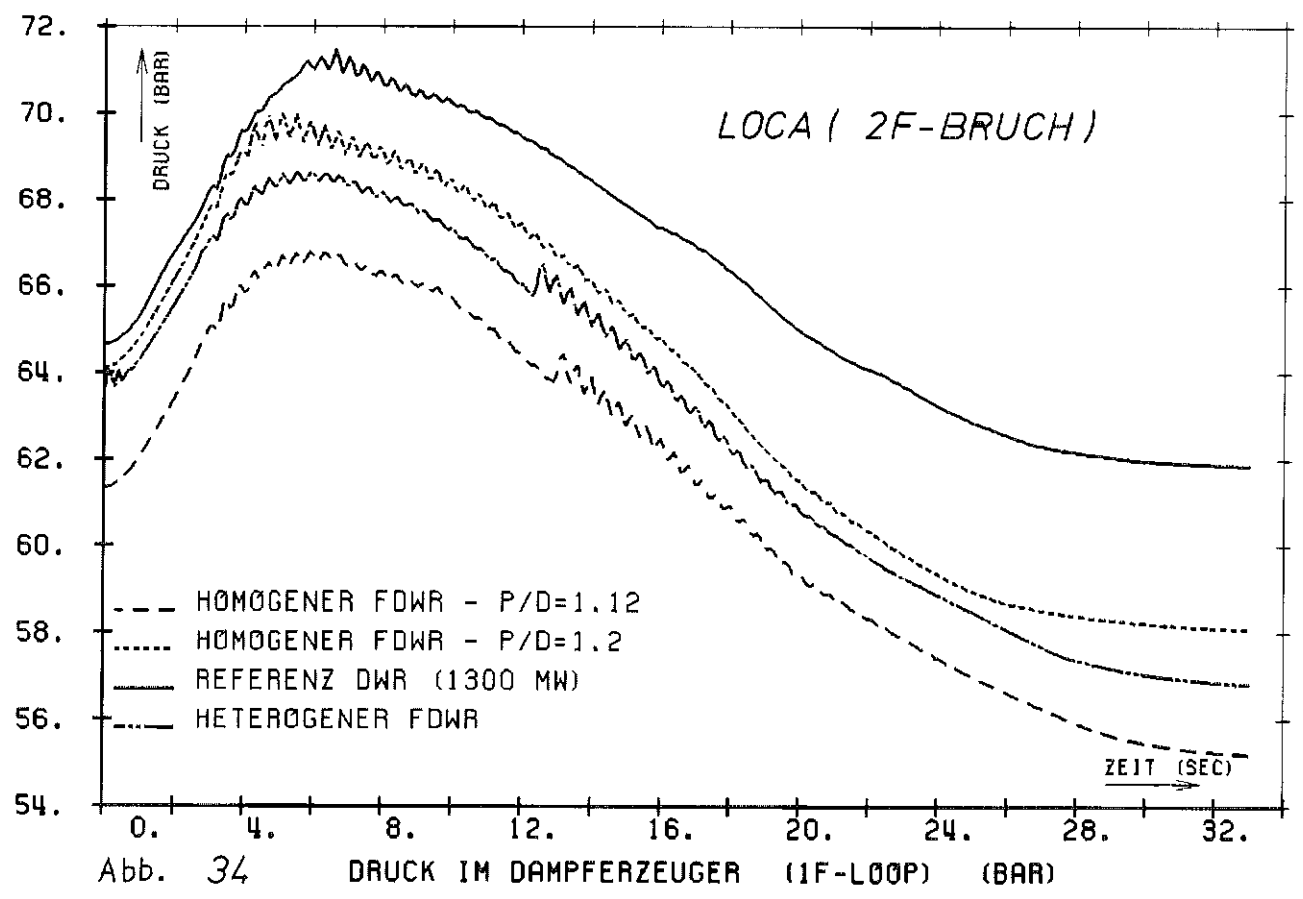
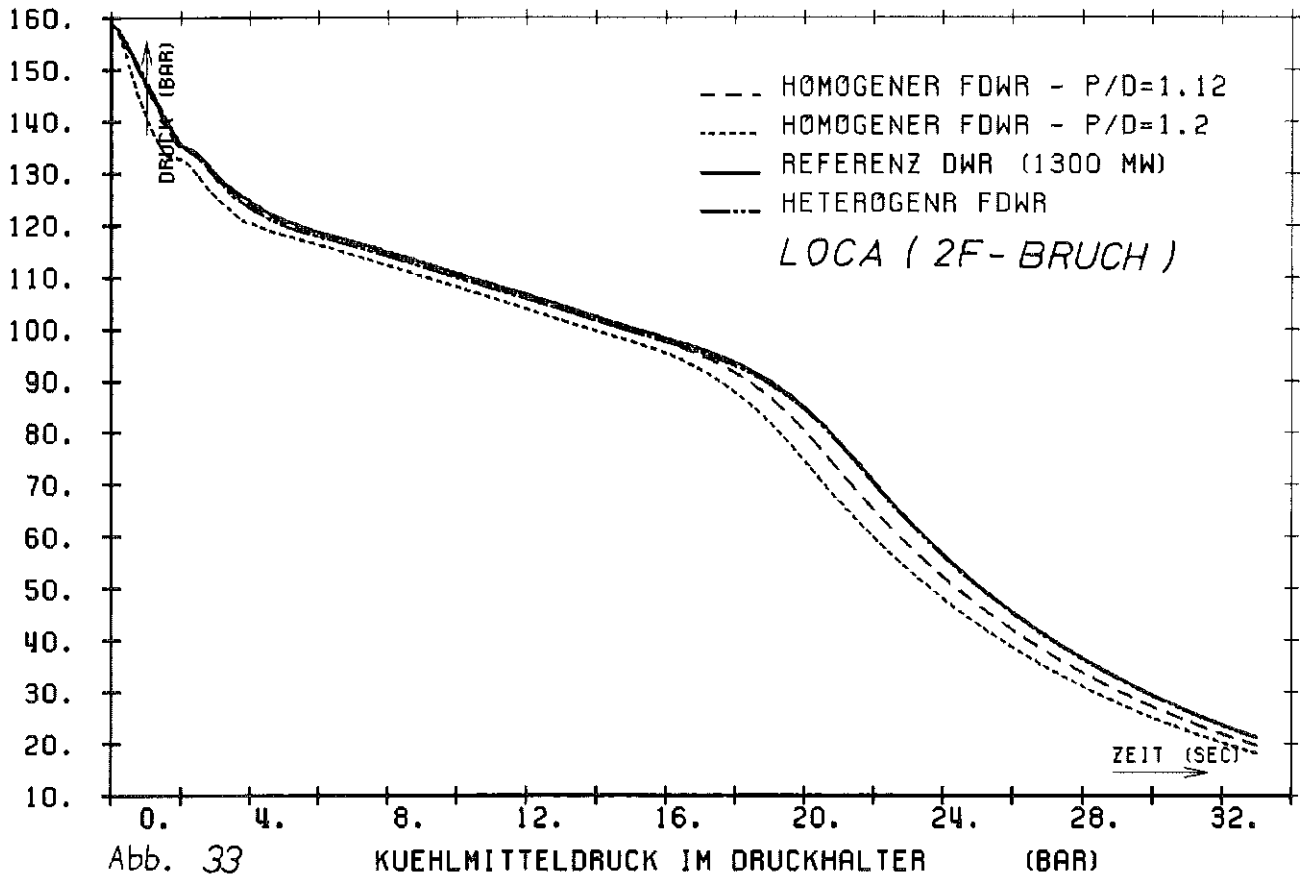


Tabelle VI: Gegenüberstellung zwischen den Hauptergebnissen der vorliegenden LOCA-Rechnung und denen der Ref.58 für den Referenz-DWR

Größe	RELAP5/Mod1	DRUFAN-02
max. Hüllrohrtemperat. (mittlerer Brennstab) (°C)	630	630
Hüllrohrtemperatur am Ende der Druckentlastungsphase (mittlerer Brennstab) (°C)	430	540
Max. Massenstrom am Bruch (kg/s)	38500	41400
Systemdruck am Ende der Druckentlastungsphase (bar)	5.37	5.25
Zeitpunkt der maximalen Hüllrohrtemperatur (mittlerer Brennstab) (s)	3.9	7.5
Anfang der Stagnationsphase im Kern (s)	8.3	9
Zeitpunkt der Entleerung des Druckhalters (s)	20	12
Druckspeichereinspeisungsbeginn (s)	22.6	21.05







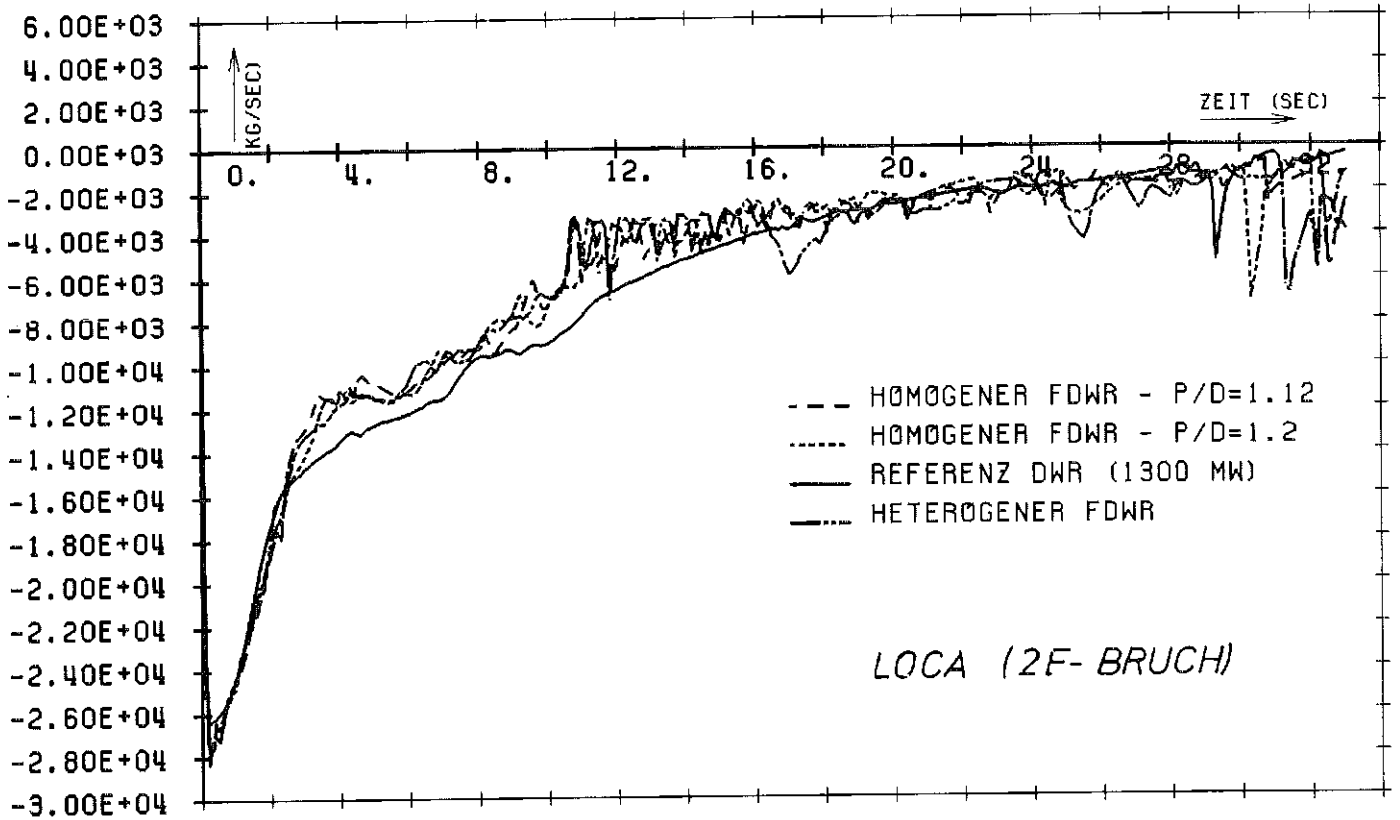


Abb. 35      MASSENSTROM AM BRUCH - RDB-SEITE      (KG/SEC)

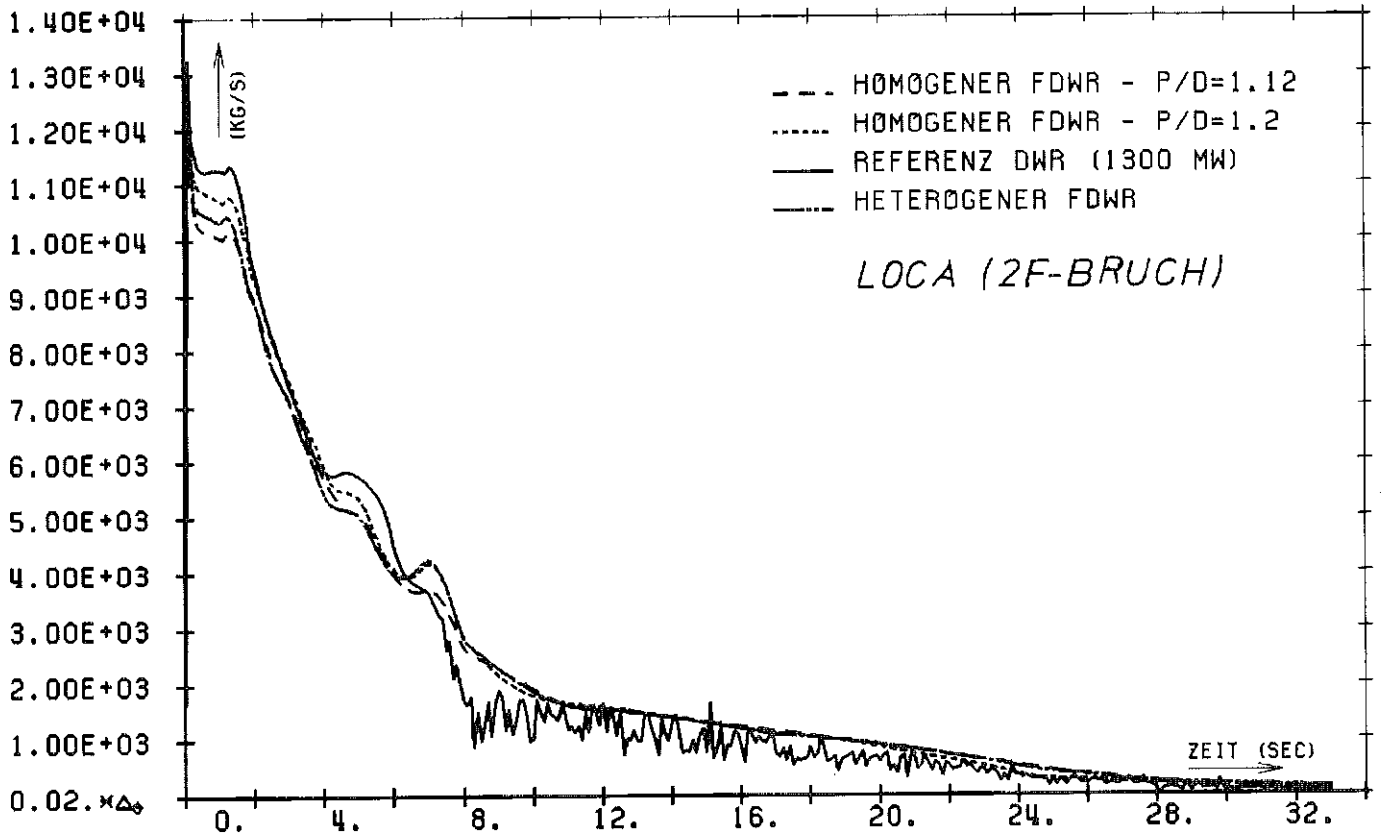


Abb. 36      MASSENSTROM AM BRUCH (PUMPENSEITE)      (KG/S)

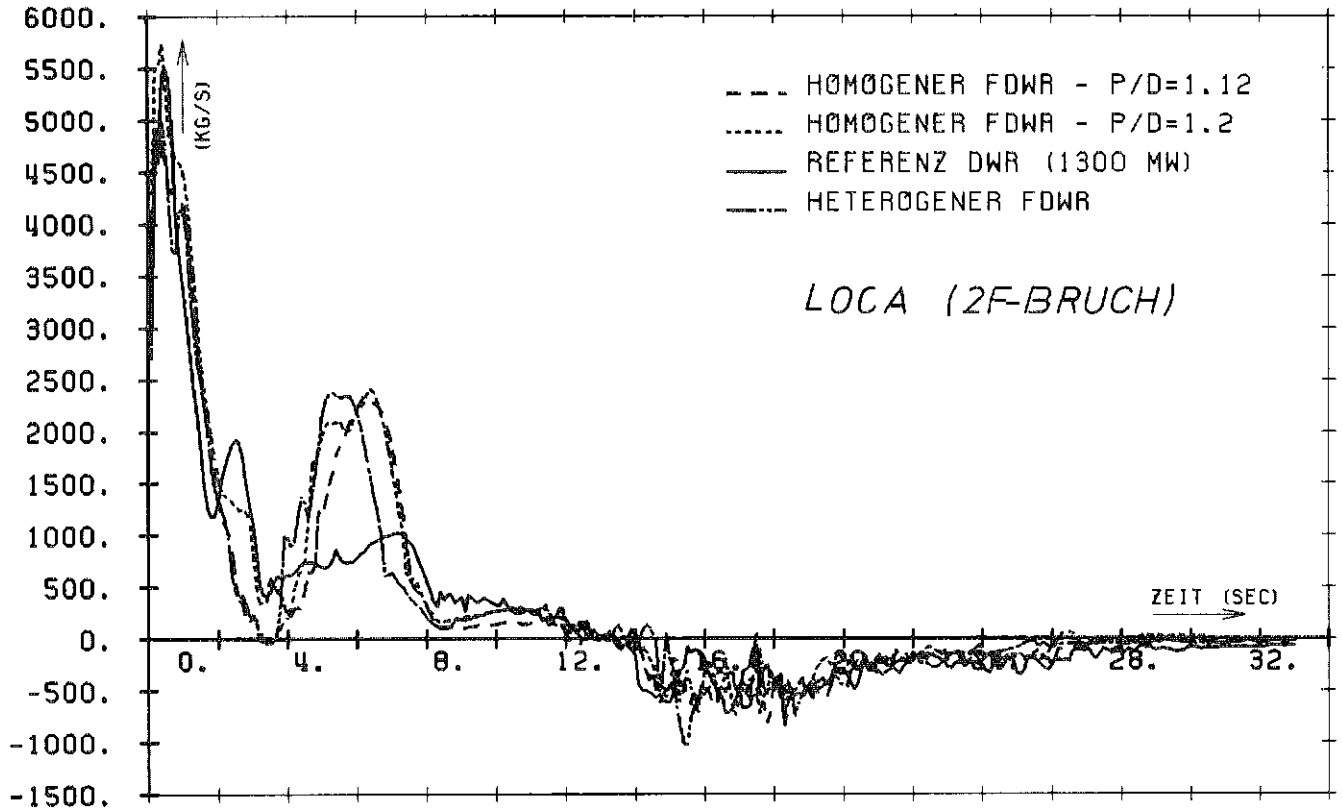


Abb. 37 KUELMITTELDURCHSATZ AM RDB-AUSTRITT (1F-LOOP) (KG/S)

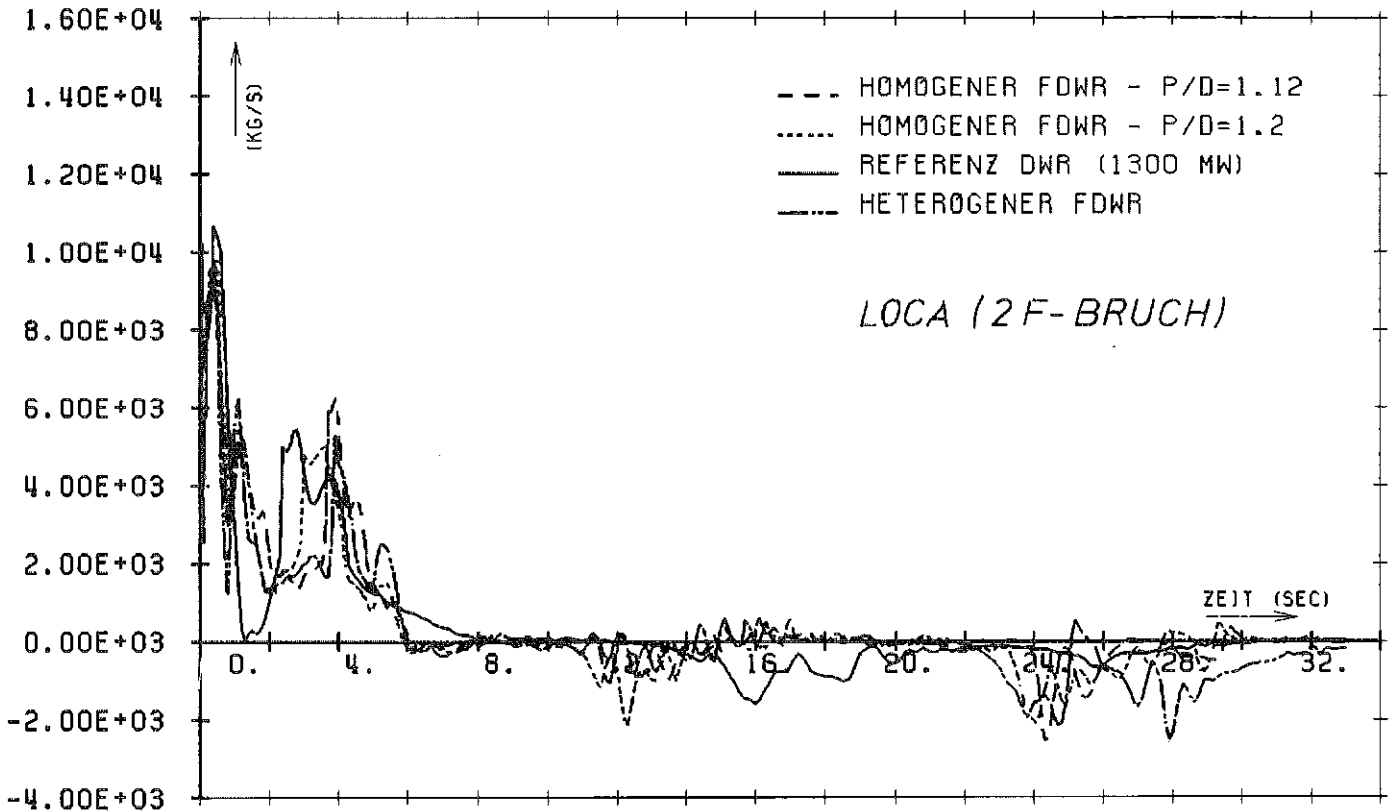


Abb. 38 KUELMITTELDURCHSATZ AM RDB-AUSTRITT (3F-LOOP) (KG/S)

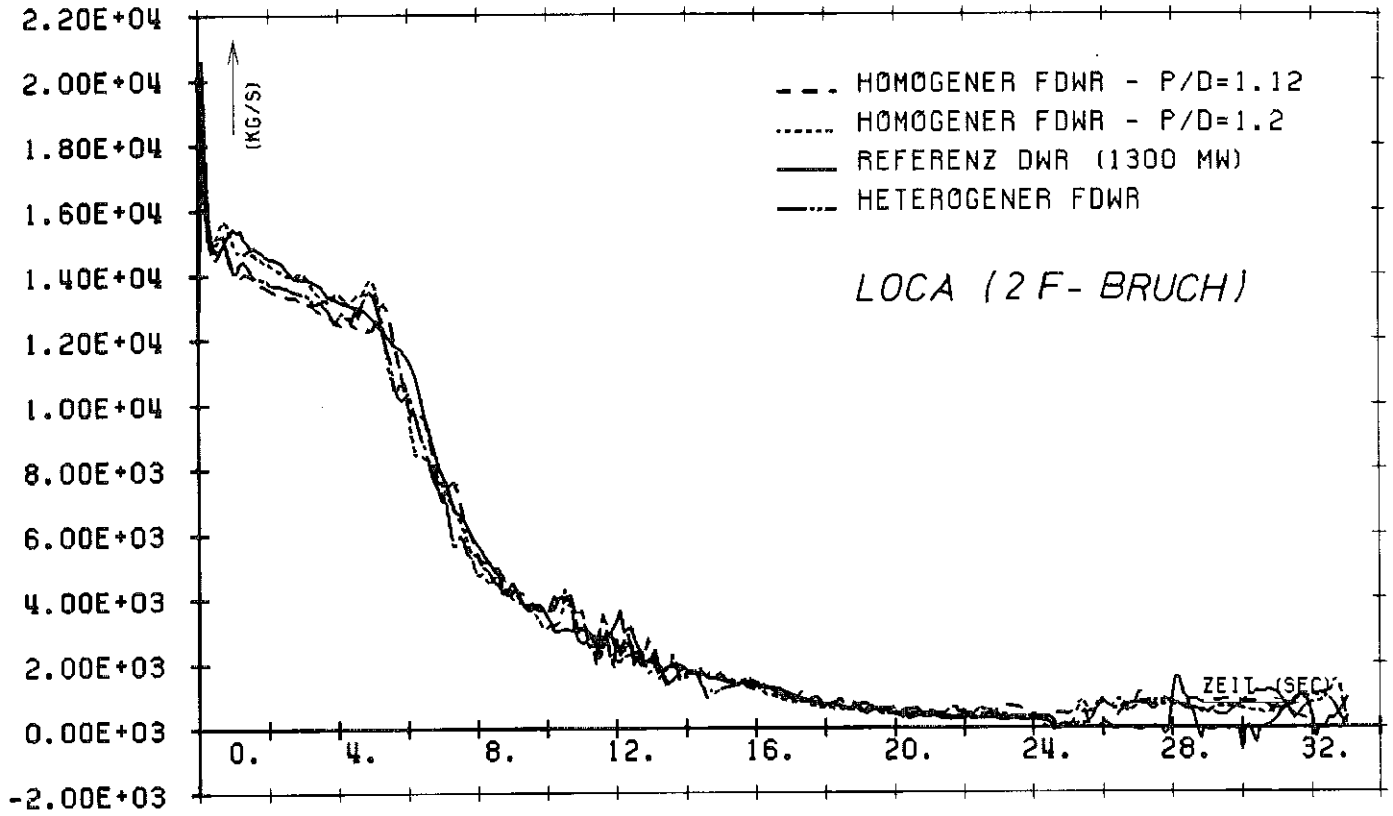


Abb. 39 KÜHELMITTELDURCHSATZ AM ROB-EINTRITT (3F-LOOP) (KG/S)

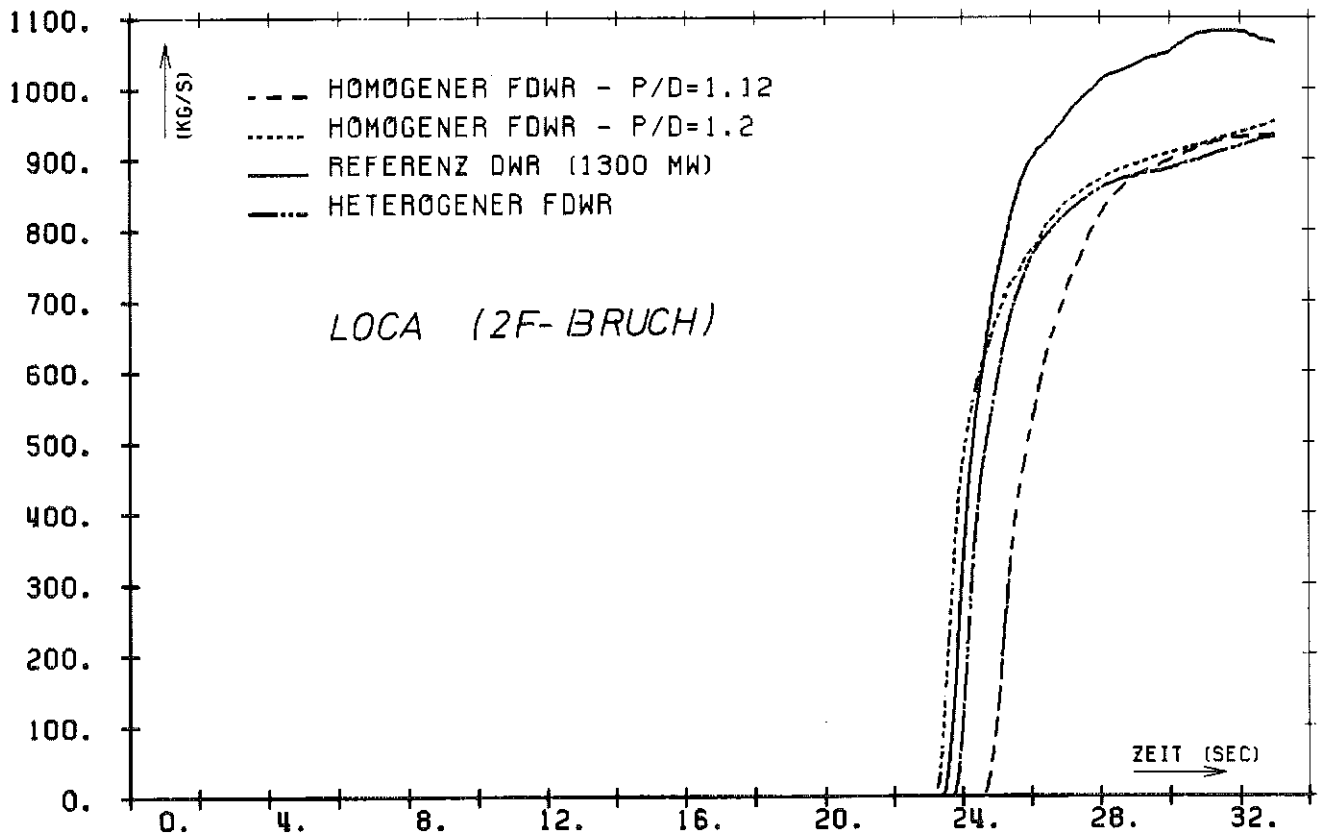
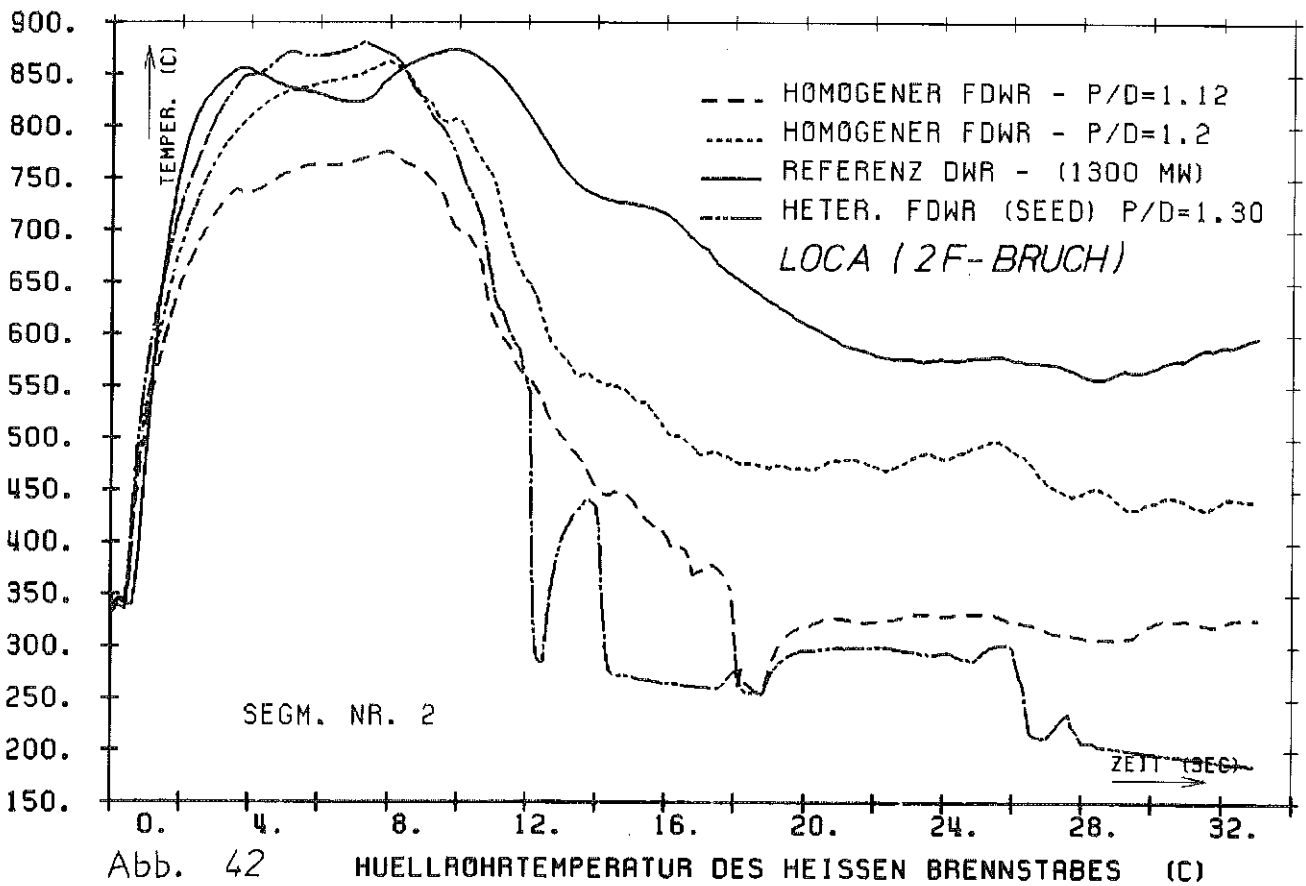
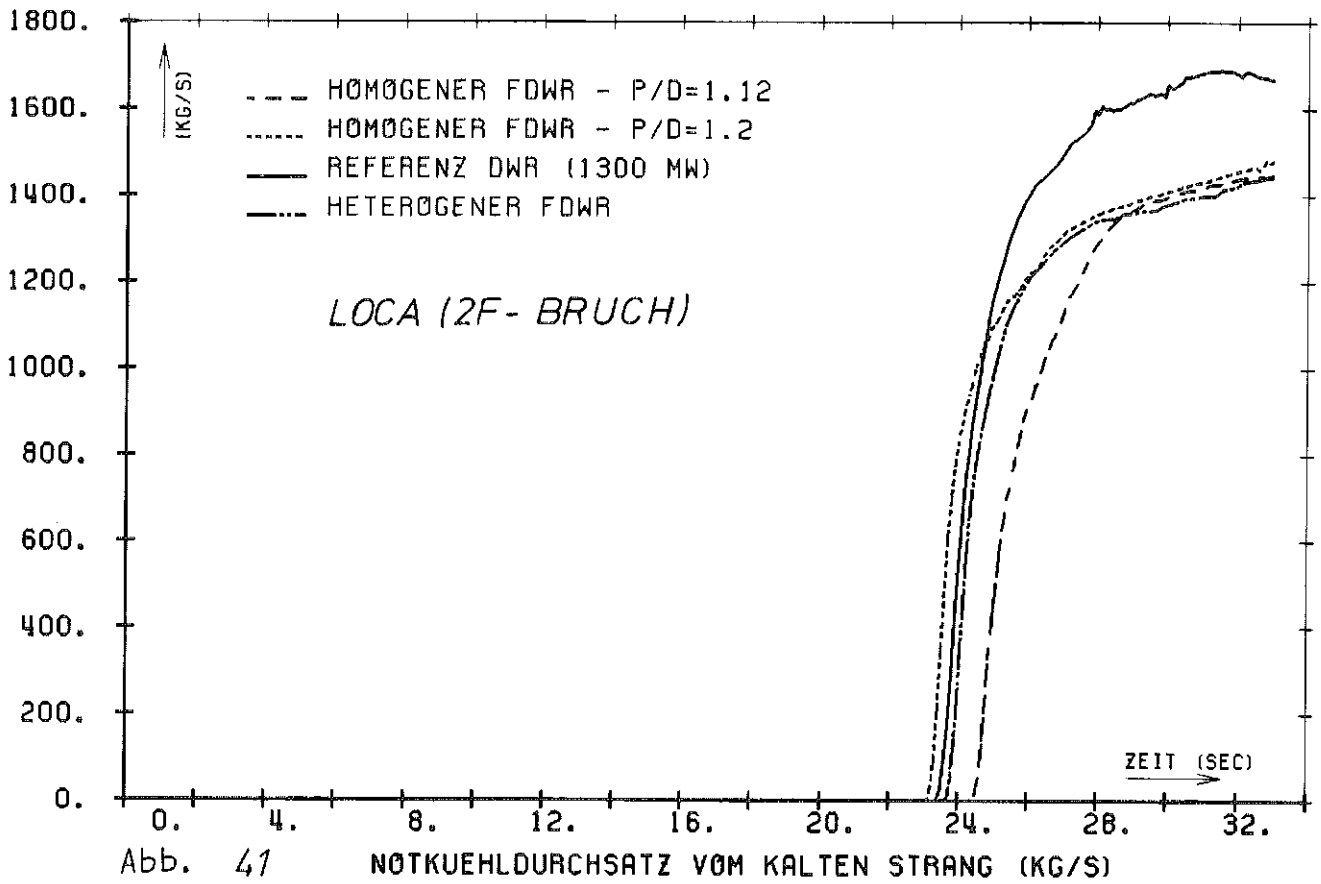
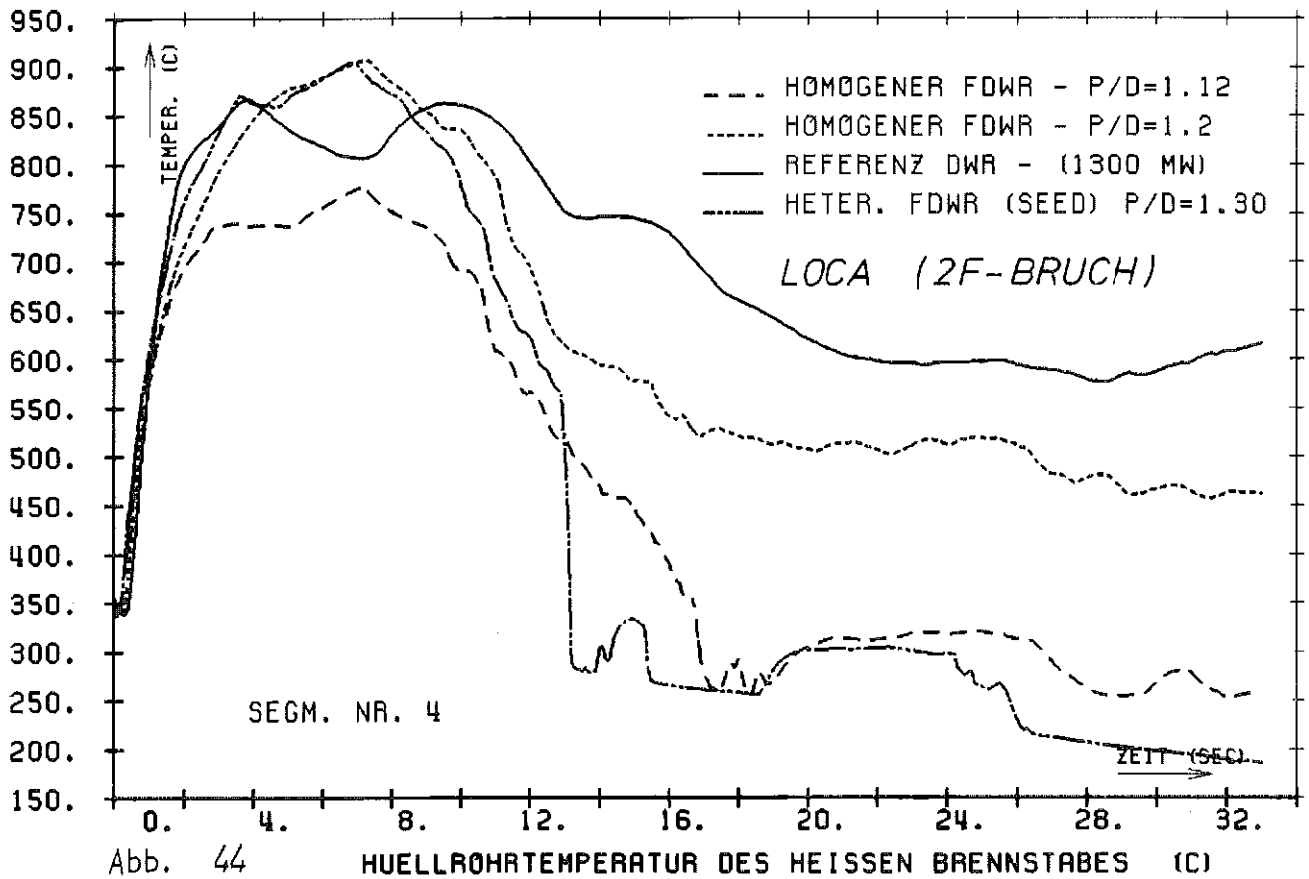
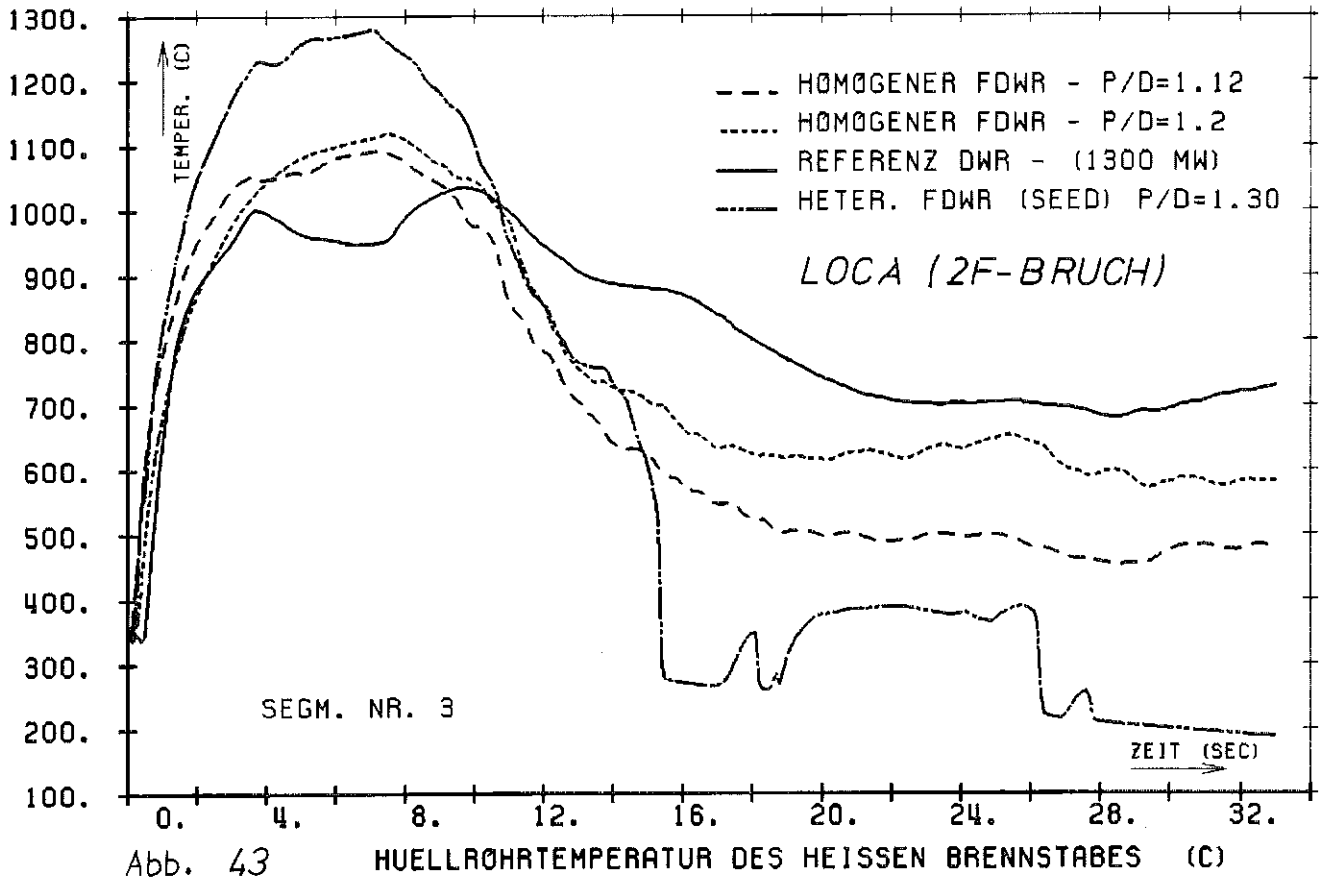
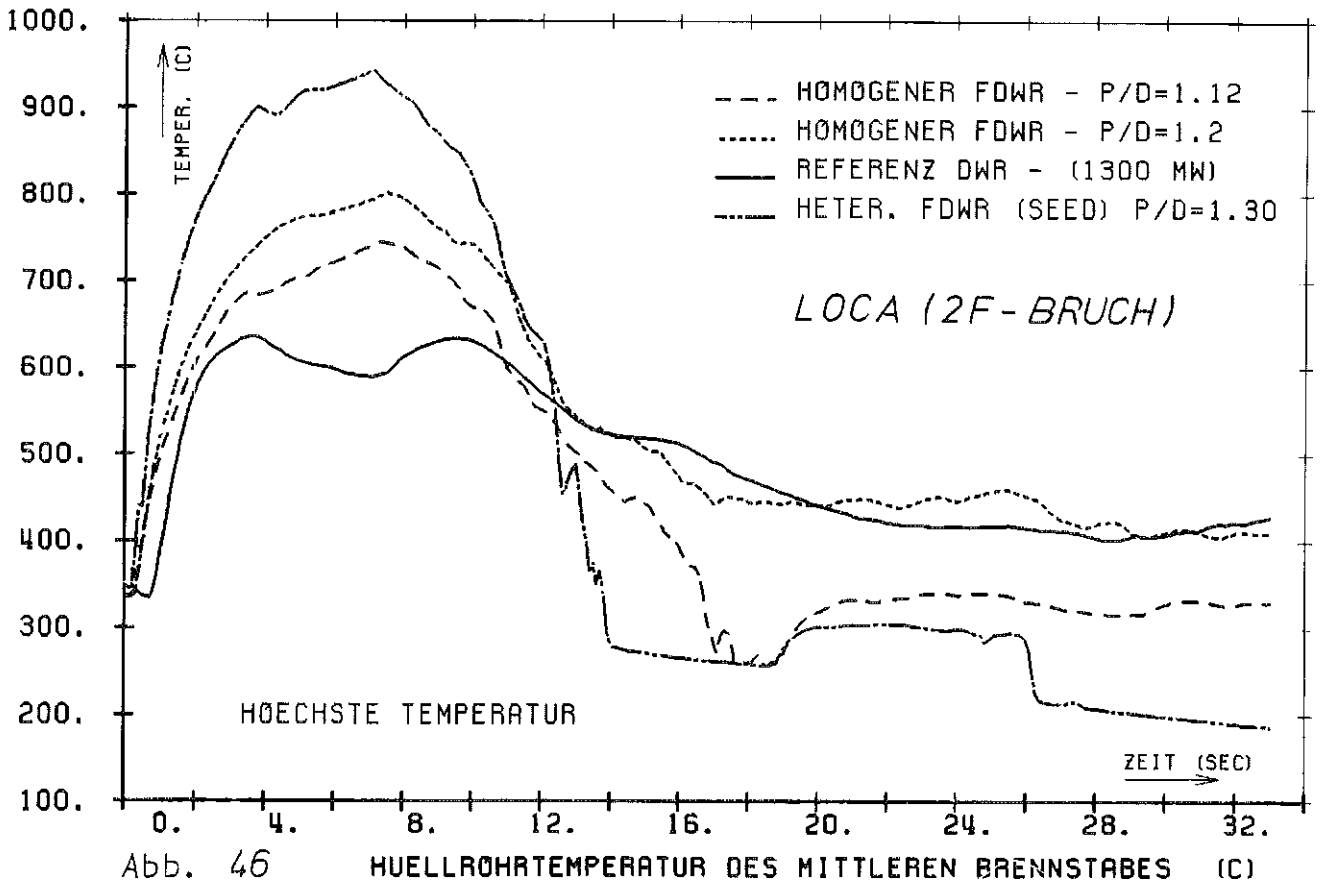
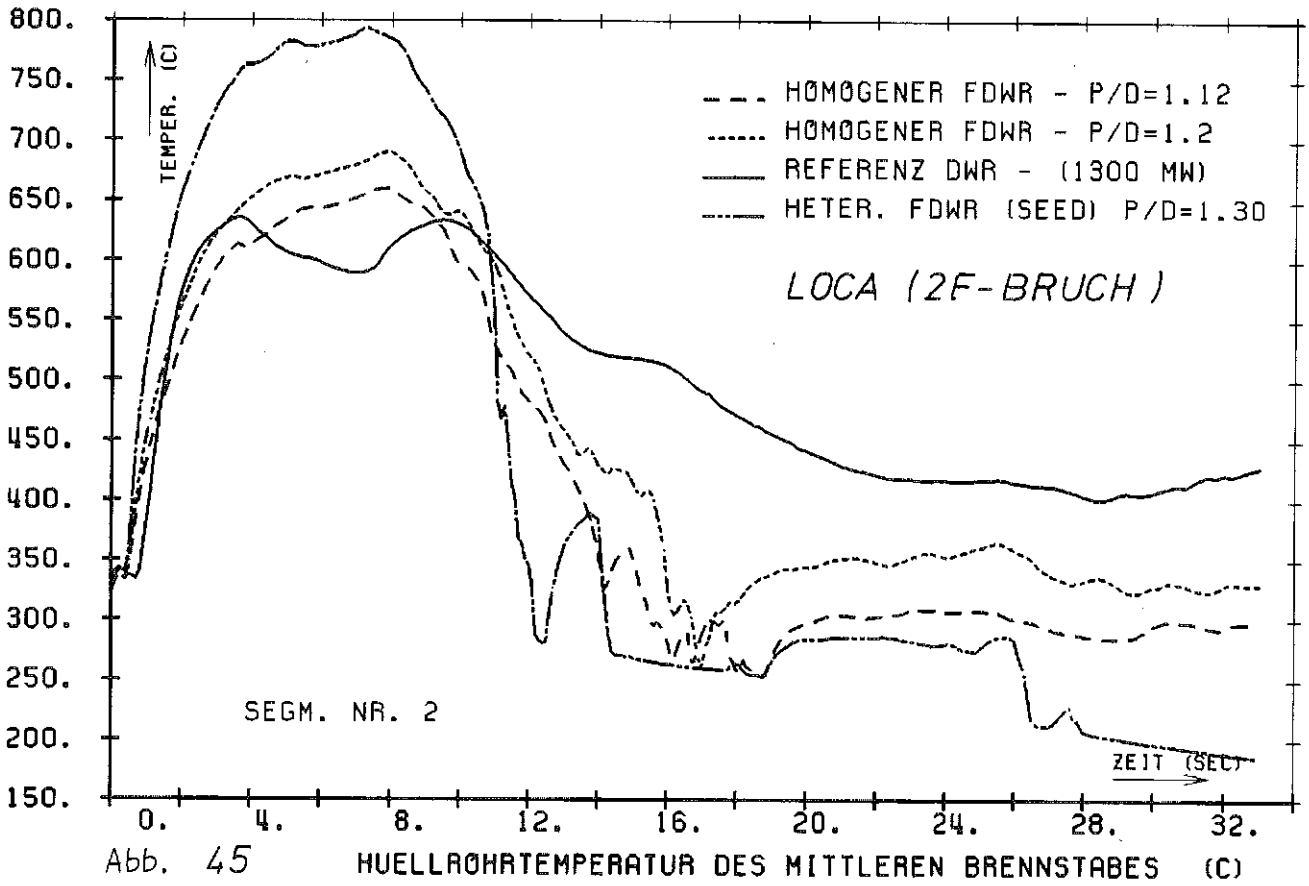


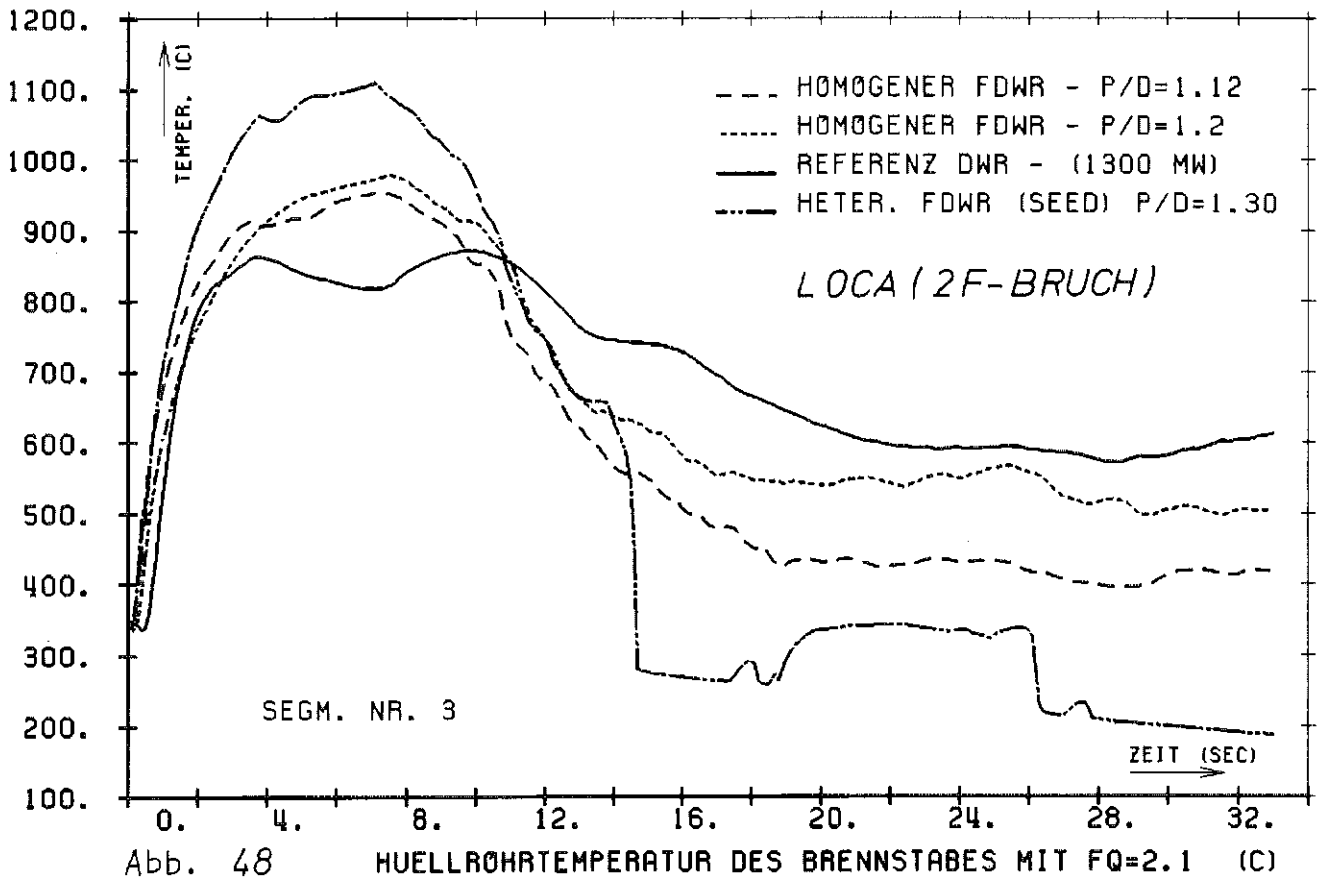
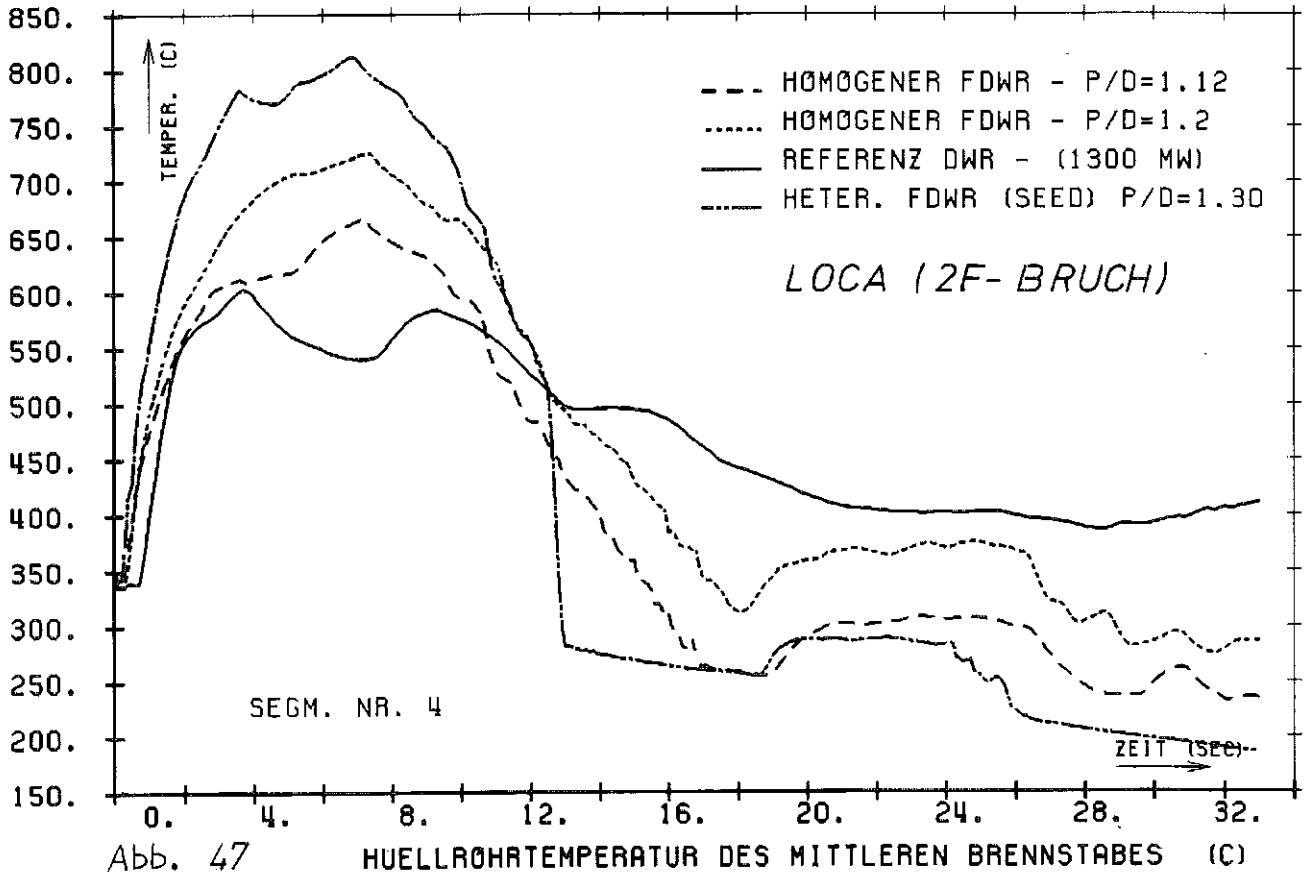
Abb. 40 NOTKUEHL DURCHSATZ VOM HEISSEN STRANG (KG/S)

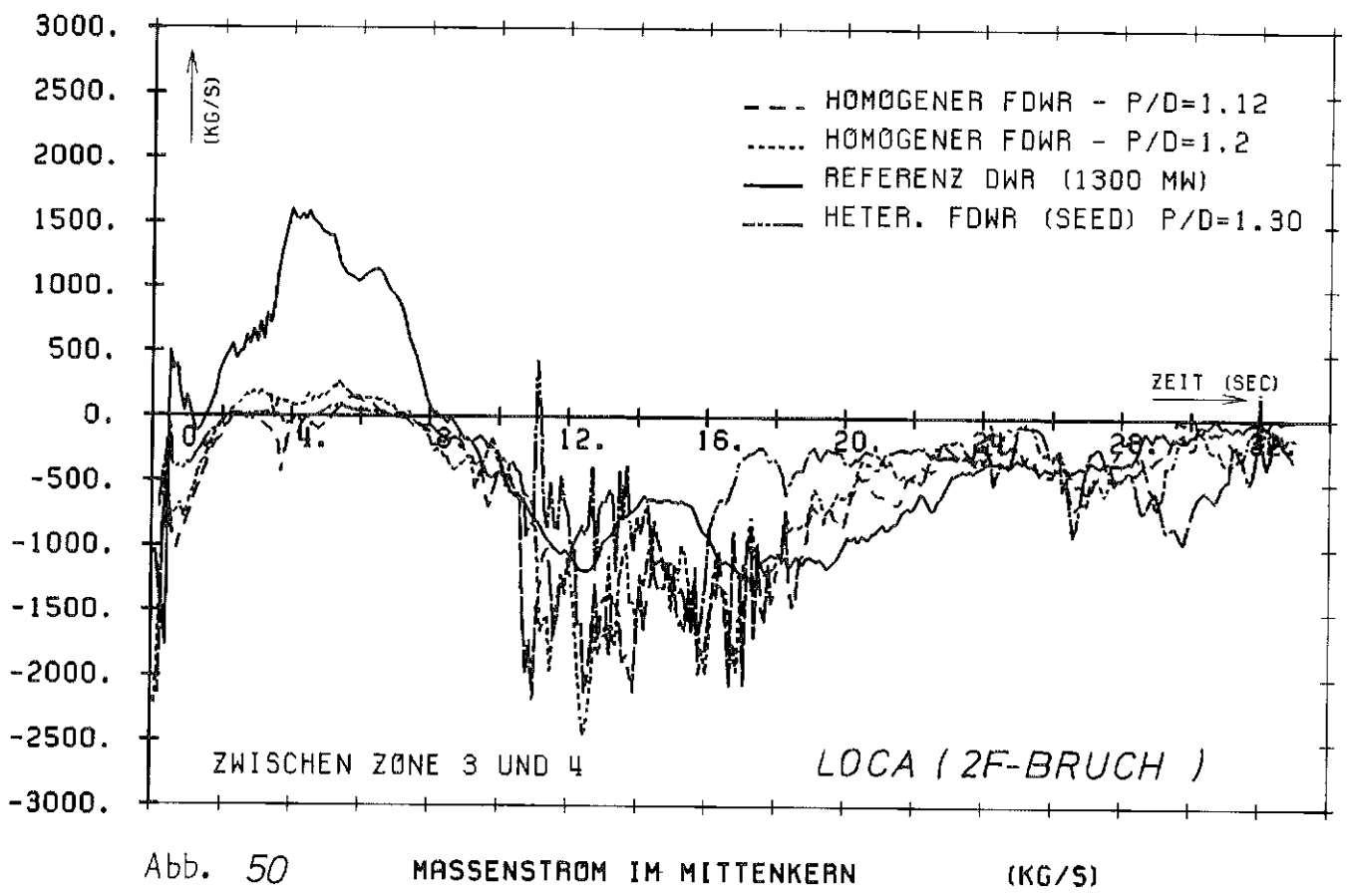
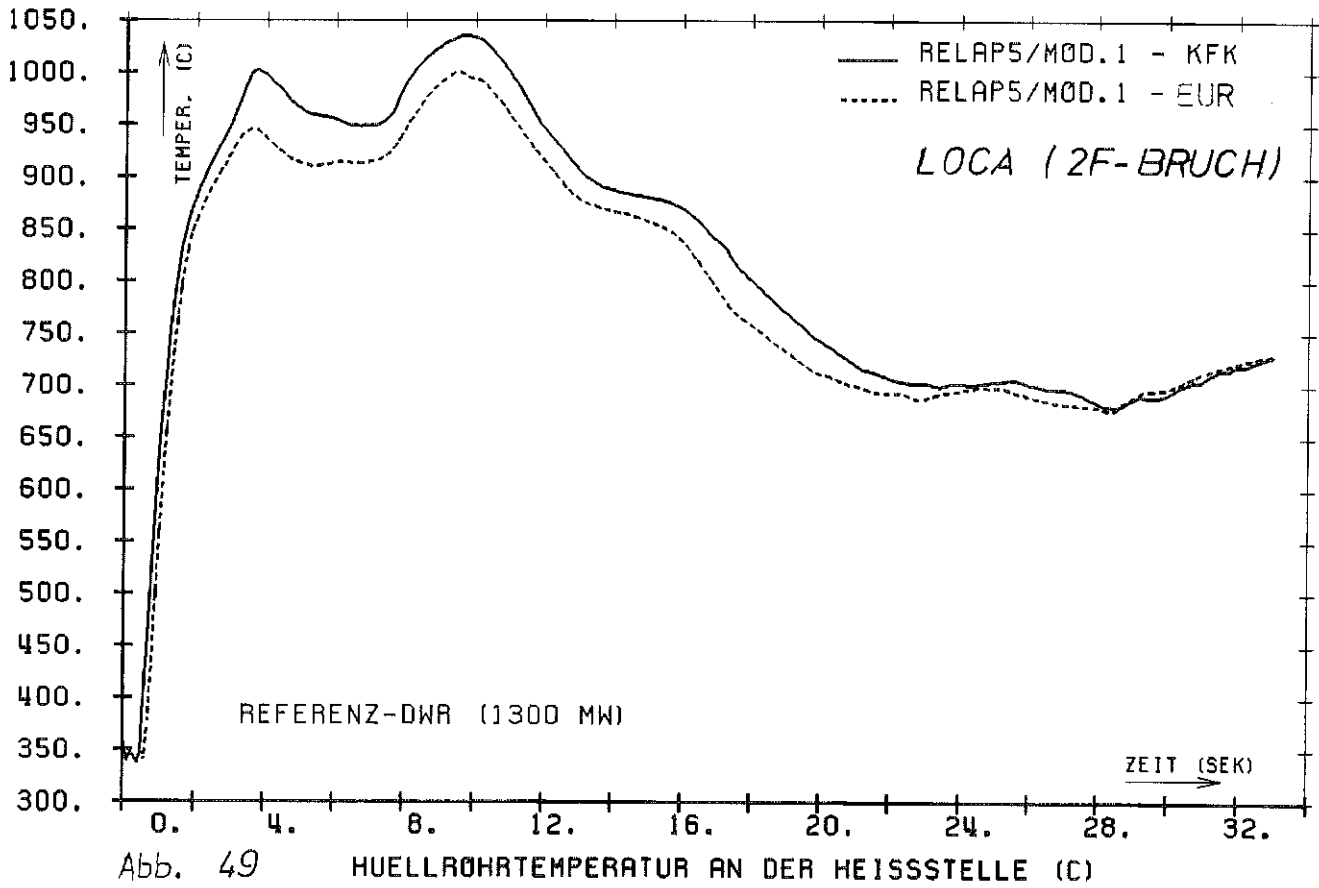


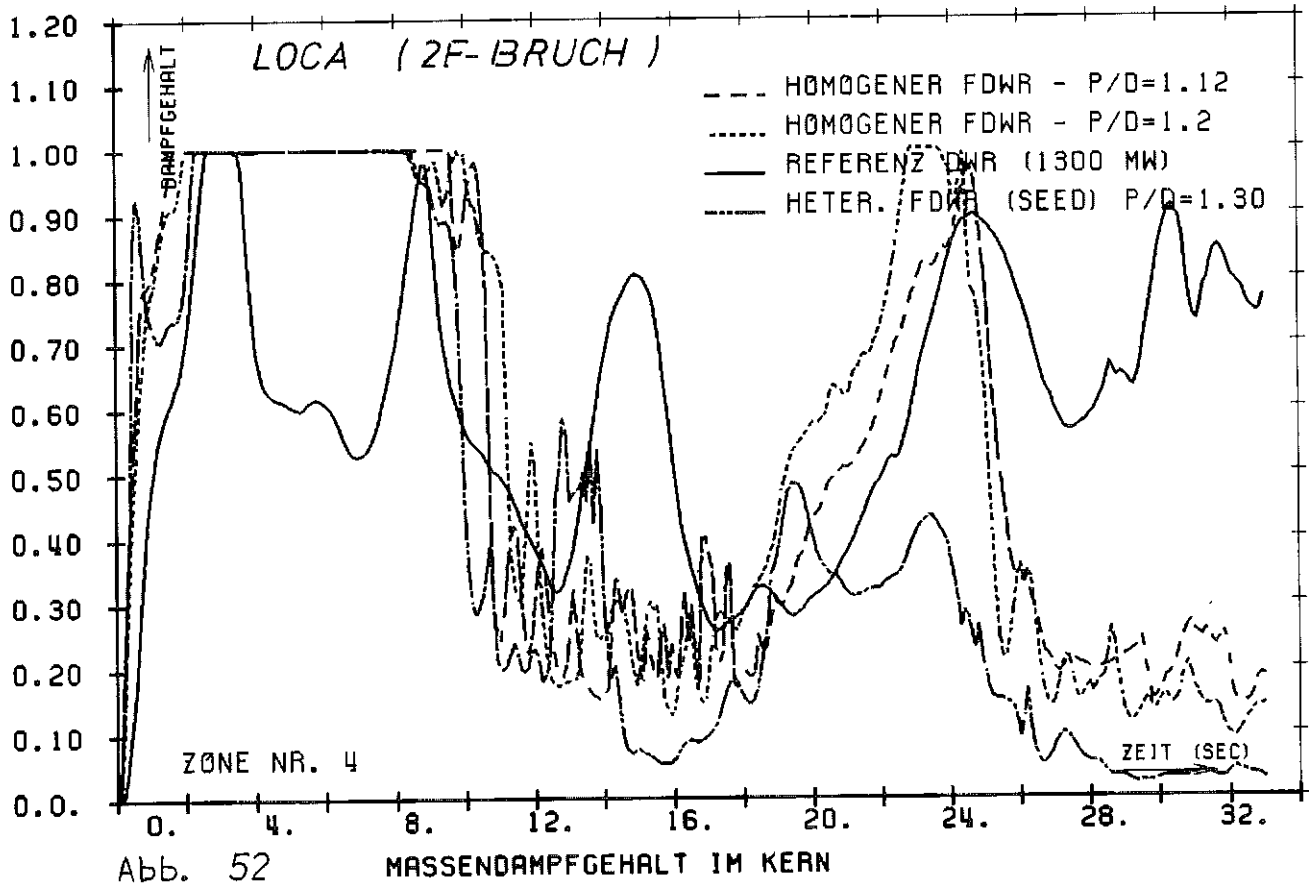
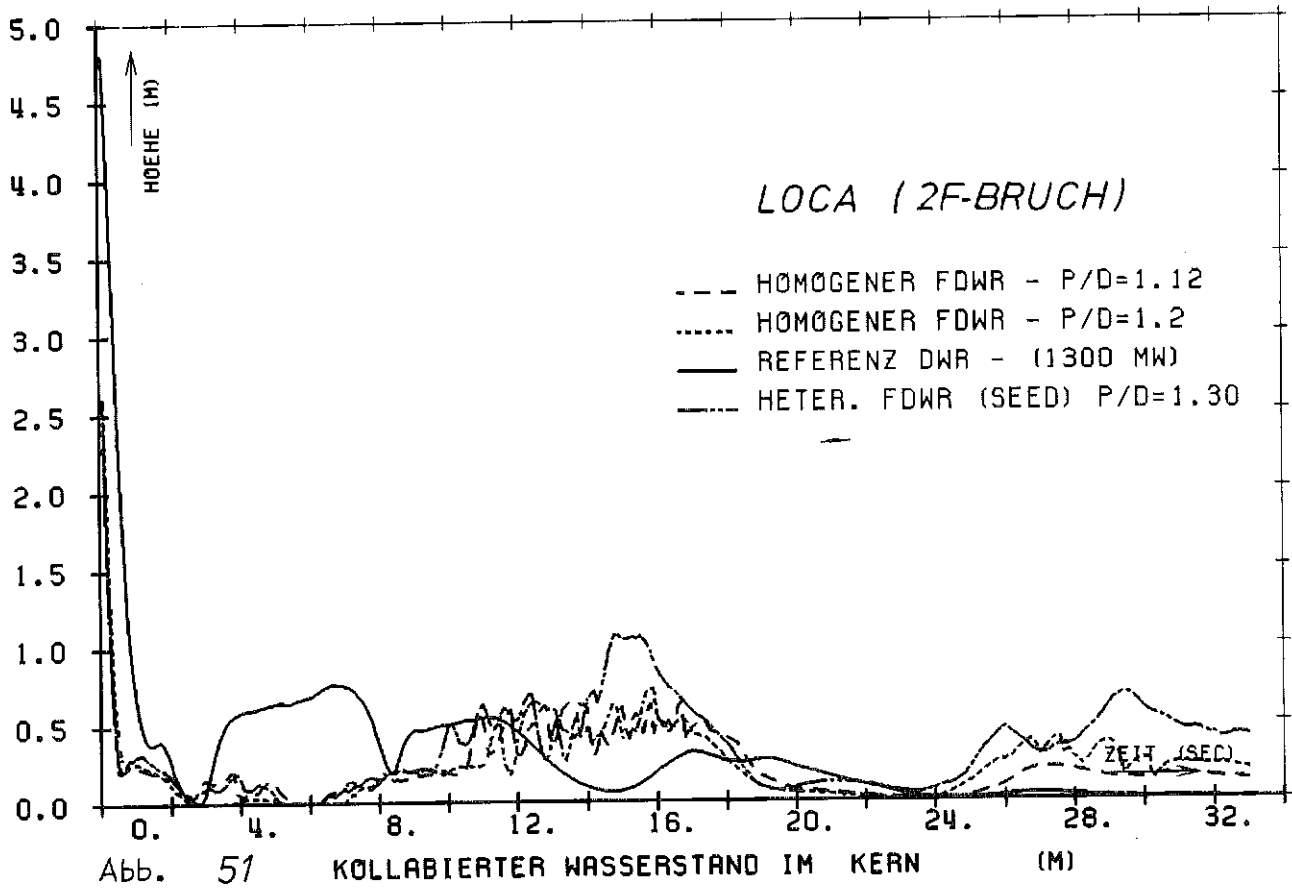


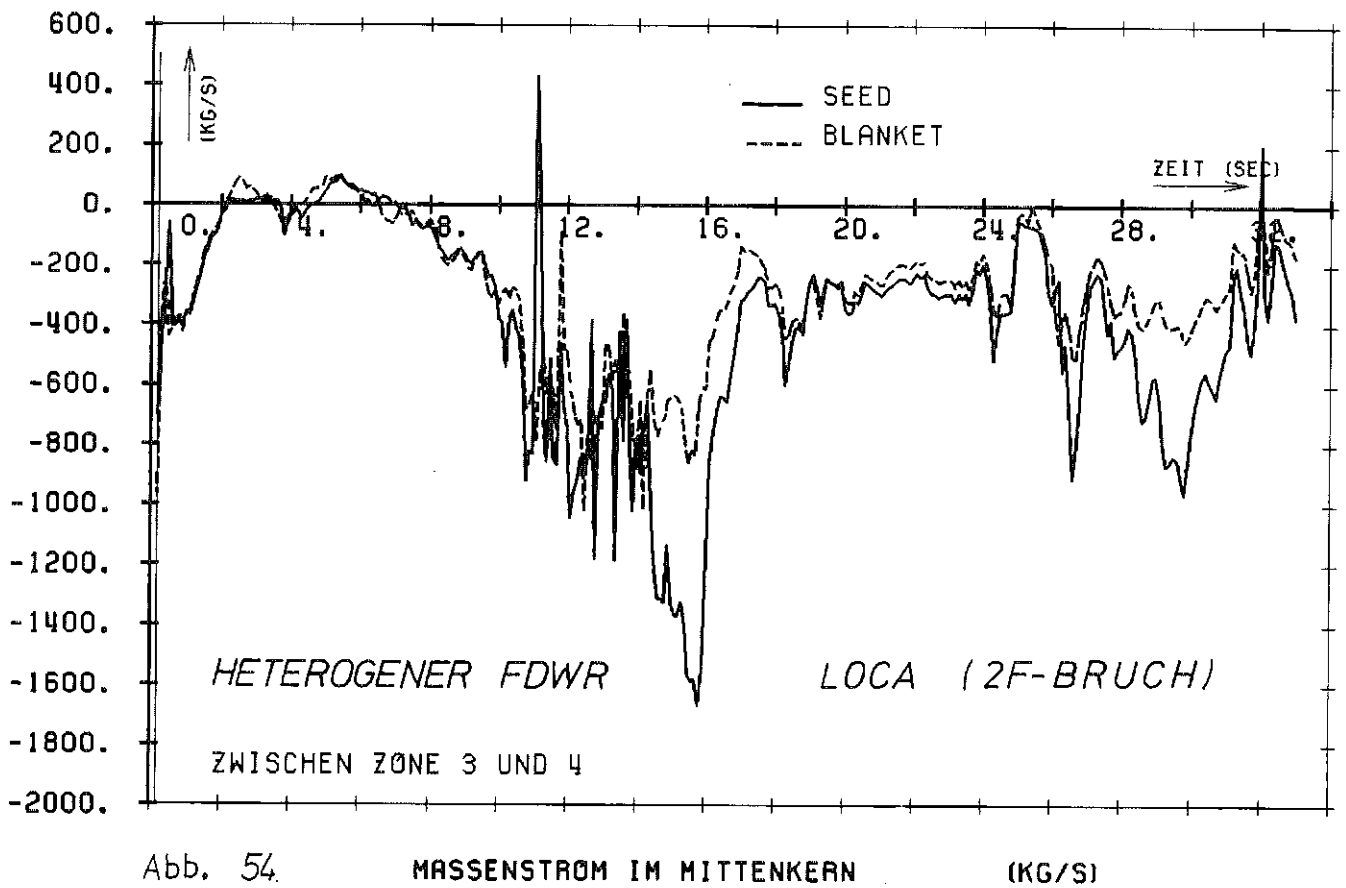
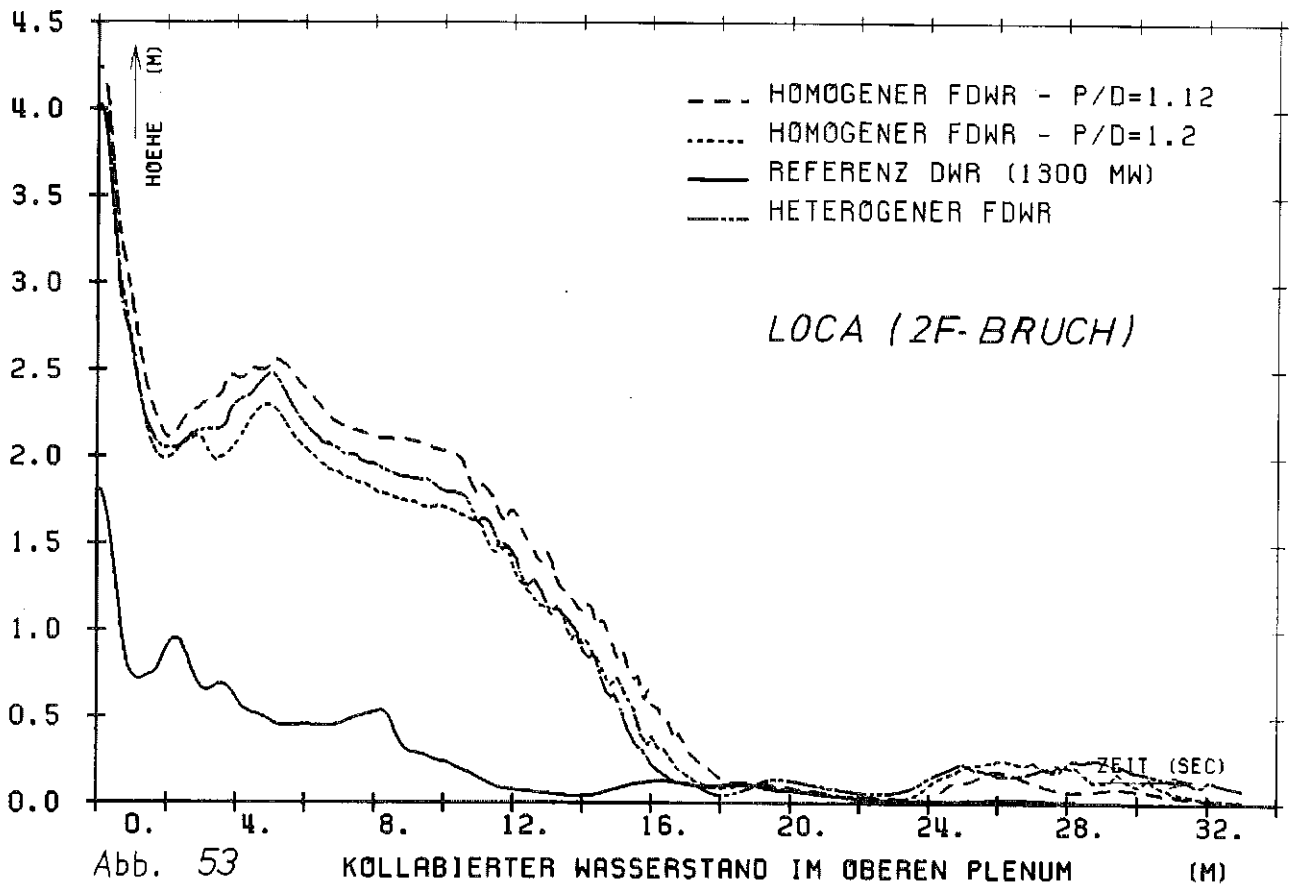


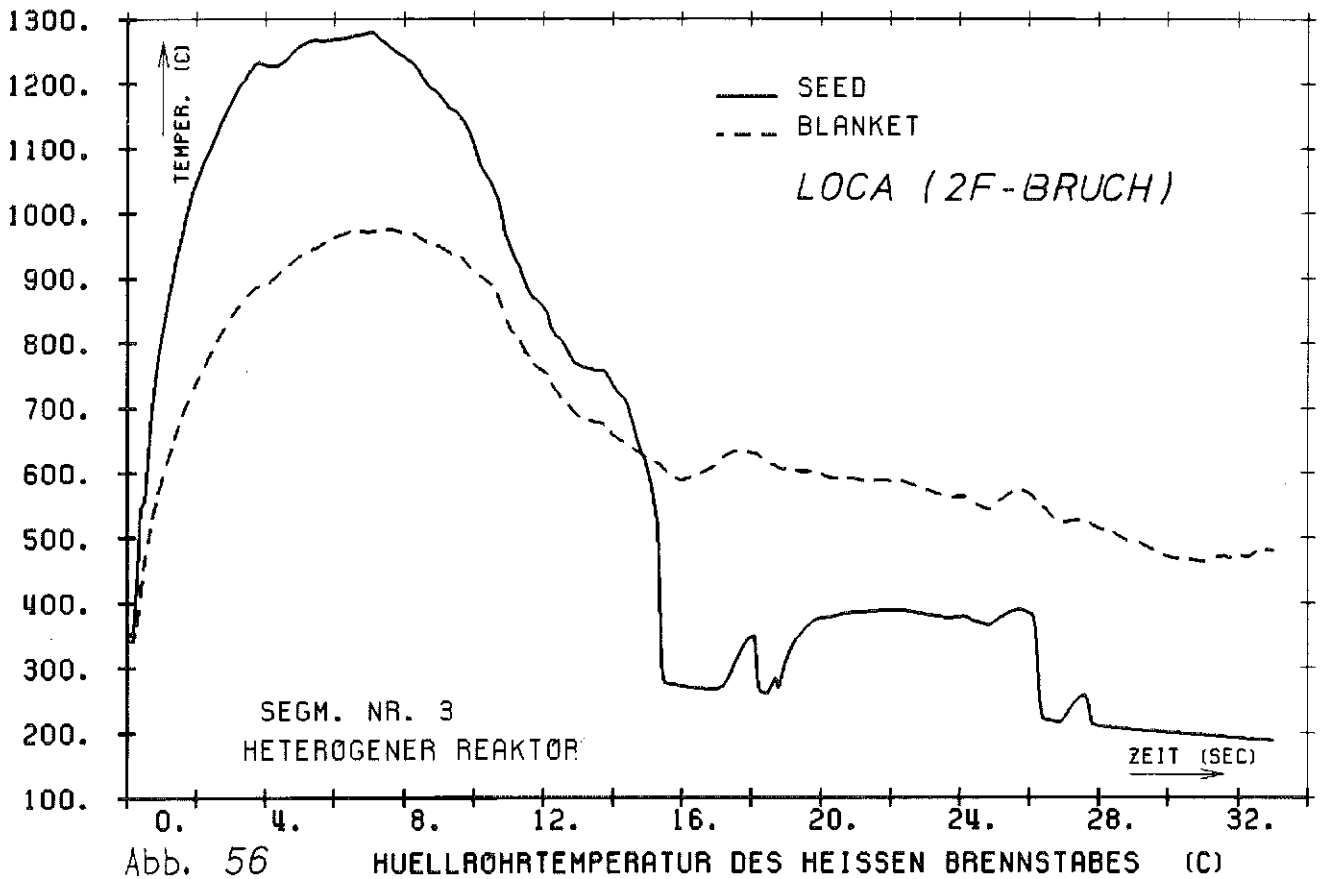
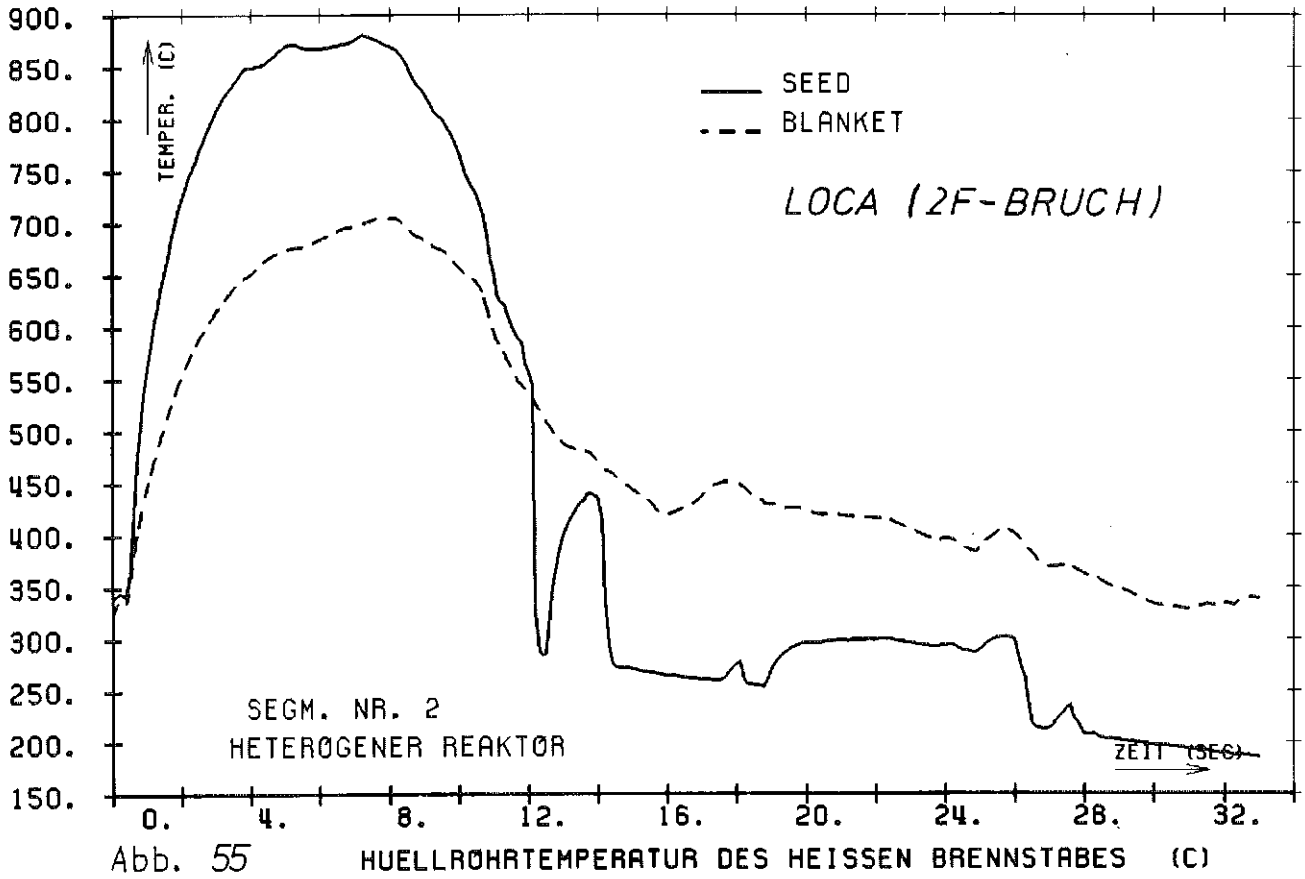












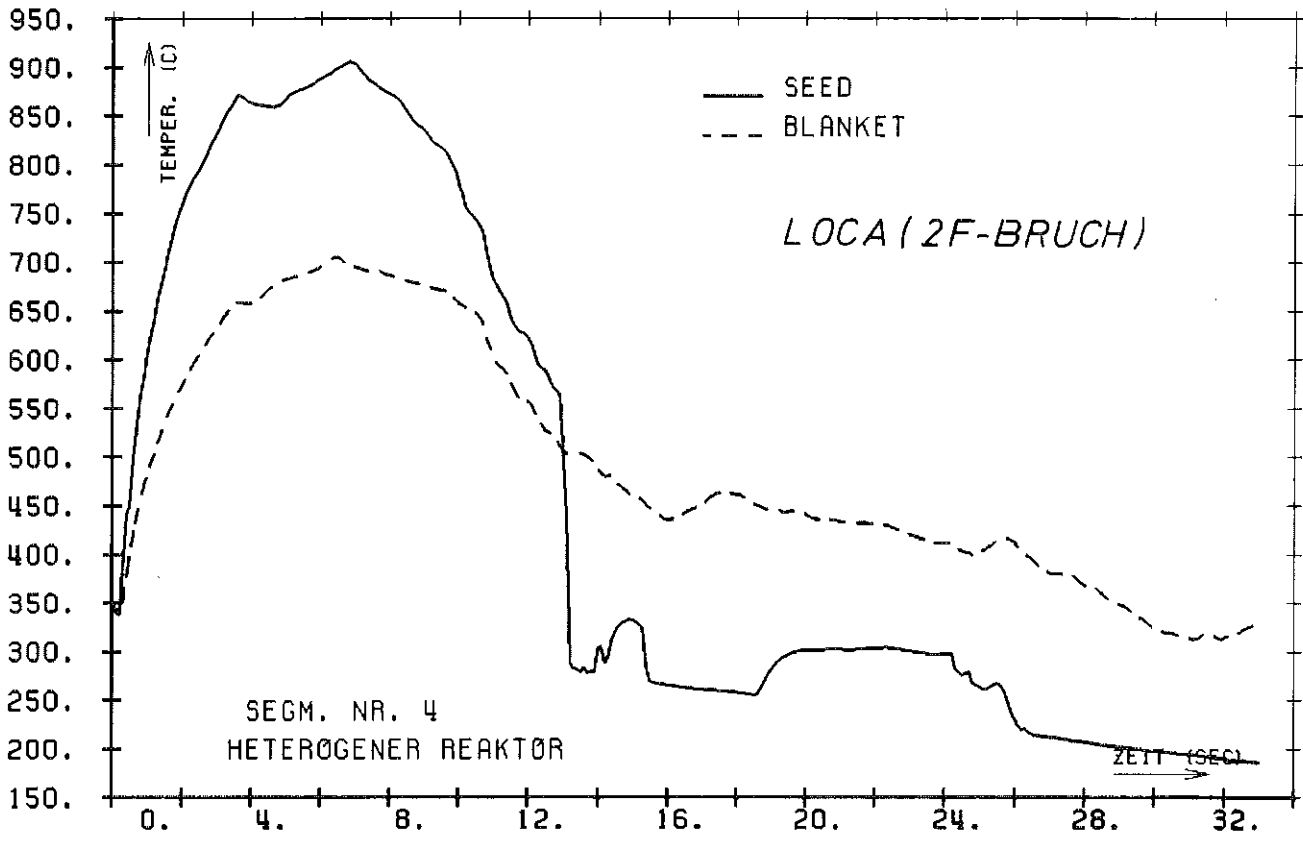


Abb. 57

HUELLROHRTEMPERATUR DES HEISSEN BRENNSTABES (C)

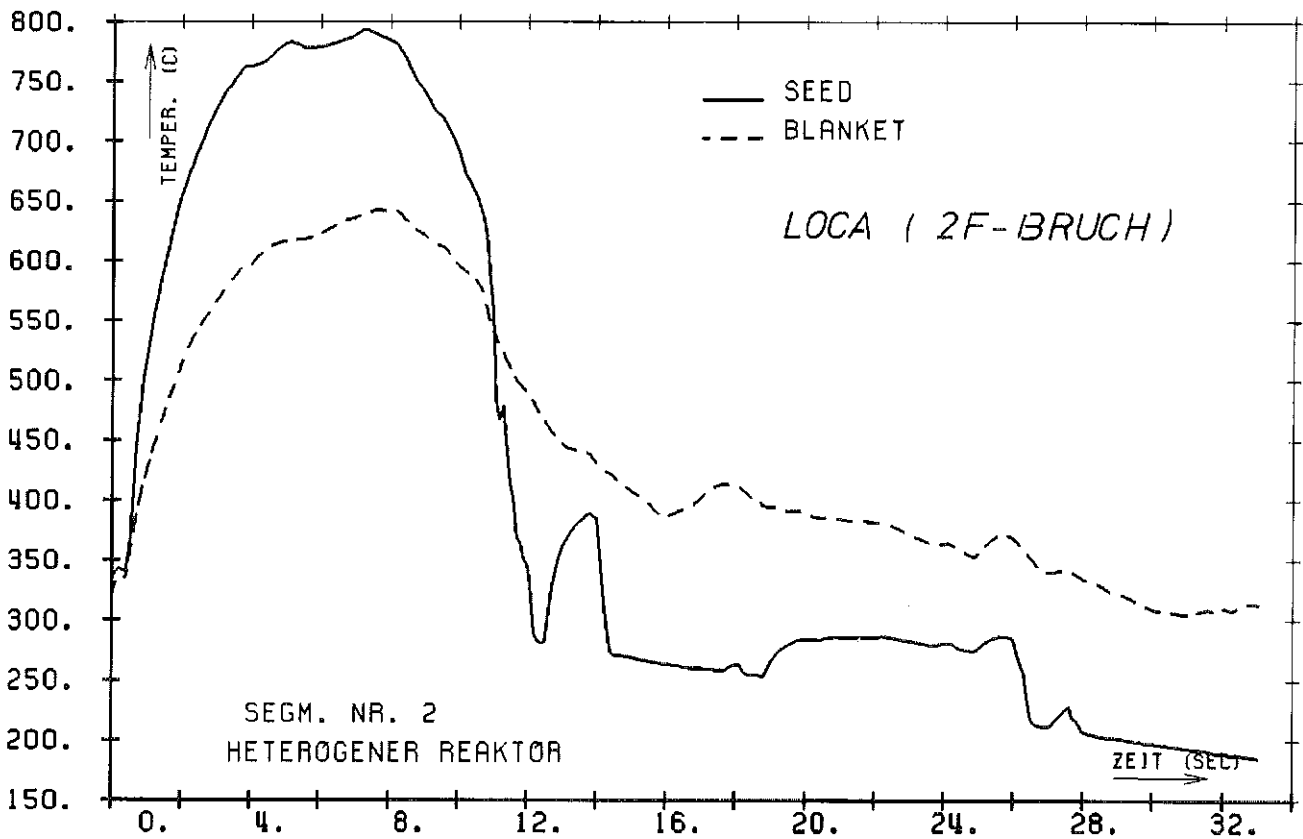
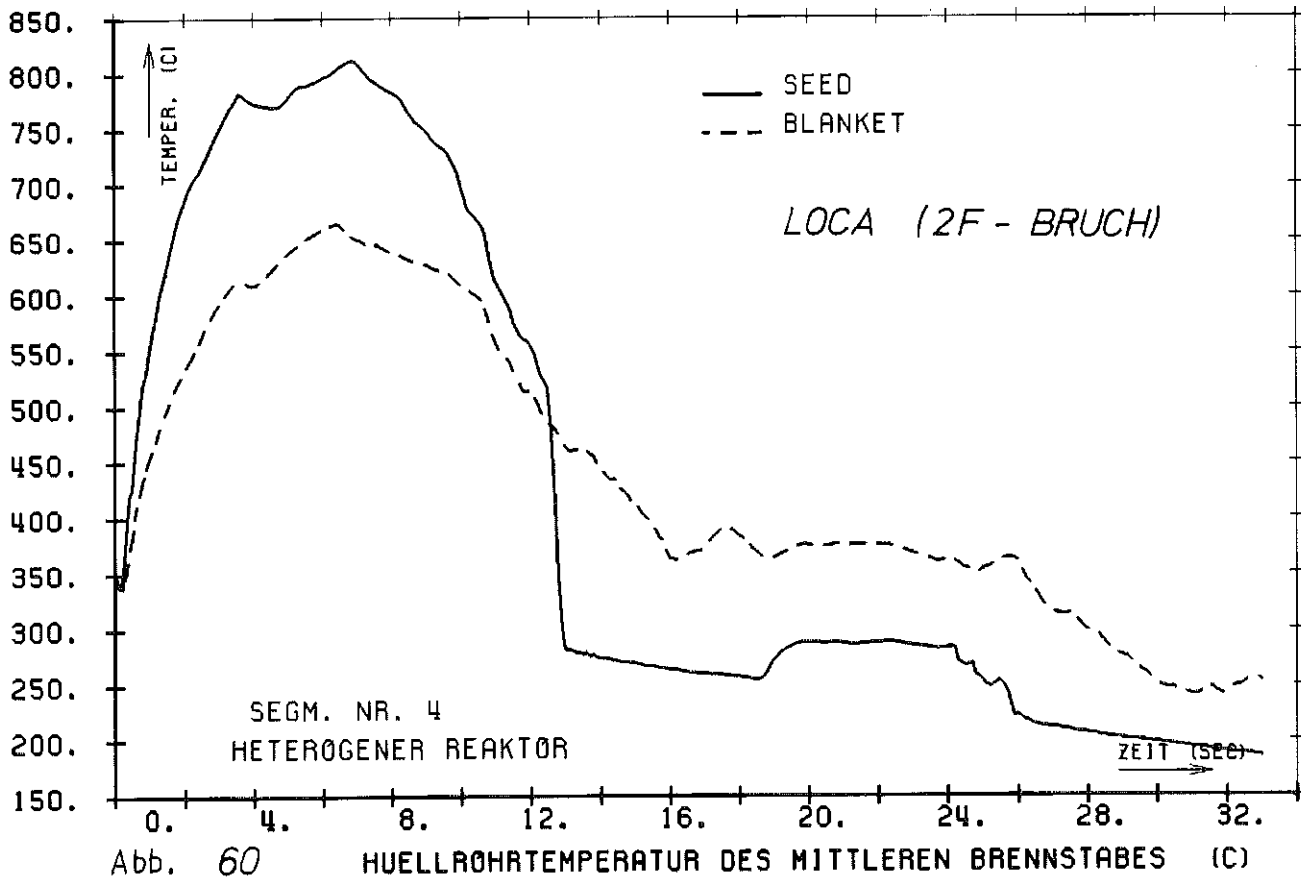
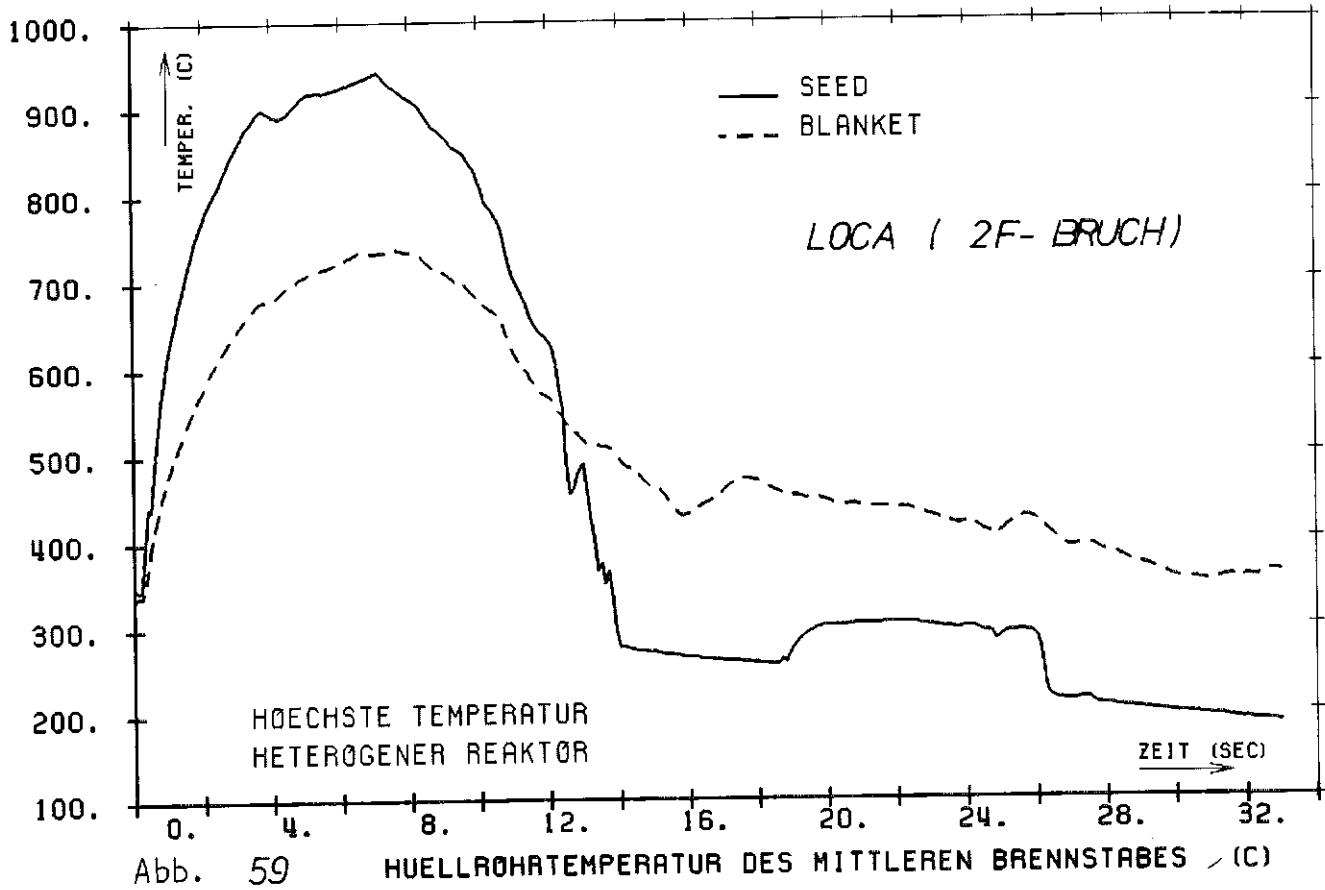
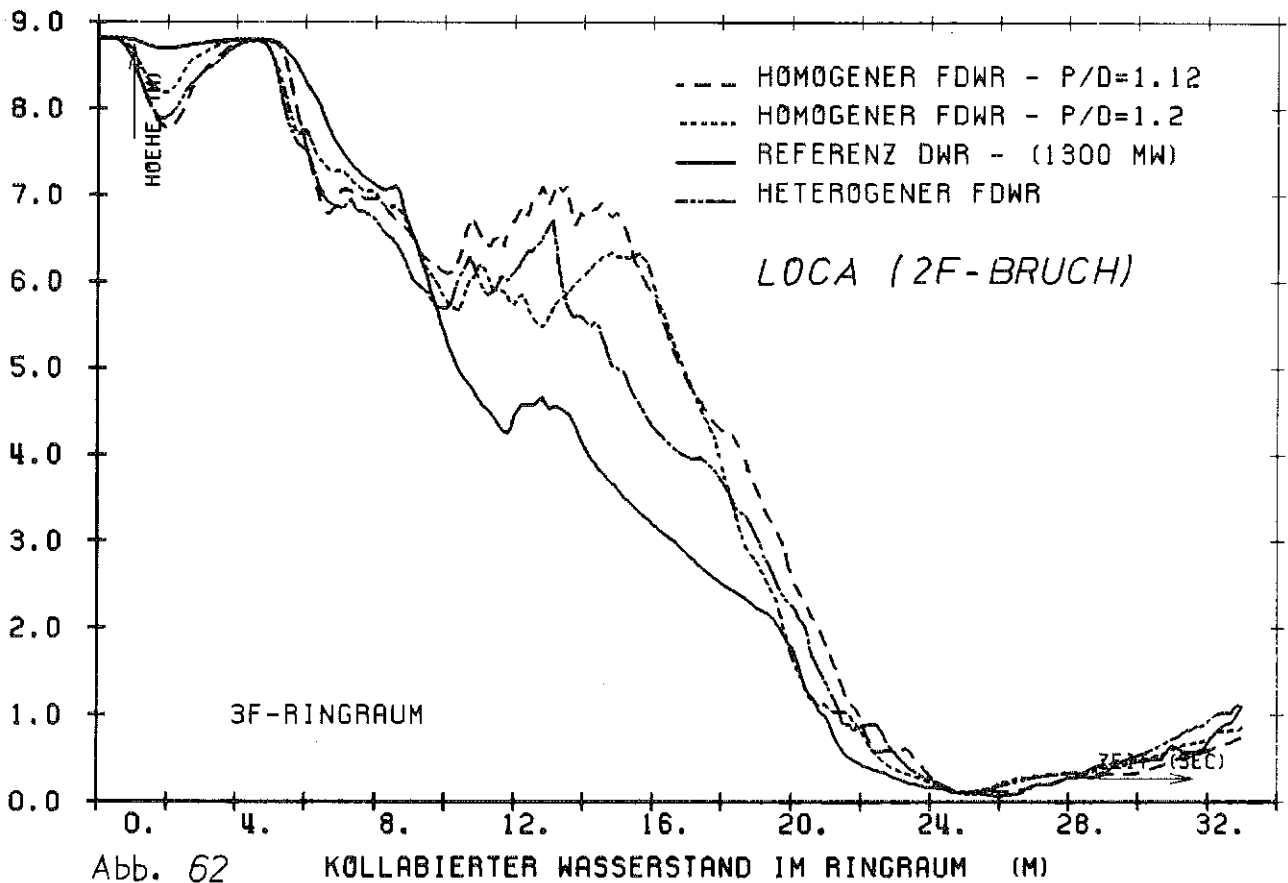
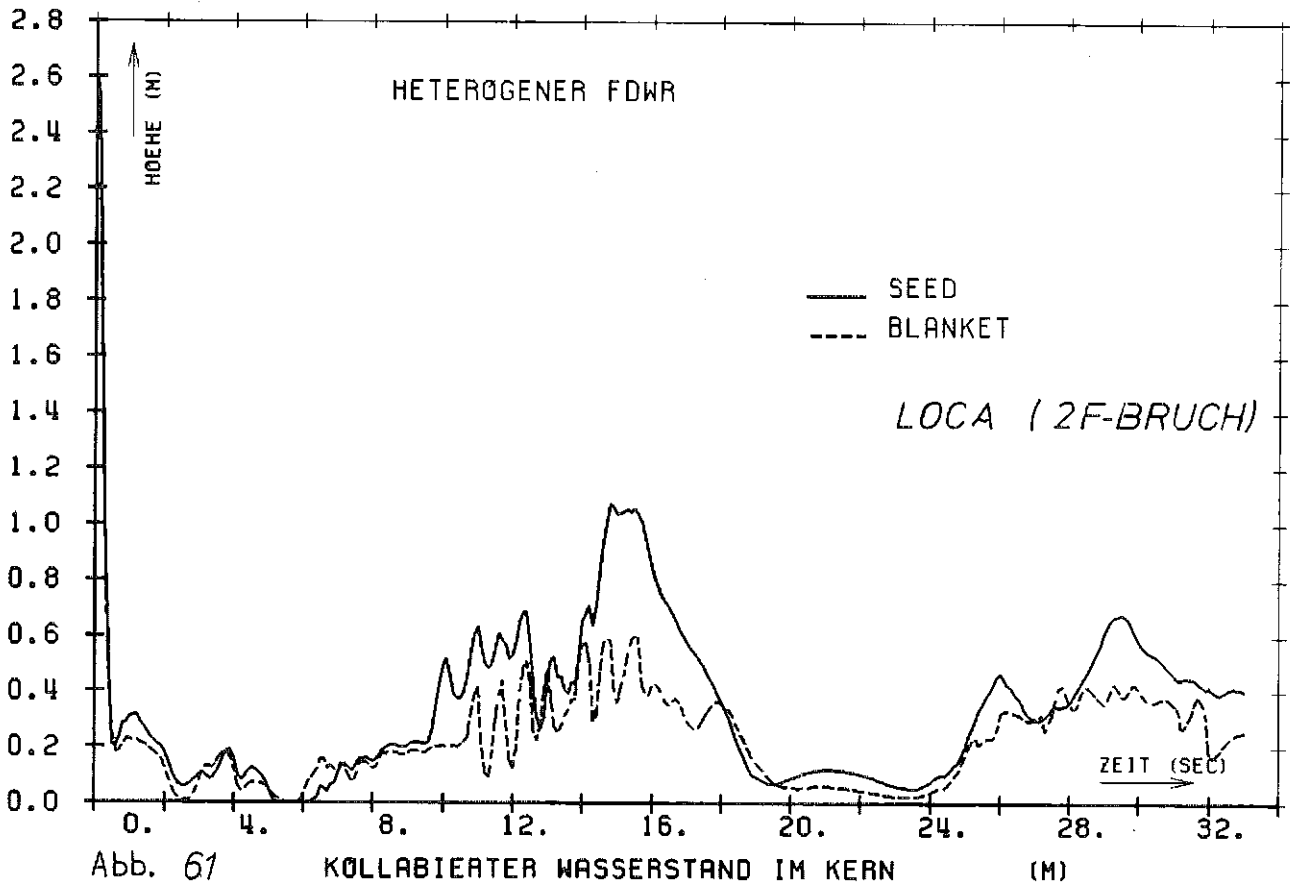


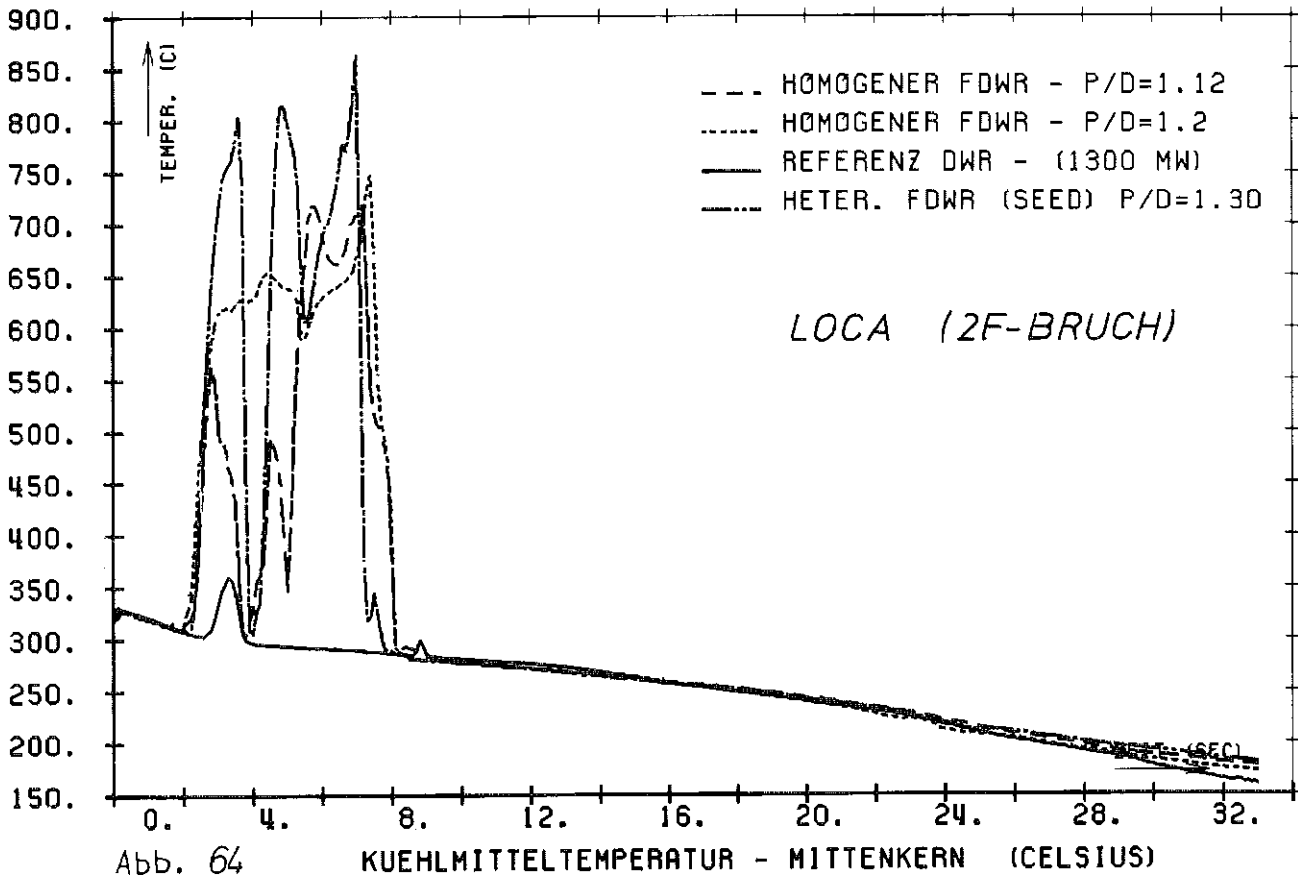
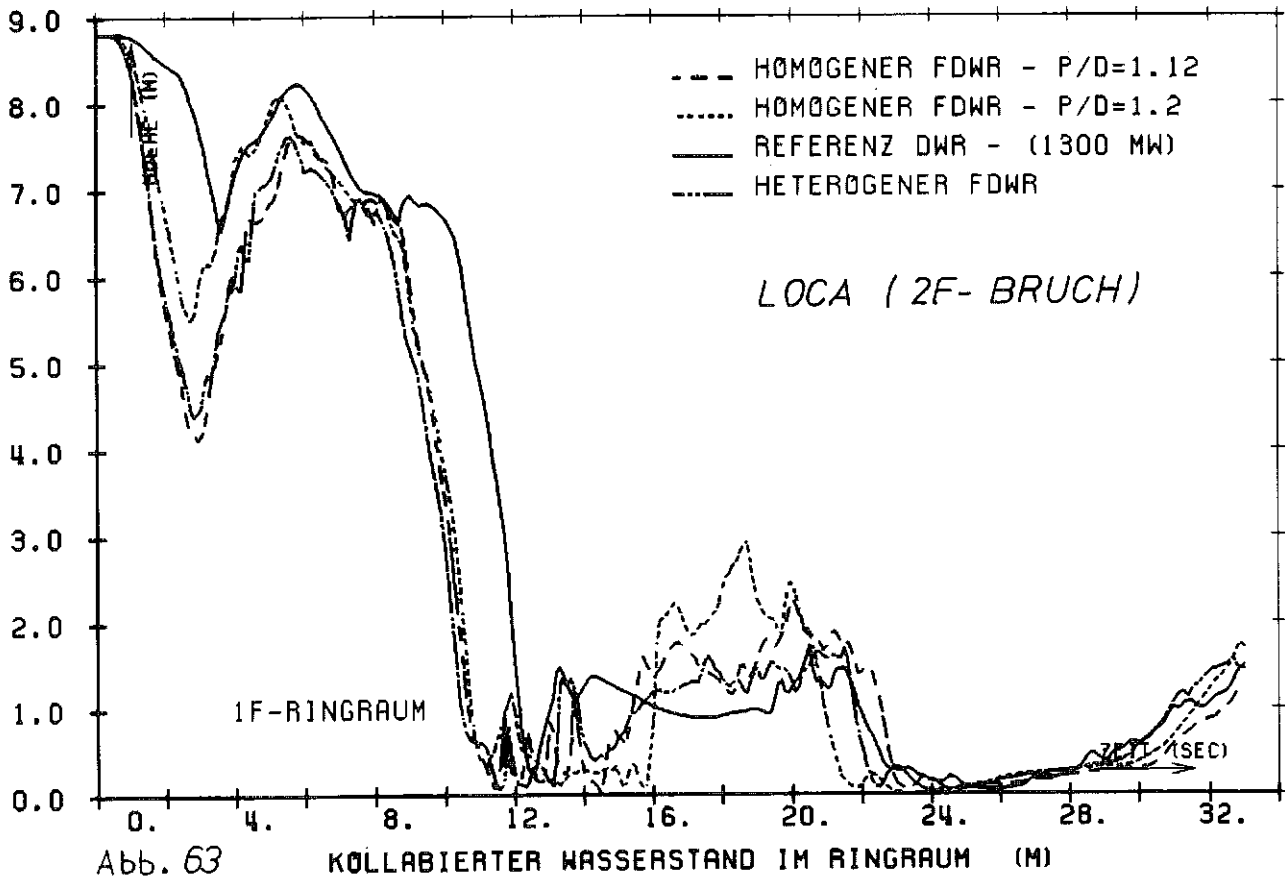
Abb. 58

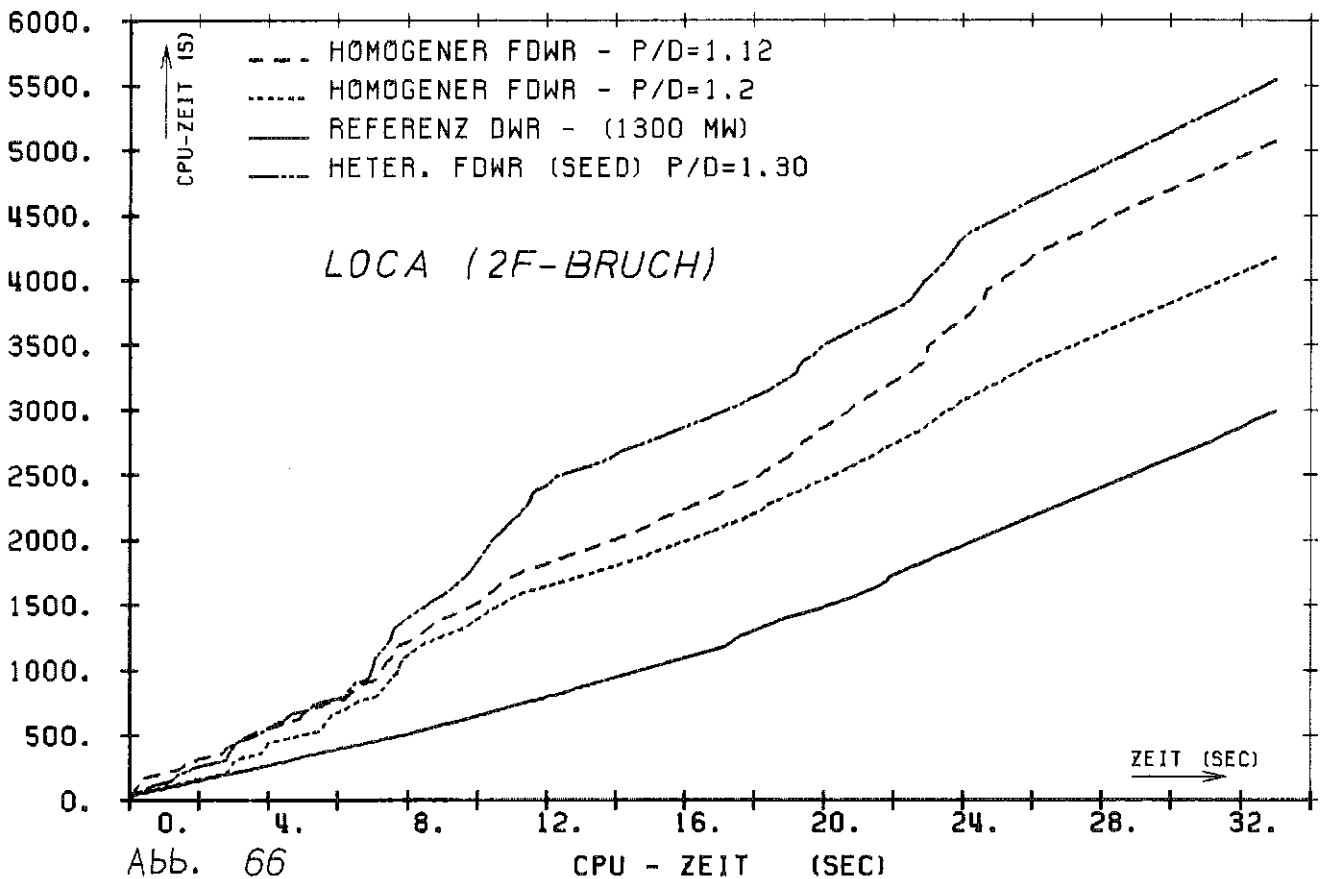
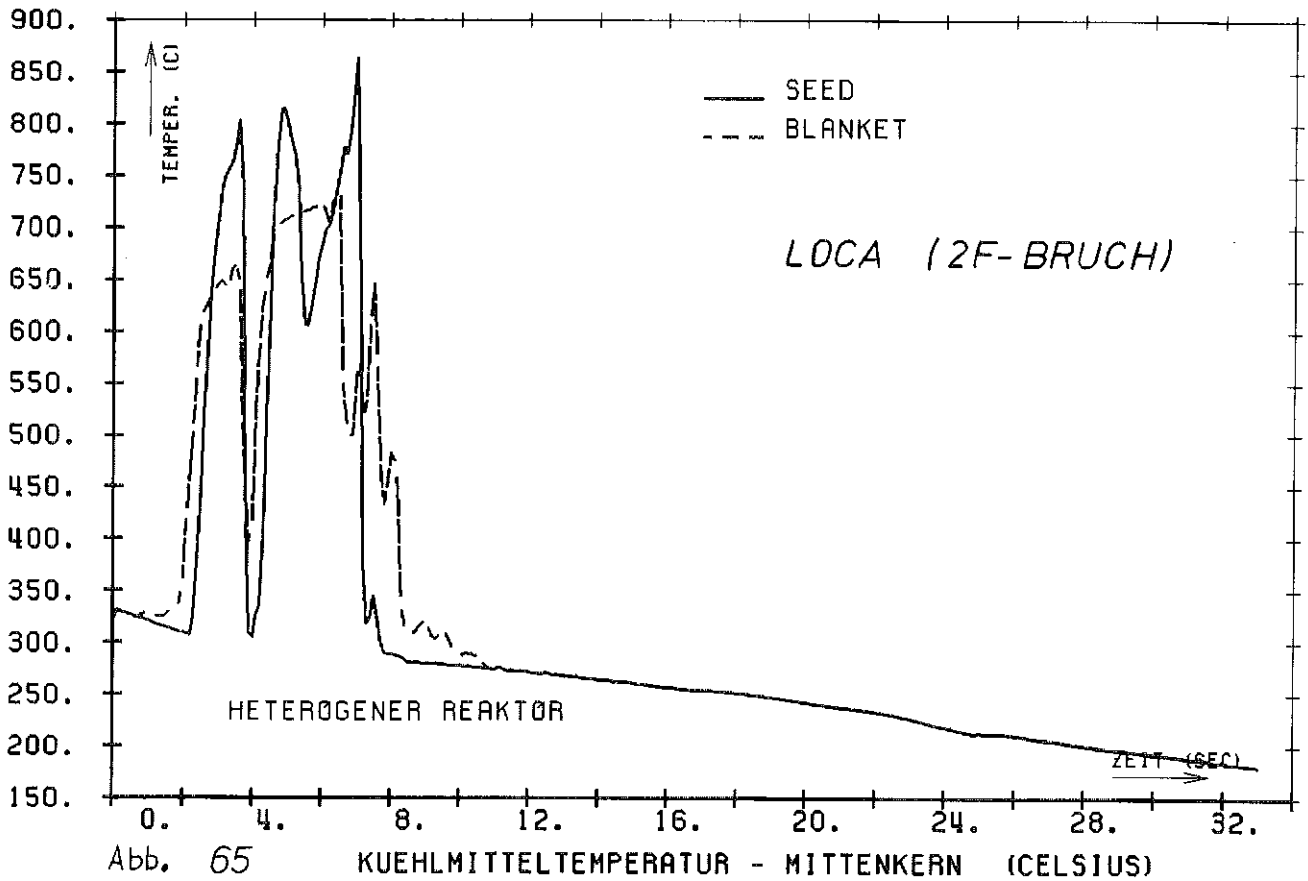
HUELLROHRTEMPERATUR DES MITTLEREN BRENNSTABES (C)

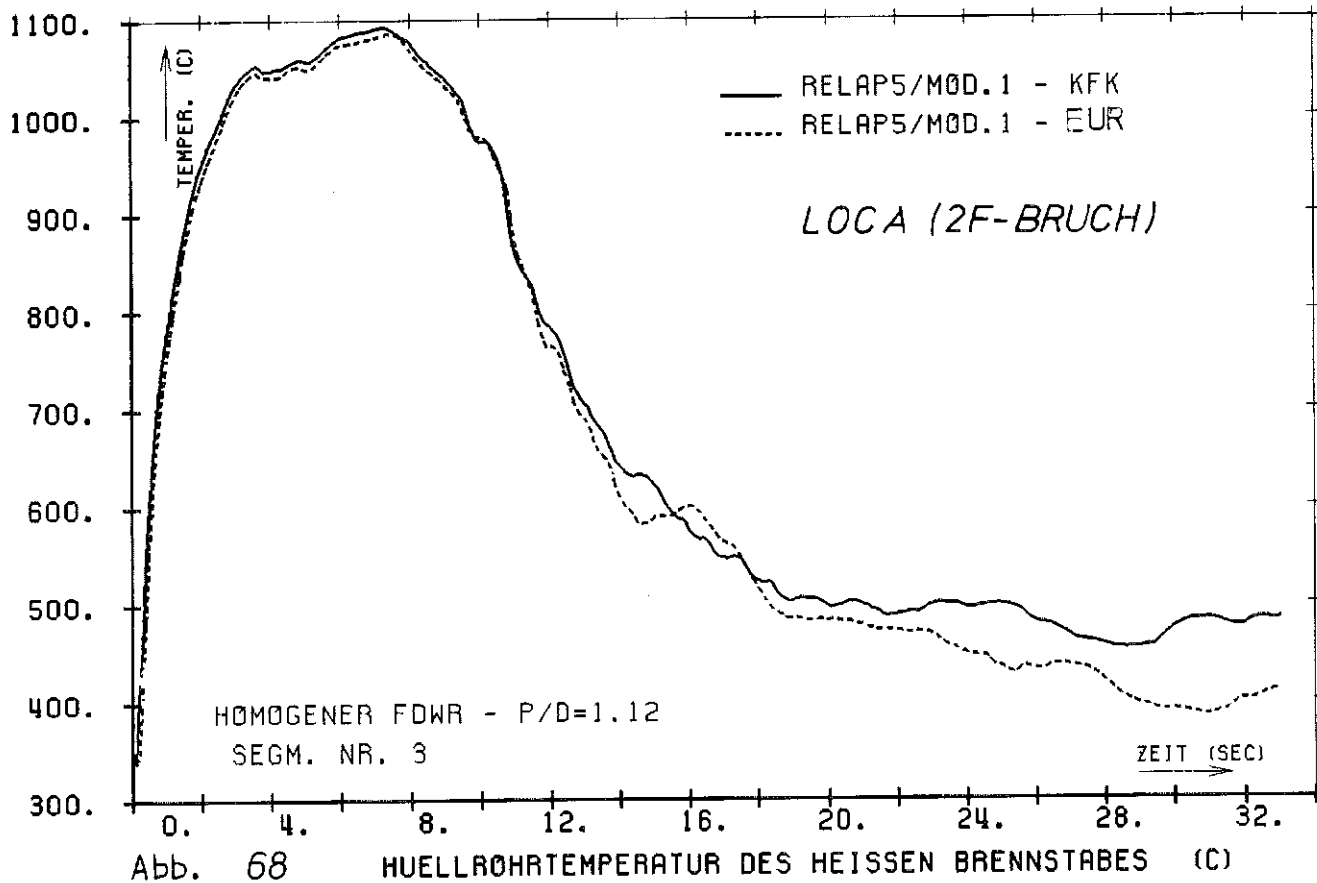
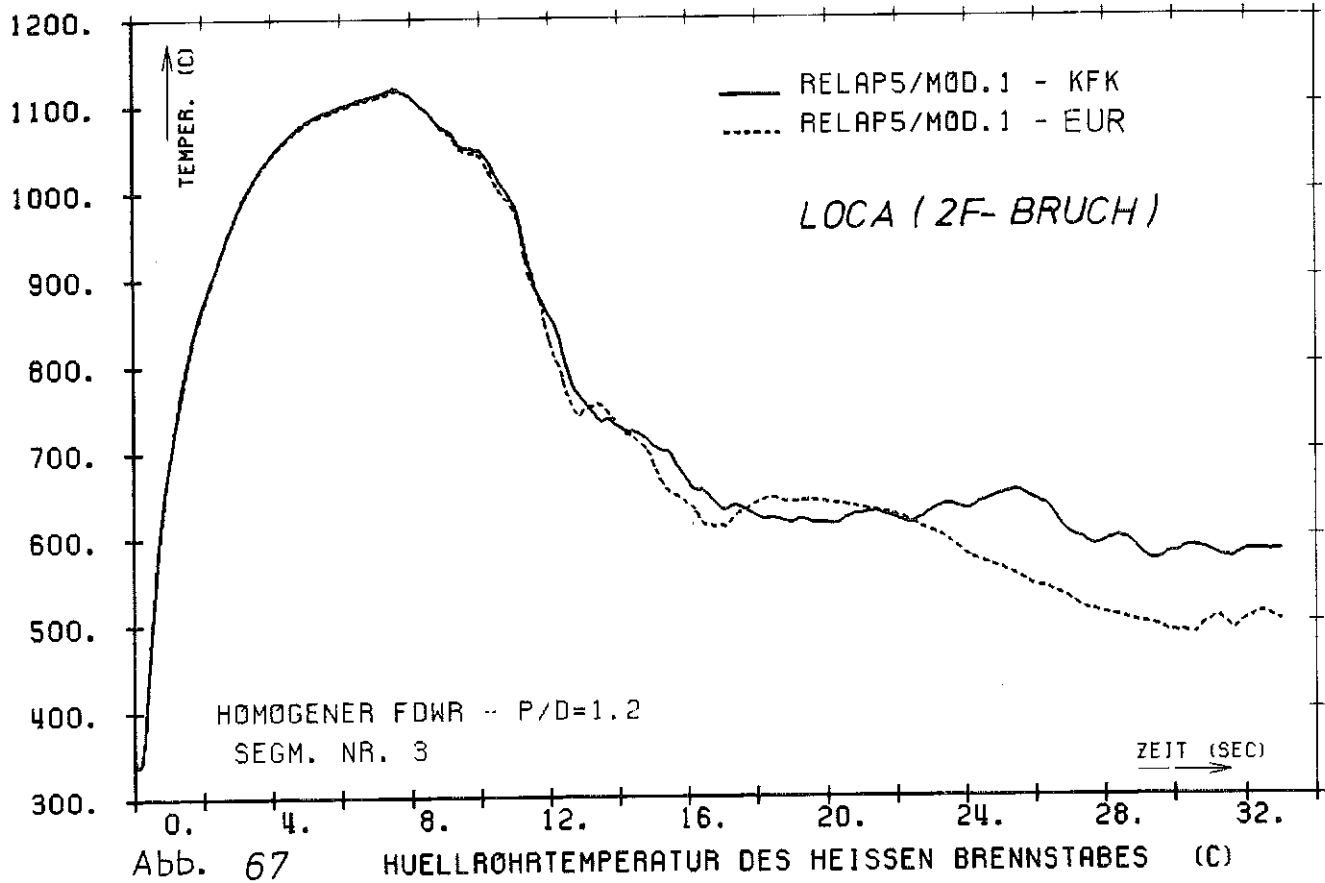












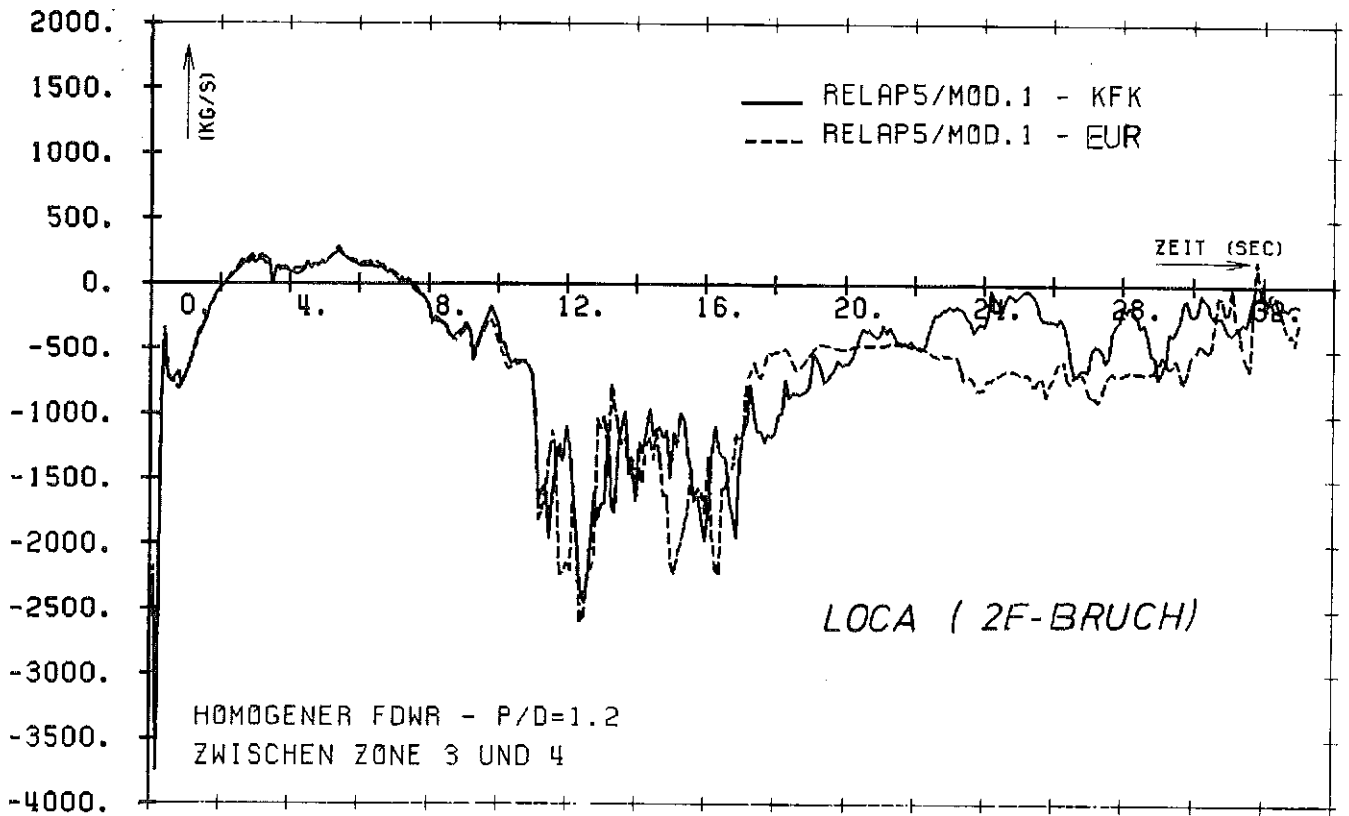


Abb. 69      MASSENSTROM IM MITTENKERN      (KG/S)

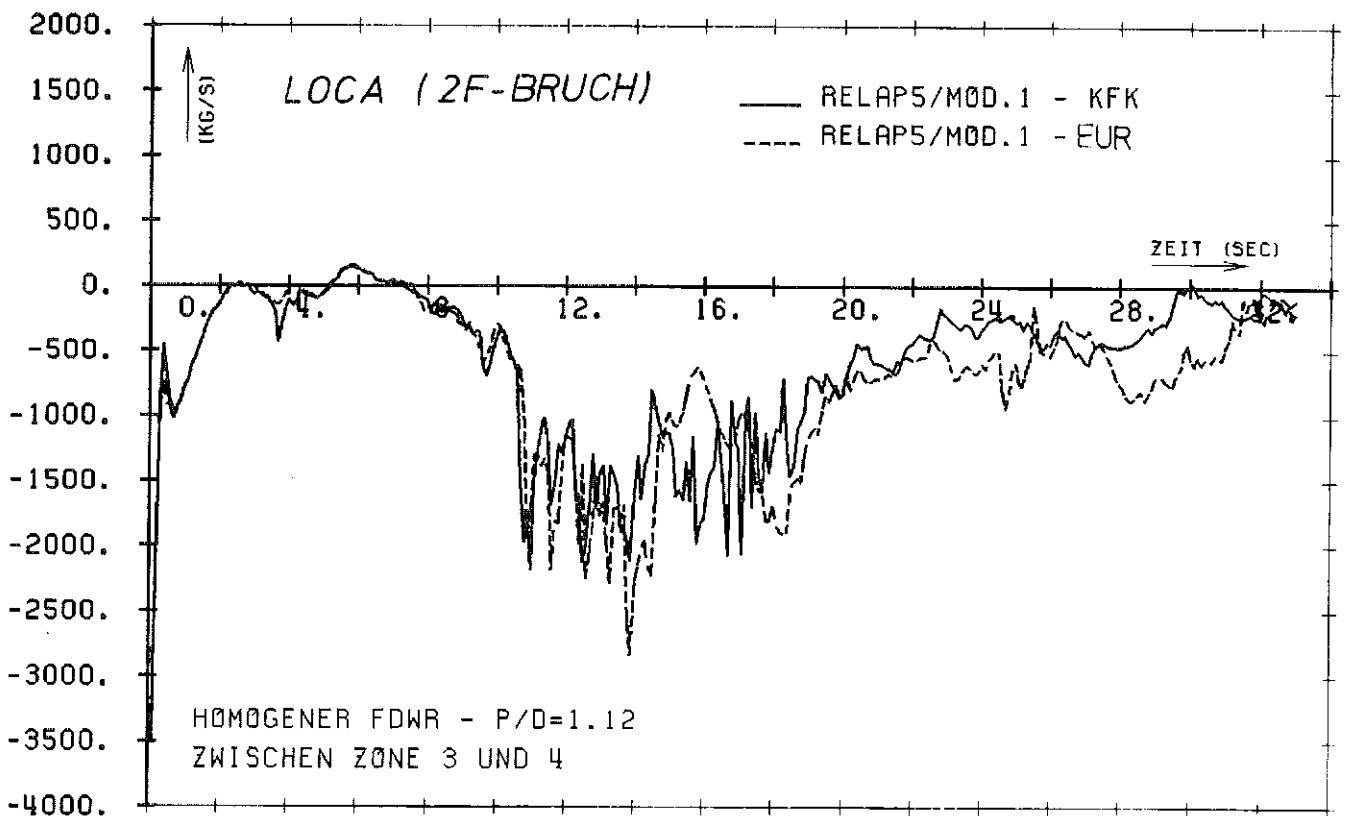
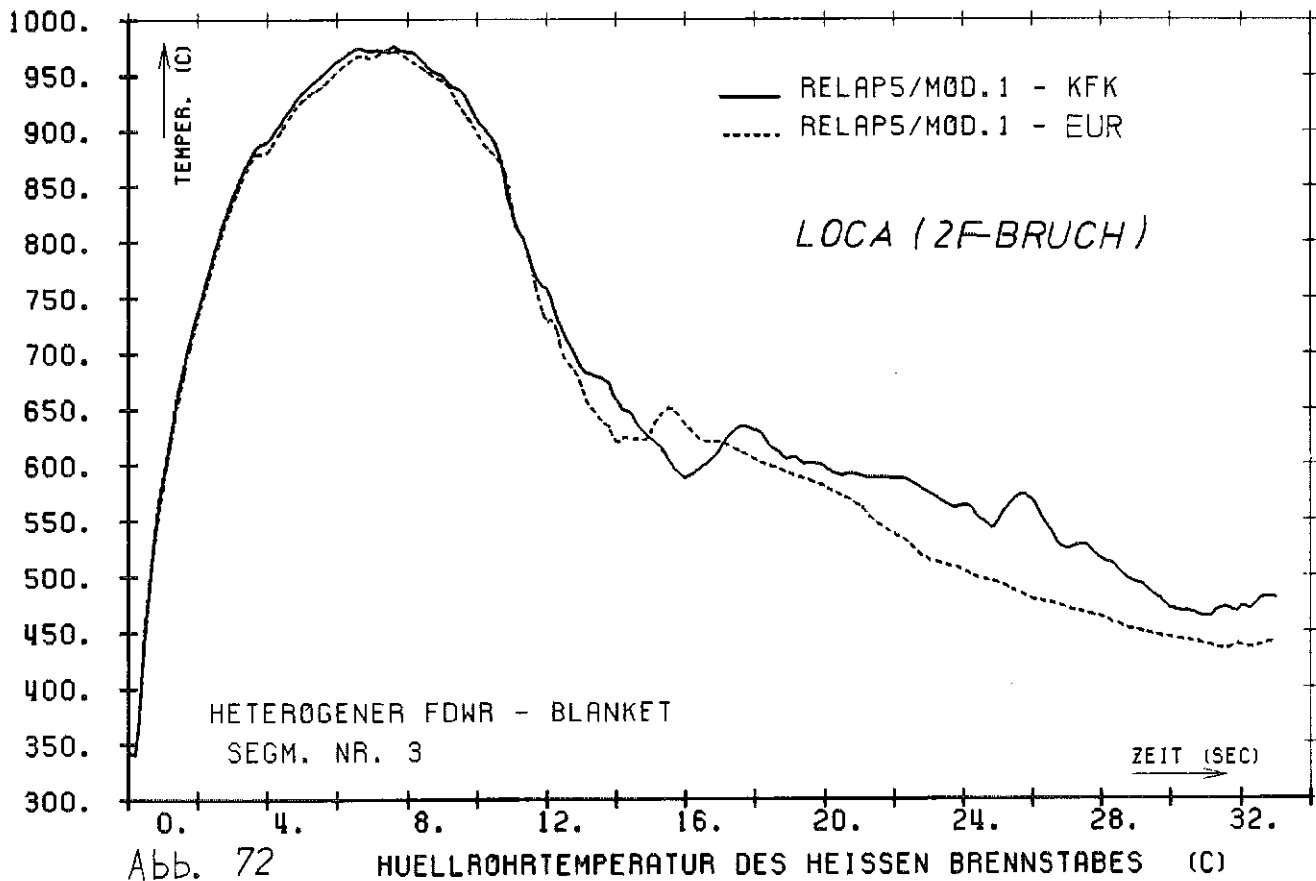
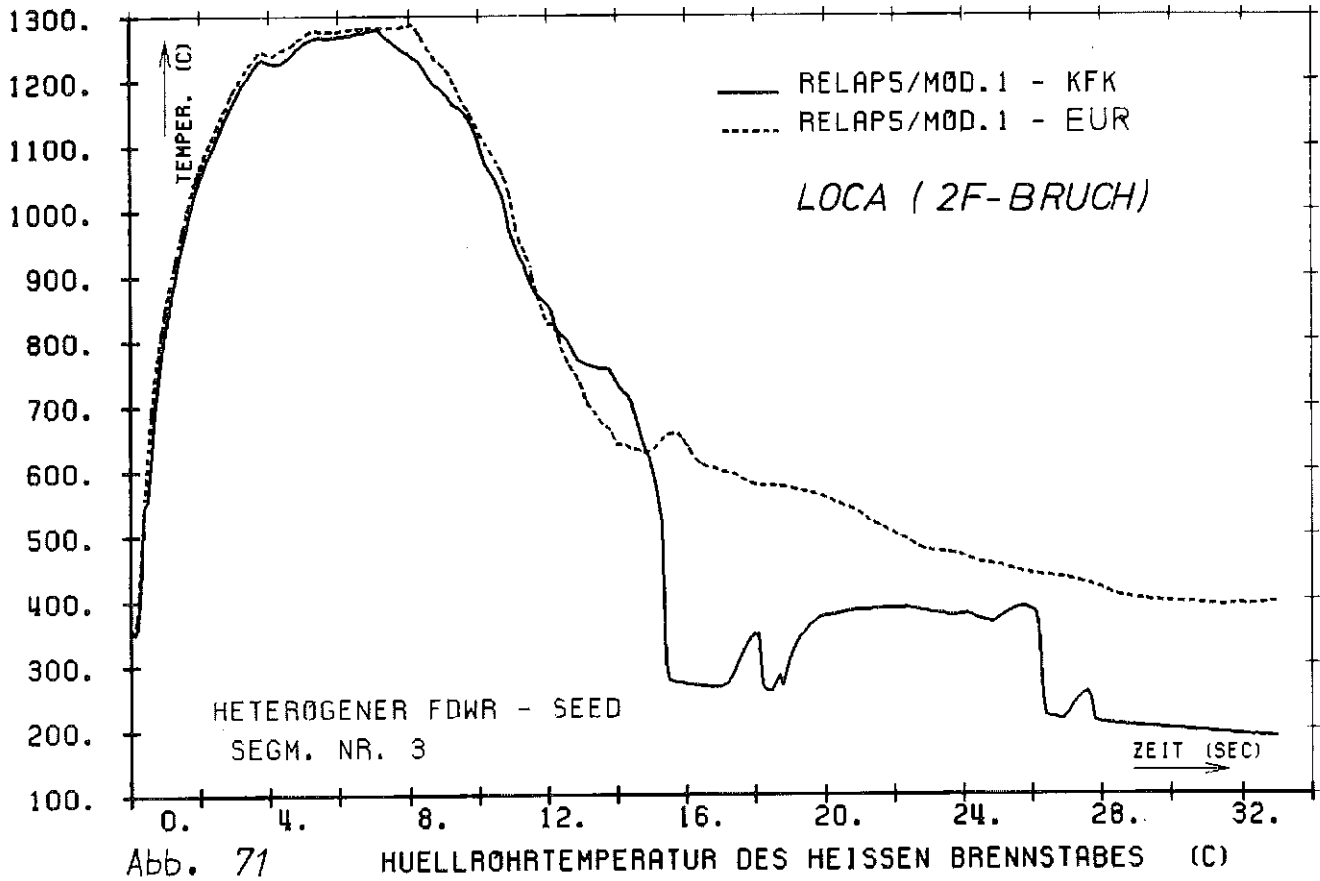


Abb. 70      MASSENSTROM IM MITTENKERN      (KG/S)



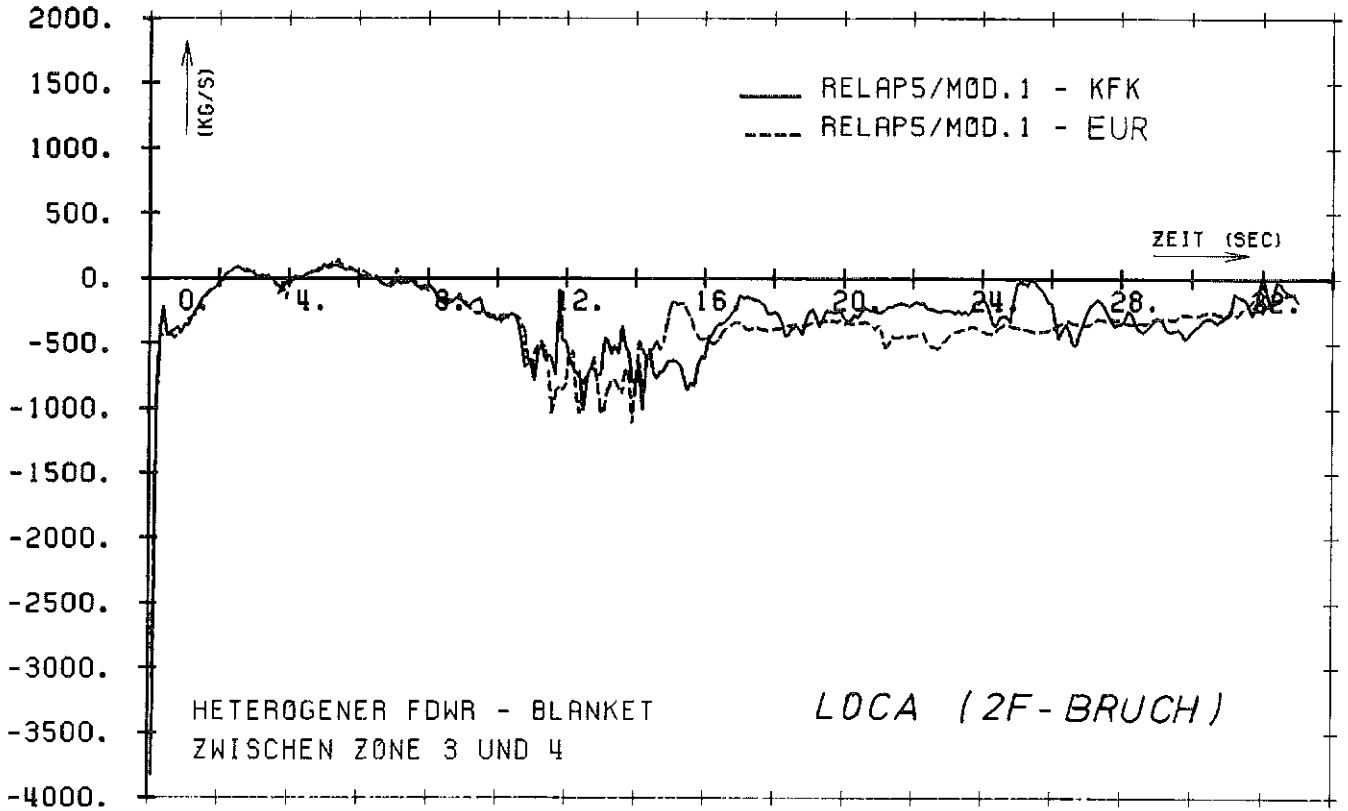


Abb. 73

MASSENSTROM IM MITTENKERN

(KG/S)

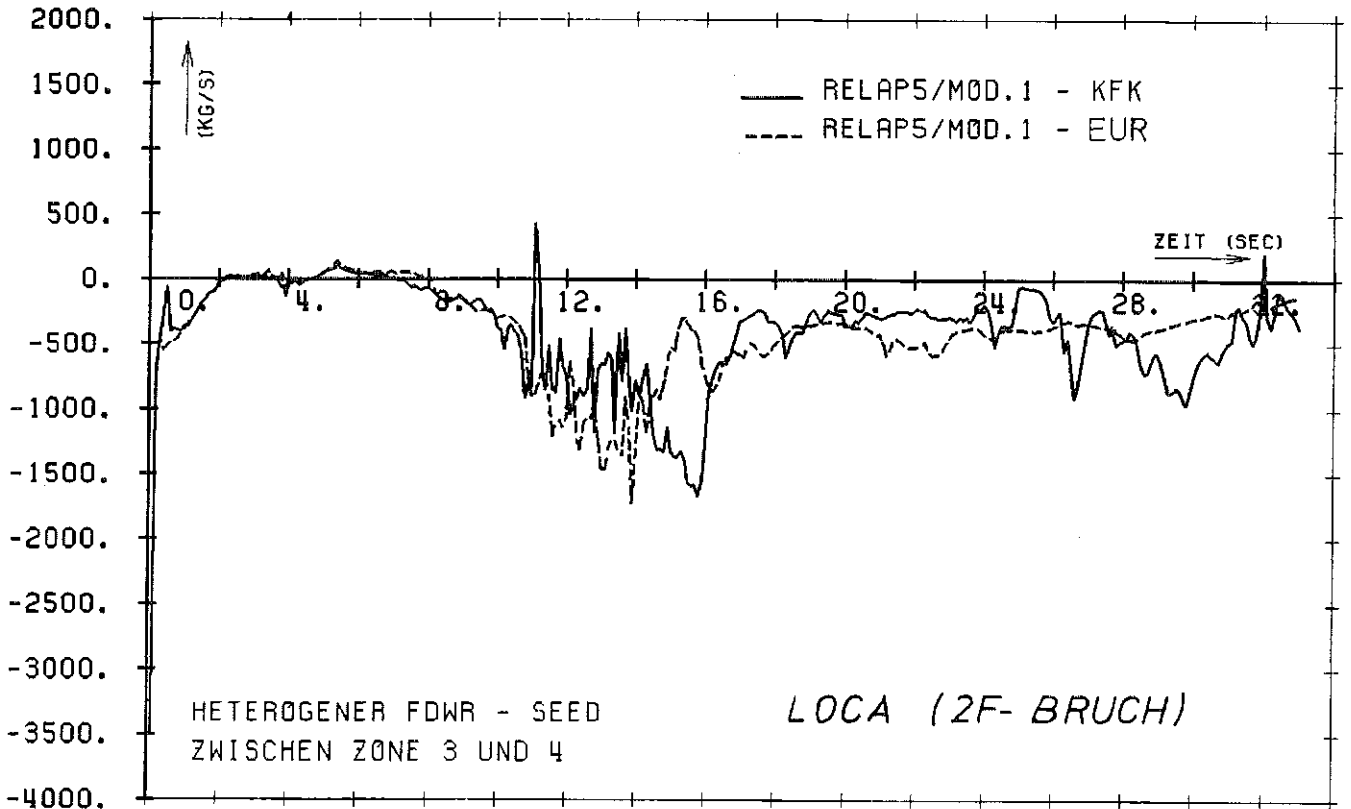


Abb. 74

MASSENSTROM IM MITTENKERN

(KG/S)



## 6. Die ATWS-Rechnungen

Die ersten 260 Sekunden des in der Einleitung erwähnten ATWS-Störfalles wurden anhand des Rechenprogrammes RELAP5/Mod.1 numerisch simuliert und analysiert. Die betreffenden Rechenannahmen und Ergebnisse werden im folgenden dargestellt und erläutert:

### 6.1 Der zweite betrachtete Störfall: das Notstromfall-ATWS

-----

Vor einigen Jahren wurden die Reaktorherstellerfirmen in den USA aufgefordert, Betriebsstörungstransienten zu erforschen, bei denen die Grundannahme war und ist, daß das Schnellabschaltssystem ausfällt, also nicht zur Verfügung steht. Die Wahrscheinlichkeit dieses Ereignisses ist zwar sehr gering (viel geringer als die einer Betriebsstörung mit Eingriff des Schnellabschaltsystems), immerhin derselben Größenordnung eines LOCA-Störfalles mit großem Bruchquerschnitt. Deswegen wurden am Beispiel der amerikanischen Untersuchungen auch in der BRD solche Sicherheitsstudien eingeführt und weiter gefördert. Unter der offiziellen Benennung (Notstromfall) des in der vorliegenden Arbeit gewählten ATWS versteht man den Ausfall der Hauptwärmesenke bei gleichzeitig ausgebliebener Eigenbedarfsversorgung. Die Ursache dieses Sonderstörfalles kann z.B. eine Leckage im Kondensator sein. Das Kondensator-schutzsystem löst demzufolge den Turbinenschnellabschluß aus, wobei die Armaturen der Frischdampf-Umleitstation (FD-Umleitstation) zugleich verriegelt werden. Dazu kommt noch der Ausfall der Eigenbedarfsversorgung; infolge dessen schalten sämtliche Verbraucher, die nicht am Notstromnetz angeschlossen sind, wie die Hauptkühlmittelpumpen (HPK), die Hauptkühlwasser- und die Hauptspeisewasserpumpen ab. Wegen des unterstellten mechanischen Versagens werden die Steuerelemente in den Kern nicht eingefahren, die Reaktorschnellabschaltung findet nicht statt.

Infolge der Verriegelung der FD-Ventile steigt der Druck im Dampferzeuger (DE) bis zum Ansprechdruck der zugehörigen Sicherheitsventile und bewirkt zum einen eine Kühlmitteltemperatursteigerung in der Primärseite und am Reaktoreintritt. Die aufgrund des verringerten Kernmassendurchsatzes größer gewordene Kühlmittel-Aufwärmespanne hat einen raschen Anstieg der Kühlmitteltemperatur am Reaktoraustritt zur Folge, der seinerseits zu einer Erhöhung des Kühlmitteldruckes im ganzen Primärkreislauf führt.

Die vom vollgelaufenen Druckhalter (DH) beanspruchten DH-Sicherheitsventile öffnen sich und lassen Wasser in einen Abblasebehälter hineinströmen. Darum geht der Kühlmitteldruck schnell wieder abwärts. Die wegen der erhöhten Temperaturen abnehmende Kühlmitteldichte und die daraufhin negativ gewordene Voidreaktivität führen zu einem erheblichen Absinken der Reaktorleistung. Währenddessen nehmen das Dampf-Wasser-Masseninventar in den Dampferzeugern und die damit verbundene Wärmeübertragungsfläche ab, weil die Hauptspeisepumpen abgeschaltet sind und die ersatzweise eingesetzten Notspeisepumpen nur 4 % der gesamten Vollast-Wassermenge in der Lage zu fördern sind. Der darauf folgende Kühlmitteltemperaturanstieg bedingt durch eine weitere Verringerung der Voidreaktivität ein zweites Absinken der Reaktorleistung. Im höchstbelasteten Kanal (Heißkanal) des Kernes kann Filmsieden eintreten. Da aber zu diesem Zeitpunkt die Wärmestromrate sich weitgehend verringert hat, dürften Hüllrohrtemperaturen erreicht werden, die keinesfalls die Unversehrtheit des Brennstabes gefährden können.

## 6.2 Numerisches Modell und Anfangsbedingungen

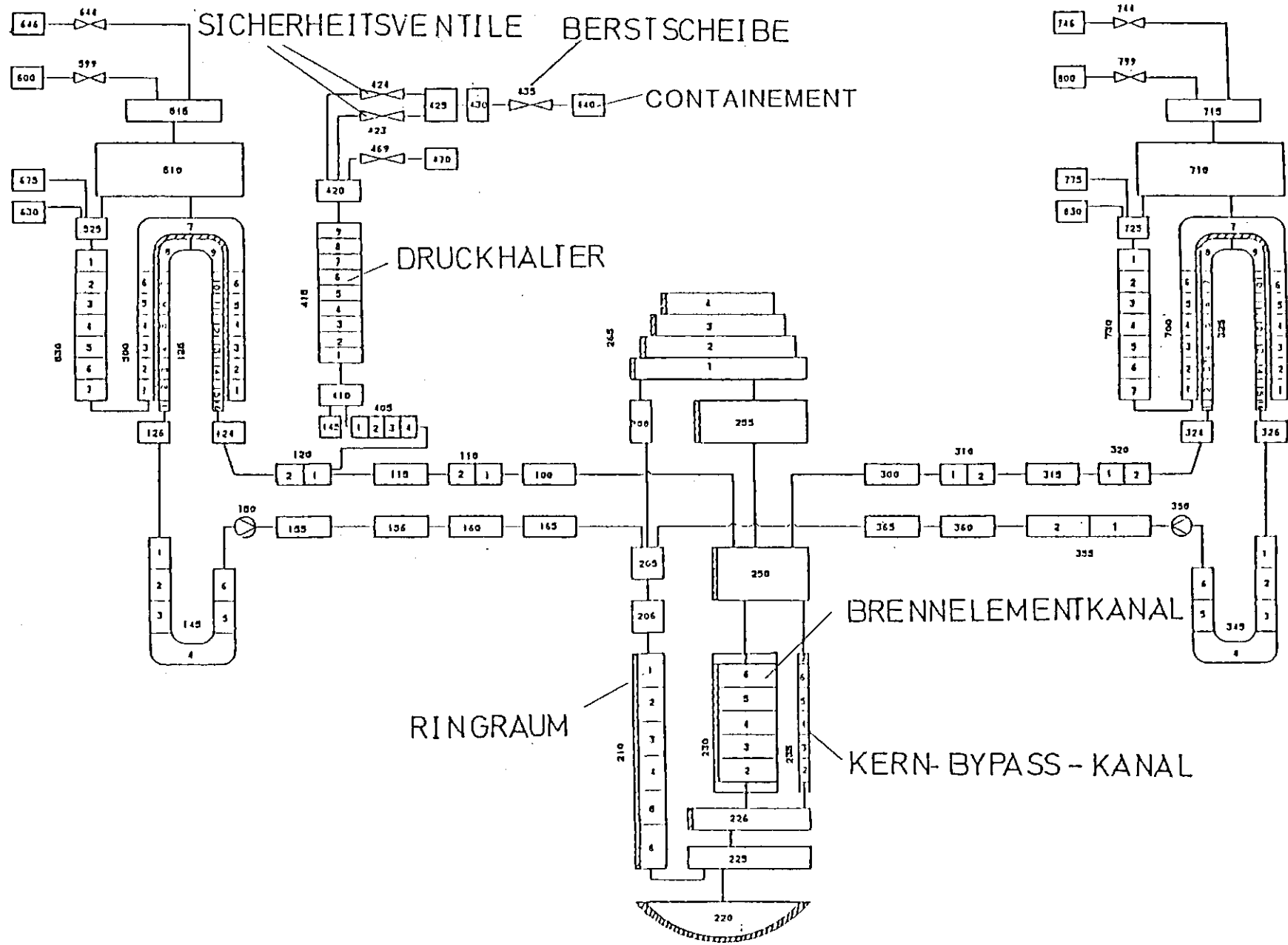
Die der ATWS-Rechnung zugrundegelegte Nodalisierung ist in Abb. 75 schematisch dargestellt. Sie ähnelt grundsätzlich der LOCA-Nodalisierung, wurde aber auf die spezifischen ATWS-Anforderungen zugeschnitten. Der Reaktordruckbehälter (RDB) wird in vereinfachter Form dargestellt. Im einzelnen:

- der Ringraum wird durch einen einzigen Kanal modelliert (einheitliche Nachbildung des Ringraumes)
- zwei Kanäle dienen zur Darstellung des Kernes und des Bypasses. Der Kernrandkanal ist hier überflüssig, da das Eingreifen der Druckspeicher zur Kernnotkühlung nicht vorgesehen ist.

Ansonsten werden die übrigen RDB-Elemente der LOCA-Nodalisierung unverändert übernommen.

Zusätzlich zur LOCA-Nodalisierung kommt die Modellierung der Druckhalter (DH)-Armaturen hinzu (s. Abb. 75). Zwei Sicherheitsventile sind oben auf dem DH-Kanal jetzt vorhanden. Beim Erreichen eines Systemsdruckes von 170 bzw. 175 bar werden diese Ventile vom Reaktorschutzsystem betätigt und geöffnet. Sie lassen ein Dampf-Wasser-Gemisch in einen nachgeschalteten Abblasebehälter ausströmen.

Abb. 75 REIAP5 - Nodalisierung für die ATWS-Rechnung



In diesem ist ein Berstscheibensystem eingebaut, welches unter der Beanspruchung eines Druckes von 14 bar zusammenbricht und das drängende Fluid in den Sicherheitsbehälter (Containment) entweichen läßt. Bei diesem Betriebsstörfall werden die An- und Abfahrspaisepumpen (am Notstromnetz angeschlossen) der Dampferzeuger mit berücksichtigt (Vol. 675 und 775 der Nodalisierung). Als pessimistische Maßnahme bei diesem ATWS-Störfall blieben die Frischdampf-Abblaseregelventile der Dampferzeuger und das DH-Abblaseventil unberücksichtigt. Für die Berechnung der Massendurchsätze über die vorhandenen DH-Sicherheitsventile wird deren Querschnitt mit einem Einschnürfaktor /59/ kleiner als 1.0 multipliziert. Hinsichtlich des Zusatzborierungssystems soll folgendes gesagt werden. Der Einfluß der Boreinspeisung in die Kühlkreisläufe wurde in Ref. /60/ untersucht. Es wurde dort erwiesen, daß sie sich zwar auf dem langzeitigen Kritikalitätsverhalten des Reaktors auswirkt, aber das Maximum des Kühlmitteldruckes nicht mitbestimmen kann. Das rührt daher, daß das Bor wegen der Abschaltung der Hauptkühlmittelpumpen nicht binnen der Zeitspanne, während der der Druckanstieg sich ereignet, in den Kern gelangen kann. Aus diesen Grund und aus der Tatsache, daß in dieser Arbeit eine kurzzeitige Untersuchung des Druckverhaltens vorgenommen worden ist, blieb das Zusatzborierungssystem bei dem numerischen Modell außer acht.

Aufgrund dessen wird der Kühlmitteldruckverlauf in dieser Studie ausschließlich von der Void- und Dopplerrückwirkung bestimmt. Die für die drei FDWR-Entwürfe unterstellten Voidreaktivitätskurven sind in Abb. 24 zu sehen. Diese Kurven basieren auf den neutronenphysikalischen Rechnungen der Ref. /8 /. Sie wurden mit einem fortgeschrittenen, für hochkonvertierende Reaktorsysteme geplanten Rechenprogramm namens KARBUS (s. Ref. /43/ und /61/) berechnet und beziehen sich auf Kerne bei Zyklusende. Wie aus Abb. 24 zu entnehmen ist, weist der homogene Reaktor mit weiterem Gitter das günstigste Voidverhalten auf (höhere negative Werte) gefolgt vom heterogenen Entwurf, dessen negative Reaktivitätsgradienten merklich geringer sind. Der homogene Reaktor mit engerem Gitter ist dagegen durch bei Null liegende oder sogar bei niedrigen Kühlmitteldichten ( $< 500 \text{ kg/m}^3$ )

positiv werdende Reaktivitätskoeffizienten gekennzeichnet.

Die Doppler-Koeffizienten werden durch das Temperaturgesetz

$$dK/dT = A/T^b \quad (6.2.1)$$

bestimmt. Die Konstanten A und b für die drei sich am Zyklusende befindenden FDWR sowie die anderen wichtigen neutronenphysikalischen Eingabedaten wurden von /62/ übernommen. Wie bereits im Kap. 2.2 erläutert verfügt RELAP5/Mod.1 über eine punktkinetische Behandlung der Neutronenflußdichte. Inwieweit diese Annäherung berechtigt ist, bestimmt das Verhältnis Transientenzeit zu Relaxationszeit der Neutronengrundschiwingung. Im Falle des untersuchten ATWS wird dieses Verhältnis praktisch unendlich. Das bedeutet, daß für das Reaktorsystem nur die Grundschiwingung wirkt und deshalb wird die oben genannte nulldimensionale Annäherung zugelassen.

Der Ausdruck der anzugebenden Doppler- und Voidreaktivitäten in RELAP5 lautet:

$$r(t) = \sum_{i=1}^{n_p} w_{\rho_i} R_{\rho} \left( \frac{\rho_i(t)}{\rho_i(0)} \right) + \sum_{i=1}^{n_F} w_{F_i} R_F(T_{F_i}(t)) \quad (6.2.2)$$

wobei  $n_p$  die Anzahl der Fluidzellen und  $n_F$  die der Heizleitersegmente in der Kernzone ist.  $R_{\rho}$  ist die tabellarische Umsetzung der Voidreaktivitätskurve als Funktion des Verhältnisses der aktuellen Fluidichte  $\rho_i(t)$  in einer angenommenen Fluidzelle zum stationären Wert  $\rho_i(0)$  der Dichte in derselben Fluidzelle.  $R_F$  ist die analoge Doppler-Tabelle als Funktion der mittleren Brennstofftemperatur in einem angenommenen Brennstabsegment. Ergänzend dazu müssen die Wichtungsfaktoren  $w_{\rho_i}$  und  $w_{F_i}$  vorgegeben werden. Die Standard-Eingabe besteht in der Regel in einer kosinusförmigen Verteilung dieser Faktoren. Von solcher vereinfachenden Annahme konnte bei der Rechnung für den heterogenen Entwurf nicht ausgegangen werden, da Kühlmittel-

dichtendifferenzen in verschiedenen Teilen des Kernes eine beachtliche Rolle bei der Reaktivitätsrückwirkung besonders im Falle eines heterogenen Reaktors spielen können. Deswegen wurden für diesen Entwurf zwei Rechnungen durchgeführt: eine mit den Standardwichtungsfaktoren die in erster Annäherung repräsentativ für eine globale Reaktivitätsänderung im ganzen Kern (Seed-Blanket) sind; und eine andere, welche die von /63/ bereitgestellten Faktorenwerte mit enthält. Diese Wichtungsfaktoren wurden getrennt für Seed und Blanket in je fünf axialen Positionen sowohl für die Void- als auch für die Doppler-Reaktivität berechnet. Die rechnerische Vorgehensweise für ihre Bestimmung setzt eine Kühlmitteldichteverringerung von 30% in den einzelnen Fluidzonen bzw. eine Brennstofftemperaturänderung von 900 K auf 2100 K in den einzelnen Brennstabsegmenten voraus. Die lokalen, dadurch erzielten Änderungen des Multiplikationsfaktors werden, wenn sie einmal zweckmäßig normiert sind, als Wichtungsfaktoren in dem RELAP5-Eingabesatz verwendet. Der Code sorgt dann im Laufe der Rechnung dafür, die verschiedenen Void- und Doppler-Reaktivitätswerte zeitschrittweise in den fünf axialen Zonen über die entsprechenden Kühlmitteldichten bzw. Brennstofftemperaturen zu wichten. Die wichtigsten Ergebnisse beider Rechnungen wurden miteinander verglichen und analysiert (s. weiter unten).

Es sei hier darauf hingewiesen, daß für die anderen Reaktoren die Standard-Einteilung der Wichtungsfaktoren als ausreichend angesehen wurde.

Die für die vier Reaktoren gebildeten Nodalisierungen weichen voneinander unwesentlich ab. Allein die Längen des oberen Plenums und des Kernes werden an die jeweiligen Geometrien angepaßt. Der heterogene Kern ist außerdem in zwei Kanäle zur Simulation der getrennten Seed- und Blanket-Zonen unterteilt. Zusammenfassend setzt sich jede Nodalisierung, deren zugehöriger Reaktor im Vollastzustand ist (100% Leistung), aus insgesamt 171 Fluidzellen, 175 Knotenzellen (Verbindungen) und 57 Heizleitersegmenten zusammen.

### 6.3 Ergebnisse der Rechnungen

-----

ATWS-Vorrechnungen für den Referenz-DWR wurden auch mit dem Originalprogramm RELAP5/Mod.1-INEL neben den Referenz-Rechnungen (RELAP5/Mod.1-KfK und -EUR) durchgeführt. Sie konnten im Gegensatz zu den LOCA-Vorrechnungen erfolgreich beendet werden. Aufgrund der grundsätzlich homogenen Strömungszustände während des Störfalles bekam man Ergebnisse, die fast identisch sind mit denen der Ispra-Version. Der Hauptgewinn beim Einsatz von RELAP5/Mod.1-EUR war aber die um mehr als 50% reduzierte Rechenzeit im Vergleich mit der Originalversion und deshalb wurde mit dieser nicht weiter gearbeitet.

#### 6.3.1 Rechnungen mit RELAP5/Mod.1-KfK

-----

Die durch die Programmversion RELAP5/Mod.1-KfK erzielten ATWS-Ergebnisse für alle vier in dieser Arbeit betrachteten Reaktortypen sind in Abb. 76 bis 98 gezeigt. Es muß vorweg gesagt werden, daß die Rechnung für den homogenen Reaktor mit engerem Stabgitter wegen numerischer Fehler, deren Ursachen später geklärt wird, frühzeitig abgebrochen wurde.

Der Störfall wird von der Abschaltung der Hauptkühlmittelpumpen (HKP) und der DE-Hauptspeisepumpen eingeleitet. Wenn das geschieht, fängt die Winkelgeschwindigkeit der HKP an, rasch zurückzugehen, wie in Abb. 76 gezeigt. Wegen der Verriegelung der Frischdampf-Umleitstation steigt der Druck in den Dampferzeugern nach ca. 15 Sekunden auf den Ansprechdruck des DE-Sicherheitsventils (88 bar) an. Dieses Ventil schließt wieder, wenn der Druck auf 83 bar gefallen ist. Dieses Öffnen- und Schließen-Verhalten bedingt einen schnell schwingenden Verlauf des DE-Druckes, wie Abb. 77 zeigt. Durch das Versagen der HKP verringert sich rasch der Kernmassendurchsatz, indem sich der Zwangsumlauf in einen Naturumlauf verändert. Nach ca. 120 Sek. erreicht er bei allen Reaktoren einen beinahe konstanten Wert (s. Abb. 78). Bei nachlassender Kernkühlung vergrößert sich die Aufwärmespanne in der Primärseite und durch den Temperaturanstieg in der Sekundärseite hebt sich das Kühlmitteltemperaturniveau an. Die Kühlmitteltemperatur am RDB-Austritt in Abb. 79 und die am RDB-Eintritt in Abb. 80 verdeutlichen die oben beschriebene Lage. Die erstere steigt wegen der



Durchsatzabnahme kräftiger an und die zweite ändert sich dagegen weniger, weil die Dampferzeuger, mit Ausnahme vom heterogenen Reaktor, als Wärmesenke (selbst wenn reduziert) bestehen bleiben und weil der sich eingestellte Naturumlauf die vom Kern erzeugte Energie ausreichend abführen kann. Der steile Temperaturanstieg beim heterogenen Reaktor erklärt sich durch den starken Abfall des Füllstandes in den Dampferzeugern (s. Abb. 81), der deutlich schneller als bei den anderen Reaktoren erfolgt und die davon herrührende schlechtere Wärmezufuhr zur Sekundärseite.

Das aus dem Anstieg der Kühlmitteltemperatur resultierende Volumenschwellen bedingt eine beträchtliche Einströmung über die Volumenausgleichsleitung in den Druckhalter (s. Abb. 82). Die Konsequenz des Kühlmitteltemperaturanstieges ist ein rascher Anstieg des Systemdruckes. Beispielweise werden in den Abb. 83 und 84 die Kühlmitteldruckverläufe im Kern und im Druckhalter gezeigt. Wenn man die Situation in dieser letzten Komponente betrachtet, stellt man fest, daß der Druck in allen berechneten Fällen bis 170 bar rasch ansteigt. Zu diesem Zeitpunkt öffnet das erste DH-Sicherheitsventil. Danach ist das Verhalten der vier Reaktoren unterschiedlich. Die Drücke beim DWR und beim homogenen FDWR mit weiterem Gitter überschreiten geringfügig und für eine kurze Zeit den Ansprechdruck des zweiten DH-Sicherheitsventils (175 bar), während der Druck beim heterogenen FDWR einen Höchstwert von ungefähr 212 bar erreicht (im Kern beträgt der Spitzenwert 215 bar). Die Rechnung für den homogenen Reaktor mit engerem Brennstabgitter wurde infolge numerischen Versagens abgebrochen, wenn der Druck im Kern den kritischen Wert des Wassers erreichte. RELAP5/Mod.1 wurde nicht ausgelegt, um Wasserzustände zu berechnen, die im überkritischen Bereich anfallen. Demzufolge, wenn es sich bei irgendeiner Rechnung ergibt, daß  $T > T_{crit}$  oder  $P > P_{crit}$  wird, bricht der Code automatisch ab und druckt eine entsprechende Fehlernachricht. Aus dem Gradienten der Druckkurve ist es jedoch klar, daß dieser den festgesetzten Maximalwert des Auslegungsdruckes (230 bar) erreicht und wohl auch überstiegen hätte.

Abb. 85 zeigt den entsprechenden Verlauf des Füllstandes im Druckhalter. Da dieser schon vor dem Öffnen der DH-Sicherheitsventile mit Wasser gefüllt ist, ereignet sich ab  $\sim 15$  Sek. eine Zweiphasen-Ausströmung über die genannten Ventile (der Massenstrom durch das Ventil mit höherem Ansprechdruck wird beispielsweise in Abb. 86 gezeigt) in den Abblasebehälter. Aus der Abb. 85 ist zu ersehen, daß der Druckhalter vom heterogenen Reaktor den schnellsten Entleerungsvorgang nach dem Vollaufen und gemäß den Massendurchsatzverhältnissen in Abb. 86 aufweist. Das plötzliche Einfüllen des Abblasebehälters mit der abgeströmten Mischung verursacht nur im Falle des DWR nicht das Durchbrechen der Berstscheibe und die darauffolgende Freisetzung dieser Mischung in den Sicherheitsbehälter (s. Abb. 87). Beim heterogenen FDWR wird ein Höchstdruck von 27.5 bar und beim homogenen FDWR mit weiterem Gitter von 21 bar erreicht. Beim homogenen FDWR mit engerem Gitter wurde die Rechnung vor dem zweiten absehbaren Druckanstieg aus den gegebenen Gründen abgebrochen. Zwei weitere Rechnungen wurden für diesen Reaktor ausgeführt, bei denen der Einfluß der Abblasekapazität der Druckhalterventile auf den Verlauf des Kühlmitteldruckes untersucht wurde. Die Ventilquerschnitte wurden dabei verdreifacht bzw. verfünffacht, um zu versuchen das Kühlmitteldruck-Maximum zu reduzieren. Das Ergebnis beider Rechnungen war das verzögerte Auftreten des kritischen Druckes im System (bei 40 bzw. 45 Sekunden) und das Aufbrechen der Berstscheibe wegen des erhöhten Massendurchsatzes durch die vergrößerten Abblasequerschnitte der DH-Ventile.

In Abb. 83 sind die Kühlmitteldrücke im Kern dargestellt. Diese Verläufe sind denen im Druckhalter ähnlich, es werden jedoch etwas höhere Druckwerte erreicht.

Abb. 88 zeigt ein topologisch ähnliches Verhalten bei den berechneten Hüllrohrtemperaturen an der Heißstelle. Während die Temperaturen bei den drei anderen Reaktoren sich um nicht mehr als  $20^{\circ}\text{C}$

gegenüber dem stationären Zustand erhöhen, erreicht die Temperatur beim homogenen Reaktor mit engem Gitter in kurzer Zeit einen erheblich höheren Wert<sup>1)</sup>. Der Grund dafür wird im folgenden dargestellt.

In Abb. 89 und 90 sind die Reaktorleistung und die gesamte Reaktivität über der Zeit für die vier Reaktoren aufgetragen. Nach dem Störfallbeginn tragen die Voidreaktivitäten der einzelnen Reaktoren aufgrund der zunehmenden Kühlmitteltemperaturen bzw. abnehmenden Kühlmitteldichten (Abb. 91) im Kern, die als Folge des HKP-Versagens im System eintreten, mit negativen Beiträgen zur gesamten Reaktivität bei. Die Dopplerrückwirkung wird dagegen, der sinkenden Brennstofftemperaturen (s. Abb. 92) wegen positiv. In der ersten Störfallphase bestimmen die größeren negativen Beträge des Voidkoeffizienten den steilen Leistungsabfall; sie werden aber in der späteren Phase von den höher gewordenen Doppler-Koeffizienten allmählich ausgeglichen. Die gesamte Reaktivität bleibt dann langfristig nahe Null und wirkt sich daher nur noch abgeschwächt auf die Reaktorleistung aus. Die anfängliche Leistungsabsenkung ist proportional zum jeweiligen Voidkoeffizienten. Wie man aus der Abb. 24 entnehmen kann, ergeben sich über denselben Kühlmitteldichtebereich sehr unterschiedliche Reaktivitätsabnahmen für die drei vertretenen Reaktoren<sup>2)</sup>.

Die Steigung der Voidreaktivität für den homogenen Reaktor mit engem Gitter ist sehr klein und dies spiegelt sich bei der langsameren Senkung der Reaktorleistung und folglich beim Kühlmitteldruck, dessen Anstieg nicht von den offenen DH-Sicherheitsventilen beherrscht werden kann (Abb. 82) und bei der Brennstabtemperatur (Abb. 88) wieder. Wenn man die vier Kühlmitteldichten (Abb. 91) beobachtet, stellt man eine stärkere Entleerung des

---

1) Die Ermittlung dieser Temperatur kann allerdings mit Rechenfehlern behaftet sein, die sich unmittelbar vor dem erwähnten Programmabsturz ereignet haben.

2) Der Voidkoeffizient für den DWR ist sogar besser:  
 $dk/d\rho = 10 \cdot 10^{-2} \text{ cm}^3/\text{g}$  im Nennzustand (d.h.  $\rho = 7 \text{ g/cm}^3$ .  
s. auch Tabelle II dafür).

Primärkreises (im wesentlichen Dampfbildung) im Falle des heterogenen Reaktors fest. Diese ist auf die höheren Massendurchsätze, die über die DH-Armaturen ins Containment ausströmen, zurückzuführen. Die höheren Massendurchsätze sind bedingt durch das relativ ungünstige Voidverhalten, das in Abb. 24 dargestellt ist.

In Abb. 81 sind, wie weiter oben schon erwähnt, die DE-Füllstände gezeigt. Es muß daran erinnert werden, daß die Haupteinspeisung dort infolge des vorausgesetzten Notstromfalles aufgehört hat und zur Bespeisung der Dampferzeuger zuerst nur die An/Abfahrpumpen eingreifen, die 4 % der Vollastmenge einspeisen können. Das tritt ca. 25 Sekunden nach Störfalleintritt ein. Da der Speisewasseranteil geringer ist als die über das DE-Sicherheitsventil abgegebene Frischdampfmenge, fällt der DE-Wasserstand weiter ab und erreicht die untere Schutzschranke "Wasserstand < 5 m". Somit wird die Abfuhr der im Kern erzeugten Leistung wesentlich verringert. Zu diesem Zeitpunkt tritt auch die Wassereinspeisung der Notspeisepumpen ein, die insgesamt 7 % der Vollastmenge befördern können.

Von hier ab verdampft in den Dampferzeugern mehr oder weniger Wasser je nach der vom Primärkreis noch übertragenen Wärmerate (s. Abb. 93). Das Leistungsniveau des heterogenen Reaktors ist aus den weiter oben erwähnten Gründen am höchsten. Dabei konnte der homogene Reaktor mit engem Gitter wegen Rechnungsabbruch nicht in den Vergleich einbezogen werden. Wenn man Abb. 89 und Abb. 93 vergleicht (das schwingende Verhalten der übertragenen Leistung rührt vom abwechselndem Öffnen und Schließen des DE-Sicherheitsventiles her), ermittelt man, daß nach einer vorübergehenden Störfallphase, während der Kühlmitteldruckanstiege im Primärkreis aufgrund des verschlechterten Wärmetransportes zur Sekundärseite eintreten, beim DWR und beim homogenen FDWR mit weiterem Gitter sich ein Gleichgewicht zwischen erzeugter und abgeführter Leistung eingestellt hat. Das ist aber nicht der Fall für den heterogenen FDWR, bei dem ab ca. 180 Sekunden wegen der fast vollständigen Entleerung (Dry-out) der Dampferzeuger mehr Leistung erzeugt wird, als von der Sekundärseite abgeführt werden kann. Daher entsteht ein weiterer, wenn auch milderer Druckanstieg im Primärkreislauf, wie in den Abb. 83 und 84 gezeigt wird.

In Abb. 92 sind die Brennstofftemperaturen an der Heißstelle des heißen Brennstabes dargestellt. Der bei allen Reaktoren vorhandene Temperaturabstieg bedingt eine entsprechende positive Rückwirkung der Doppler-Reaktivität, die die negativen Werte der Void-Reaktivität teilweise ausgleicht. Abb. 94 bis 98 heben die wesentlichen Differenzen zwischen dem thermohydraulischen Verhalten von Seed und Blanket im heterogenen FDWR hervor.

Abb. 94 zeigt den Kühlmitteldurchsatz am Eintritt beider Kernkanle, Abb. 95 die zugehörigen Kühlmitteldichten und Abb. 96 die Brennstofftemperaturen im heißen Brennstab (an der Heißstelle). Das Verhältnis von Massenstrom im Blanket zu Massenstrom im Seed verringert sich im Laufe der Transiente, d.h. es ergibt sich eine Neuverteilung des gesamten Wasserdurchsatzes zugunsten des Seeds, da bei abnehmendem Massenstrom und ausgehend von den jeweiligen Vollastbedingungen, die Reibungsbeiwerte der Brennstäbe im Blanket mehr ansteigen als die der Brennstäbe im Seed und der Druckverlust über Seed und Blanket derselbe sein muß (s. den Druckverlauf im Seed und Blanket in Abb. 97). Im Gegenteil zum LOCA ergibt sich hier aber nicht ein höherer Massendurchsatz durch das Seed als durch das Blanket. Wegen des verringerten Massenstromes und der höheren volumetrischen Leistungsdichte im Fluid, ereignet sich im Blanket eine stärkere Abnahme der Kühlmitteldichte gegenüber dem Seed, wie in Abb. 95 dargestellt. Die niedrigeren Brennstofftemperaturen im Blanket (Abb. 96) sind auf die kleinere Brennstableistung dieser Kernzone im Vergleich zum Seed (s. Tab. II) zurückzuführen. Die entsprechenden Temperaturen an der Brennstabwand werden in Abb. 98 gezeigt. Durch Einsetzen der Ispra-Version des Codes erhält man die in den Abb. 99 und 100 gezeigten Verläufe für den Kernmassenstrom bzw. die Kernkühlmitteldichte im Seed und Blanket. Man sieht, daß das Anfangsverhltnis zwischen den Massenströmen auch im Lauf des Störfallablaufes einigermaßen eingehalten wird, da in dieser Version die Reibungsverluste in den zwei Kernzonen sich auf dasselbe theoretische Modell stützen. Die daraus resultierenden Kühlmitteldichten stimmen damit ziemlich gut überein (im Seed ist die Kühlmitteldichte etwas höher wegen der dort niedrigeren volumetrischen Leistungsdichte im Fluid).

### 6.3.2 Vergleich mit den mit RECAP5/Mod.1-EUR erzielten Rechenergebnissen

---

Die wichtigsten, durch die Einführung der FDWR-spezifischen Modifikationen bedingten Unterschiede bei den ATWS-Ergebnissen gegenüber der Ispra-Version des Codes werden in den Abb. 101 bis 118 gezeigt. Der Effekt des höheren Widerstands im Blanket des heterogenen Reaktors bei der KfK-Rechnung ist ein rückgängiger Massendurchsatz über das Blanket selbst, mit konsequenter Durchsatzerhöhung im Seed (s. Abb.101 und 102). Das bestätigt die diesbezüglichen oben angeführten Bemerkungen. Die berechneten Kernkühlmitteldichten sind in Abb. 103 und Abb. 104 ersichtlich. Die Blanket-Kühlmitteldichte nach der Ispra-Rechnung ist etwas höher als die entsprechende Dichte nach der KfK-Rechnung und das umgekehrte gilt (jedoch in geringerem Maße) für die Seed-Kühlmitteldichte. Eine rechnerische Instabilität charakterisiert den späteren Dichtenverlauf beider Kernteile (ab 200 Sekunden) bei der Ispra-Rechnung. Der sprunghafte Vorgang ist auf eine plötzlich erhöhte Dampfbildung, gefolgt von einer rückläufigen Dampfentstehungsrate im Kern, zurückzuführen, wie Abb. 105 zeigt. Diese Erscheinung wurde nicht während der KfK-Rechnung beobachtet, was z.B. aus Abb. 106 hervorgeht. Die Fluidzustandsänderung bei der Ispra-Rechnung bringt eine Störung des Ablaufes der gesamten Reaktivität mit sich, während die mit RELAP5/Mod.1-KfK berechneten Reaktivitätsverläufen verbundenen Kernleistungs-kurven zeigt Abb. 107). Die mit den Reaktivitätsverläufen verbundenen Kernleistungskurven zeigt Abb. 108. Die Erklärung für das höhere, in der KfK-Rechnung ermittelte Leistungsniveau liegt in der Wiederverteilung der Massenströme bzw. Kühlmitteldichten im Zusammenhang mit der Voidrückwirkung, die für Blanket und Seed unterschiedlich ist. Neue Studien /63/ brachten die Erkenntnis, daß in einigen Zonen des Blankets eine positive Multiplikationsfaktoränderung bei einer Verminderung der Fluidichte eintritt. Dieser Tatsache trägt die Wichtungsfaktorverteilung in dieser Arbeit Rechnung. Da sich bei der KfK-Rechnung eine kleinere Kühlmitteldichte im Blanket als bei der EUR-Rechnung ergeben hat, ist die positive Voidrückwirkung der betroffenen axialen Zonen dort höher. Das führt zu der langsamer abfallenden Leistungskurve in Abb. 108. Zu dieser Abbildung ist noch zu sagen, daß die

stufenartige Änderung der Leistung bei der EUR-Rechnung von der plötzlichen Reaktivitätsabsenkung (s. Abb. 107) verursacht wird. Die Druckverläufe sind in Abb. 109 zu sehen. Die maximalen Werte, die durch die EUR-Programmversion erhalten werden, sind als Folge des günstigeren Leistungsverhaltens ca. 3 bar niedriger als die der Rechnung mit der KfK-Version. Außerdem erfolgt bei der EUR-Rechnung keine weitere Druckzunahme ab 180 Sekunden, weil zu dem Zeitpunkt die geschätzte Leistung stark sinkt. Das hat eine mildere Neigung der Wasserstandsabfallkurve in den Dampf-erzeugern zur Folge, wie Abb. 110 schildert.

Ein wichtiger Unterschied zwischen den zwei Rechnungen wurde bei der Hüllrohrtemperatur an der Heißstelle im Seed festgestellt (s. Abb. 113). Während nach der Korrelation von Dalle Donne-Hame dort keine Siedekrise eintritt, treffen nach der Beziehung von Hsu-Beckner die KHB-Bedingungen ein. Deshalb weichen die beiden Temperaturkurven ab 85 Sekunden drastisch voneinander ab: während bei der KfK-Rechnung die Brennstabwandtemperatur unter  $400^{\circ}\text{C}$  bleibt, erreicht die entsprechende Temperatur bei der EUR-Version einen Höchstwert von  $1120^{\circ}\text{C}$ , die gerade noch niedriger als die zugelassene Schranke von  $1200^{\circ}\text{C}$  ist. Eine mögliche Begründung des Eintreffens der Siedekrise in der EUR-Rechnung sind die etwas schlechteren Kühlbedingungen des Seeds gegenüber der KfK-Rechnung (s. Abb. 102). Übrigens ist die Hsu-Beckner-Korrelation nicht für hexagonale enge Gitter ausgelegt und getestet worden, so daß man keine Aussagen über ihre Zuverlässigkeit bei FDWR-Anwendungen machen kann.

Die Siedekrise wurde außer bei dem heißen Brennstab nirgendwo sonst im Seed festgestellt. Im Blanket, wo die Brennstableistung kleiner als im Seed ist, treten KHB-Bedingungen auch nicht beim heißen Brennstab ein, wie aus der Abb. 112 zu entnehmen ist.

Um den Effekt der Wichtungsfaktoren bei der Void- und Dopplerrückwirkung auf das Druckverhalten zu erforschen wurde eine Rechnung mit der weiter oben genannten Standard-Wichtungsfaktorenverteilung anhand von RELAP5/Mod.1-KfK durchgeführt und deren wichtigste Ergebnisse mit denen der KfK-Referenz-Rechnung in Abb. 113 und 114

graphisch verglichen. Die Differenz zwischen den erreichten Druck-Höchstwerten ist nicht groß: 215 bar im Kern mit der Referenz-Rechnung, die auf einem genaueren Rechenverfahren basiert und 206 bar mit der anderen Rechnung, der eine grobe Näherung zugrundeliegt. Das erklärt sich durch die optimistische Annahme der Standardverteilung, daß alle axialen Zonen im Seed und Blanket eine negative Voidrückwirkung bei abnehmender Kühlmitteldichte aufweisen, was nicht der Fall bei der Referenz-Rechnung ist. Abb. 114 zeigt vergleichsweise die Kurven des Kühlmitteldruckes im Druckhalter für die zwei beschriebenen Rechnungen.

Abb. 115 bis 118 zeigen zum Schluß die Auswirkungen der eingeführten Modifikationen bei den homogenen FDWR. Nach der KfK-Rechnung sind die Kernmassendurchsätze geringfügig kleiner als nach der EUR-Rechnung (s. Abb. 115 und 116). Es würde sich daher eine etwas negativere Voidrückwirkung einstellen, die aber von der durch die etwas höhere Brennstofftemperatur bedingten weniger negativen Dopplerrückwirkung kompensiert wird. Aus den gegeneinanderwirkenden Effekten erfolgen Kühlmitteldruckverläufe, die voneinander kaum abweichen (s. Abb. 117 und 118).

#### 6.4 Schlußfolgerungen -----

Die wichtigsten Ergebnisse der ATWS-Rechnungen mit der KfK-RELAP5 Version für die vier Reaktoren sind in Tab. VII zusammengefaßt.

Aus diesen Ergebnissen und einstweilen ohne Rücksicht auf die im Kap.5 erzielten LOCA-Ergebnisse, kann man folgende Schlüsse ziehen:

- Der homogene FDWR-Entwurf mit engerem Brennstabgitter kann vom sicherheitstechnischen Gesichtspunkt nicht akzeptiert werden, da er im Laufe des untersuchten ATWS-Störfalles unzulässige Höchstwerte des Kühlmitteldruckes aufweist.



- Der homogene FDWR-Entwurf mit weiterem Brennstabgitter und der heterogene FDWR-Entwurf scheinen aufgrund der niedrigeren Kühlmitteldrücke, die unter der vom Genehmigungsverfahren gesetzten Schranke von 230 bar bleiben, akzeptierbar zu sein. Die Integrität der Reaktoranlage wäre umso mehr beim homogenen Entwurf sichergestellt, da die von ihm aufgewiesenen Drücke am niedrigsten sind.

Durch das Anbringen der neuen Korrelationen stellt sich insbesondere bei dem Vergleich der ATWS-Rechnungen folgendes heraus:

- Durch die Anwendung der Korrelation von Dalle Donne-Hame und der Druckverlustbeziehungen, die eine Neuverteilung der Massenströme im Seed und im Blanket bewirken, wird keine Siedekrise an den heißen Brennstäben festgestellt, während diese bei der Rechnung mit der Originalversion im Seed des heterogenen Reaktors eintritt. Die daraus hervorgehende maximale Temperaturdifferenz zwischen beiden Verläufen beträgt 730°C.
- Ebenfalls durch die Anwendung der oben erwähnten Druckverlustbeziehungen und deren indirekten Einfluß auf die Voidrückwirkung in Seed und Blanket treten in der Rechnung mit der neuen FDWR-Programmversion maximale Kühlmitteldrücke ein, die 3 bis 5 bar höher sind als die, welche anhand der Basisversion ermittelt wurden.
- Wesentliche Unterschiede aufgrund der Einführung der neuen FDWR-spezifischen Korrelationen sind bei den homogenen FDWR-Entwürfen nicht eingetroffen.

Die DWR-Ergebnisse der ATWS-Rechnung wurden mit denen, die mit Hilfe des homogenisierten Rechenprogrammes LOOP7 /64/ erzielt wurden, verglichen. Der höchste, während des Störfallablaufes erreichte Druckwert beträgt bei der Untersuchung in /64/ 191 bar, ungefähr 10 bar mehr als der in der vorliegenden Arbeit ermittelte. Es ist dabei zu bedenken, daß die Modelle zur Berechnung der Ausströmraten der Druckhalter-Ventile in LOOP7 und

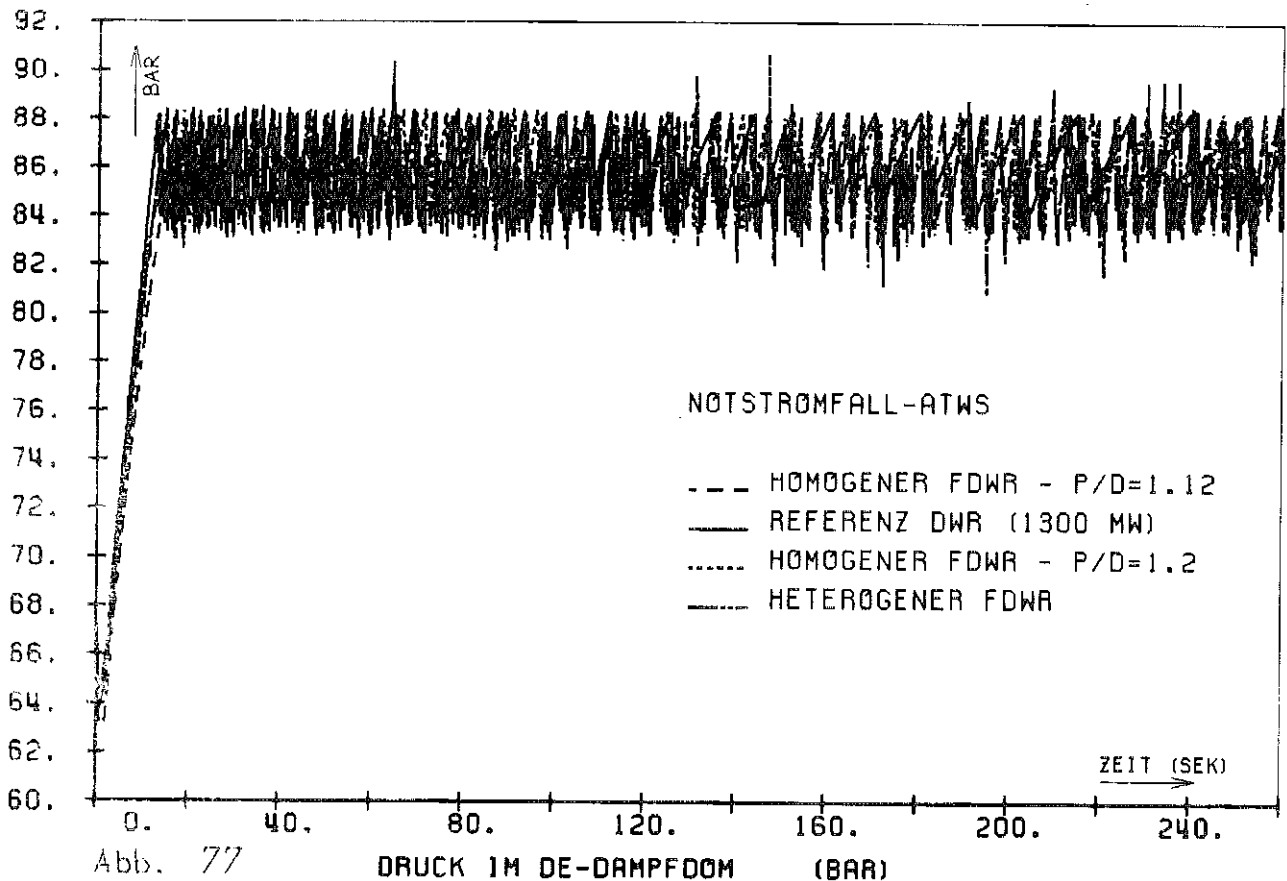
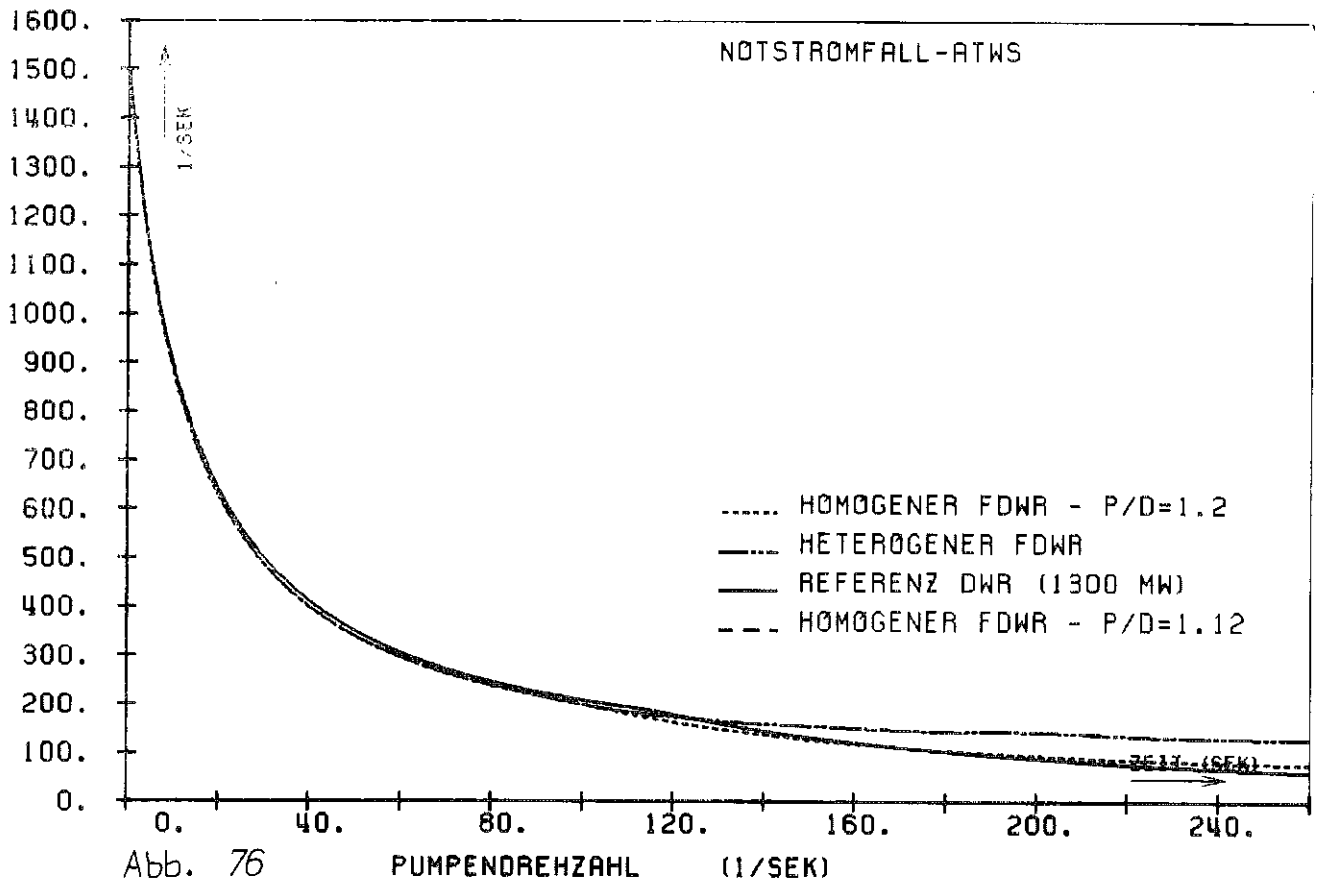
RELAP5/Mod.1 nicht gleich sind. Im ersten Programm wird ein isentropes, homogenes Modell eingesetzt, während im zweiten Programm ein Zweifluid-Modell verwendet wird. Die durch das homogene Modell berechneten Massenstromdichten sind bei weitem kleiner als die, die das Zweifluid-Modell liefert und führen zu höheren Kühlmitteldrücken im System.

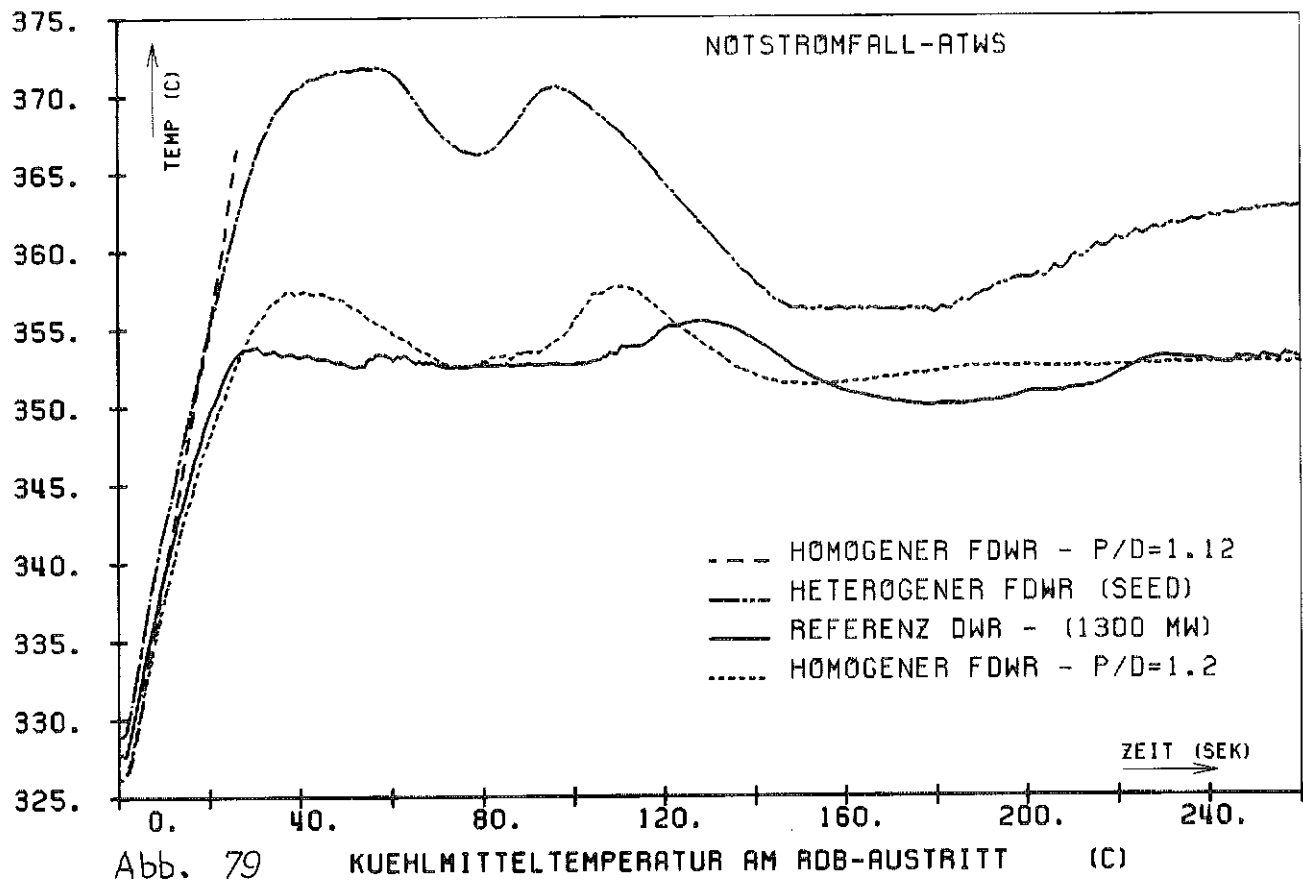
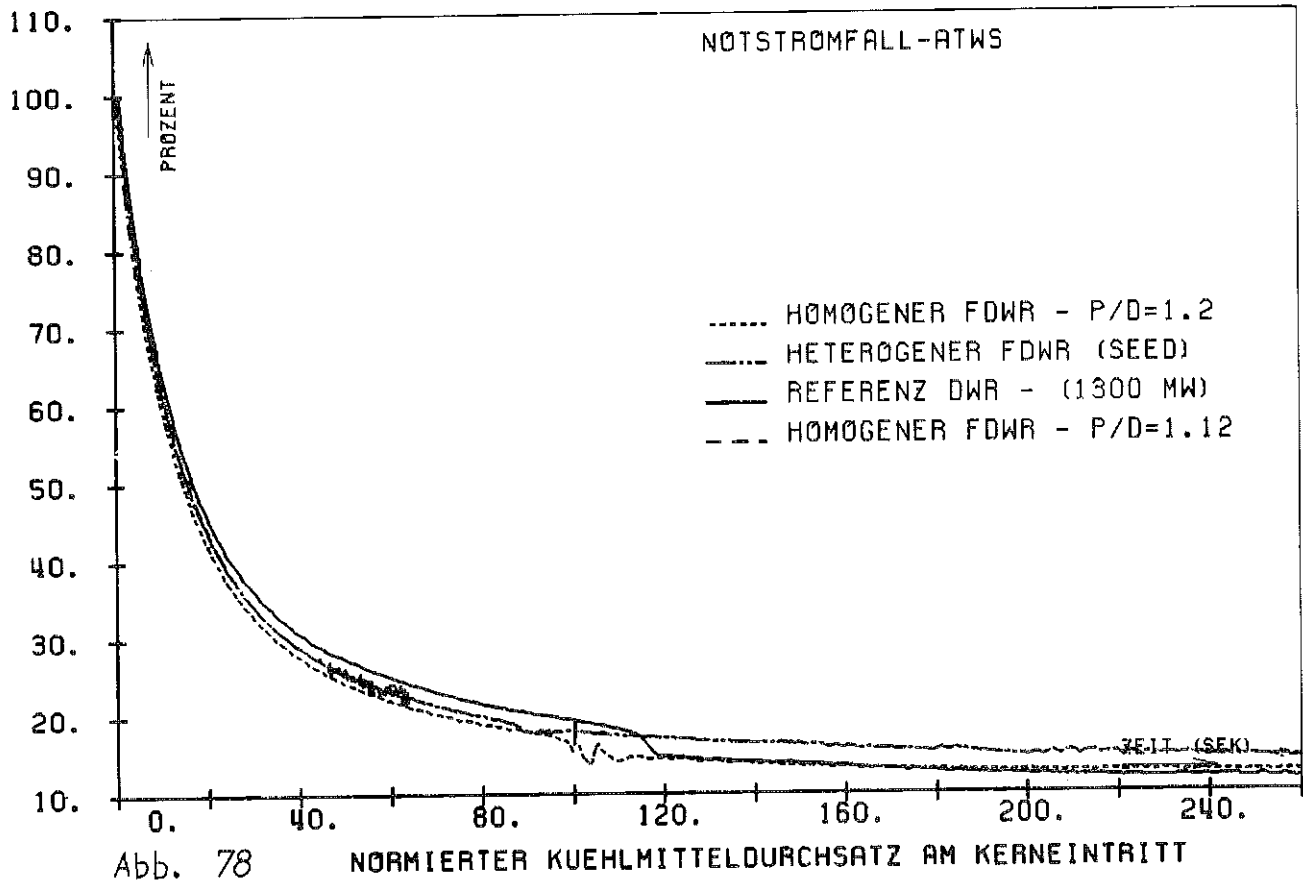
Darüber hinaus sind die im LOOP7 berechneten Kühlmitteldichten am Ende des betrachteten Zeitraumes ( $500 \text{ kg/ m}^3$ ) kleiner als die, welche sich mit RELAP5/Mod.1 ergaben ( $650 \text{ kg/ m}^3$ ). Dieser Unterschied führt zu einer rascheren Leistungsabnahme in /64/ als der in der vorliegenden Arbeit. Dort beträgt die restliche Kernleistung nach 260 Sekunden nur noch 15 % der gesamten Nennleistung und hier ca. 23 % der Nennleistung.

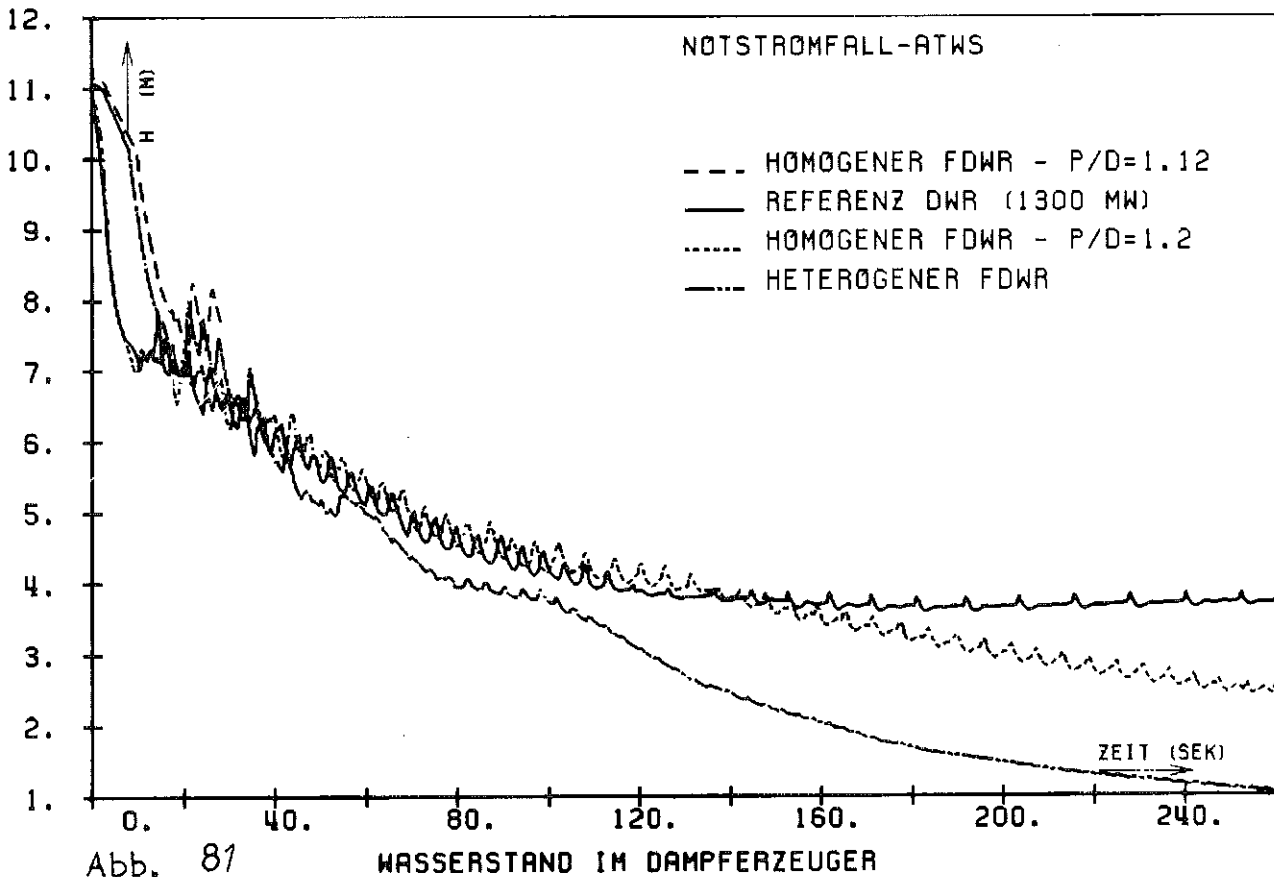
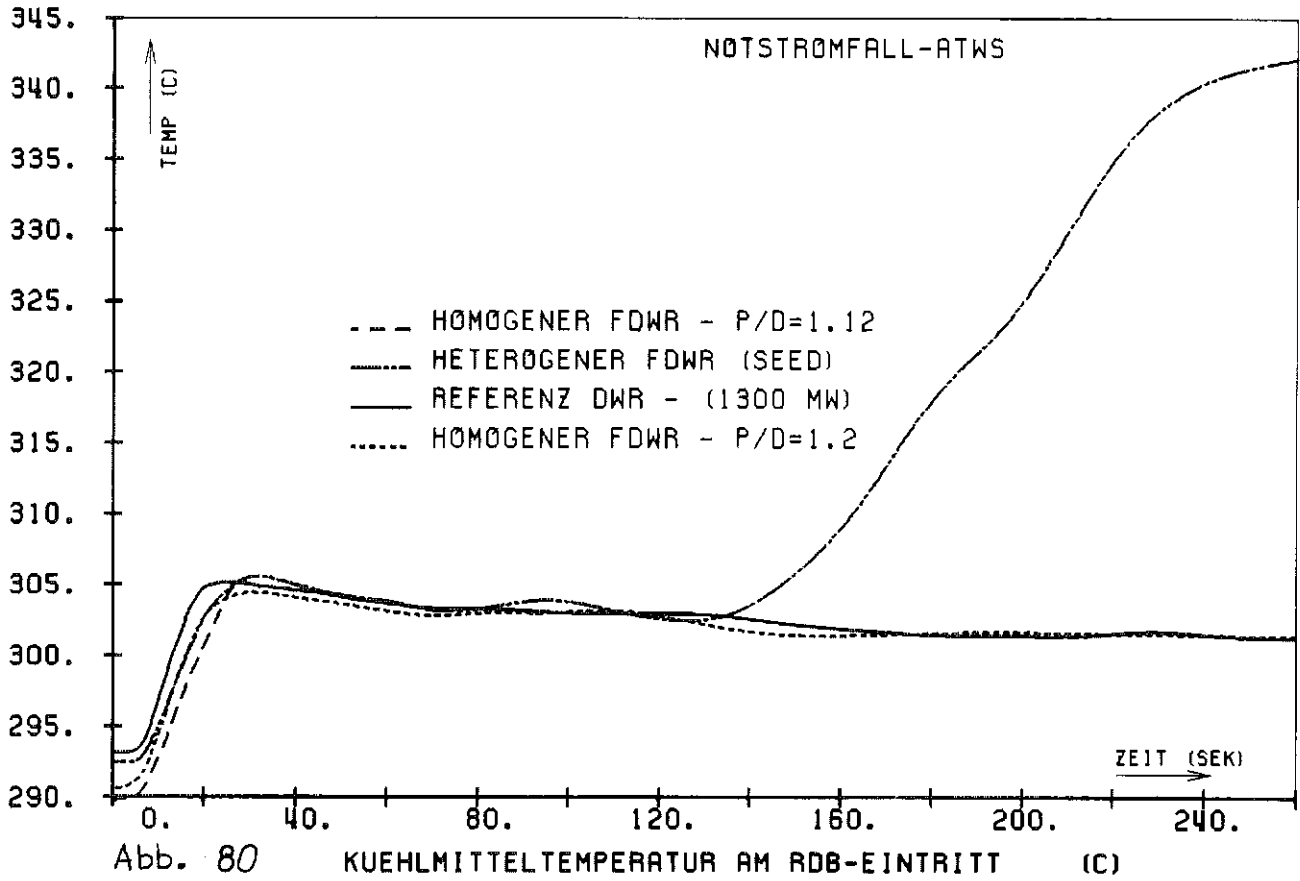
Ebenfalls anhand vom Rechenprogramm LOOP7 wurde die parametrische FDWR-Analyse von /60/ durchgeführt. Obwohl kein direkter Vergleich zwischen deren Ergebnissen und denen der vorliegenden Arbeit möglich ist (untersuchte Reaktoren und zugrunde gelegte Reaktivitätskurven sind nicht gleich denen in dieser Arbeit), stellt man fest, daß die Drücke in /60/ zu höheren Werten tendieren. Das läßt sich wahrscheinlich auf die niedrigeren Abströmraten durch die DH-Sicherheitsventile zurückführen.

Tabelle VII: Hauptergebnisse der ATWS-Rechnung für die vier betrachteten Reaktoren

Reaktor	Berechnete Zeit (s)	Max. Kühlmitteldruck im RDB (bar)	Max. Hüllrohrtem. an der Heißstelle (°C)	Normierte Leistung am Ende der Transiente (%)	Kernkühlmitteldichte am Ende der Transiente (kg/m <sup>3</sup> )	Systemkühlmitteldruck am Ende der Transiente (bar)
Referenz DWR	260	180	368	23	650.82	171
Homog.FDWR (weites Gitter)	260	182	364	33	645.59	171
Homog.FDWR (enges Gitter)	26.2	222	420	89.5	662.32	222
Seed			377		512.85	
Heterog.FDWR	260	215		55		193
Blanket			374		488.01	







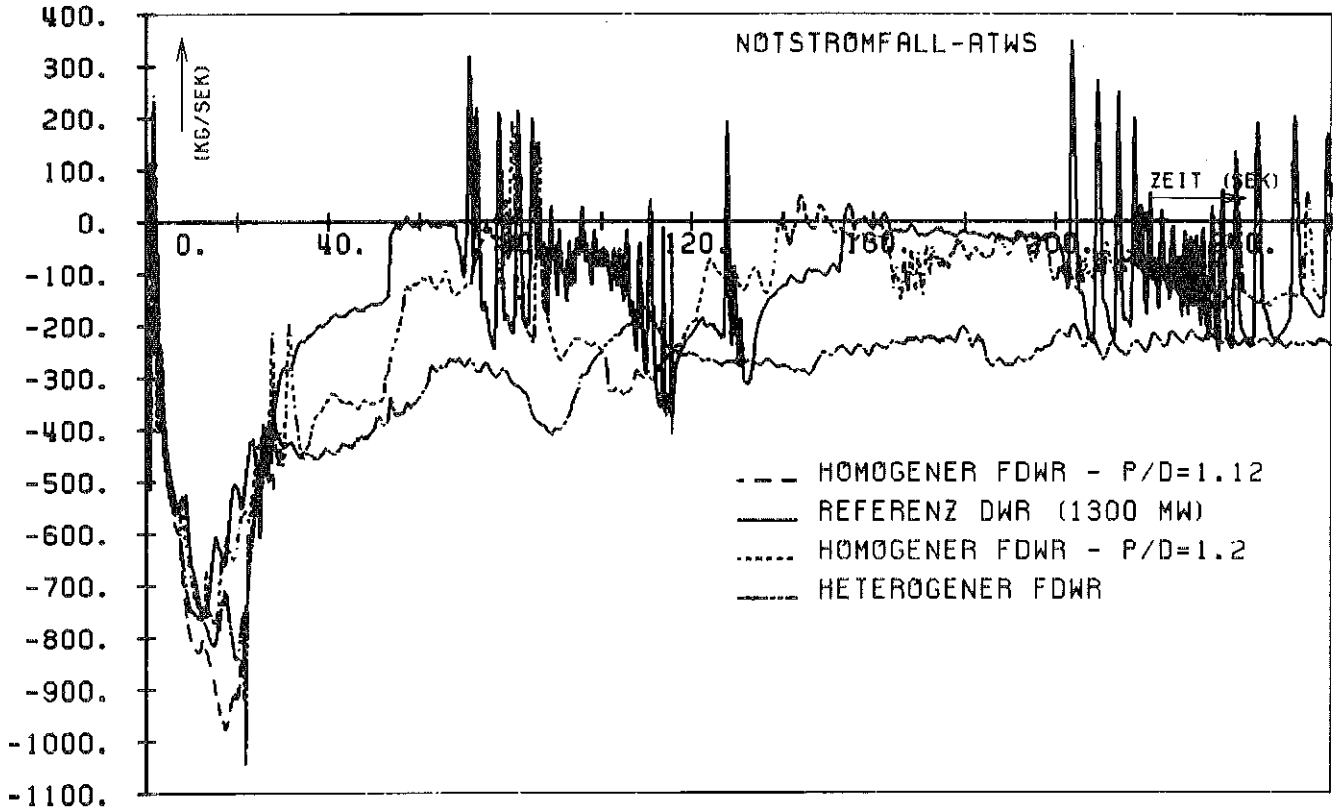


Abb. 82 MASSENSTROM AN DER VOLUMENAUSGLEICHSLEITUNG (KG/S)

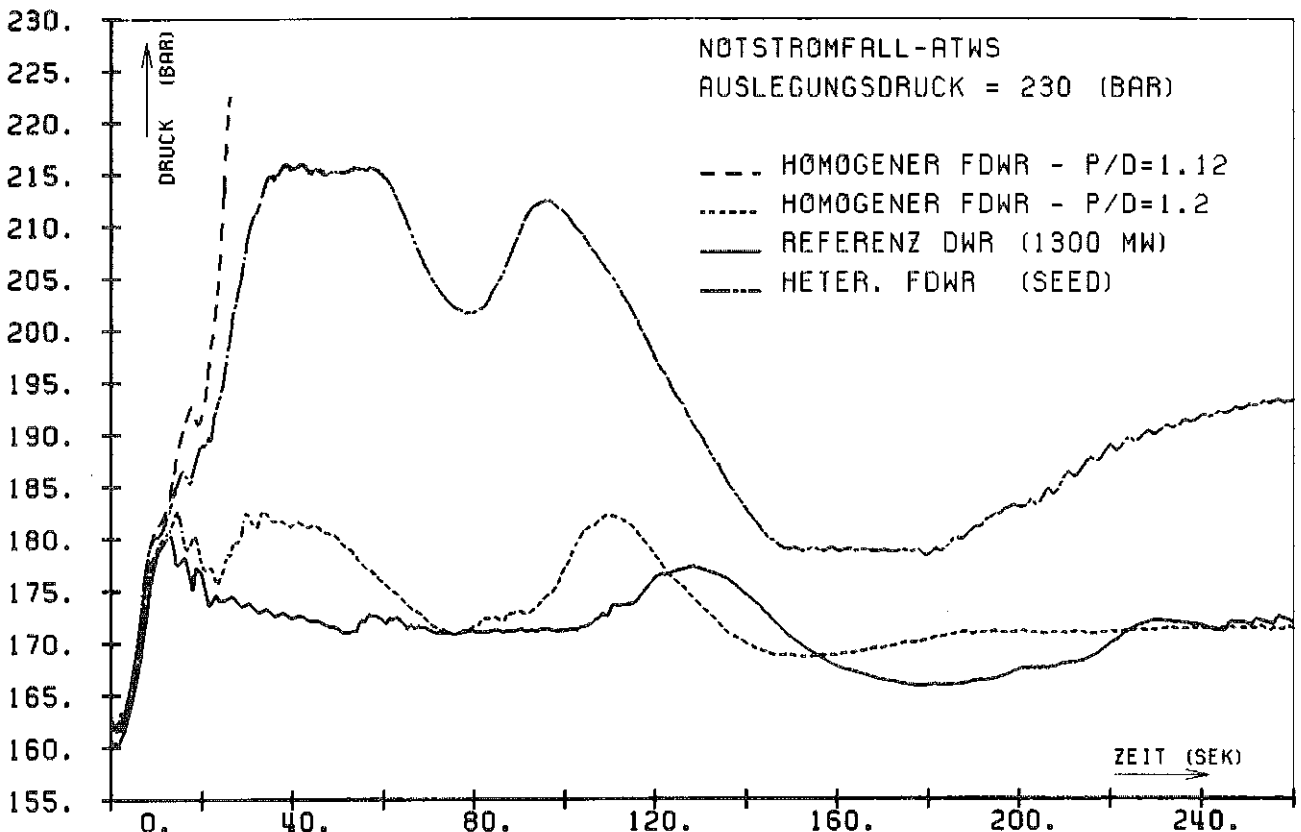
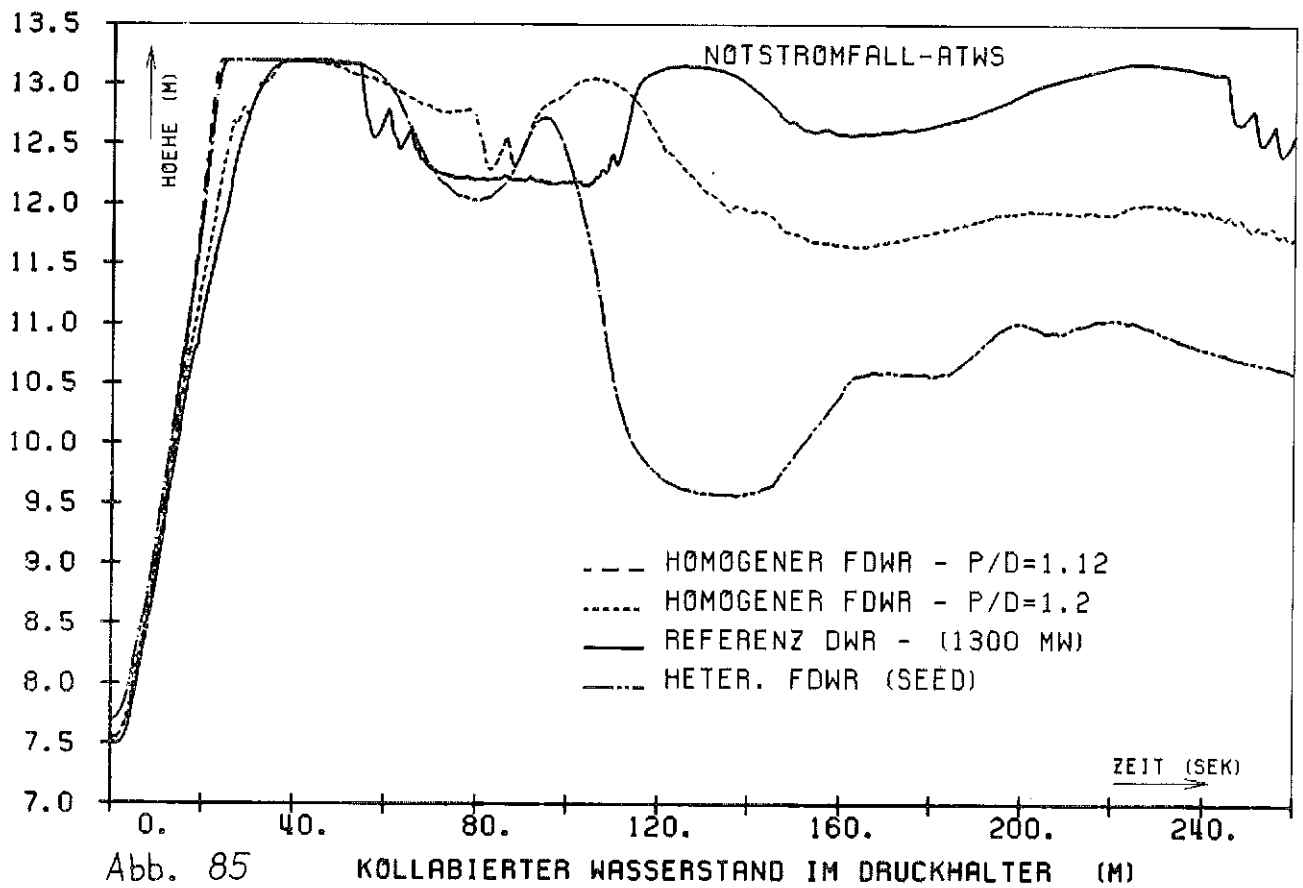
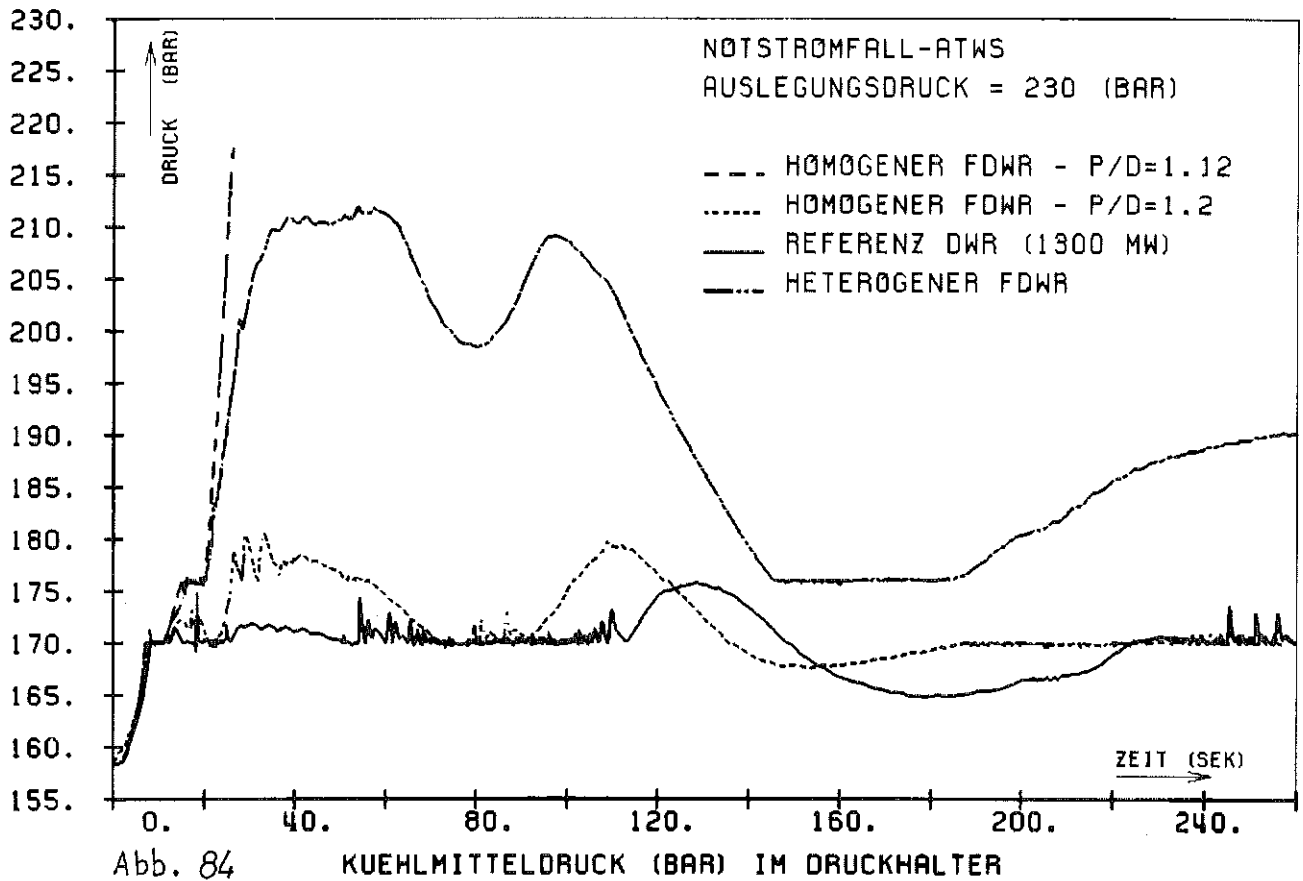
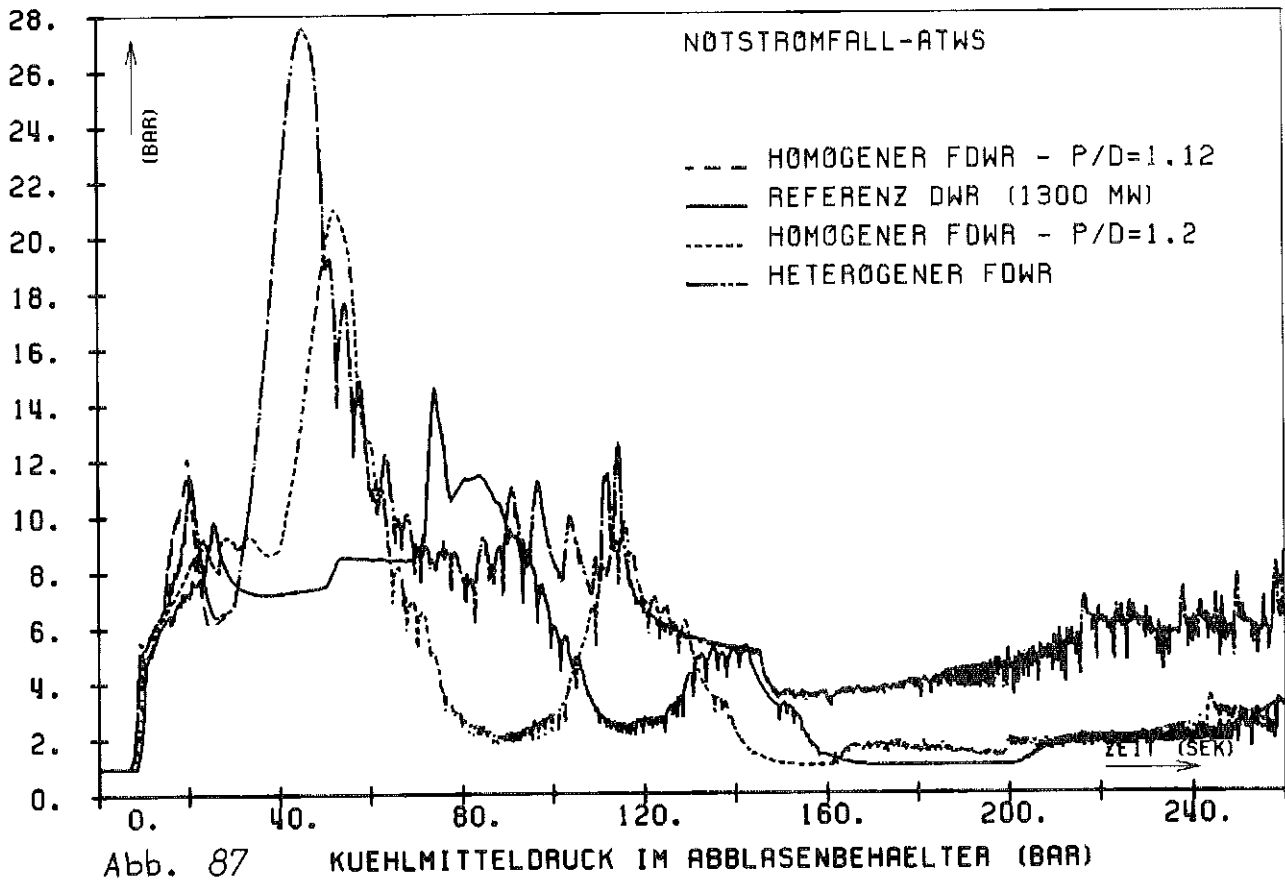
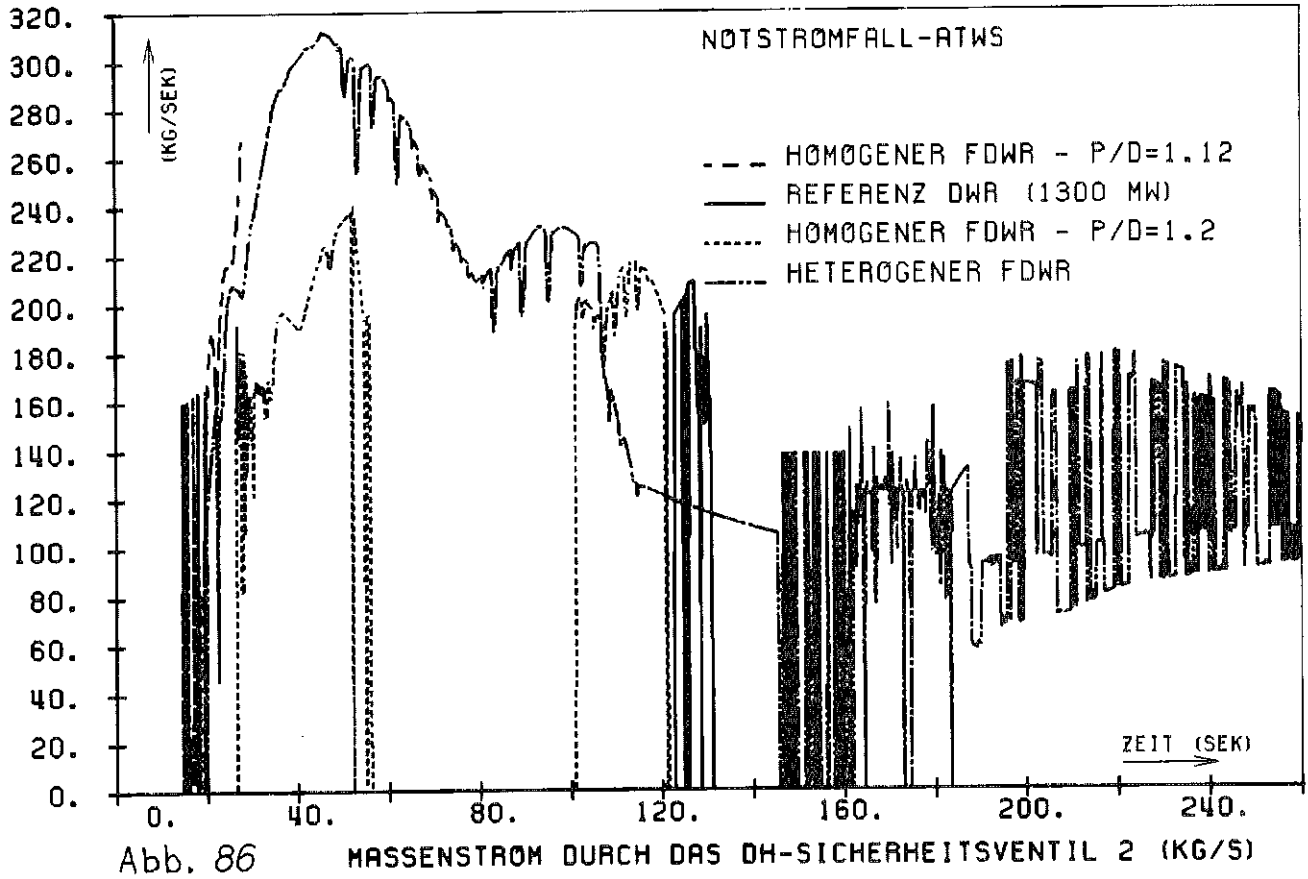
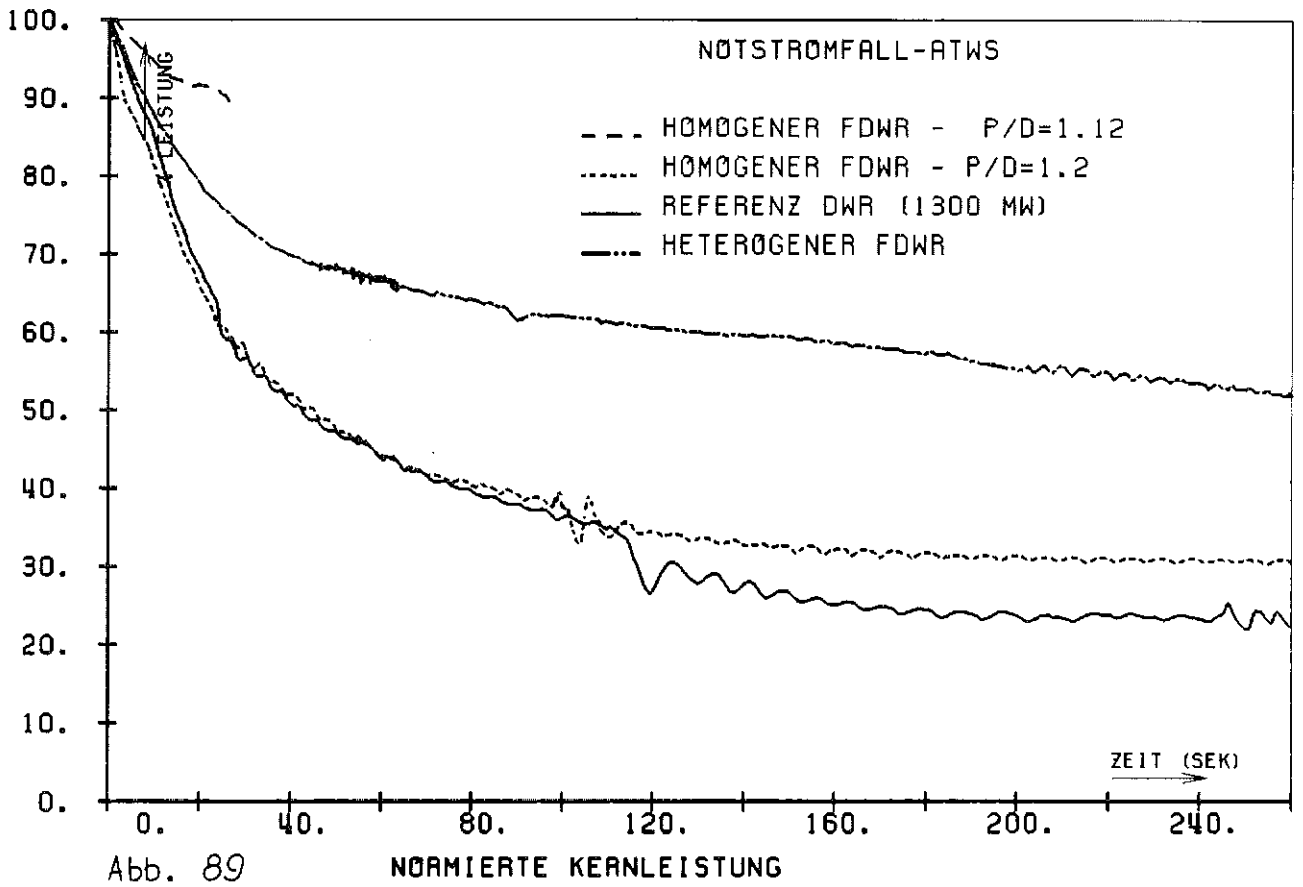
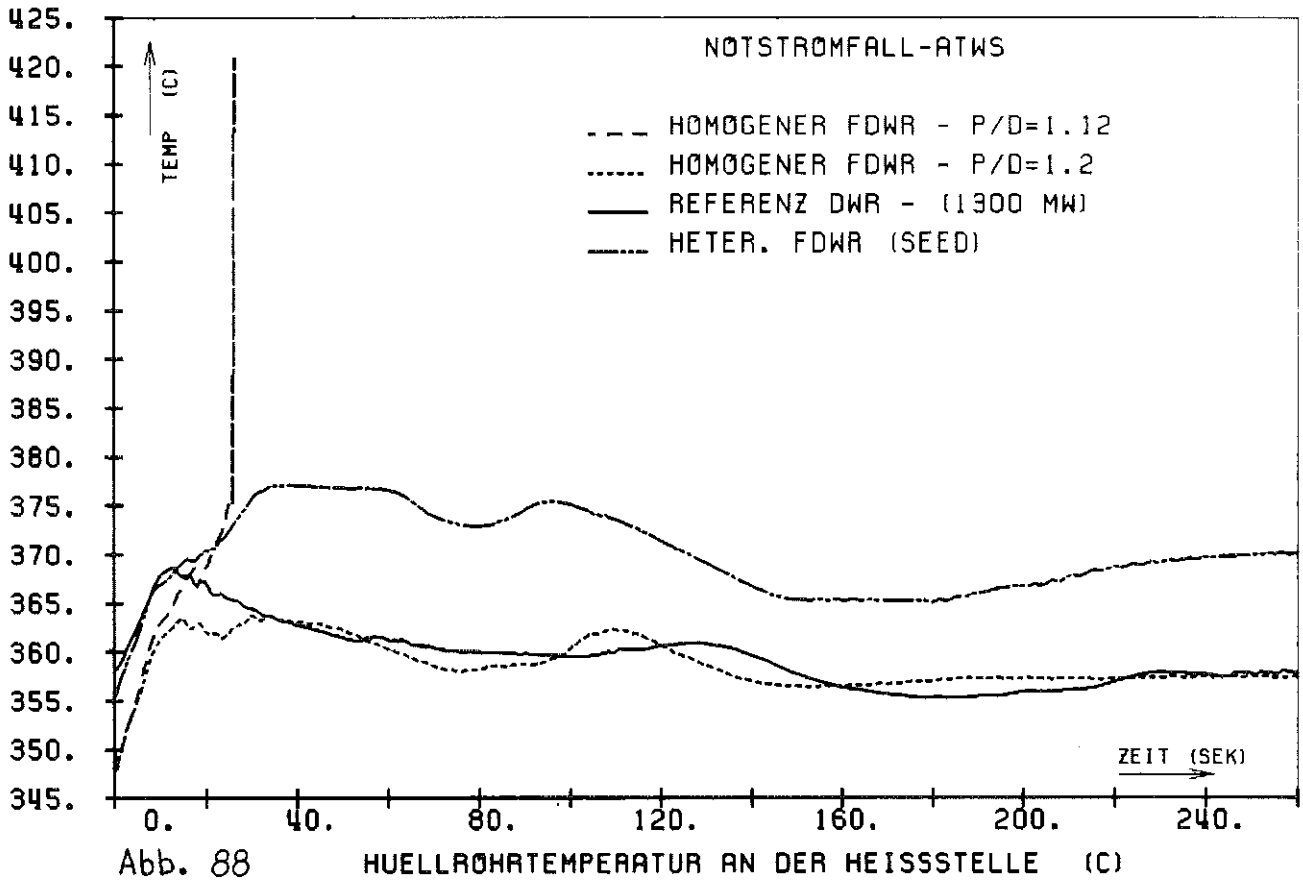


Abb. 83 KUEHLMITTELDRUCK (BAR) IM KERN









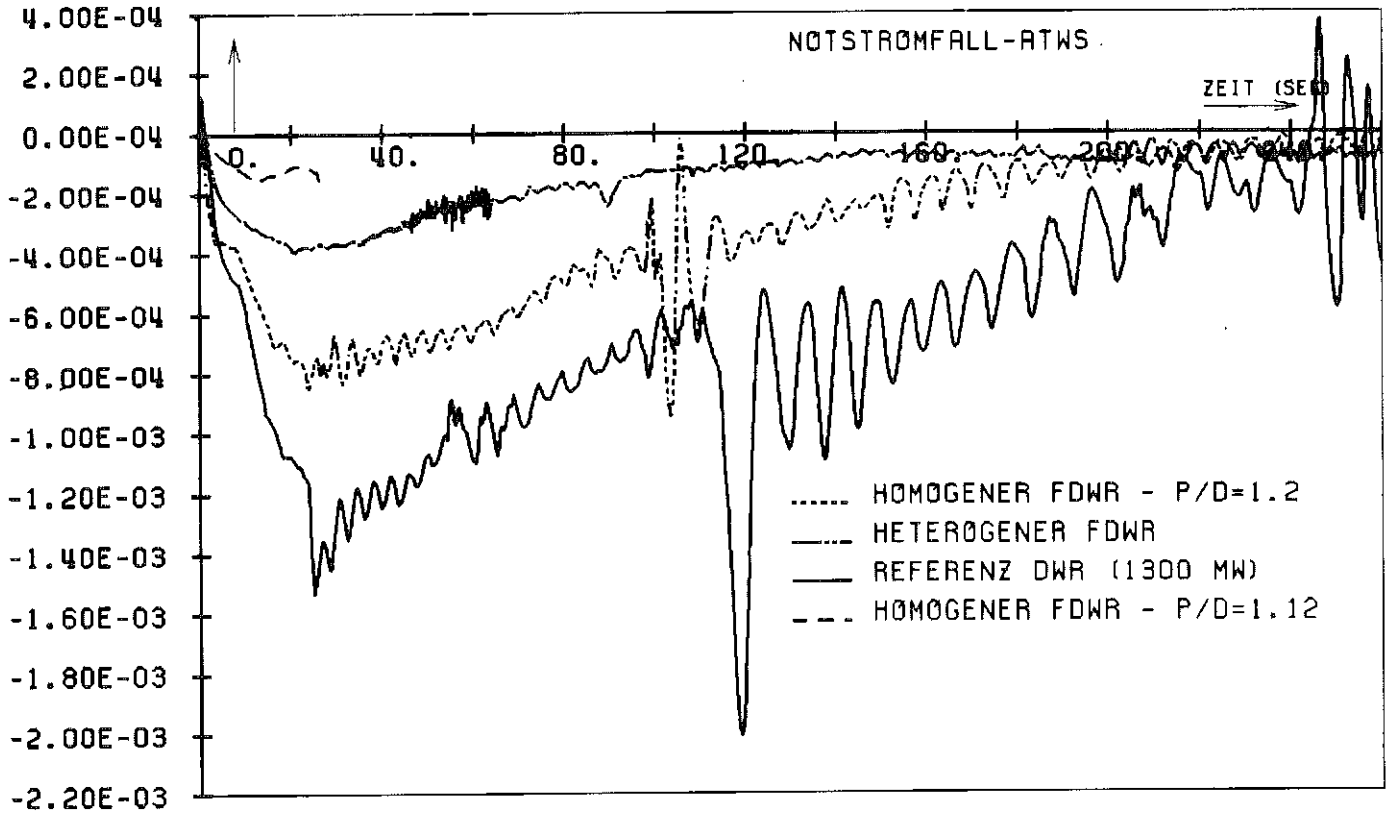


Abb. 90 GESAMTE REAKTIVITAET

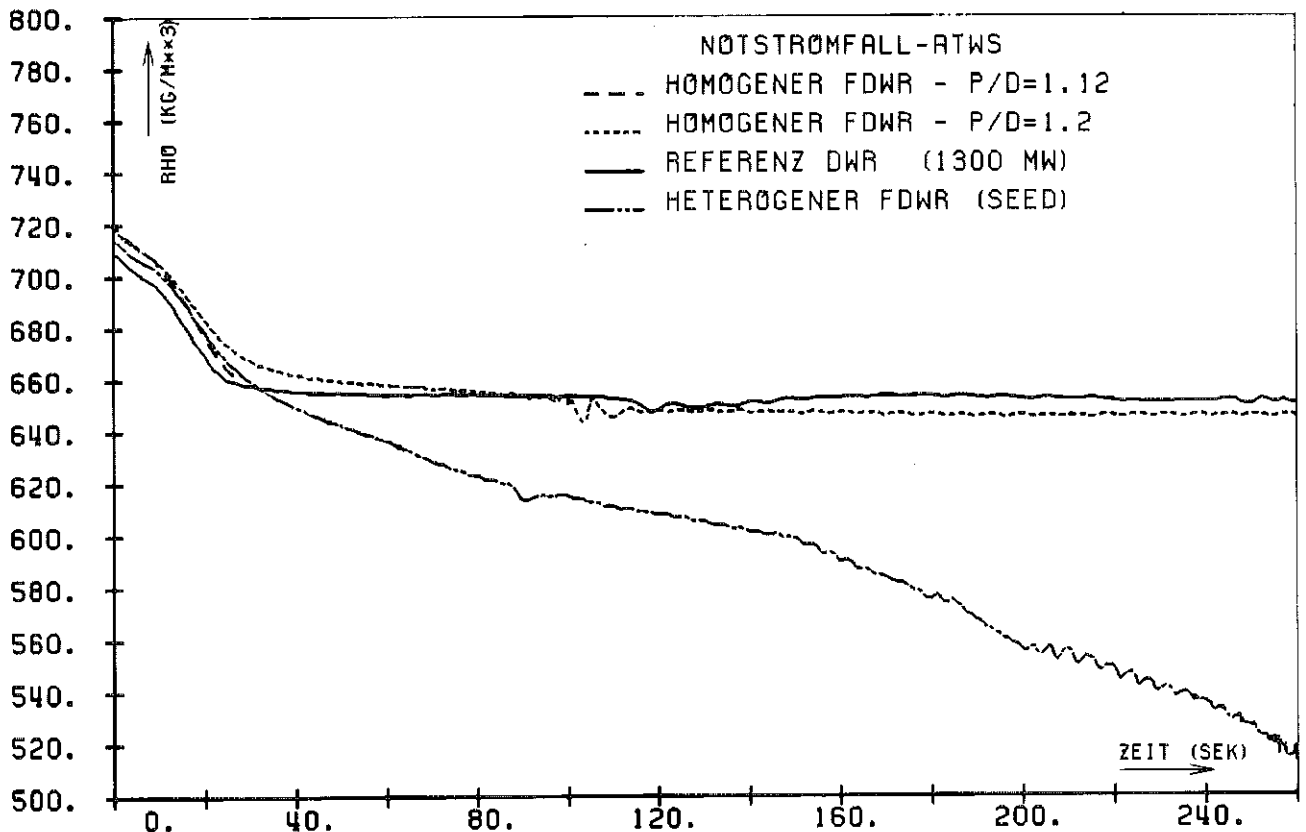
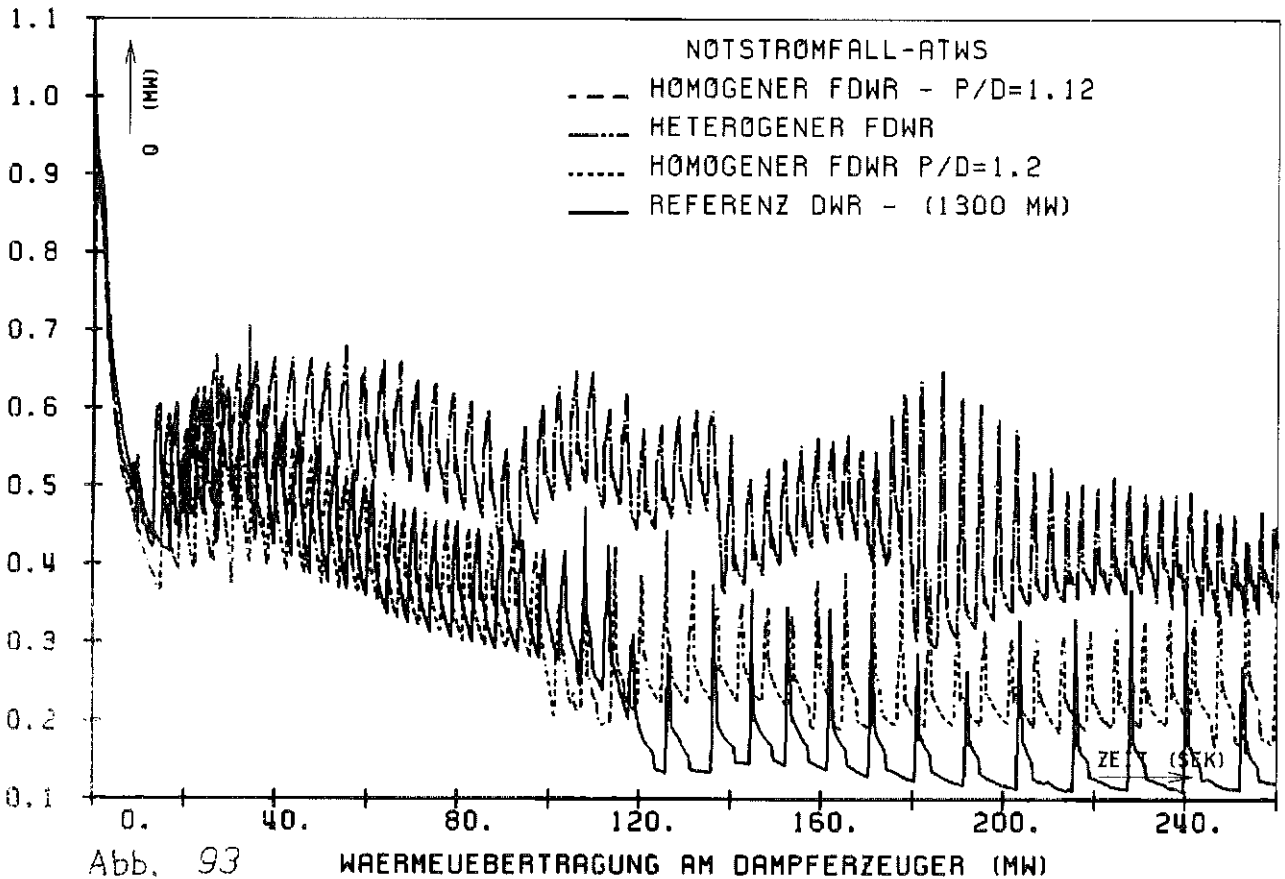
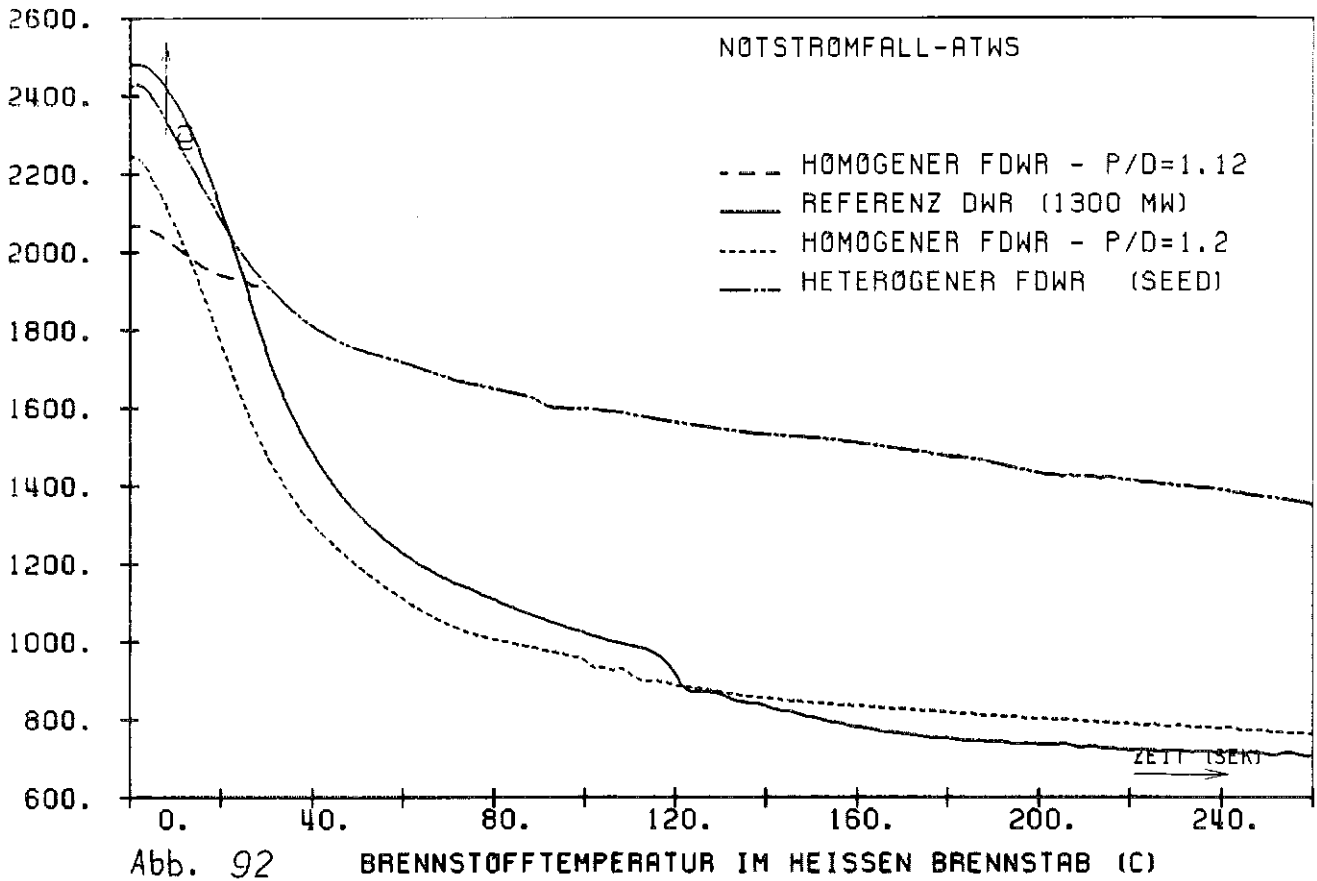
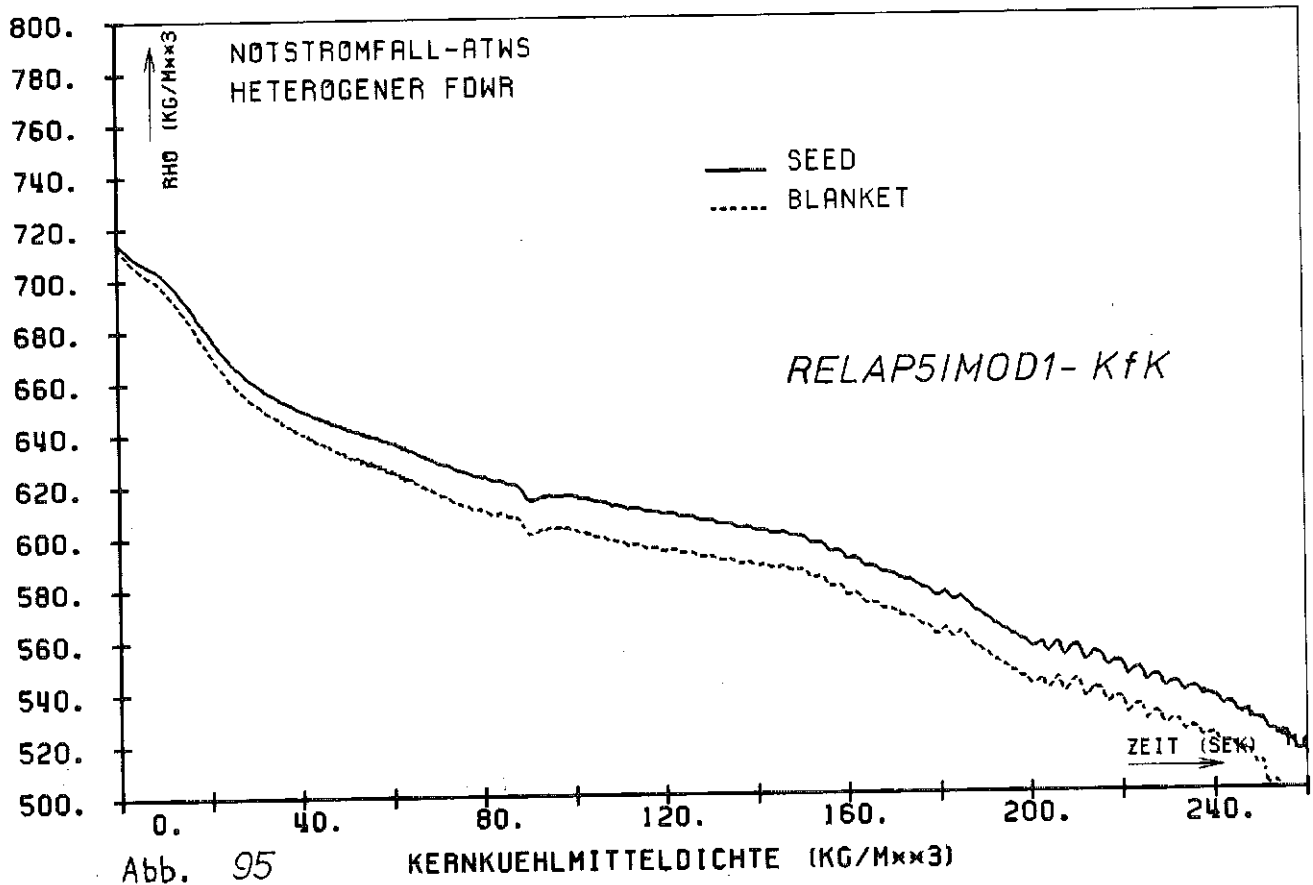
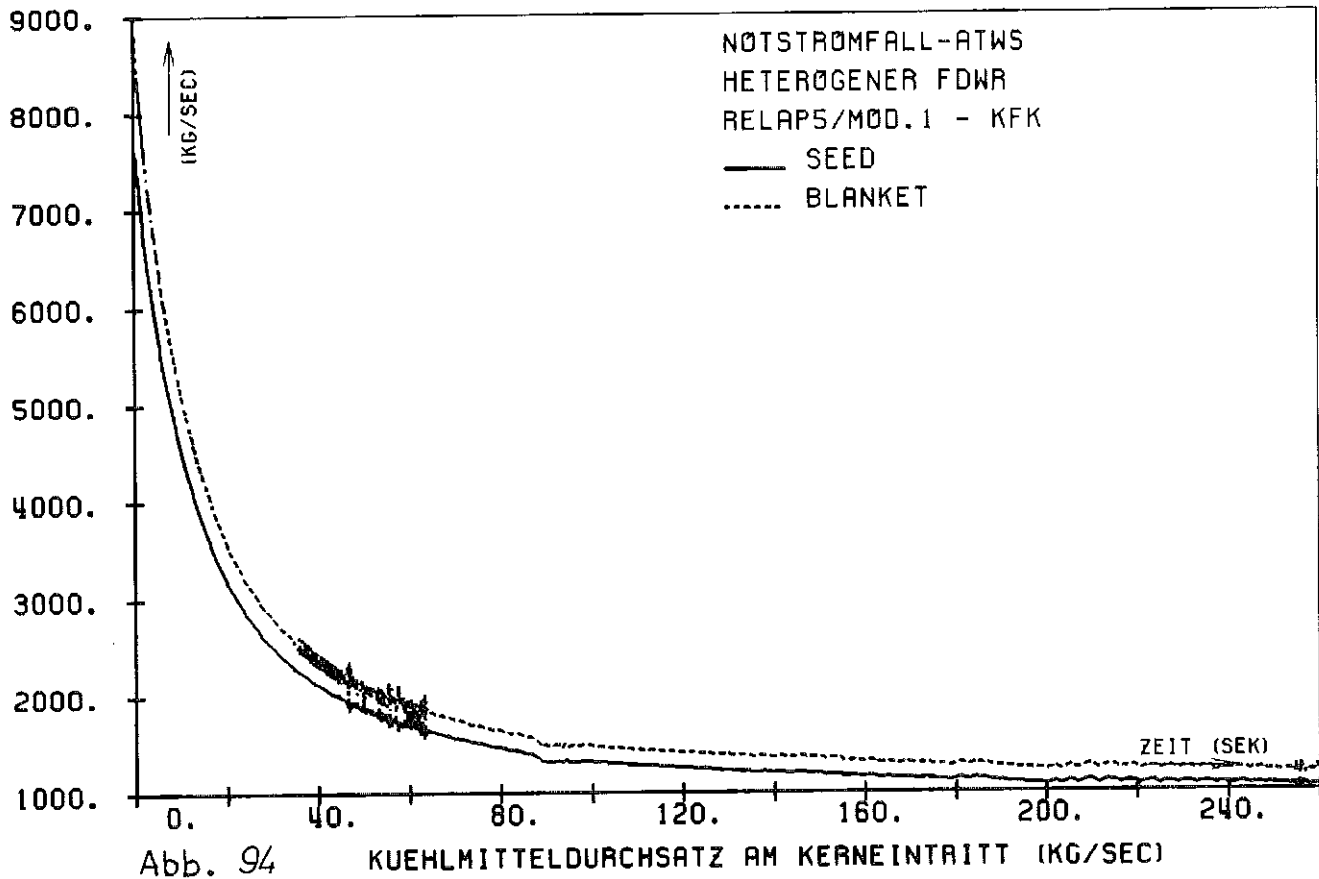
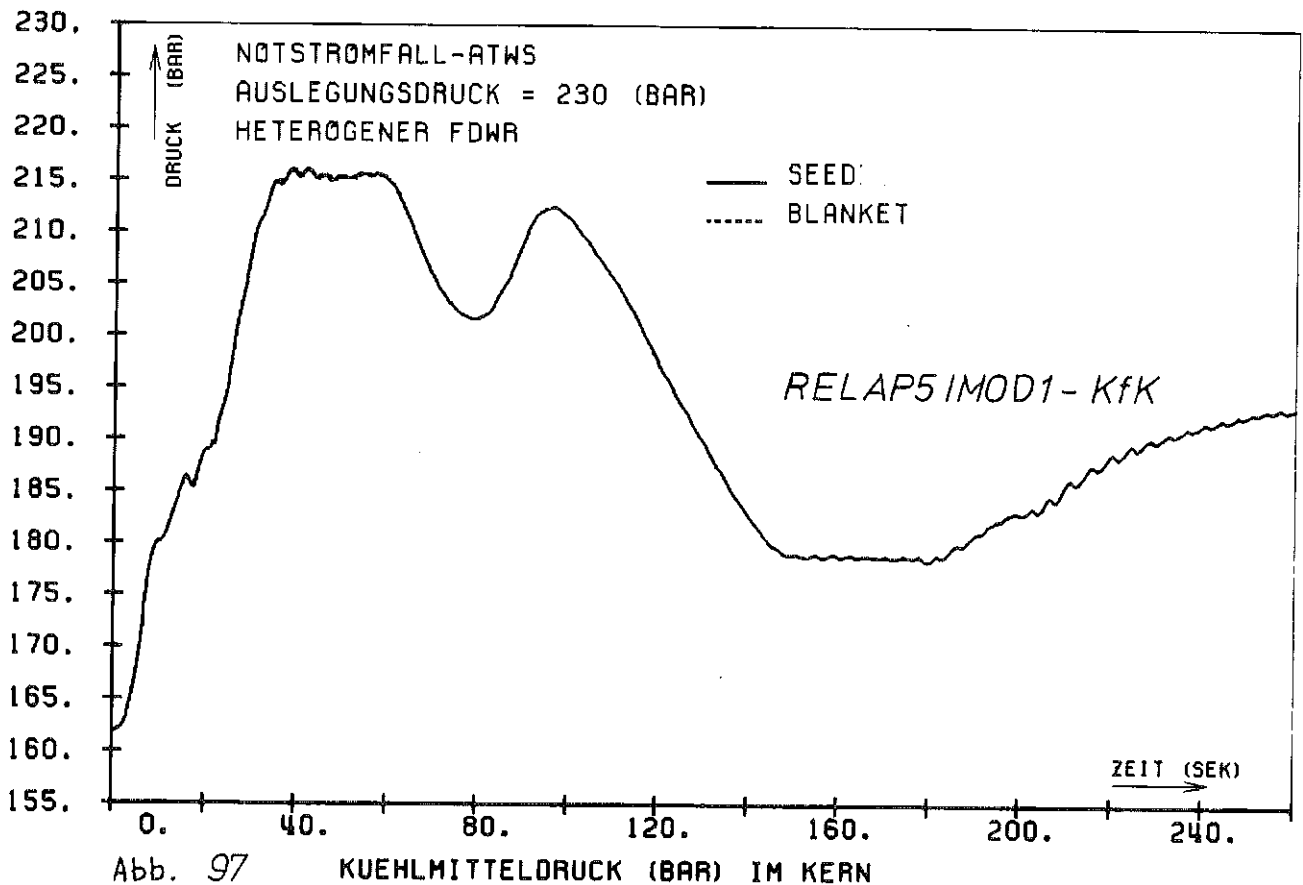
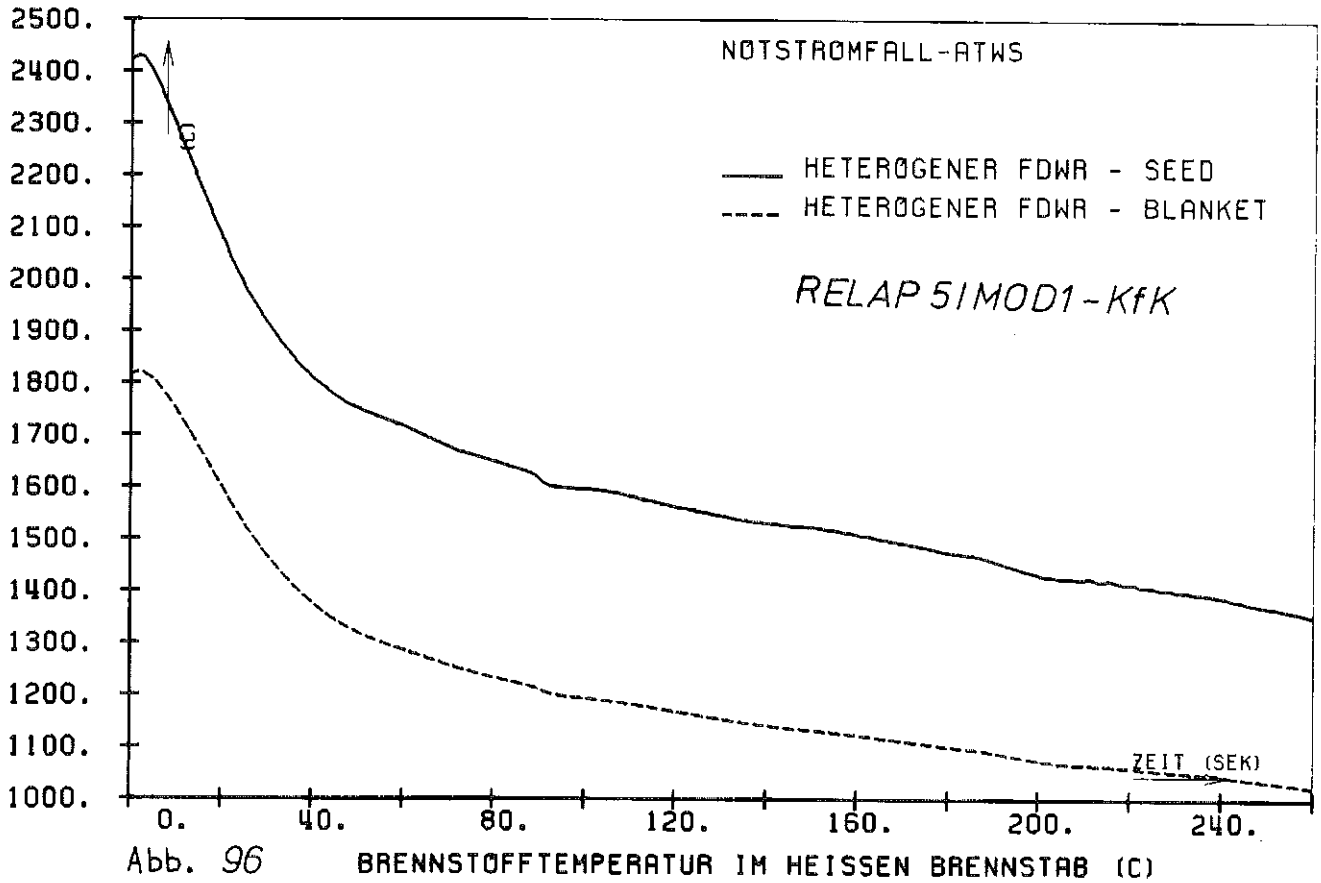
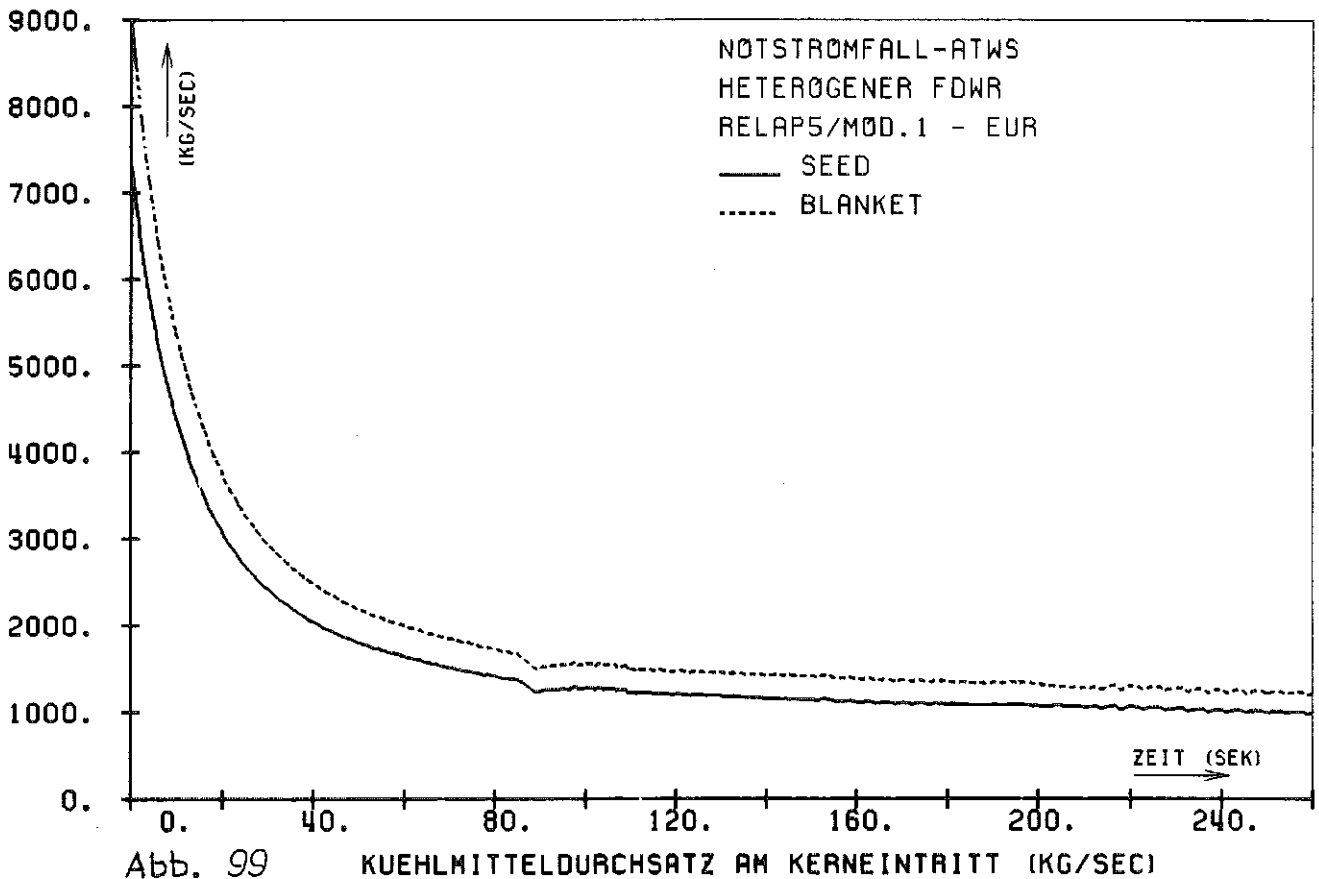
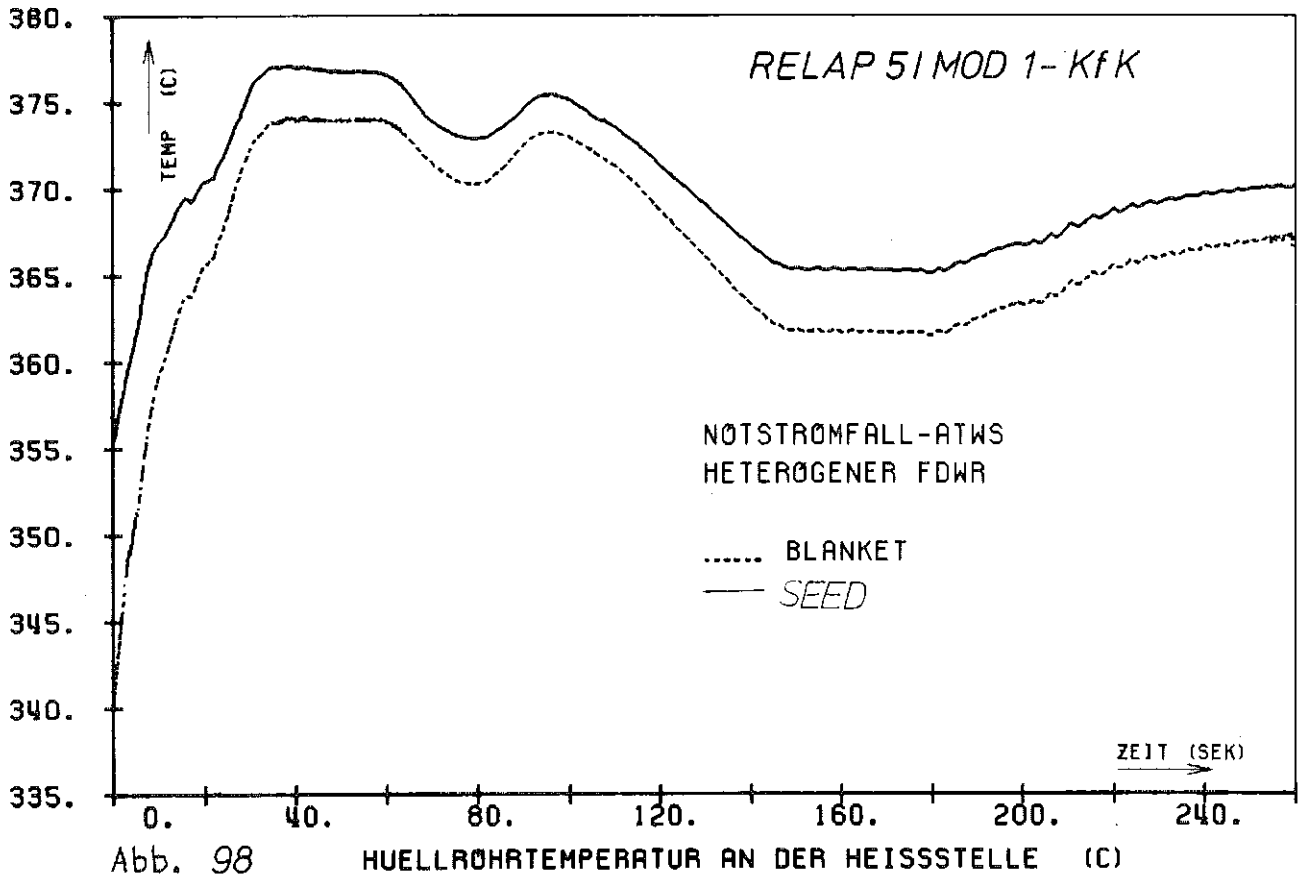


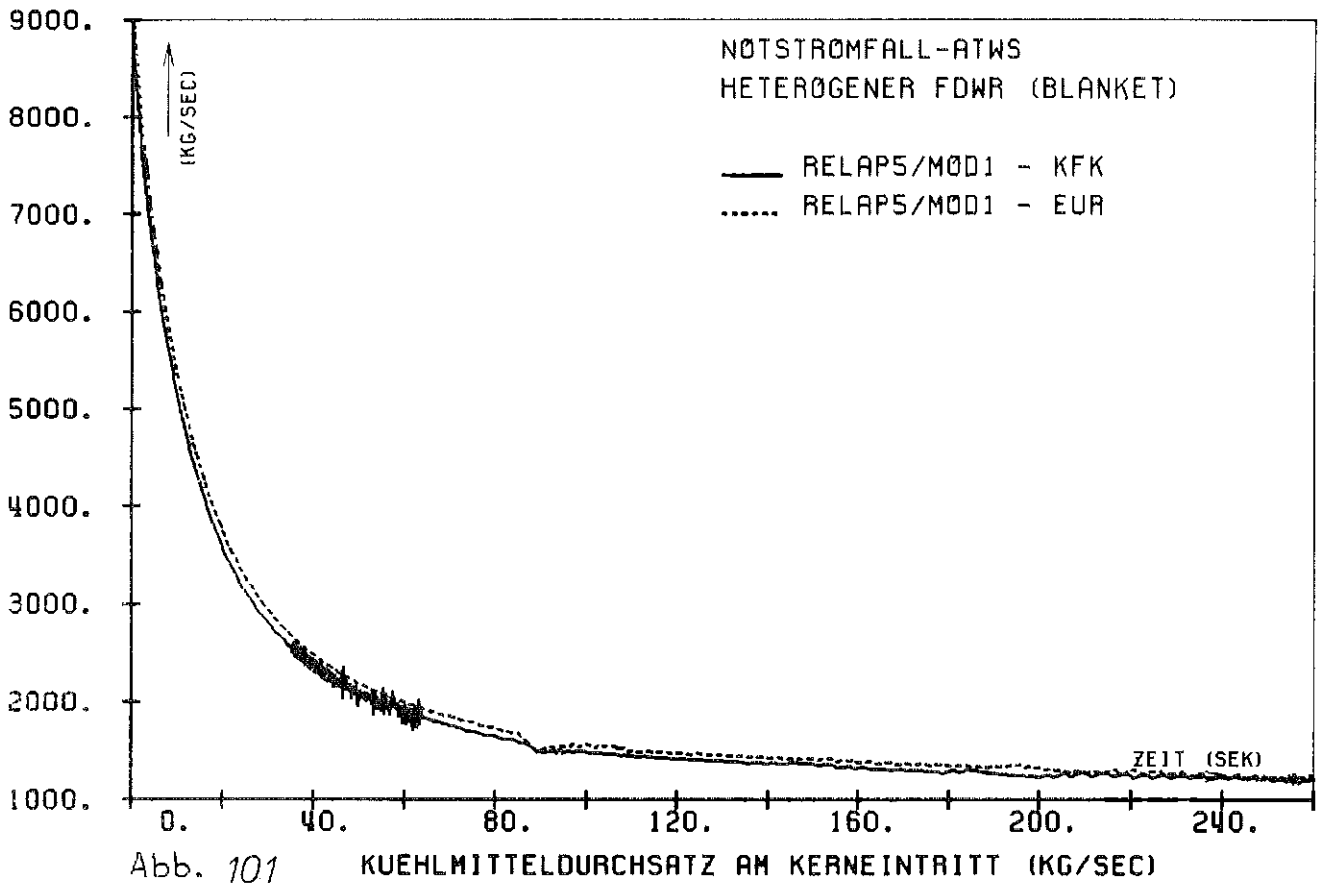
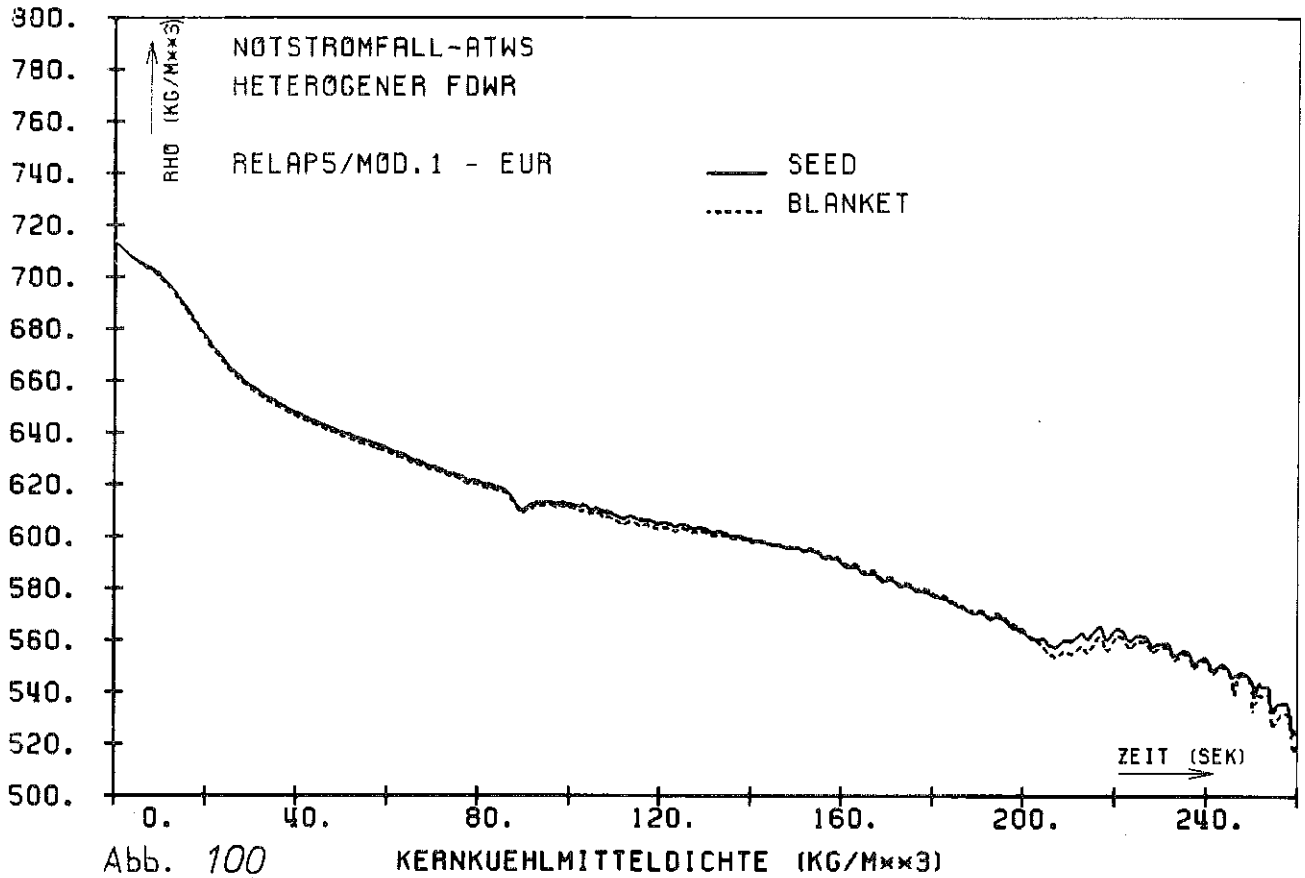
Abb. 91 KERNKUEHLMITTELDICHTE (KG/M<sup>3</sup>)













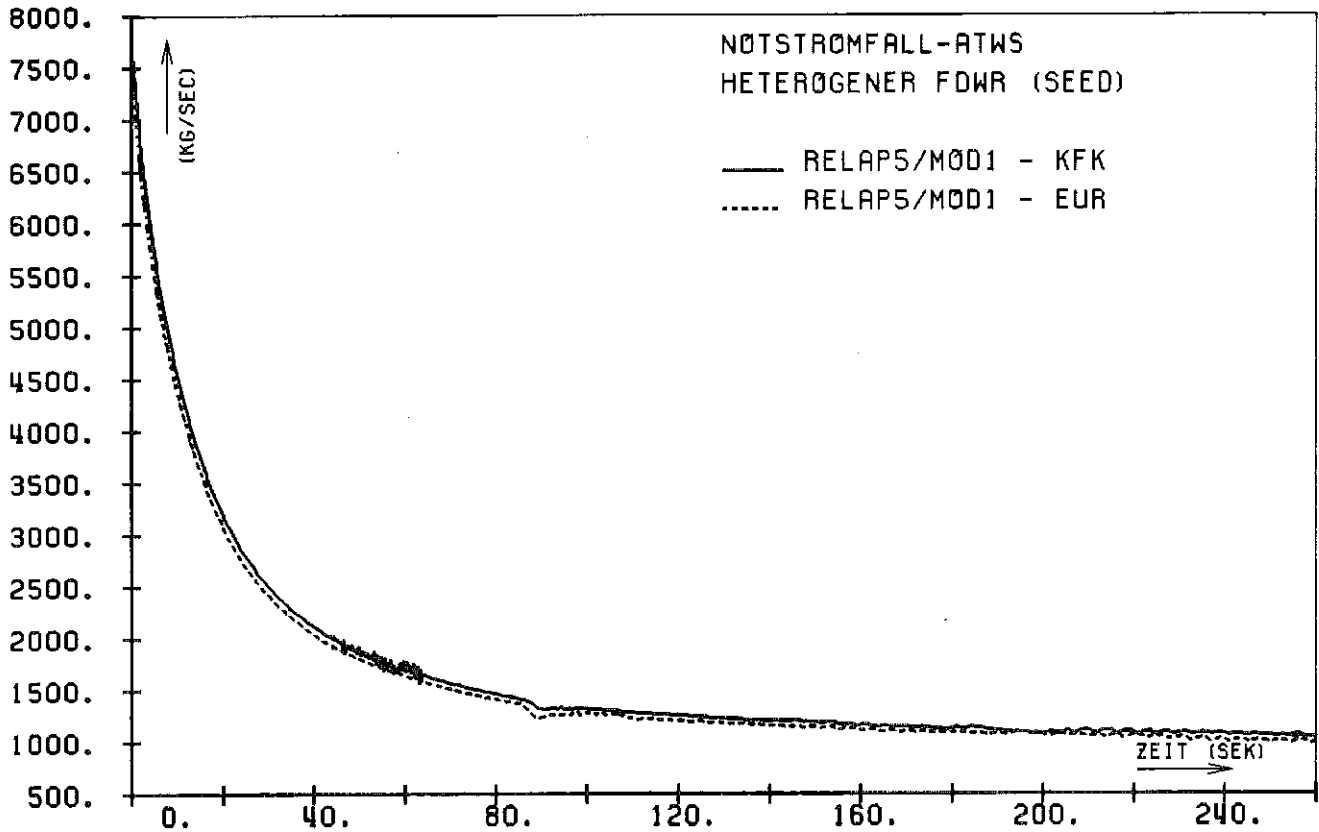


Abb. 102 KUEHLMITTELDURCHSATZ AM KERNEINTRITT (KG/SEC)

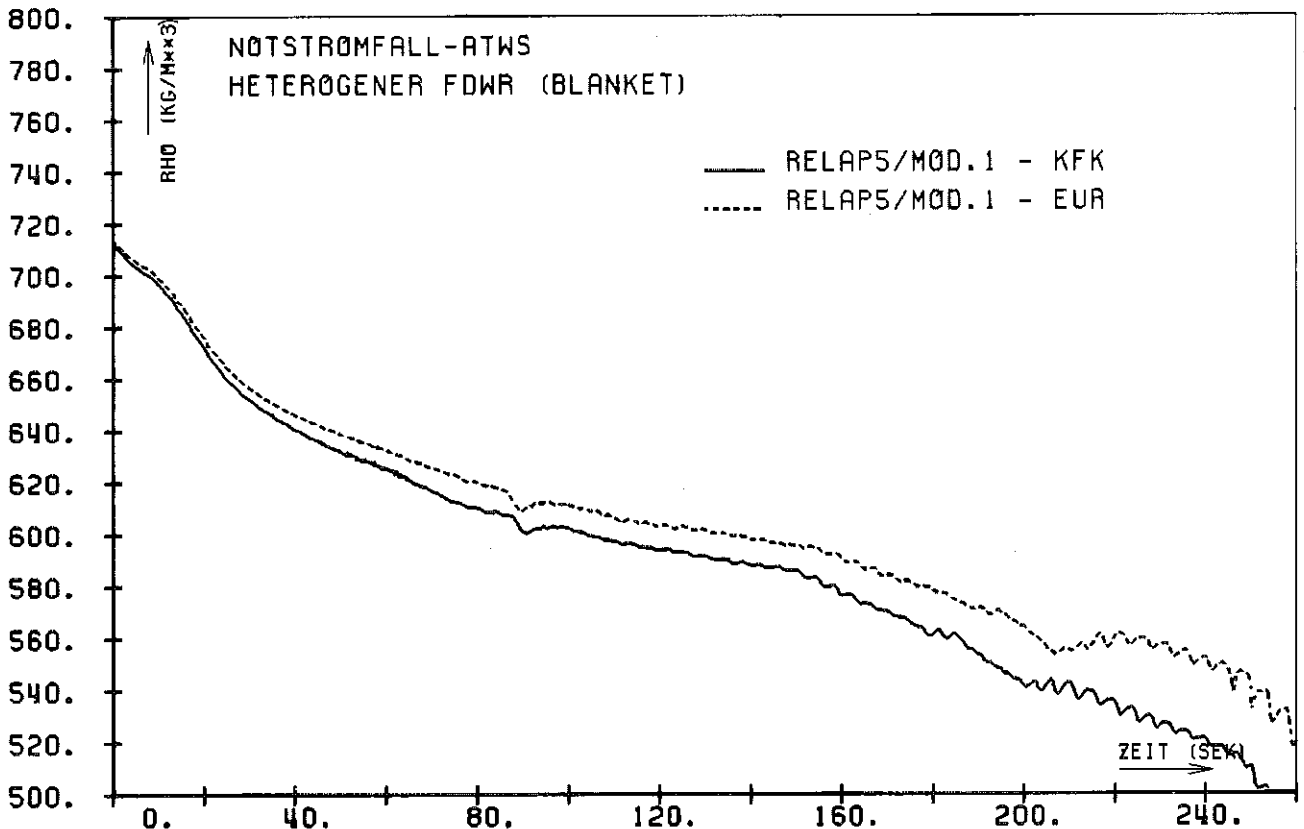


Abb. 103 KERANKUEHLMITTELDICHTE (KG/M\*\*3)

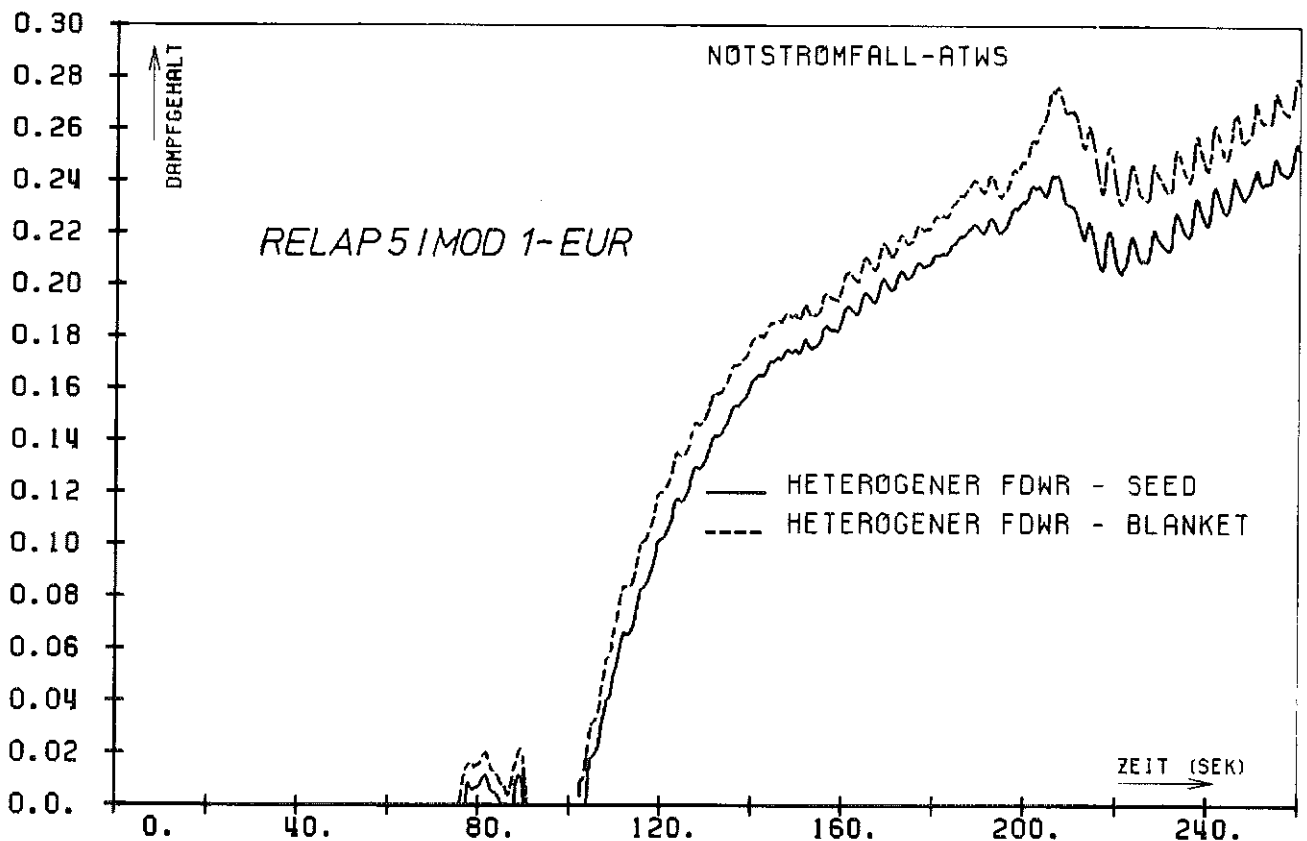
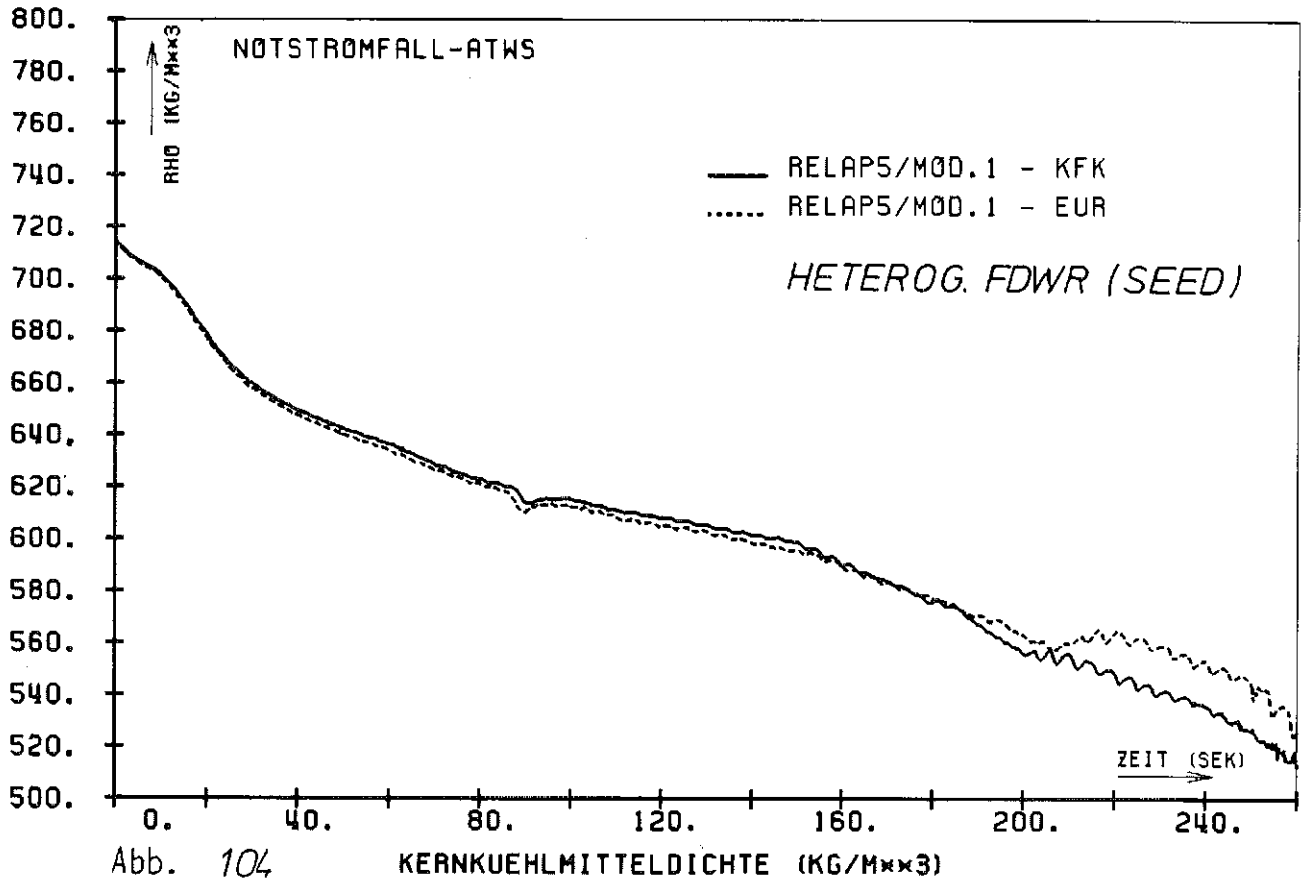


Abb. 105 MASSENDAMPFGEHALT IN DER OBEREN HALFTE DES KERNES.

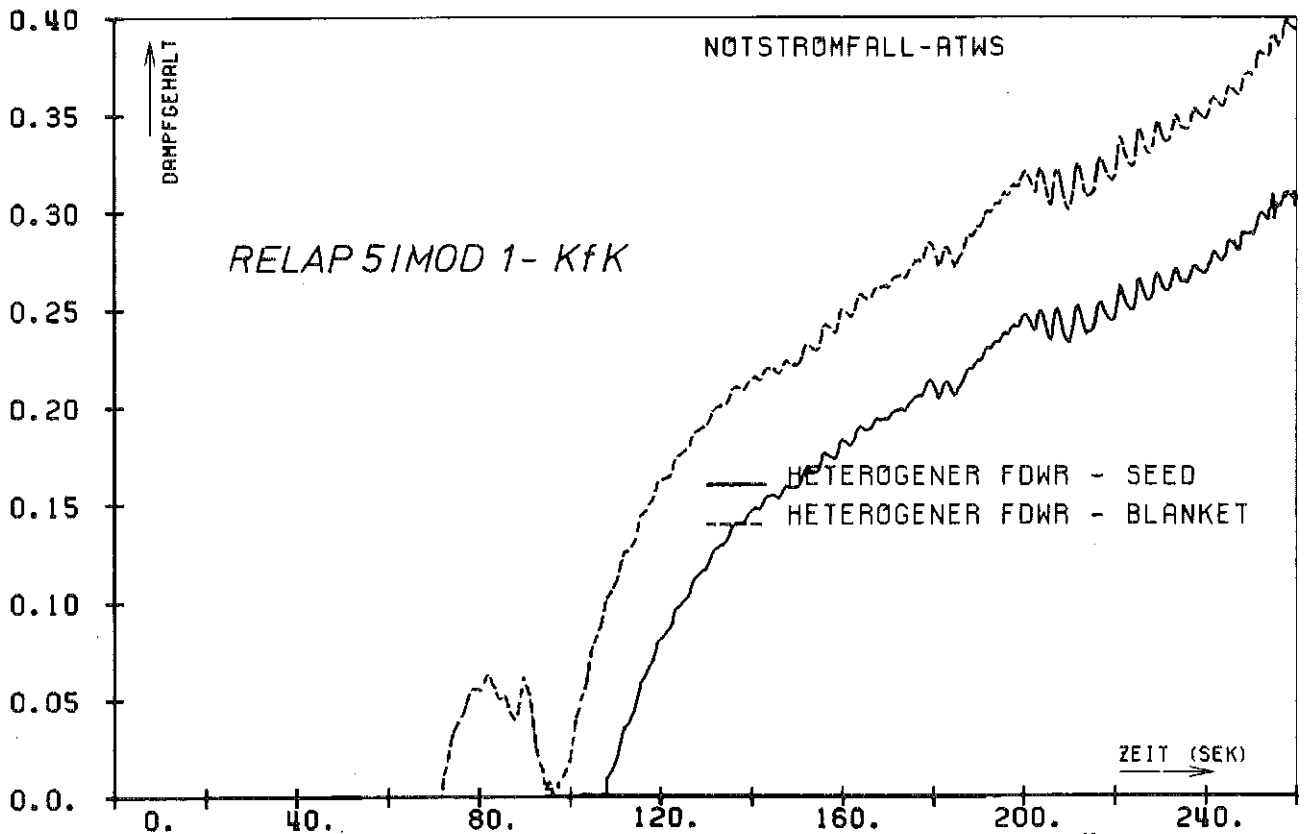


Abb 106 MASSENDAMPFGEHALT IN DER OBEREN HÄLFTE DES KERNES.

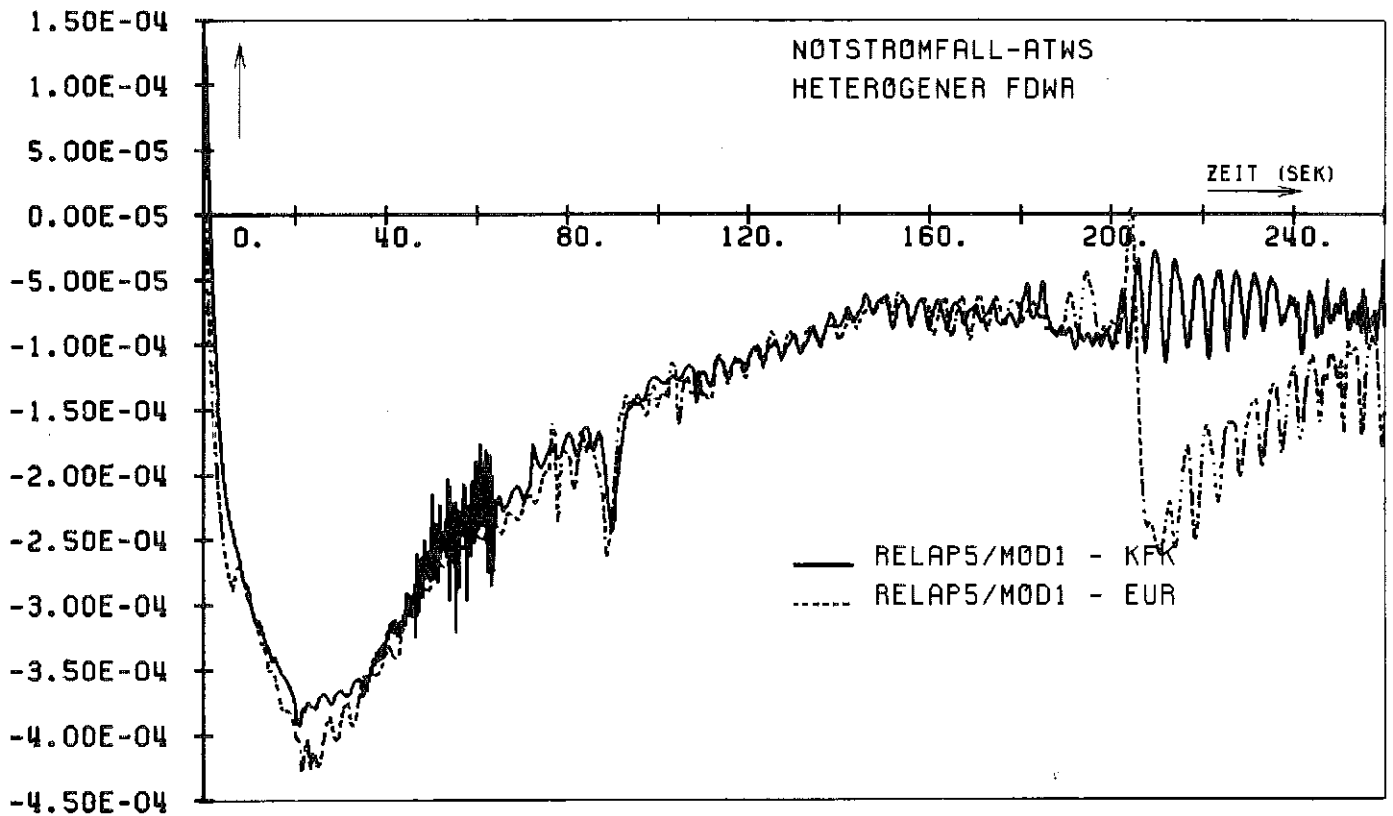
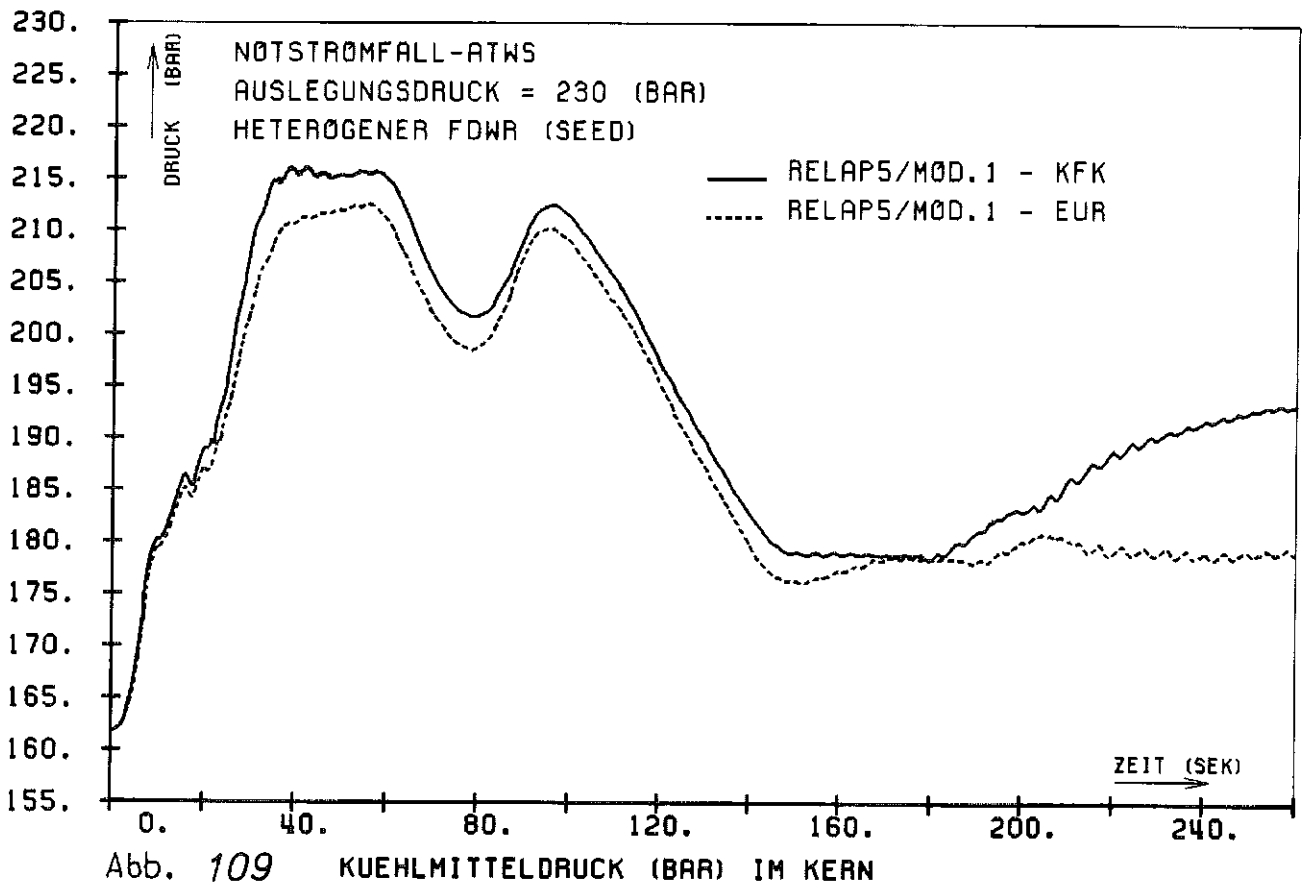
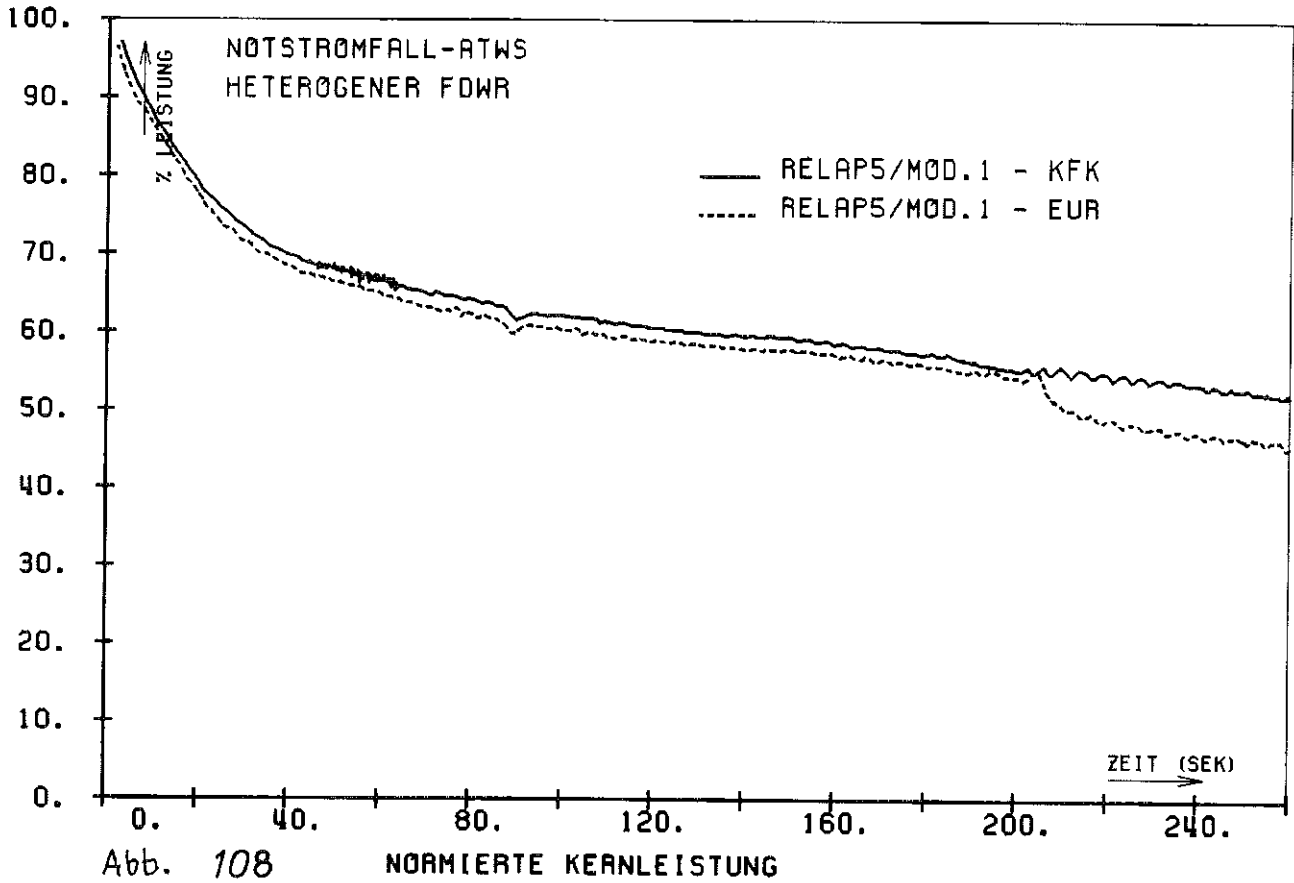
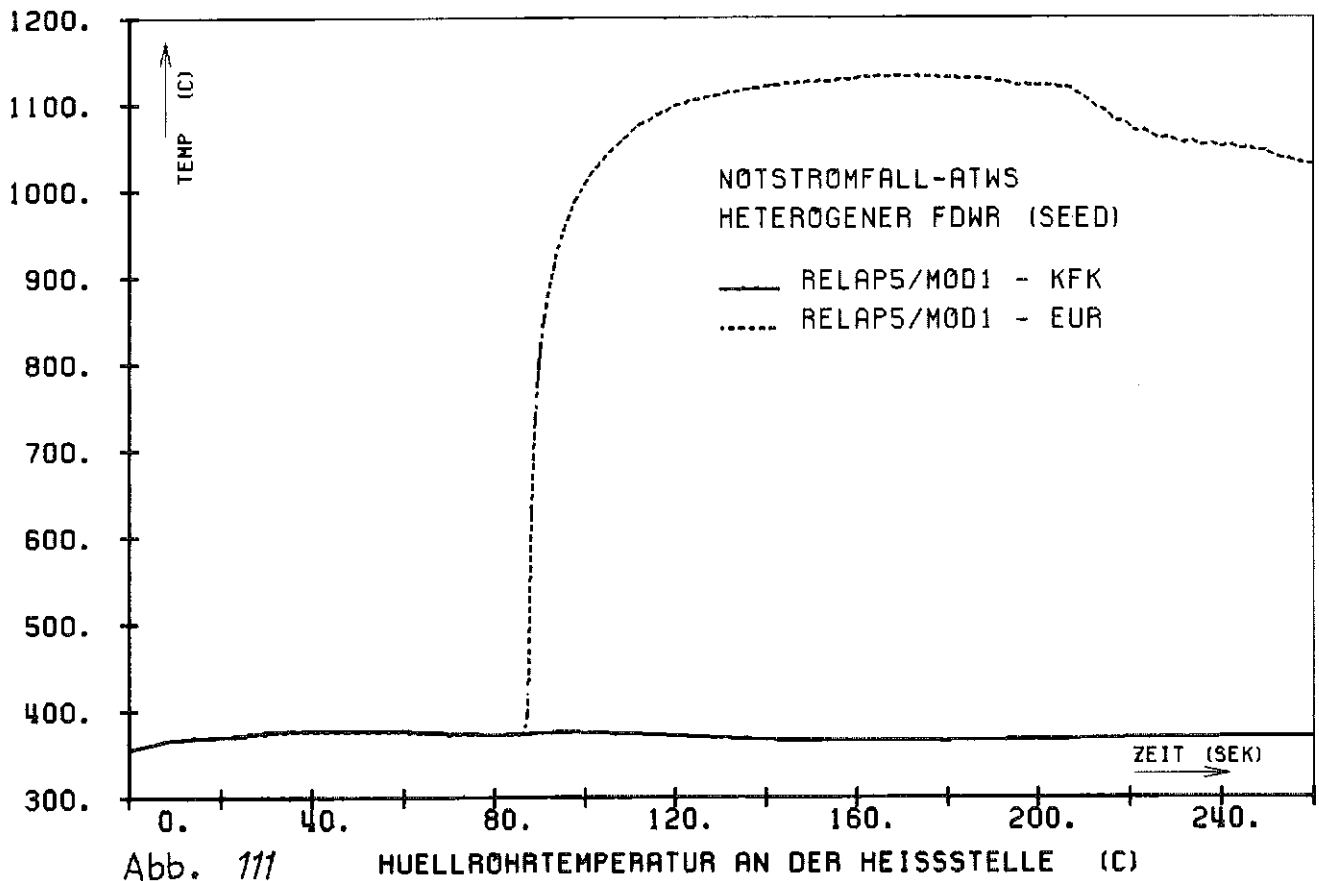
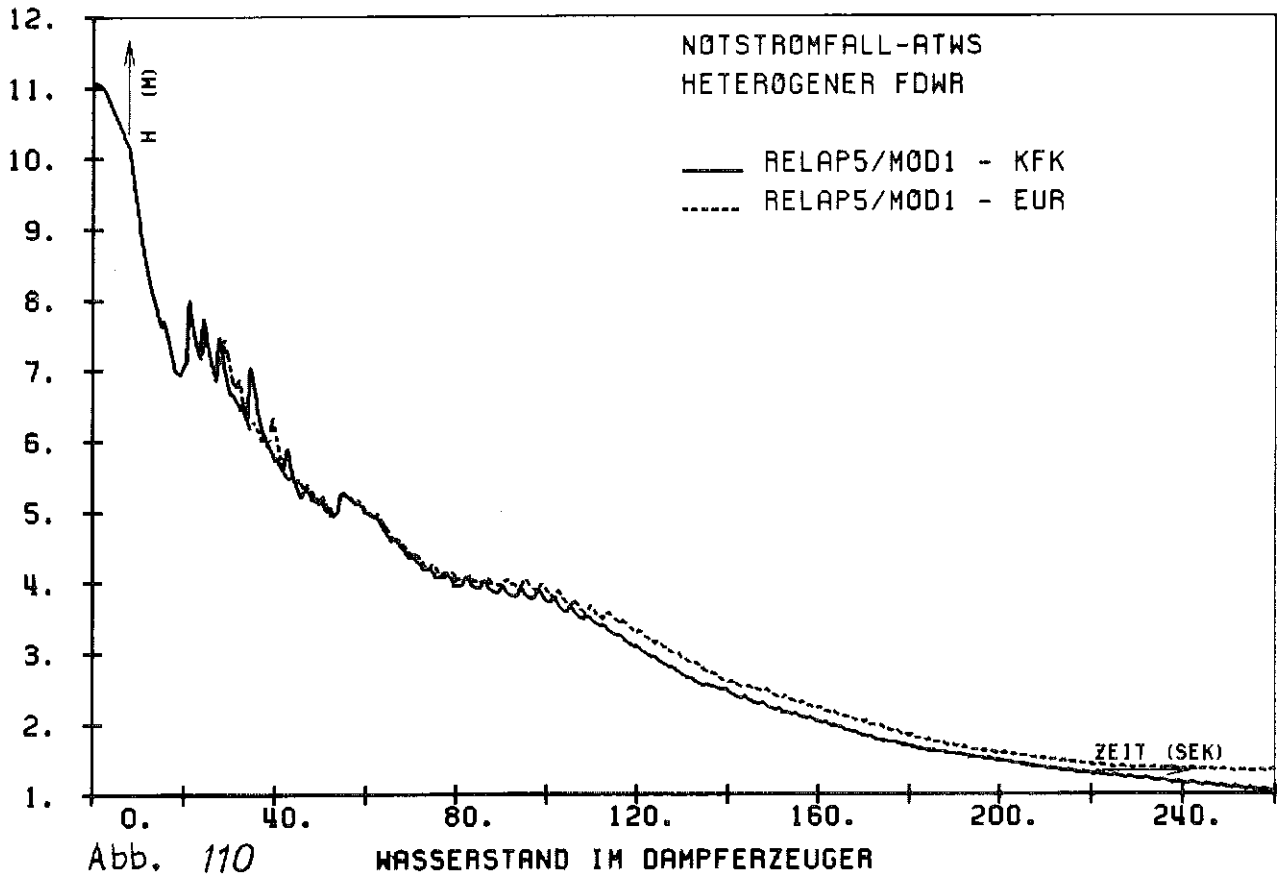


Abb. 107 GESAMTE REAKTIVITÄT





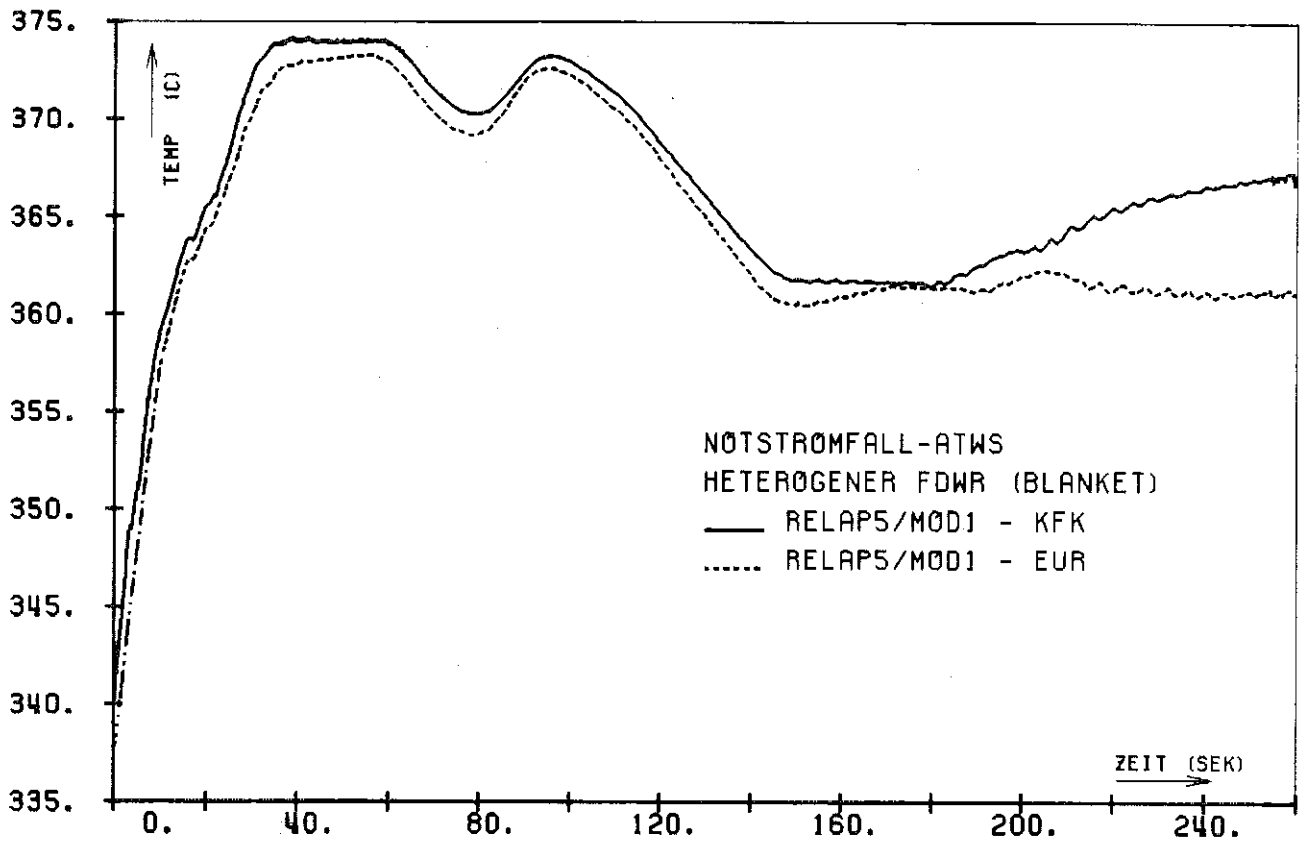


Abb. 112 HUELLROHTEMperatur AN DER HEISSSTELLE (C)

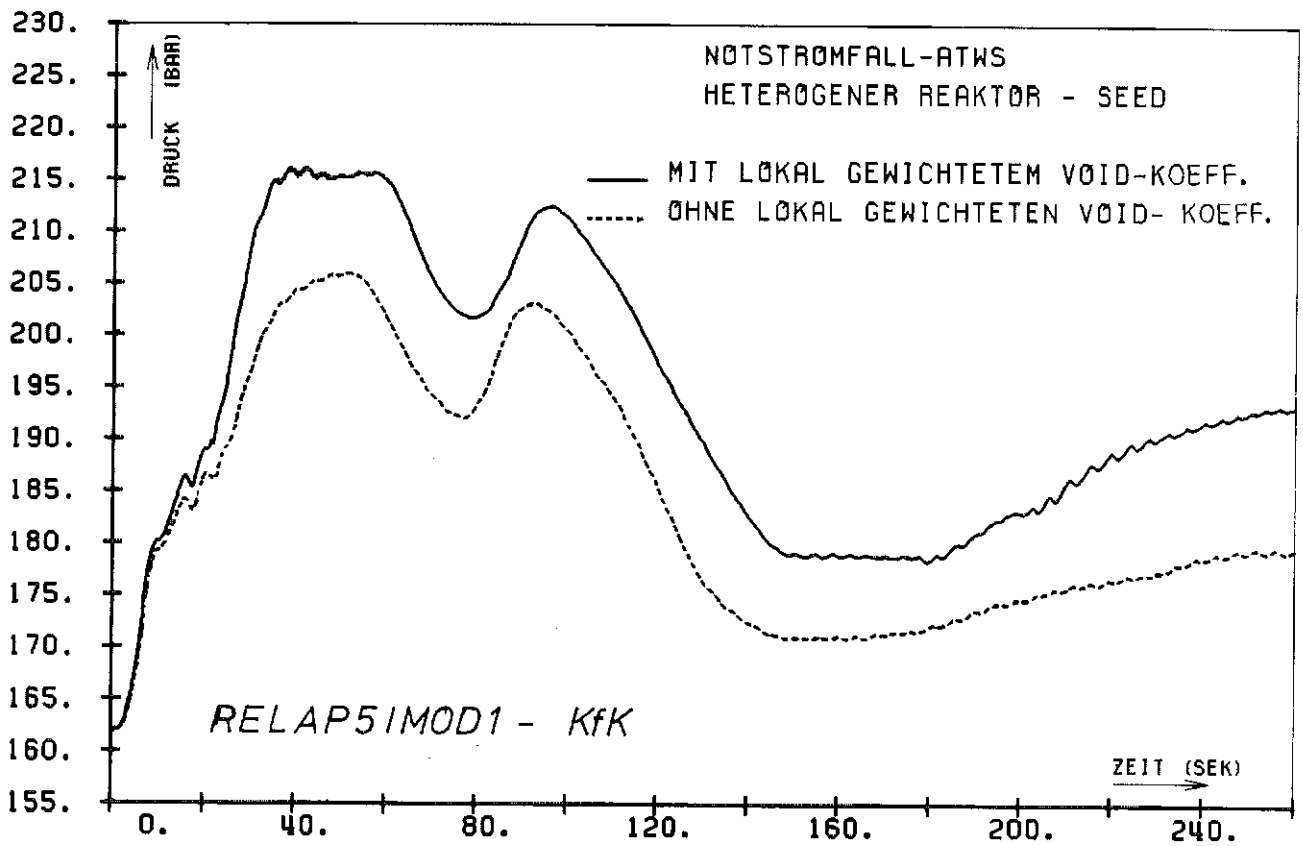
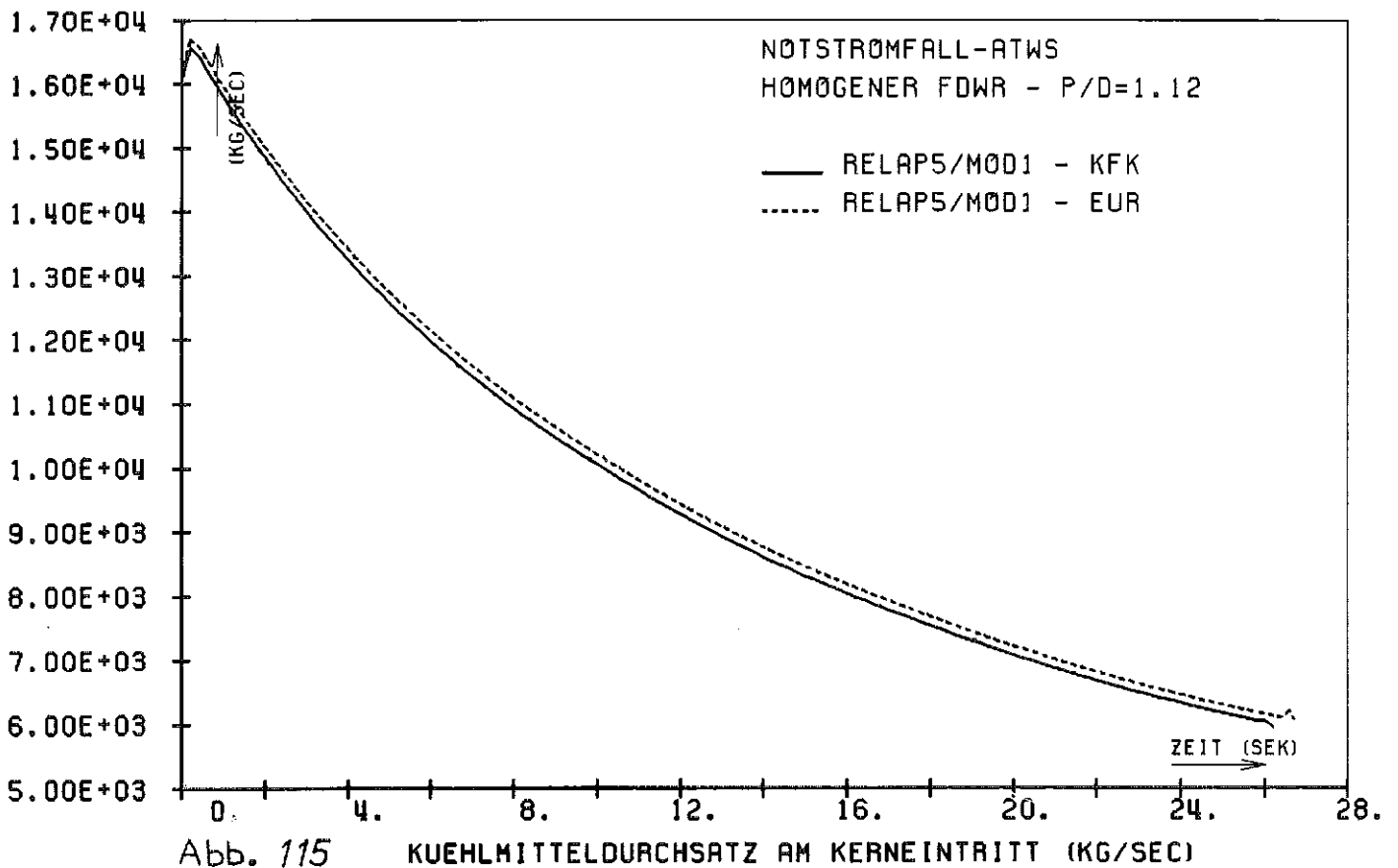
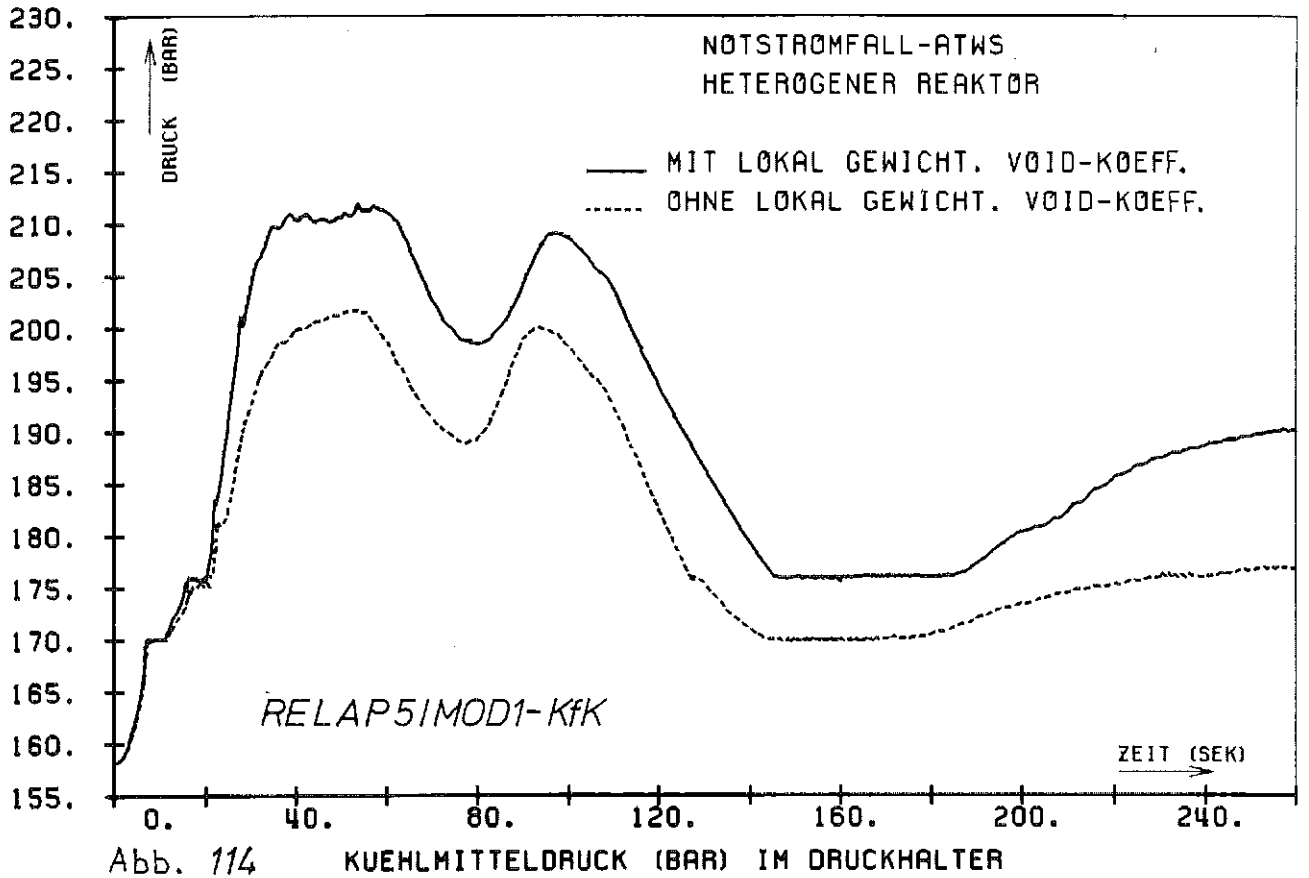


Abb. 113 KUEHLMITTELDRUCK (BAR) IM KERN



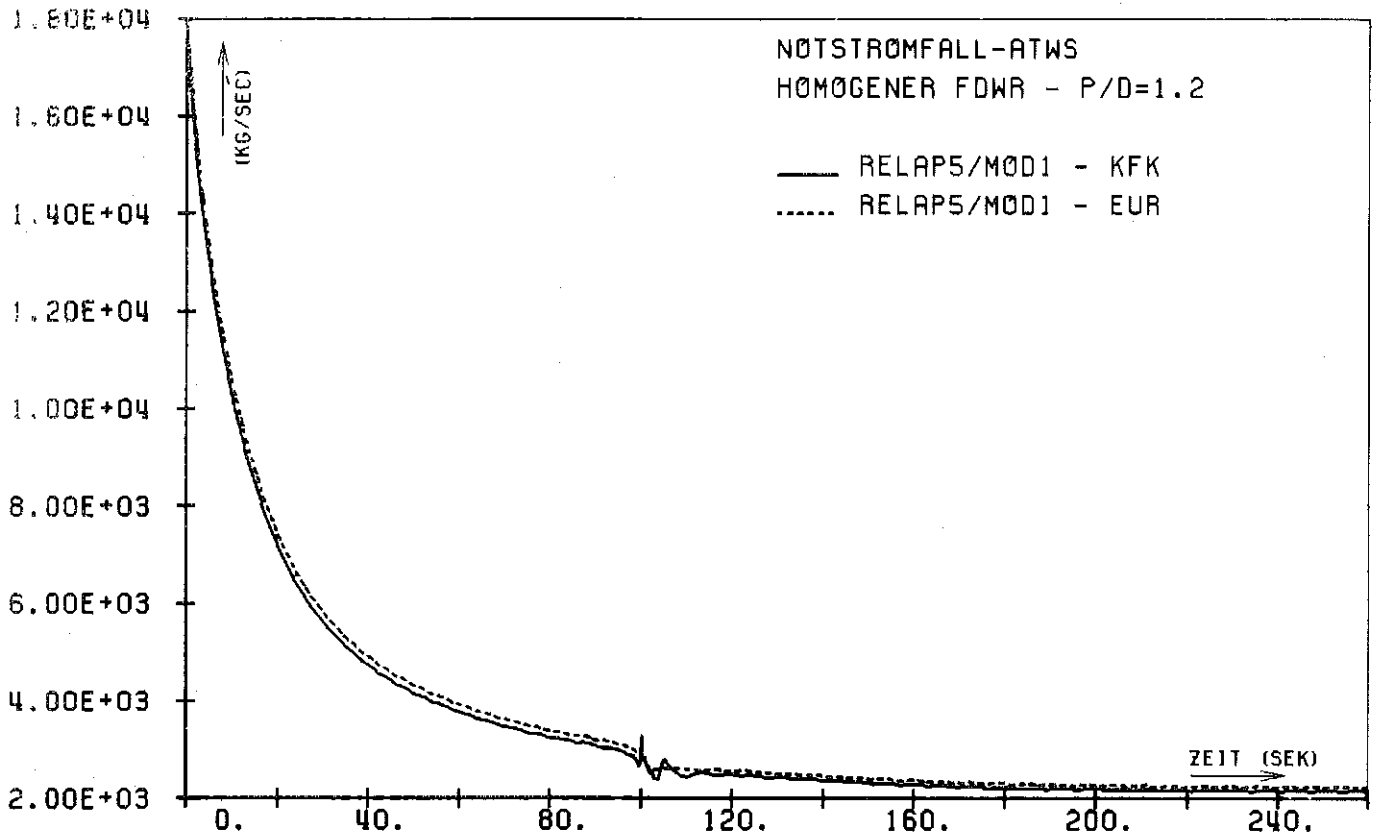


Abb. 116 KUEHLMITTELDURCHSATZ AM KERNEINTRITT (KG/SEC)

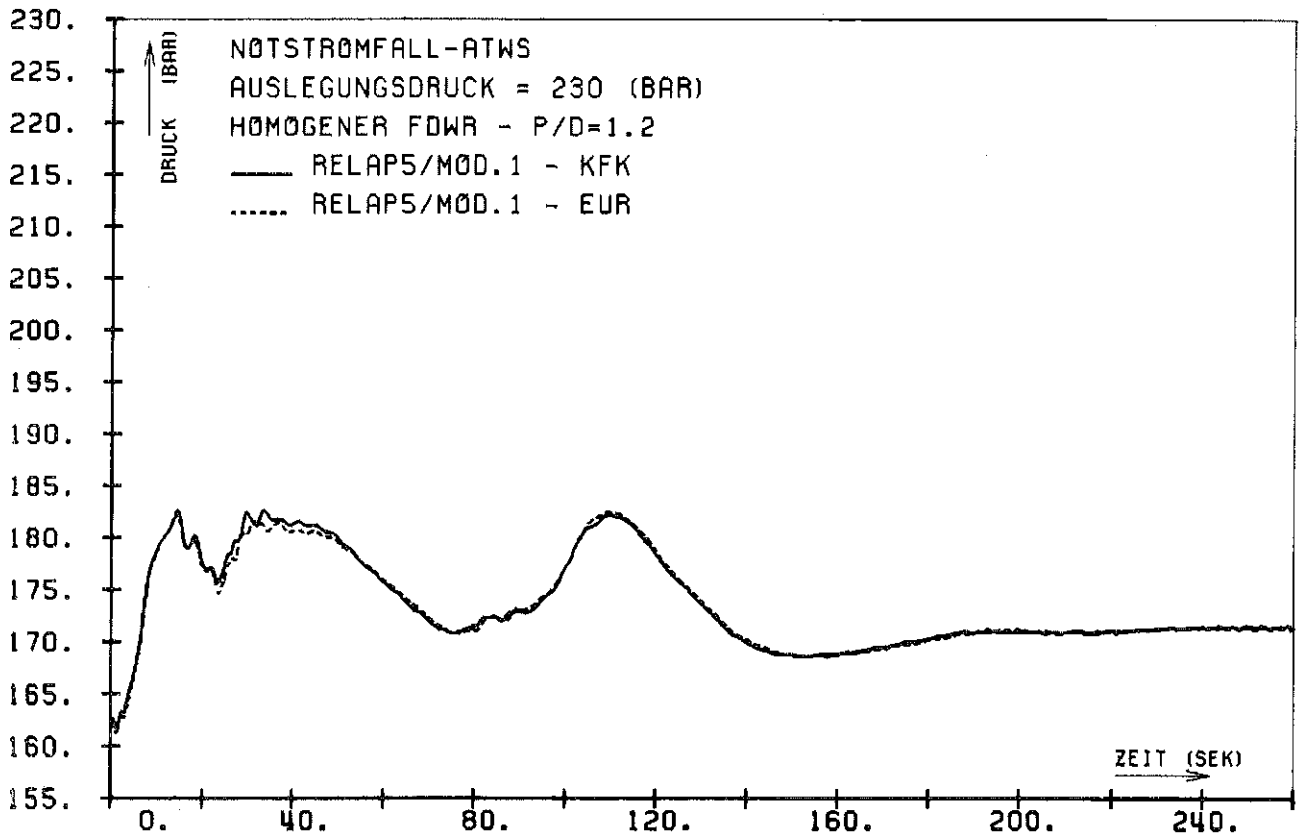


Abb. 117 KUEHLMITTELDRUCK (BAR) IM KERN



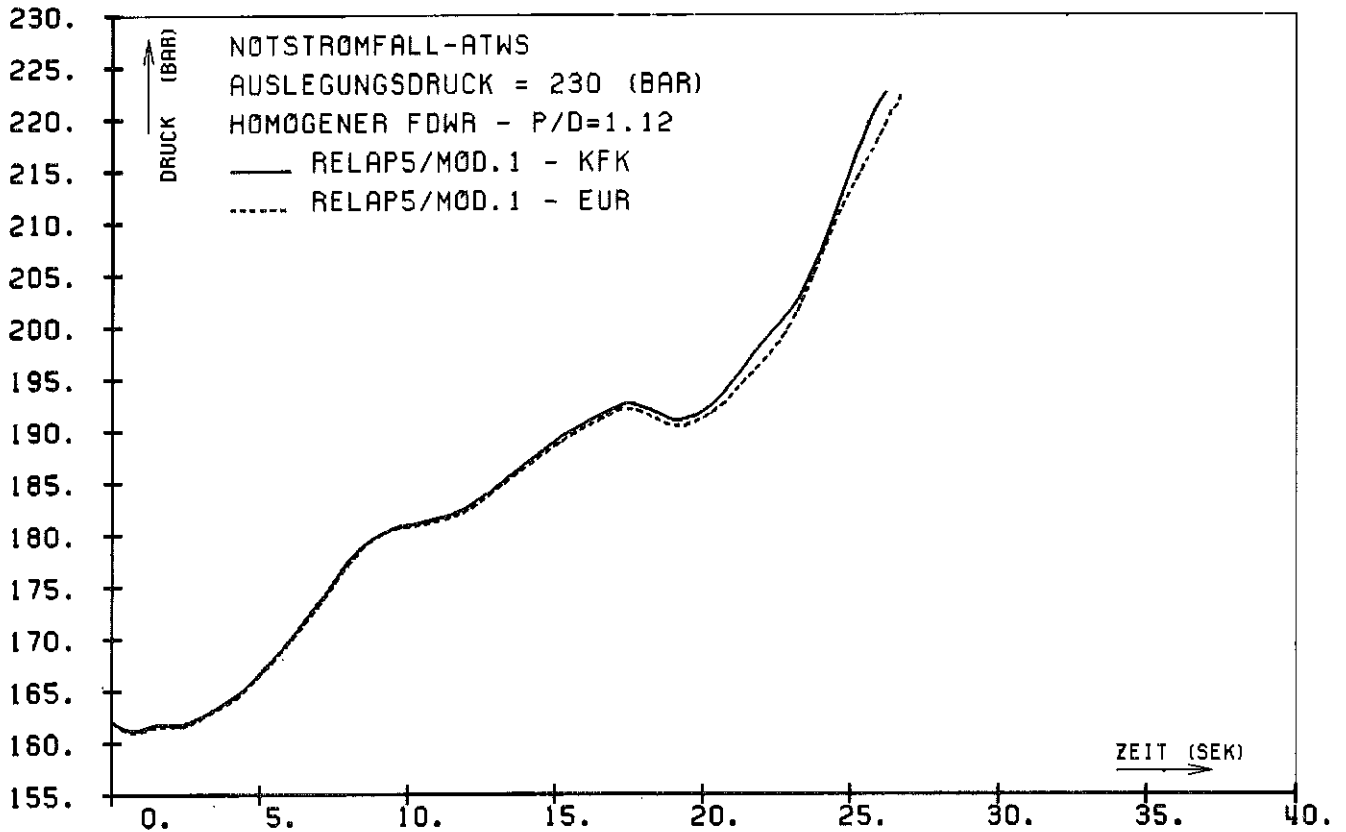


Abb. 118 KUEHLMITTELDRUCK (BAR) IM KERN

## 7. Zusammenfassung und Ausblick

Auf dem Weg zur Realisierung eines Fortgeschrittenen Druckwasserreaktors (FDWR) spielen sicherheitstechnische Fragen eine entscheidende Rolle. So muß mindestens nachgewiesen werden, daß alle dem Genehmigungsverfahren für einen herkömmlichen DWR zugrunde liegenden Störfälle mit Hilfe von vorhandenen Sicherheitsvorrichtungen auch bei einem FDWR beherrscht werden können.

Es muß insbesondere nachgewiesen werden, daß die während der Druckentlastungsphase nach einem Wasserverluststörfall, dem sogenannten LOCA (doppelendigen Bruch einer Rohrleitung), erreichte maximale Hüllrohrtemperatur im Kern eines FDWR unter dem vom Genehmigungsverfahren vorgeschriebenen Grenzwert von 1200°C bleibt. Darüber hinaus darf während der vom Ausfall der Hauptwärmesenke bei gleichzeitigem Versagen der Eigenbedarfsversorgung ("Notstromfall"-ATWS) ausgelösten Betriebstransiente der Anstieg des Kühlmitteldruckes den Auslegungsdruckwert von 230 bar nicht überschreiten.

Mit der rechnerischen Simulation dieser beiden Störfälle beschäftigt sich die vorliegende Arbeit. Hierzu wurde anfänglich das Rechenprogramm RELAP5/Mod.1-EUR (J.R.C.-Ispra) verwendet, das bereits an zahlreichen Blowdown-Versuchen mit Brüchen verschiedener Größen an ausgewählten Stellen in den Rohrleitungen bei der LOBI<sup>1</sup>-Anlage in Ispra, die in verkleinertem Maßstab einen deutschen Druckwasserreaktor der 1300 MW-Klasse darstellt, erfolgreich geprüft worden war. Die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführte Nachrechnung des Experiments L2-5 bei der amerikanischen LOFT<sup>2</sup>-Einrichtung (Blowdown-Experiment infolge eines großen Lecks in einem Bündel mit DWR-Geometrie) zielt darauf ab, die anlagenunabhängige Anwendbarkeit dieses Rechenprogrammes nachzuweisen. Die Ergebnisse zeigten eine gute Übereinstimmung mit den Meßdaten, so daß man den Schluß ziehen konnte, daß das Programm die wesentlichen Vorgänge der Druckentlastungsphase eines LOCA in einem DWR in der Lage wiederzugeben ist.

---

<sup>1</sup> LOBI = Loop Blowdown Investigations

<sup>2</sup> LOFT = Loss of Fluid Test

Bei der Nachrechnung des oben genannten LOFT-Versuches wurden jedoch Abweichungen beim Verlauf der Massendurchsätze festgestellt. Aus diesen Gründen wurde im Rahmen dieser Arbeit der Zweiphasen-Reibungsmultiplikator von Reddy et al. (Columbia Korrelation) ins Programm implementiert und bei einer weiteren Nachrechnung eingesetzt. Die dabei erzielten Ergebnisse zeigen in den meisten Fällen gegenüber der mit der Standard-Version des Codes durchgeführten Nachrechnung bessere Übereinstimmung mit den experimentellen LOFT-Daten. Die Abweichungen der berechneten von den gemessenen Massendurchsätzen wurden kleiner. Das gilt insbesondere für den Förderstrom der Hauptkühlmittelpumpen (wo eine homogene Wasser-Dampf-Mischung herrscht), wodurch auch die rechnerische Pumpendrehzahl besser mit der experimentellen übereinstimmt.

Diese so modifizierte Programmversion wurde jedoch für die Zielvorgabe dieser Arbeit (LOCA- und ATWS-Untersuchungen für FDWR-Anlagen) als noch nicht ausreichend erachtet, da sie die für die FDWR-Geometrie benötigten Druckverlust-, Wärmeübergangs- und Kritische Heizflächenbelastungs (KHB)-Beziehungen nicht beinhaltet. Deshalb wurden die Programmerweiterungen in dieser Arbeit vorwiegend auf die spezifischen Anforderungen dieser Kerngeometrie bezogen. Es wurden folgende Modifikationen angebracht.

- Zur Berechnung des Druckabfalls in einem Brennstabbündel mit Wendelrippen, was bei einem FDWR-Kern der Fall ist, wurde das Programm durch die Einführung der Reibungsbeiwertbeziehungen von Rehme, Johannsen, Chen und Todreas, die für solche Geometrie hergeleitet wurden, ergänzt.
- Der Abhängigkeit des lokalen Widerstandskoeffizienten bei hexagonalen, im Seed eines heterogenen Entwurfes vorhandenen Gitterabstandshaltern von der Reynoldszahl wurde durch die Einbeziehung der Korrelation von Rehme Rechnung getragen.
- Um ein zuverlässigeres Kriterium bei der Ermittlung der kritischen Heizflächenbelastung (KHB) zu haben, wurde die KHB-Beziehung von Dalle Donne-Hame ins Programm eingeführt, die die hexagonale Geometrie der FDWR-Brennelemente (mit und ohne spiralförmige Abstandshalter) berücksichtigen kann und dies sich

bei der DNB-parametrischen Versuchsreihe an der Anlage GRAZIELLA in Frankreich bewährt hat /65/. Für den Referenz-DWR wurde die KHB-Korrelation von Bowring, aus der die Korrelation von Dalle Donne-Hame hergeleitet wurde, ebenfalls eingeführt. Sie gilt für typische DWR-Brennstabgitter und für ein breites Kühlmitteldruckspektrum.

- Die Beziehung von Dalle Donne-Baxi für die Berechnung des Wärmeübergangskoeffizienten in hexagonalen Bündeln bei einphasiger turbulenter Wasser- und Dampfströmung wurde für die genauere Ermittlung der FDWR-Hüllrohrtemperaturen eingeführt. Diese Beziehung hat sich bei den Versuchen mit hexagonalen Brennstabgittern, die in /31/ beschrieben sind, bewährt.

Die hier aufgeführten und ins Programm übernommenen Beziehungen gelten für hexagonale Bündel, gegebenenfalls auch mit Spiralarippen. Sie enthalten die charakteristischen Parameter dieser Geometrie und bauen auf einer umfangreichen Datenbasis auf.

Der große, mit der praktischen Realisierung von Blowdown- oder ATWS-Versuchen verbundene Aufwand hat bis jetzt eine vollständige experimentelle Überprüfung solcher Modelle unter zweiphasigen und nicht-stationären Bedingungen verhindert.

Die in dieser Arbeit durchgeführten Überlegungen sind jedoch plausibel, und stellen somit einen Fortschritt dar: in dieser Arbeit wurde erstmals ein großes Rechenprogramm für Störfallanalysen unter Verwendung von konstitutiven Beziehungen, die für die FDWR-typische Geometrie hergeleitet wurden, zum Einsatz gebracht. Daher kann die um den neuen FDWR-Modul erweiterte Version des RELAP5-Programmes als das einzige bisher verfügbare Instrument für die Störfallanalyse solcher Reaktoren angesehen werden.

Die mit dieser Version durchgeführten Rechnungen erbrachten folgende Erkenntnisse (s. Tabelle VIII):

Tabelle VIII: Hauptergebnisse der vorliegenden Untersuchungen

Reaktor	Max. Hüllrohrtemperatur während des LOCA	Max. Kühlmitteldruck im Reaktordruckbehälter während des ATWS
Referenz DWR	1040°C	180 bar
Homog. FDWR (weites Brennstabgitter)	1120°C	182 bar
Homog. FDWR (enges Brennstabgitter)	1100°C	230 bar
Seed Heterog. FDWR	1285°C	215 bar
Blanket	975°C	

- Der homogene FDWR-Entwurf mit engerem Brennstabgitter weist im Laufe des untersuchten ATWS-Störfalles unzulässige Höchstwerte des Kühlmitteldruckes auf. Er kann deshalb vom sicherheitstechnischen Gesichtspunkt her nicht akzeptiert werden.
- Während des LOCA-Störfalles tritt im Seed des heterogenen Entwurfes eine maximale Hüllrohrtemperatur von 1285°C auf, die aus der Kombination einer verhältnismäßig hohen Brennstableistung und eines sehr geringen Kernmassendurchsatzes in der ersten Phase dieser Transiente sich ergibt. Der vorgestellte heterogene Entwurf kann deshalb auch nicht akzeptiert werden.
- Aufgrund der relativ niedrigen Werte von Brennstabwandtemperatur beim LOCA und von Kühlmitteldruck beim ATWS ist der homogene FDWR-Entwurf mit weiterem Brennstabgitter akzeptierbar und sollte weiter verfolgt werden.

Die LOCA- und ATWS-Rechnungen wurden auch anhand von RELAP5/Mod.1-EUR durchgeführt und deren Ergebnisse mit denen der neuen FDWR-Version für die einzelnen Reaktoren verglichen.

Dabei zeigt sich, daß durch das Anbringen der neuen Korrelationen sich insbesondere bei dem Vergleich der Rechnungen für den LOCA folgendes ergibt:

a) Die FDWR-Kerne und das Blanket des heterogenen Typs dieses Reaktors in der letzten LOCA-Störfallphase werden wegen der durch den Einsatz der neuen Druckverlustbeziehungen hervorgerufenen Erhöhung der Wandreibung von niedrigeren Massendurchsätzen durchströmt, was höhere Hüllrohrtemperaturen gegenüber den Rechnungen mit der ursprünglichen Version zur Folge hat.

b) Im Seed des heterogenen Entwurfes wurden dagegen mit der neuen Version niedrigere Hüllrohrtemperaturen ermittelt, da der von den Gitterabstandshaltern gebotene Widerstand, auch unter Berücksichtigung der Re-Abhängigkeit, die gesteigerte Reibungsfähigkeit des Blankets nicht ausgleichen kann. Deshalb ergibt sich eine Strömungseinteilung im heterogenen Kern zugunsten des Seeds.

c) Durch die Verwendung der Bowring-KHB-Beziehung in der neuen Version wird eine gegenüber der Rechnung mit der Originalversion früher eintretende KHB-Bedingung festgestellt, die dementsprechend zu einem höheren Maximalwert der Brennstabwandtemperatur führt.

d) Ein Vergleich der Rechnungen für den ATWS ergab, daß ein entscheidender Unterschied zwischen den Ergebnissen der Originalversion und denen der FDWR-Version nur beim Hüllrohrtemperaturverlauf an der Heißstelle im Seed des heterogenen Reaktors auftrat. Dort tritt eine KHB-Bedingung nur bei der Rechnung mit der Originalversion ein und bedingt einen Temperaturanstieg, der mit der FDWR-Version aufgrund einer Kombination zweier Faktoren (Verwendung der Korrelation von Dalle Donne-Baxi und, analog zum Punkt b), günstigere Kühlbedingungen im Seed) nicht zu beobachten ist. Es entsteht dabei eine Differenz zwischen den Hüllrohrtemperaturverläufen die maximal 750°C beträgt.

Zusammenfassend wurden in der vorliegenden Arbeit die für den FDWR spezifischen und gegenüber dem DWR unterschiedlichen Merkmale bei der Untersuchung des Störfallverhaltens mit dem Rechenprogramm RELAP5 in angemessener Weise dadurch berücksichtigt, daß in denjenigen Fällen, in denen der Gültigkeitsbereich der für den DWR abgeleiteten konstitutiven Beziehungen überschritten wurde oder deren Anwendbarkeit zweifelhaft erschien, verbesserte Beziehungen in das Programm eingebracht wurden. Dies betraf insbesondere die weiter oben genannten Druckverlust-, Wärmeübergangs- und KHB-Beziehungen. Alle diese Beziehungen, die in die für den FDWR überarbeitete Fassung von RELAP5 eingebracht wurden, basieren auf den für derartige Problemstellungen momentan bestmöglichen Beschreibungen der benötigten physikalischen Zusammenhänge, die dem Autor bekannt und zugänglich waren und als experimentell ausreichend abgesichert betrachtet werden können. Kein anderes bisher veröffentlichte Rechenprogramm weist diesbezüglich einen höheren Detaillierungsgrad auf. Aufgrund dessen können die erzielten Ergebnisse als plausibel betrachtet werden.

Eine eventuelle Weiterentwicklung der in der vorliegenden Arbeit vorgestellten FDWR-Version des Rechenprogrammes RELAP5 ist nur auf der Basis von gezielten experimentellen Untersuchungen möglich, die eine ergänzende Auswertung der eingeführten Modelle erlauben würden und Hinweise erbringen könnten, ob und welche physikalischen bisher nicht bekannten Effekte mit berücksichtigt werden sollen.

In die Zukunft blickend, wäre der Aufbau von Einzeleffekten-Teststrecken zu einer umfassenden Untersuchung der FDWR- Thermo- hydraulik und eventuell die Durchführung von Blowdown-Versuchen für FDWR-Stabbündel und von ATWS-Simulationen bei Reaktormodellen in geeignet verkleinertem Maßstab wünschenswert.



Literaturverzeichnis

- /1/ M.C. Edlund, "High Conversion Ratio Plutonium Recycle in Pressurized Water Reactors", Annals of Nuclear Energy, Vol.2, p. 801-807, Pergamon Press 1975.
- /2/ W. Oldekop, H.D. Berger, W. Zeggel, "General Features of Advanced Pressurized Water Reactors With Improved Fuel Utilization", Nucl. Technology, Vol.59 (1982), p.212-227
- /3/ H.H. Hennies, H. Märkl, "Überlegungen zur Modifizierbarkeit eines LWR im Hinblick auf eine bessere Uranausnutzung", Proc. Jahrestagung Kerntechnik '80, Berlin, FRG, March 1980, p.953.
- /4/ W. Zeggel, H.D. Berger, W. Oldekop, "Fundamental Aspects of High Converting Pressurized Water Reactors", International ENS/ANS Conference on Nuclear Energy with Emphasis on Fuel Cycles, Brussels (Belgium), 26-30 April 1982, Trans. Am. Nucl. Soc. (1982), v. 40, p. 202-207.
- /5/ W. Zeggel, N. Neelen, K.L. Nissen, "Thermohydraulische und konstruktive Randbedingungen eines Fortgeschrittenen Druckwasserreaktors (FDWR)", Proc. Jahrestagung Kerntechnik 1981, Düsseldorf, FRG, March 24-26, 1981, p. 601.
- /6/ S. Schumann and W. Oldekop, "Untersuchungen zur Flutphase nach einem Kühlmittelverlust bei hochkonvertierenden fortgeschrittenen Druckwasserreaktoren (FDWR)", Atomkernenergie-Kerntechnik, 42, 2,80 (1983).
- /7/ P. Rau, M. Schatz, G. Ulrych, W. Oldekop, W. Zeggel, M. Dalle Donne and F.J. Erbacher, "Ergebnisse der Vorstudie für einen Leichtwasserreaktor mit besserer Uranausnutzung", Proc. Jahrestagung Kerntechnik '80, Berlin, FRG, March 25-27, 1980, p.957.
- /8/ C.H.M. Broeders and M. Dalle Donne, "Conceptual Design of a (Pu,U)<sub>2</sub>O<sub>2</sub> Core with a Tight Fuel Rod Lattice for an Advanced Pressurized Light Water Reactor", Nucl. Technology., 71, 82 (1985).

- / 9/ C.H.M. Broeders, "Design - Einflüsse auf einige Neutronenphysikalische Eigenschaften eines fortgeschrittenen Druckwasserreaktors", Proc. Jahrestagung Kerntechnik '83, Berlin, FRG, June 1983, p.3.
- /10/ V.H.Ransom et al., "RELAP5/Mod1, Code Manual: Vol 1: System Models and Numerical Methods; Vol 2: User's Guide and Input Requirements", US Dept. of Energy, Idaho National Engineering Laboratory, NUREG/CR 1826, EGG-2070. (1981).
- /11/ H. Staedtke, W. Kolar, "Predictions Capabilities of RELAP5/Mod1-EUR; an Improved Version of the LWR Safety Code RELAP5/Mod1", ENC'86 Transactions, Geneva, June 1-6 1986, p.535-541.
- /12/ S. Schumann, "Emergency Core Cooling Examinations for the Light Water High Conversion Reactor (LWHCR)", IAEA Technical Committee Mtg. Advanced Light and Heavy Water Reactor Technology, Vienna, Austria, 26-29 November 1984, IAEA-TECDOC-344, Sept. 1985, p.112-117.
- /13/ W.K.E. Braun, "KWU Convoy: Standardization of Power Plants and Procedures", Transactions of the American Nuclear Society, Joint Meeting of the American Nuclear Society and the Atomic Industrial Forum, Washington, DC(USA) 11-16 Nov. 1984.
- /14/ V.H.Ransom et al., "RELAP5/Mod 2, Code Manual; Vol.1: Code-Structure, System Models and Numerical Methods; Vol.2: User's Guide and Input Requirements", US Dept. of Energy, Idaho National Engineering Laboratory, EGG-SAAM-6377 (1984).
- /15/ V.H. Ransom, "RELAP5/Mod2: for PWR Transient Analysis", Proc. International Conference on Numerical Methods in Nuclear Engineering, Montreal (Canada), 6-9 Sept. 1983, p. 40-60.
- /16/ J.C. Lin, C.C. Tsia, V.H. Ransom, G.W. Johnson, "RELAP5/Mod2 Post-CHF Heat and Mass Transfer Models", Proc. International Workshop on Fundamental Aspects of Post-Dryout Heat Transfer, Salt Lake City, UT(USA), 2-4 April 1984, p. 68-78.

- /17/ J.A. Trapp, V.H. Ransom, "A Choked-Flow Calculation Criterion for Nonhomogeneous, Nonequilibrium, Two-Phase Flows", Int. J. Multiphase Flow, Vol.8, No.6, pp.669-681 (1982)
- /18/ V.H. Ransom, J.A. Trapp, " RELAP5 Choked Flow Model and Application to a Large Scale Flow Test", ANS/ASME Topical Meeting on Reactor Thermal-Hydraulics, Saratoga, NY, USA, 9-12 October 1980.
- /19/ J.K. Vennard, "Elementary Fluid Mechanics", 4th Edition, New York: John Wiley and Sons, 1965.
- /20/ H. Staedtke, W. Kolar, B. Worth, "RELAP5/Mod1 Assessment with LOBI-Mod1 Results", Proc. Fifth Int. Meet. on Thermal Nuclear Reactor Safety, Karlsruhe Sept. 9-13 1984, KfK-3380/3, p.1656-1665 (1984).
- /21/ H. Staedtke, B. Worth, W. Kolar, "RELAP5 Assessment with LOBI Small-Break LOCA Test Results", Proc. Specialists Meeting on Small Break LOCA Analysis in LWR's, Pisa (Italy), 23-27 June 1985, Giardini (Ed.), Pisa, Vol.2, p.427-441.
- /22/ C. Ferrero, "RELAP5/Mod.1-KfK: an Updated Version of the RELAP5-Code for the Thermalhydraulic Transient Analysis of Advanced Pressurized Light Water Reactors "(to be published).
- /23/ K. Rehme, "Systematische experimentelle Untersuchung der Abhängigkeit des Druckverlustes von der geometrischen Anordnung für längs durchströmte Stabbündel mit Spiraldrahtabstandshaltern", Ext. Bericht INR-3/68-16, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1968).
- /24/ K. Johannsen, "Druckverlust bei voll ausgebildeter Laminarströmung in Stabbündeln", Tätigkeitsbericht Nr.1, DFG-A2: J0 39/21-1, Technische Universität Berlin (1985).
- /25/ S.K. Cheng, N.E. Todreas, "Constitutive Correlations for Wire-Wrapped Subchannel Analysis under Forced and Mixed Convection Conditions", Report-No. DOE/ET/37240-108TR, Massachusetts Institute of Technology, (1984).

- /26/ C.B. Baxi and M. Dalle Donne, "Helium Cooled Systems: The Gas-Cooled Fast Breeder Reactor", p. 427 in "Heat Transfer and Fluid Flow in Nuclear Systems", H. Fenech (ed.), Pergamon Press, New York (1981).
- /27/ K. Rehme, "The Pressure Drop of Spacer Grids in Rod Bundles of 12 Rods with Smooth and Roughened Surfaces", KfK 2697, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1978).
- /28/ M. Dalle Donne, W. Hame, "A Parameter Thermohydraulic Study of an Advanced Pressurized Light Water Reactor with a Tight Fuel Rod Lattice", KfK 3453 EUR 7059e, Kernforschungszentrum Karlsruhe, (1982).
- /29/ M. Cigarini and M. Dalle Donne, "Thermohydraulic Optimisation of Homogeneous and Heterogeneous Pressurized Water Reactors", to be published in the Special Issue of Nuclear Technology on "Advances in Light Water Reactors".
- /30/ S. Cevolani, "Thermo- und fluiddynamische Analyse von gasgekühlten Brennelementbündeln bei Berücksichtigung von Wärmeleitung und Wärmestrahlung", KfK 3148, EUR 7051 d, Kernforschungszentrum Karlsruhe (1981)
- /31/ C.B. Baxi and M. Dalle Donne, "Helium cooled systems: the gas-cooled fast breeder reactor", p. 429 in "Heat Transfer and Fluid Flow in Nuclear Systems", ed. by H. Fenech, Pergamon Press, New York, 1981.
- /32/ M. Dalle Donne and W. Hame, "Critical Heat Flux Correlation for Triangular Arrays of Rod Bundles with Tight Lattices Including the Spiral Effect", Nucl. Technol., 71, 111 (1985).

- /33/ R.W. Bowring, "WSC-2, A Subchannel Dryout Correlation for Water-Cooled Clusters over the Pressure Range 3.4-15.9 MPa", AEEW-R 983, U.K. Atomic Energy Authority (1979).
- /34/ R.W. Bowring, "A New Mixed Flow Cluster Dryout Correlation for Pressures in the Range 0.6-15.5 MN/m<sup>2</sup>, for the Use in a Transient Blow-down Code", Conf. on Heat and Fluid Flow in Water Reactor Safety, Manchester (U.K.), 13-15 Sept. 1977, Mech. Engineering Pub. for the Inst. of Mechanical Engineers, 1977, p.175-182.
- /35/ D.G. Reddy, S.R. Sreepada, A.N. Nahavandi, "Two-Phase Friction Multiplier Correlation for High-Pressure Steam-Water Flow", NP-2522 Research Project 813, Columbia University (1982).
- /36/ C.J. Baroczy, "A Systematic Correlation for Two-Phase Pressure Drop", Chemical Engineering Progress Symposium Series, Vol. 62, 1967, pp. 232-246.
- /37/ M. Russell, "Loft Fuel Modules Design, Characterization and Fabrication Program", TREE-NUREG 1131, Juni 1977.
- /38/ D.L. Reeder, "LOFT System and Test Description (5.5-Ft Nuclear Core 1 LOCEs)", NUREG/CR-0247, TREE-1208, Juli 1978.
- /39/ G. Jacobs, persönliche Mitteilung, KfK-INR, Karlsruhe, (Juni 1986).
- /40/ S.L. Thompson and L.N. Kmetyk, "RELAP5 Assessment: LOFT Large Break L2-5", SAND 83-2549 NUREG/CR-3608, (1984).
- /41/ J.D. Burtt, "International Standard Problem 13 (LOFT Experiment L2-5) Final Comparison Report", NUREG/CR-4115, EGG-2369, December 1984.

- /42/ P.D. Bayless, J.M. Divine, "Experiment Data Report for LOFT Large-Break-Loss-of-Coolant Experiment L2-5", NUREG/CR-2826, EGG-2210, August 1982.
- /43/ C.H.M. Broeders, "Neutron Physics Investigations for Advanced Pressurized Water Reactors", Nucl. Technol., 71, 96 (1985).
- /44/ Reaktorsicherheits-Kommission: "RSK-Leitlinien für Druckwasserreaktoren", 3te Ausgabe, 14. Oktober 1981, Druck und Versand: GRS, Köln.
- /45/ M. Cigarini, "Thermohydraulische Untersuchungen zu den Vorgängen während der Flutphase nach einem Kühlmittelverlust bei einem fortgeschrittenen Druckwasserreaktor", Dissertation TH-Karlsruhe, KfK-4302 EUR 10538d, Kernforschungszentrum Karlsruhe, (1987)
- /46/ C. Ferrero, "Large Size LOCA Sensitivity Study for a 1300 MW-PWR and for a Tight Lattice PWR (p/d=1.2) using the RELAP5-Code"(to be published).
- /47/ Kraftwerk Union: private Mitteilung (Oktober 1985).
- /48/ H. Seeberger: private Mitteilung, KWU Erlangen, (April 1986).
- /49/ R.H. Ullrich, "Small Break LOCA Analyses for PWR's with Combined Injection Using RELAP5/Mod1 on Various Computer Systems", Specialists Meeting on Small Break LOCA Analysis in LWRs, Vol.2, pp.299-312, Pisa (Italy), 23-27 June 1985, Giardini (Ed) Pisa.
- /50/ American Nuclear Society Standards Committee Working Group ANS-5.1, "American National Standard for Decay Heat Power in LWR ", ANSI/ANS-5.1-1979 (August 29, 1979).
- /51/ Gesellschaft für Reaktorsicherheit: Deutsche Risikostudie Kernkraftwerke, Fachband 5 "Untersuchung von Kernschmelz-unfällen", Verlag TÜV Rheinland (1985).

- /52/ Y.Y. Hsu and W.D. Beckner, "A Correlation for the Onset of Transient CHF", cited in L.S. Tong and G.L. Bennett "NRC Water Reactor Safety Research Program", Nuclear Safety, 18 (1977), p.1-40.
- /53/ B.W. Le Tourneau, M.E. Gavin, S.J. Green, "Critical Heat Flux and Pressure Drop Tests with Parallel Upflow of High Pressure Water in Bundles of Twenty 3/4-in. Rods", Nucl. Sci. Eng., 54, 214-232 (1974).
- /54/ M.W. Cappiello, "TRAC-PF1 best estimate LOCA analysis of a combined ECC injection PWR", Trans. Am. Nucl. Soc. (Oct. 1983) V.45, p. 809-810.
- /55/ N. Kolev, private Mitteilung, KfK-INR, Karlsruhe, Juni 1987.
- /56/ L.N. Kmetyk, "RELAP5/Mod.1 Assessment Conclusions", 11. NRC Water Reactor Safety Research Information Meeting, Gaithersburg, MD(USA), 14-28 Oct. 1983.
- /57/ F. Depisch and M. Guran, "Rechenprogramm BETHY für die Aufheizphase von Brennstäben bei Kühlmittelverlust ", Proc. Jahrestagung Kerntechnik '78, Hannover, FRG, April 4-7, 1978, p. 379.
- /58/ H.D. Wlerum, V. Teschendorff, "Analysis of Large Break LOCA for a PWR 1300 MW with Code System DRUFAN/FLUT", European Workshop on the DRUFAN Code, Oct. 4th/5th 1984, Garching
- /59/ S. Schumann, private Mitteilung, KWU Erlangen, (Mai 1985).
- /60/ H. Amm, G. Frei, M. Dalle Donne, J.M. Kallfelz and H. Küsters, "ATWS Parameter Studies for a Tight Lattice PWR", Proc. ANS Topl. Mtg. Anticipated and Abnormal Plant Transients in Light Water Reactors, Jackson, Wyoming, September 26-29, 1983, p. 667, Plenum Press (1984).

- /61/ H.D. Berger, A.W. Rowe, C. Broeders, M. Schatz, "Überprüfung der Berechnungsverfahren für enge Reaktorgitter von fortschrittlichen Druckwasserreaktoren (FDWR) an experimentellen Anordnungen, KfK 3389 IfRR K 8212, Kernforschungszentrum Karlsruhe, 1982.
- /62/ C.H.M. Broeders, B. Krieg, unveröffentlichter Bericht des Kernforschungszentrum Karlsruhe
- /63/ C.H.M. Broeders, private Mitteilung, KfK-INR Karlsruhe, 1986
- /64/ Kraftwerk Union, "Forschungsprogramm Reaktorsicherheit. Abschlußbericht. Förderungsvorhaben BMFT RS153. Kennwort: ATWS-Studie", Kraftwerk Union Re 23/008/78, (1978).
- /65/ M. Courtaud, Private Mitteilung an Herrn Dalle Donne, 1986.
- /66/ F.W. Dittus, L.M.K. Boelter, "Heat Transfer in Automobile Radiators of the Tubular Type", Publications in Engineering University of California, Berkeley, 2, 1930, p.443-461.
- /67/ J. Chen, "A Correlation for Boiling Heat Transfer to Saturated Fluid in Convective Flow", Process Design Development, 5, 1966, p. 322-327.
- /68/ J.G. Colber, "Convection Boiling and Condensation", London: Mc Graw-Hill Book Company, Inc. 1972.
- /69/ F. Kreith, "Principles of Heat Transfer", 3rd edition, Scranton, PA: International Textbook Company, 1968.
- /70/ Y.Y. Hsu, "A Tentative Correlation of the Regime of Transition Boiling and Film Boiling During Reflood", presented at 3rd Water Reactor Safety Research Information Meeting (USNRC) October 1975.
- /71/ M.L. Pomeranz, "Film Boiling on a Horizontal Tube in Increased Gravity Fields", Journ. of Heat Transfer, 86, 1964, p.213-219.



- /72/ L.S. Tong, "Prediction of Departure from Nucleate Boiling for an Axially Non-Uniform Heat Flux Distribution", Journal of Nuclear Energy, 21, 1967, pp.241-248.
- /73/ R.A. Smith and P. Griffith, "A Simple Model for Estimating Time to CHF in a PWR LOCA", Transactions of American Society of Mechanical Engineers, Paper No. 76-HT9, 1976.
- /74/ O.C. Jones, Jr. and Pradip Saha, "Volumetric Vapor Generation in Nonequilibrium, Two Phase Flows", Advanced Code Review Group Meeting of the Water Reactor Safety Research Division, U.S. Nuclear Regulatory Commission, Washington D.C., June 2, 1977.
- /75/ G. Houdayer et al., "Modeling of Two-Phase Flow with Thermal and Mechanical Nonequilibrium", Fifth Water Reactor Safety Research Information Meeting, Washington D.C., November 7-11, 1977.
- /76/ K. Rehme, "Laminarströmung in Stabbündeln", Chemie-Ing.-Techn., 43 (1971) Nr. 17, p. 962-966.

Anhang 1

Grundzüge des Grundgleichungssystems und der Konstitutiven Beziehungen in RELAP5/Mod.1

Die zugrunde gelegten Erhaltungssätze werden hier kurz vorgestellt. Die Bedeutung der Symbole wird im allgemeinen in der Nomenklatur angegeben.

A1.1 Die Massen-, Impuls- und Energieerhaltungsgleichungen  
-----

Massenbilanz

Für die Massenbilanz gelten zwei Gleichungen, für jede Phase eine. Sie haben die Form:

(a) für Dampf

$$\partial(\alpha_g \rho_g) / \partial t + (1/A) \cdot \partial(\alpha_g v_g \rho_g A) / \partial x = \Gamma_g \quad (A1.1)$$

(b) für Flüssigkeit

$$\partial(\alpha_f \rho_f) / \partial t + (1/A) \partial(\alpha_f \rho_f v_f A) / \partial x = \Gamma_f \quad (A1.2)$$

Allgemeine Kontinuitätsbedingungen bei Abwesenheit von Massenquellen oder Massensenken führen zu der Gleichheit von Flüssigkeits- und Dampferzeugungsraten, abgesehen vom Vorzeichen:

$$\Gamma_g = -\Gamma_f \quad (A1.2.1)$$

Impulsbilanz

Hier werden auch zweiphasige Gleichungen zur Darstellung der Impulserhaltung verwendet. Es sind im einzelnen, in nicht-konservativer Form:

a) für Dampf

$$\begin{aligned} \alpha_g \rho_g A (\partial v_g / \partial t) + \frac{1}{2} \alpha_g \rho_g A (\partial v_g^2 / \partial x) = & -\alpha_g A (\partial P / \partial x) + \\ \alpha_g \rho_g B_x A - (\alpha_g \rho_g A) \cdot \text{FWG} \cdot (v_g) + \Gamma_g A (v_{gI} - v_g) - (\alpha_g \rho_g A) \cdot \text{FIG} \cdot (v_g - v_f) - & \\ - C \alpha_g \alpha_f \rho A [\partial (v_g - v_f) / \partial t + v_f (\partial v_g / \partial x) - v_g (\partial v_f / \partial x)] & \end{aligned} \quad (\text{A1.3})$$

b) für Flüssigkeit

$$\begin{aligned} \alpha_f \rho_f A (\partial v_f / \partial t) + \frac{1}{2} \alpha_f \rho_f A (\partial v_f^2 / \partial x) = & -\alpha_f A (\partial P / \partial x) + \\ \alpha_f \rho_f B_x A - (\alpha_f \rho_f A) \cdot \text{FWF} \cdot (v_f) + \Gamma_g A (v_{gI} - v_f) - (\alpha_f \rho_f A) \cdot \text{FIF} \cdot (v_g - v_f) - C \alpha_f \alpha_g \rho A \cdot & \\ [\partial (v_f - v_g) / \partial t + v_g (\partial v_f / \partial x) - v_f (\partial v_g / \partial x)] & \end{aligned} \quad (\text{A1.4})$$

### Energiebilanz

Die einzelne, für die Dampf-Wasser-Mischung geltende Energiegleichung läßt sich folgendermaßen schreiben

$$\begin{aligned} \partial (\alpha_g \rho_g E_g + \alpha_f \rho_f E_f) / \partial t + (1/A) \partial (\alpha_f \rho_f v_f E_f A + \alpha_g \rho_g v_g E_g A) / \partial x = & -(1/A) \cdot \\ \partial (\alpha_g v_g P A + \alpha_f v_f P A) / \partial x + (\alpha_g \rho_g v_g + \alpha_f \rho_f v_f) B_x + Q & \end{aligned} \quad (\text{A1.5})$$

wo

$$E_{f,g} = U_{f,g} + v_{f,g}^2 / 2 \quad (\text{A1.5a})$$

Die sechste in einem zweiphasigen System normalerweise benötigte Gleichung wird durch die Annahme ersetzt, daß eine der Phasen gesättigt ist. Die Gestalt der Gleichungen (A1.1) bis (A1.4) ist noch nicht zweckmäßig, um das numerische Modell daraus zu entwickeln. Durch paarweise Summation und Subtraktion und nach einigen zusätzlichen algebraischen Manipulationen, auch in der Energiegleichung, erhält man daraus ein modifiziertes, im Code einzusetzendes Gleichungssystem, das sich in folgender Form ausdrücken läßt:

Massenbilanz

$$\frac{\partial \rho}{\partial t} + \frac{1}{A} \partial (\alpha_g \rho_g v_g A + \alpha_f \rho_f v_f A) / \partial x = 0 \quad (A1.6)$$

$$\begin{aligned} \rho \frac{\partial X}{\partial t} + \frac{1-X}{A} [\partial (\alpha_g \rho_g v_g A) / \partial x] - \\ - \frac{X}{A} [\partial (\alpha_f \rho_f v_f A) / \partial x] = r_g \end{aligned} \quad (A1.7)$$

Impulsbilanz

$$\begin{aligned} \alpha_g \rho_g (\partial v_g / \partial t) + \alpha_f \rho_f (\partial v_f / \partial t) + \frac{1}{2} \alpha_g \rho_g (\partial v_g^2 / \partial x) + \frac{1}{2} \alpha_f \rho_f (\partial v_f^2 / \partial x) = \\ = - \frac{\partial P}{\partial x} + \rho B_x - \alpha_g \rho_g v_g \cdot FWG - \alpha_f \rho_f v_f \cdot FWF - \Gamma_g (v_g - v_f) \end{aligned} \quad (A1.8)$$

$$\begin{aligned} \partial v_g / \partial t - \partial v_f / \partial t + \frac{1}{2} \partial v_g^2 / \partial x - \frac{1}{2} \partial v_f^2 / \partial x = - \left( \frac{1}{\rho_g} - \frac{1}{\rho_f} \right) \frac{\partial P}{\partial x} - v_g \cdot FWG + \\ + v_f \cdot FWF + \Gamma_g [(\rho v_f - (\alpha_f \rho_f v_g + \alpha_g \rho_g v_f)) / \alpha_g \rho_g \alpha_f \rho_f] - \rho F I (v_g - v_f) - \\ C \cdot \frac{\rho^2}{\rho_f \rho_g} [\partial (v_g - v_f) / \partial t + v_f (\partial v_g / \partial x) - v_g (\partial v_f / \partial x)] \end{aligned} \quad (A1.9)$$

Energiebilanz

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\rho U)}{\partial t} + \frac{1}{A} \frac{\partial(\alpha_g \rho_g v_g U_g A + \alpha_f \rho_f v_f U_f A)}{\partial x} = & - (P/A) \frac{\partial(\alpha_g v_g A + \alpha_f v_f A)}{\partial x} + Q + \alpha_g \rho_g F_{WG} v_g^2 + \alpha_f \rho_f F_{WF} v_f^2 + \alpha_g \alpha_f \rho_g \rho_f - FI \cdot \\ & (v_g - v_f)^2 + (|\Gamma_f|/2)(v_g - v_f)^2 \end{aligned} \quad (A1.10)$$

Die Variablen  $\rho, X, v_g, v_f$  und  $\rho U$ , deren zeitliche Ableitungen in den Gleichungen vorhanden sind, sind die Hauptveränderlichen dieses Systems. Ihre Werte werden als erste berechnet. Das numerische Lösungsschema besteht darin, das Differenzialgleichungssystem durch ein in der Zeit teilweise implizites Finiten-Differenzen-Gleichungssystem zu ersetzen. In allen Fällen sind die impliziten Terme (abhängige Variablen) nur in linearer Form vorhanden und daher kann die daraus resultierende Matrix über ein für dünn besetzte Matrizen gedachtes Unterprogramm in die inverse Matrix umgewandelt werden. Die fünf Grundgleichungen sind außerdem so gestaltet, daß sie für jedes Kontrollvolumen oder jede Masche zu einer einzigen Gleichung als Funktion des hydrodynamischen Druckes reduziert werden dürfen. Wenn N die Anzahl der das Fluidsystem simulierenden Maschen ist, wird ein System von insgesamt nur N Gleichungen für N Unbekannten simultan für jeden Zeitschritt gelöst.

Es ist bekannt, daß das Gleichungssystem (A1.6) - (A.10) ein nicht-sachgemäßes Anfangswertproblem darstellt. Darüber hinaus modifizieren die mit jedem numerischen Schema verbundenen Approximationen etwa die Lösung (durch Rundungsfehler) und die dazugehörigen Effekte können das Lösungsverfahren sowohl stabilisieren als auch instabil machen. Ein sachgemäßes Verhalten des numerischen Systems erhält man, indem man eine selektiv implizite Auswertung der Ortsgradientterme

am zuletzt berechneten Zeitpunkt, eine Aufwindifferenzenformulierung der Massen- sowie der Energieterme und eine Aufwind- ähnliche Formulierung der Impulsstromterme unterstellt.

Die Anordnung der diskreten Feldgrößen erfolgt in einem versetzten Maschennetz wie in der Abb.A1.1 skizziert.

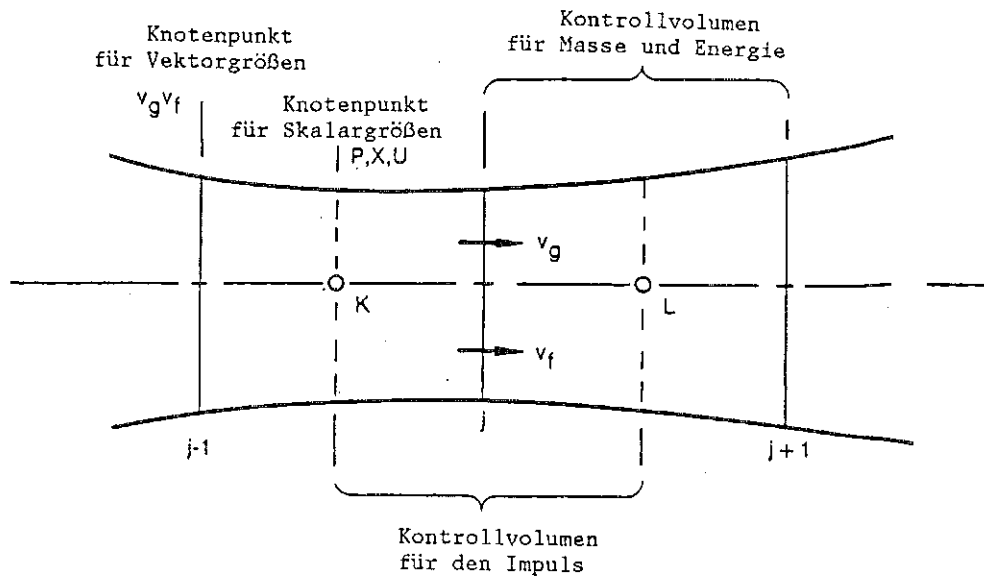


Abb. A1.1 Modell des versetzten Maschennetzes in RELAP5/Mod.1

Das Schema in Abb. A1.1 erklärt sich dadurch, daß die Geschwindigkeiten den konvektiven Transport über die Volumenoberfläche (in diesem Fall nur in eine Richtung) beschreiben, während Größen wie Dichte  $\rho$ , Druck  $P$ , Temperatur  $T$  oder innere Energie  $U$  usw. dagegen Volumeneigenschaften sind. Zusammenfassend beschreibt man daher die kontinuierlichen Felder annäherungsweise dadurch, daß man ihre Werte an diskreten Orten im Maschennetz angibt und berechnet.

Die diskretisierten Gleichungen werden hier nicht aufgelistet, da es zum Verständnis dieser Abhandlung nicht nötig ist (einen guten Überblick findet man in /10/). Dabei ist jedoch zu sagen, daß, um eine hohe Durchführungsgeschwindigkeit abzu-

sichern, die implizite Auswertung nur für die zur numerischen Stabilität notwendigen Terme und für Vorgänge deren zeitkonstanten klein sind, stattfindet, ansonsten kommt das explizite Verfahren in Frage. Also, die implizite Auswertung gilt für die Geschwindigkeit in Massen- und Energietransporttermen, für den Druckgradienten in den Impulsgleichungen und für den zwischenphasigen Massen- und Impulsaustausch.

Wenn es im Laufe eines Rechenvorgangs festgestellt wird, daß die jeweilige Strömung schichtig ist, löst das Programm selbsttätig ein an den Impulsgleichungen etwa geändertes Gleichungssystem das den in diesem Fall auftretenden und in den Gl. (A1.8) und (A1.9) doch nicht berücksichtigten Zwischenphasenkräften Rechnung tragen kann. Ferner läßt sich je nach der spezifischen Forderung das Grundgleichungssystem um eine zusätzliche Gleichung erweitern, um die Massenerhaltung einer in der Dampfphase nicht kondensierbaren Komponente wiederzugeben. Es wird dabei angenommen, die nicht kondensierbare Komponente sei in einem thermischen und mechanischen Gleichgewicht mit der Dampfphase und sämtliche den Dampf zugewiesenen Zustandsgrößen seien jetzt Größen des jeweilig betrachteten Gemisches.

Es ist zu betrachten, daß die fünf grundlegenden Gleichungen sechs am neuen Zeitniveau berechnete Unbekannten enthalten, nämlich den Druck  $P$ , die Mischungsdichte  $\rho$ , den Dampfmasseninhalt  $X$ , die innere Mischungsenthalpie  $U$  und die zwei Phasengeschwindigkeiten  $v_g$  und  $v_f$  ( $U$  und  $\rho$  treten zusammen beim Produkt  $\rho U$  auf). Das stellt die Anforderung, eine zusätzliche Beziehung aufzustellen, die das System vervollständigt. Das ist die Zustandsgleichung, die die Fluidichte als Funktion des Druckes, des Dampfmasseninhaltes und der inneren Mischungsenthalpie bereitstellt.

## A1.2 Die Zustandsgleichung für die Fluiddichte

---

Die im Abschnitt A1.1 erwähnte Zustandsgleichung ist nicht linear und die grundlegenden Daten sind in tabellarischer Form. Damit die Linearität des numerischen Schemas aufrechterhalten werden kann, wird die Dichtebeziehung als Taylorsche Potenzreihe erster Ordnung um den alten Zeitpunkt ausgedrückt:

$$\begin{aligned} \rho_{t_0+\Delta t} = & \rho_{t_0} + \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_{X, \rho U}^{t_0} \cdot (P(t_0+\Delta t) - P(t_0)) + \left(\frac{\partial \rho}{\partial X}\right)_{P, \rho U}^{t_0} \cdot (X(t_0+\Delta t) - X(t_0)) + \\ & + \left(\frac{\partial \rho}{\partial (\rho U)}\right)_{P, X}^{t_0} \cdot (\rho U(t_0+\Delta t) - \rho U(t_0)) \end{aligned} \quad (A1.11)$$

wo

$\Delta t$  = Zeitinkrement

$t_0$  = Zeitpunkt nach dem n-ten Zeitschritt, um den die Funktion  $\rho(X, P, U)$  sich als Potenzreihe entwickeln läßt

Die ersten Ableitungen, die in der Gleichung (A1.11) vorhanden sind, lauten:

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_{X, \rho U}^{t_0} = \rho_{t_0} \cdot \left[ \left(\frac{\partial \rho}{\partial P}\right)_{X, U}^{t_0} \right] / \left[ \rho_{t_0} + U(t_0) \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial U}\right)_{P, X}^{t_0} \right] \quad (A1.12)$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial X}\right)_{P, \rho U}^{t_0} = \rho_{t_0} \left[ \left(\frac{\partial \rho}{\partial X}\right)_{P, U}^{t_0} \right] / \left[ \rho_{t_0} + U(t_0) \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial U}\right)_{P, X}^{t_0} \right] \quad (A1.13)$$

$$\left(\frac{\partial \rho}{\partial (\rho U)}\right)_{P, X}^{t_0} = \left[ \left(\frac{\partial \rho}{\partial U}\right)_{P, X}^{t_0} \right] / \left[ \rho_{t_0} + U(t_0) \cdot \left(\frac{\partial \rho}{\partial U}\right)_{P, X}^{t_0} \right] \quad (A1.14)$$

Die Gleichung (A1.11) kann jetzt zur Elimination der Dichte im Differenzgleichungssystem verwendet werden, um dies abzuschließen. Das numerische Lösungsverfahren setzt sich fort, indem man zuerst in der Impulsgleichung die Phasengeschwindigkeiten als Funktion der Drücke in benachbarten Zellen auswertet. Diese Geschwindigkeiten werden ihrerseits



in den Massen- und Energiegleichungen eliminiert. Es bleiben nur noch drei Gleichungen je Zelle die zu einer einzigen linearen Gleichung werden, nachdem der Druck in einer Zelle dem Druck in den benachbarten Zellen zugeordnet ist. Diese Vorgehensweise wiederholt sich für jede Zelle und ergibt das endgültige, schon angedeutete  $N \times N$  Gleichungssystem, wo der Druck allein zu dem neuen Zeitpunkt ausgewertet ist.

Der Druck spielt eine besondere Rolle in der Navier-Stokes-Gleichung. Er muß tatsächlich so bestimmt werden, daß das Geschwindigkeitsfeld auch zum nächsten Zeitpunkt die Kontinuitätsgleichung erfüllt. Die Geschwindigkeit sowie die übrigen Feldgrößen werden durch Rückwärtssubstitution der Drücke im System nachberechnet.

Bemerkenswert ist die Weise wie die innere Mischungsenergie ausgewertet wird. Sie lautet

$$U(t_0 + \Delta t) = (\rho U)_{t_0 + \Delta t} / \rho_m(t_0 + \Delta t) \quad (A1.15)$$

wobei

$\rho_m(t_0 + \Delta t)$  die von der Mischungskontinuitätsgleichung berechnete Mischungsmassendichte ist und  $\rho$  die Dichte, die sich aus der Zustandsgleichung ergibt.

### A1.3 Die konstitutiven Beziehungen

Die Zahl der Erhaltungsgleichungen ist meistens kleiner als die Anzahl der in der Problemstellung vorhandenen Unbekannten. Deswegen braucht man neben dem Gleichungssystem eine Reihe von Stoffgesetzen, die sogenannten konstitutiven Beziehungen. Dazu zählen auch die zwischenphasigen konstitutiven Beziehungen. Dies sind in RELAP5, infolge der vereinfachten Form des hydrodynamischen Modells, nur zwei: der zwischenphasige Massentransfer (Verdampfungs- und Kondensationsmodell) und die

Zwischenphasenreibung bzw. die an der Dampf-Wasser-Fläche auftretenden physikalischen Kräfte. Der spezifische - selbst wenn etwa willkürliche - Ansatz, daß eine der Phasen sich in lokalem Sättigungszustand befinden muß, ersetzt die Erfordernis, Aufteilungsfunktionen zwischen den beiden Phasen einzurichten. Ergänzend dazu sind die zwei anderen in RELAP5 vorliegenden konstitutiven Beziehungen, die für die Darstellung der Wechselwirkung zwischen dem gesamten Fluid und festen Rohrleitungswänden sorgen: die Wand-Fluid-Wärmeübergangs- und die Wandreibungskorrelationen. Die ersteren sowie die letzteren sind Gegenstand zahlreicher experimenteller Untersuchungen gewesen und dürfen daher ziemlich zuversichtlich als Standardwärmeübergangs- bzw. Standardwandreibungbeziehungen (zumindest für die Rohrgeometrie) bezeichnet und verwendet werden, vorausgesetzt, daß sie für den eigenen angegebenen Gültigkeitsbereich eingesetzt werden.

#### A1.4 Die Wand-Fluid-Wärmeübergangsbeziehungen

Leitgedanke in RELAP5 bezüglich der Wärmeübertragung ist, aus den Beiträgen der einzelnen Wärmeflußbeziehungen eine als Funktion des Dampfmasseninhaltes und der Temperaturdifferenz  $T_w - T_{sat} = \Delta T_{sat}$  (Wandüberhitzung) angesehene Wärmestromfläche zu bilden, deren Haupteigenschaft es ist, überall stetig zu sein. Das kann man leicht erzielen, indem man die von den diversen Korrelationen gelieferten Werte über die Zwischengebiete der obengenannten unabhängigen Veränderlichen, die von keinerlei Beziehung abgedeckt sind, zweckmäßig interpoliert. Je nachdem welche physikalischen Vorgänge jeweils vorliegen, ergeben sich folgende Wärmedurchgangszahlenbeziehungen:

- a) einphasige Konvektion von der Wand zu Flüssigkeit oder Dampf und umgekehrt

$$h = 0.023 \frac{k}{D_e} Pr^{0.4} Re^{0.8} \quad (A1.16)$$

(Korrelation von Dittus-Boelter /66/)

- b) gesättigtes Blasensieden (Chensche Korrelation /67/)

$$h = h_{mic} + h_{mac} \quad (A1.17)$$

wobei

$$h_{mic} = 0.00122 \frac{k_f^{0.79} c_{pf}^{0.45} p_f^{0.49}}{\sigma^{0.5} \mu_f^{0.29} h_{fg}^{0.24} \rho_g^{0.24}} \Delta T_{sat}^{0.24} \Delta P^{0.75} S \quad (A1.18)$$

$$h_{mac} = 0.023 \frac{k_f}{D_e} Pr_f^{0.4} Re_f^{0.8} F \quad (A1.19)$$

wobei S und F die Bedeutung von tabellarisch wiedergegebenen Korrelationsfaktoren annehmen.

Der Wärmestrom ist durch:

$$q = (h_{mic} + h_{mac}) \Delta T_{sat} \quad (A1.20)$$

gegeben.

c) unterkühltes Blasensieden

Wir haben wiederum  $h_{mic}$  und  $h_{mac}$  wie in (A1.18) und (A1.19) aber  $F = konst = 1$ . Der Wärmestrom lautet:

$$q = h_{mic} \Delta T_{sat} + h_{mac} (T_w - T_f) \quad (A1.21)$$

(modifizierte Chensche Beziehung /68/)

d) Filmsieden bei hohen Strömungen

$$h = 0.081033 \frac{k_g^{0.4376} Pr_w^{2.307} Re_g^{[0.6004 + 0.2456 \ln(1+X_e)]}}{D_e^{0.7842} (1+X_e)^{2.59028}} - 13.89471$$

$$\cdot \exp(1.4504 \cdot 10^{-7} \cdot P \cdot Pr_w) \quad (A1.22)$$

(Korrelation von Condie-Begston /10/)

Dabei lautet der Wärmestrom:

$$q_{FB} = h \cdot \Delta T_{sat} \quad (A1.23)$$

e) Übergangssieden bei hohen Strömungen (modifizierte Korrelation von Condie-Begston /10/)

$$h' = \exp \left[ \ln(q_{CHF} - q_{FB}) / \Delta T_{CHF} + 0.6708 \sqrt{\Delta T_{CHF}} - \ln \Delta T_{CHF} \right] \cdot \exp(-0.6708204 \cdot \sqrt{\Delta T_{sat}}) \quad (A1.24)$$

mit  $q_{FB}$  hergeleitet von (A1.23), bei

$$\Delta T_{CHF} = \Delta T_{sat} \quad | \quad q = q_{CHF} \quad (A1.25)$$

Der Wärmestrom läßt sich durch:

$$q_{TB} = h' \cdot \exp(-0.6708204 \cdot \sqrt{\Delta T_{sat}}) \cdot \Delta T_{sat} \quad (A1.26)$$

ausdrücken.

f) Übergangs- und Filmsieden nach der Siedekrise bei niedrigen Massenstromwerten /69/.

Hier gilt:

$$q = q_{Wasser} + q_{Dampf} \quad (A1.27)$$

und

$$q_{Dampf} = h_{Dampf} \cdot (T_W - T_f) \cdot \alpha \quad (A1.28)$$

$$h_{Dampf} = h_c + h_r \quad (A1.29)$$

wobei  $h_c$  die Wärmeübergangszahl bei natürlicher Konvektion und  $h_r$  die Strahlwärmeübergangszahl ist.

$$h_c = \max \left\{ \begin{array}{l} 1.111 \frac{k_{\text{film}}}{D_e} (\text{Gr} \cdot \text{Pr}_{\text{film}})^{0.25} \\ 0.260 \frac{k_{\text{film}}}{D_e} (\text{Gr} \cdot \text{Pr}_{\text{film}})^{0.33} \end{array} \right. \quad (\text{A1.30})$$

$$\text{Gr} = \rho (D_e/2)^3 \cdot \beta_{\text{film}} (T_w - T_f) (\rho/\mu)_{\text{film}}^2 \quad (\text{A1.31})$$

$$T_{\text{film}} = \frac{(T_w + T_f)}{2} \quad (\text{A1.32})$$

$$h_r = 1.30548 \cdot 10^{-8} (T_w^4 - T_f^4) / (T_w - T_f) \quad (\text{A1.33})$$

Auf der anderen Seite haben wir /70 /, /71 /

$$q_{\text{Wasser}} = \left\{ \begin{array}{l} h_{\text{TF}} \cdot \Delta T_{\text{sat}} (0.96 - \alpha) \quad \text{wenn } \Delta T_{\text{sat}} > \Delta T_{\text{Hsu}} \\ q_{\text{CHF}} \quad \text{wenn } \Delta T_{\text{sat}} \leq \Delta T_{\text{Hsu}} \end{array} \right. \quad (\text{A1.34})$$

$$h_{\text{TF}} = h_{\text{TB}} + h_{\text{FB}} \quad (\text{A1.35})$$

wobei  $h_{\text{TB}}$  die Wärmeübergangszahl bei Übergangssieden und  $h_{\text{FB}}$  die bei Filmsieden ist.

$h_{\text{TB}}$  erhält die Form:

$$h_{\text{TB}} = A \exp(-B \Delta T_{\text{sat}}) \quad (\text{A1.36})$$

mit

$$A = \left[ \frac{q_{\text{CHF}} - q_{\text{Dampf}}}{\Delta T_{\text{Hsu}}} - (0.96 - \alpha) (h_{\text{FB}})_{\Delta T_{\text{Hsu}}} \right] \cdot 2.7182 \quad (\text{A1.37})$$

$$\Delta T_{Hsu} = 1/B \quad (A1.38)$$

B rechnet man als doppeltlogarithmische Interpolation über die Druckwerte aus. Die Grenzwerte sind hier angegeben

$$\begin{aligned} B &= 0.0042222 & , & & P &= 0.413685 \text{ MPa} \\ B &= 0.0045556 & , & & P &= 0.0620528 \text{ MPa} \end{aligned}$$

$$h_{FB} = 0.620 \left( \frac{D_e}{\lambda_c} \right)^{0.172} \left[ \frac{k_g^3 \rho_g (\rho_f - \rho_g) h_{fg} g}{D_e \mu_g \Delta T_{sat}} \right]^{0.25} \quad (A1.39)$$

$$\lambda_c = 2\pi \left[ \frac{\sigma}{g(\rho_f - \rho_g)} \right]^{0.5} \quad (A1.40)$$

### g) Kondensation /68/

Hier wird der Wärmestrom durch die Gleichung

$$q = h_k (T_{sat} - T_w) \quad (A1.41)$$

bestimmt.

$h_k$  ergibt sich als Maximum unter den von folgenden Beziehungen gelieferten h-Werten

#### g.1) Laminarströmung in waagerechten Rohrstrecken

$$h_{lr} = 0.296 \left[ \frac{\rho_f (\rho_f - \rho_g) g h_{fg} k_f^3}{D_e \mu_f (T_{sat} - T_w)} \right]^{0.25} \quad (A1.42)$$

g.2) Laminarströmung in einer schrägen Rohrstrecke, deren Winkel zu der Normale  $\theta$  ist

$$h_{1a} = 1.766 \left[ \frac{\rho_f (\rho_f - \rho_g) k_f^3 \cos \theta}{G D_e \mu_f} \right]^{1/3} \quad (A1.43)$$

g.3) Turbulente Strömung

$$h_t = 0.065 \frac{k_f \sqrt{\rho_f}}{\mu_f} \cdot \frac{\mu_f c_{pf}}{k_f} \left[ \frac{0.023 \rho_g v_g^2}{\left( \frac{\rho_g D_e |v_g|}{\mu_g} \right)^{0.25}} \right]^{1/2} \quad (A1.44)$$

Die Wärmeübergangskorrelationen bei Behälter-Sieden oder Naturumlauf lassen sich unter den oben genannten Korrelationen miteinbeziehen. Man unterscheidet drei Fälle je nach der physikalischen Lage

i) Wasser- oder Dampfnaturumlauf

Die Wärmeübergangsbeziehungen gleichen hier denen für natürliche Zirkulation bei Übergangs- und Filmsieden nach der Siedekrise. (siehe Gleichungen (A1.27)-(A1.40)).

j) Behälter-Blasensieden

Dazu wird die Gleichung (A1.18) verwendet.

k) Übergangs- und Filmsieden nach der Siedekrise

Hier findet man dieselben Gleichungen wie im Fall f) wieder.

Neben den oben angeführten Wärmeübergangsbeziehungen bietet RELAP5 eine Reihe von kritischen Heizflächenbelastungskorrelationen (KHB-Korrelationen) an. Von den Autoren werden allerdings nur drei empfohlen, die von Tong /72/ für hohe Strömungswerte und für unterkühltes Wasser und die von Hsu-Beckner /52/, auch für hohe Strömungswerte aber gesättigtes Wasser. Die dritte Korrelation ist eine modifizierte Zuberische /73/ Korrelation, die besonders geeignet ist für niedrige Strömungswertbereiche.

### A1.5 Die Wandreibungsbeziehungen

Die zweite Reihe der in RELAP5 vorhandenen konstitutiven Beziehungen, deren Aufgabe es ist, die Kopplung des Fluids mit seiner Umgebung zu beschreiben, beinhaltet, wie schon angedeutet, das Wandreibungsmodell. Dieses RELAP5-Modell enthält reine Wandschubspannungseffekte, da lokale, von plötzlichen Querschnittsänderungen der Rohrstrecken oder vom komplizierten, beliebig verkrümmten Strompfaden bedingte Druckverluste, separat, durch spezifische mechanistische Modelle bzw. durch Angabe von Energieverlustbeiwerten behandelt werden können (s. Anhang 2). Sowohl laminare als auch turbulente Strömungen werden berücksichtigt, die letzteren unter Einbeziehung der Rauigkeitseffekte. Somit lauten die entsprechenden einphasigen Reibungsbeiwertkorrelationen /10/:

$$\lambda_L = \frac{64}{Re} , \text{ wenn } 0.0 < Re \leq 2000 \quad (A1.45)$$

und

$$\frac{1}{\sqrt{\lambda_T}} = 1.74 - 2 \log_{10} \left( \frac{2\epsilon}{D_e} + \frac{18.7}{Re\sqrt{\lambda_T}} \right) \quad (A1.46)$$

wenn  $4000 \leq Re$  ist.

Gl.(2.1.32) ist als Colebrooksche Beziehung allgemein bekannt und wird im Code durch eine parabolische, nicht-implizite Formulierung aus rechnerischen Gründen ersetzt. Eine interpolierende lineare Funktion von  $\frac{1}{Re}$  gibt die Reibungskoeffizienten im Übergangsbereich wieder.

Im Zweiphasenbereich wird der globale Druckverlust mit Hilfe des Baroczyschen Zweiphasen-Multiplikationsfaktors berechnet /36/. Wie die damit zusammenhängende Druckverlustverteilung zwischen Wasser- und Dampfphase geschieht, wird ausführlich im Kap. 2.4.6 verdeutlicht und mit einem alternativen Modell anhand einer Nachrechnung (Kap.3.5) eines bei der LOFT-Versuchsanlage durchgeführten Experiments verglichen. Im folgenden berücksichtigen wir das Verdampfungs- bzw. Kondensationsmodell, das mitsamt dem Zwischenphasenwiderstand zu den restlichen in RELAP5 vorhandenen konstitutiven Beziehungen gehört.



### A1.6 Das Verdampfungs- bzw. Kondensationsmodell

Die Ungleichgewichtsnatur eines zweiphasigen Strömungsmodells spiegelt sich in der Dampferzeugungsrate. Diese stellt sich als Ergebnis von verschiedenartigen Mechanismen wie z.B. Zwischenphasen-Energietransferrate, Energieeinteilung zwischen der für die Zustandsänderung verfügbaren und fühlbaren Wärme, Größe der Wasser-Dampf-Fläche, Siedekerndichte und schließlich Turbulenzniveau. In RELAP5 werden alle diese getrennten und trotzdem aufeinander wirkenden Mechanismen als einzige, für die Dampfentstehung bzw. den Dampfabbau sorgende dimensionslose Korrelation modelliert. Diese Vereinfachung hat zur direkten Folge, daß eine Phase immer zum Sättigungszustand versetzt wird. Die Verdampfungsrate  $\Gamma_g$  ist durch

$$\Gamma_g = \frac{C'_g (G_m + G_o)^2 \sqrt{P}}{\rho_g} (X + X_o) (X_e - X) \quad (A1.47)$$

und die Kondensationsrate  $\Gamma_f$  durch

$$\Gamma_f = K \left[ (1-X) + X_c \right] (X - X_e) \quad (A1.48)$$

gegeben.

$G_o$  in (A1.47) ist eine Konstante, die den Massentransfer beim stagnierenden Fluid bezeichnet, also wenn  $G_m = 0$ .  $X_o$  ist ebenfalls eine Konstante, die den Entstehungsvorgang einer Zweiphasenmischung aus einem rein flüssigen Mittel charakterisiert. Sowohl  $G_o$  als auch  $X_o$  und  $C'_g$  werden empirisch bestimmt und betragen:

$$C'_g = -6.4517175 \cdot 10^{-3}$$

$$G_o = 3500$$

$$X_o = 0.00001$$

Was die Kondensationsrate angeht, ist noch hinzuzufügen, daß die empirischen Konstanten  $K$  und  $X_c$  folgende Werte annehmen:

$$K = -1.0 \cdot 10^{-5}$$

$$X_c = 1.0$$

Beim Betrachten von (A1.47) und (A1.48) stellt man sofort fest, daß die Differenz zwischen dem Massendampf und dem thermodynamischen Dampfgehalt die steuernde Kraft eines Relaxationsprozesses darstellt, während der Relaxationskoeffizient (unterschiedlich bei Verdampfung und Kondensation) einige Zustandsgrößen des Fluids enthält. Dieses Modell wurde zum Teil aus den theoretischen Überlegungen von Jones und Saha /74/ und zum Teil aus den experimentellen Arbeiten von Houdayer /75/ an der Anlage Moby Dick ausgearbeitet. Um den Überblick über die wesentlichen Eigenschaften der im Code enthaltenen Stoffgesetze zu ergänzen, soll jetzt kurz auf das Zwischenphasenreibungmodell eingegangen werden.

#### A1.7 Das Zwischenphasenreibungmodell

Man unterscheidet zwei Arten von Zwischenphasenreibung, die dynamische, von der relativen Phasenbeschleunigung verursachte Reibung, und die stationäre, aus der Zähigkeitsschubspannung entstehenden Reibung. Die dynamische Zwischenphasenreibung beeinflusst hauptsächlich die Schallausbreitungsgeschwindigkeit und wird bestimmt, basierend auf der virtuellen Masse einer sphärischen Blase (oder eines sphärischen Tropfens) in einer Mischung von Dampfblasen (oder Flüssigkeitstropfen) und Flüssigkeit (oder Dampf). Die stationäre Reibung steuert die relative Phasenbewegung und die Strömungsform. Eine vereinfachte, für senkrechte Strömungen gedachte Strömungsformkarte wird im Code benutzt, um die jeweils vorhandene Strömungsform festzulegen und die stationäre Reibung betreffenden konstitutiven Beziehungen werden für Blasen-, Nebel- oder Ringströmungen formuliert. Bei den Übergangsströmungsformen werden die Reibungskoeffizienten durch lineare Interpolation über die auf den Rändern benachbarter Strömungsgebiete definierten Reziprokwerte der Zwischenphasenreibungskoeffizienten berechnet. Diese reziproke Interpolation ergibt eine stufenlose Variation der berechneten Relativgeschwindigkeiten. Neben der Karte für senkrechte Kanäle, verfügt RELAP5 über andere Strömungsformkarten:

- eine Strömungsformkarte für waagerechte Kanäle.
- eine Ringströmungsformkarte für ringförmige Komponenten wie der Ringraum eines DWR.
- eine spezielle Strömungsformkarte für Komponenten, wie Kühlmittelpumpen wo Dampf und Wasser weitgehend miteinander vermischt sind.

Anhang 2

Das Modell für plötzliche Rohrleitungsquerschnittsänderungen  
des Rechenprogrammes RELAP5/Mod.1

Im Falle einer stationären, inkompressiblen Einphasenströmung läßt sich der mit einer Querschnittsänderung verbundene dynamische Druckverlust durch Verwendung eines geeigneten Verlusthöherenters,  $h_L$ , in der eindimensionalen modifizierten Bernoullischen Gleichung ausdrücken:

$$(v^2/2 + P/\rho)_1 = (v^2/2 + P/\rho)_2 + h_L \quad (A2.1)$$

Die besondere Form von  $h_L$  erhält man, wenn die Annahme Bourda-Carnots zur Bestimmung des Druckverlustes während der Expansionsphase des Strömungsvorgangs (während der Einschnürungsphase gibt es kaum einen Druckabfall) zugrunde gelegt wird. Stellt die Abb. A2.1 die physikalische Situation dar, die wir modellieren wollen, so gilt für  $h_L$  folgende Relation:

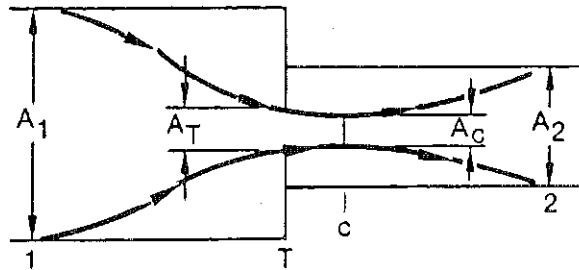


Abb. A2.1 Einschnürungseffekt bei einer plötzlichen Querschnittsänderung

$$\rho h_L = \Delta P_f = \frac{1}{2} \rho (1 - A_C/A_2)^2 v_c^2 \quad (A2.2)$$

Definiert man folgende Einschnürungsverhältnisse

$$\epsilon_C = A_C/A_T \quad ; \quad \epsilon_T = A_T/A_1 \quad (A2.2.1)$$

und verwendet man die Kontinuitätsgleichung, so läßt sich die Gl. (A.2.2) wie folgt umformen:

$$\rho h_L = \Delta P_f = \frac{1}{2} \rho \left(1 - \frac{\epsilon_c}{\epsilon_c \epsilon_T}\right)^2 v_2^2 \quad (\text{A2.3})$$

$\epsilon_c$  versteht sich als empirische, in der Regel tabellarische Funktion von  $\epsilon_T$ , das vollständig von den geometrischen Verhältnissen bestimmt ist.

Auf eine ganz ähnliche Weise beschreibt man das entsprechende Ereignis im Zweiphasengebiet. Es ist nicht zu vergessen, daß zwei Phasenströmungsquerschnitte zu definieren sind und daß die zwei Phasen durch den Zwischenphasenwiderstand, ein gemeinsames Druckgefälle und die Anforderung, daß beide gleichzeitig im betrachteten Strömungsdurchgang vorliegen, gekoppelt sind. Die im Anhang 1 beschriebenen Impulsgleichungen dienen, zweckmäßig vereinfacht, dafür als Basis. Es wird wieder angenommen, daß an der Stelle der plötzlichen Änderung die Strömung sich quasi-stationär und inkompressibel verhält. Ferner werden Massen-, Wandreibungs- und mit dem Massentransfer zusammenhängende Kräfte an solcher Stelle vernachlässigt, während die Zwischenphasenreibungsterme eine wichtige Rolle spielen, da die Gradienten der relativen Geschwindigkeit dort bedeutend groß werden können. Mit diesen Voraussetzungen können die Impulsgleichungen als modifizierte Bernoullische Gleichungen umgeschrieben und über ein Kontrollvolumen integriert werden.

$$\begin{aligned} (1/2 \rho_f v_f^2 + P)_1 &= (1/2 \rho_f v_f^2 + P)_2 + \left(\frac{F I'}{\alpha_f}\right)_1 (v_{f1} - v_{g1}) \cdot L_1 + \\ &+ \left(\frac{F I'}{\alpha_f}\right)_2 (v_{f2} - v_{g2}) \cdot L_2 \end{aligned} \quad (\text{A2.4})$$

und

$$\begin{aligned} (1/2 \rho_g v_g^2 + P)_1 &= (1/2 \rho_g v_g^2 + P)_2 + \left(\frac{F I'}{\alpha_g}\right)_1 (v_{g1} - v_{f1}) \cdot L_1 + \\ &+ \left(\frac{F I'}{\alpha_g}\right)_2 (v_{g2} - v_{f2}) \cdot L_2 \end{aligned} \quad (\text{A2.5})$$

wobei  $FI' = \alpha_g \alpha_f \rho_f \rho_g FI$ . Die Indizes 1 und 2 bezeichnen hier die diskreten Fluidzellen mit deren Längen  $L_1$  und  $L_2$  stromabwärts bzw. stromaufwärts der Querschnittsänderung. Man kann die Gleichungen (A2.4) und (A2.5) auf dem in der Abb. A2.2 aufgezeigten Fall anwenden. Dieser Fall stellt die allgemeinste Lage einer Querschnittsänderung dar ( $A_T$  ist der Flächeninhalt der kleinsten auftretenden Öffnung).

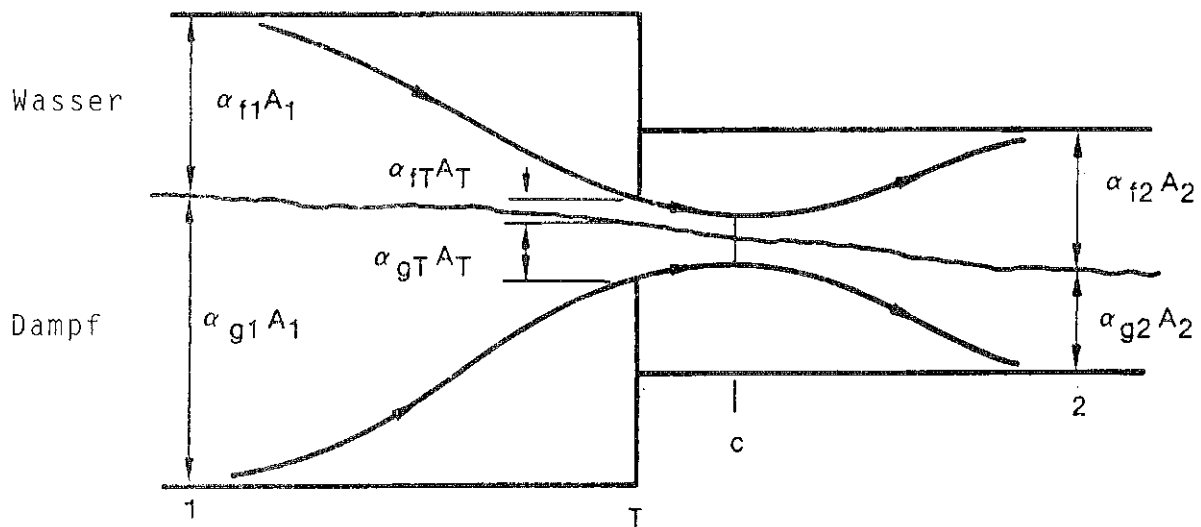


Abb. A2.2 Schematische Strömungseinteilung eines zweiphasigen Gemisches bei einer plötzlichen Querschnittsänderung

Jede Phase richtet sich nach der eigenen Bernoulli-ähnlichen Gleichung. Vernünftig erweist sich der Ansatz, daß die Druckabfälle infolge einer Änderung bei der phasigen Strömungsfläche durch getrennte dynamische Druckverluste für jede Phase (Flüssigkeit und Dampf) modelliert werden können. Nach dieser Modellierung erscheint es, als ob die Flüssigkeit von sich allein eine Flächenänderung von  $\alpha_{f1} A_1$  zu  $\alpha_{fT} A_T$  und dann zu  $\alpha_{f2} A_2$  und der Dampf seinerseits eine Flächenänderung von  $\alpha_{g1} A_1$  zu  $\alpha_{gT} A_T$  und anschließend zu  $\alpha_{g2} A_2$  erleben würden. Werden die nach dem Satz von Bourda-Carnot (siehe oben) aufgebauten Druckverluste den Gl.(A2.4) und (A2.5) zugefügt, so erhält man folgende Impulsgleichungen:

$$(1/2 \rho_f v_f^2 + P)_1 = (1/2 \rho_f v_f^2 + P)_2 + 1/2 \rho_f \left(1 - \frac{\alpha_{f2}^\epsilon}{\alpha_{fT} \epsilon_{fc} \epsilon_T}\right)^2 v_{f2}^2 +$$

$$+ \left(\frac{FI'}{\alpha_f}\right)_1 (v_{f1} - v_{g1}) L_1 + \left(\frac{FI'}{\alpha_f}\right)_2 (v_{f2} - v_{g2}) L_2 \quad (A2.6)$$

und

$$(1/2 \rho_g v_g^2 + P)_1 = (1/2 \rho_g v_g^2 + P)_2 + 1/2 \rho_g \left(1 - \frac{\alpha_{g2}^\epsilon}{\alpha_{gT} \epsilon_{gc} \epsilon_T}\right) (v_{g2})^2 +$$

$$+ \left(\frac{FI'}{\alpha_g}\right)_1 (v_{g1} - v_{f1}) L_1 + \left(\frac{FI'}{\alpha_g}\right) (v_{g2} - v_{f2}) L_2 \cdot \quad (A2.7)$$

$\epsilon_{fc}$  und  $\epsilon_{gc}$  sind wie im Einphasengebiet tabellarische Funktionen, deren Argumente jetzt aber

$$\epsilon_{fT} = (\alpha_{fT}/\alpha_{f1}) \cdot \epsilon_T \quad \text{bzw.} \quad \epsilon_{gT} = (\alpha_{gT}/\alpha_{g1}) \cdot \epsilon_T \quad (A2.7.1)$$

sind. Die Bedeutung von  $\epsilon$  und  $\epsilon_T$  bleibt erhalten. Sind im Einphasengebiet die Aufwärtsrandbedingungen  $v_1$  und  $P_1$  gegeben, so kann man mit Hilfe der Kontinuitätsgleichung ( $v_1 A_1 = v_2 A_2$ ) bei der Gl. (A2.1) die Werte von  $P_2$  und  $v_2$  ableiten. Das Lösungsverfahren im Zweiphasengebiet sieht die Anwendung der Gl. (A2.6) und (A2.7) samt der zweiphasigen Kontinuitätsgleichungen

$$\alpha_{f1} v_{f1} A_1 = \alpha_{f2} v_{f2} A_2, \quad (A2.8)$$

$$\alpha_{g1} v_{g1} A_1 = \alpha_{g2} v_{g2} A_2 \quad (A2.9)$$

vor.

Damit ist das aus vier Gleichungen und aus vier Unbekannten bestehende System vollständig bestimmt und im Rechenprogramm einsatzfähig. Es wurde bisher implizit unterstellt, daß beide Phasen in die gleiche Richtung fließen aber die Gl. (A2.6) und (A2.7) gelten selbstverständlich auch für gegenströmige Phasen unter dem Vorbehalt, daß die Stromaufwärtsquerschnitte der zwei Phasen sich auf den entgegengesetzten Seiten der abrupten Flächenänderung befinden.

Anhang 3

Andere in RELAP5/Mod.1-EUR eingeführten Rechenverfahren zur Beseitigung von numerischen Instabilitäten

Um Unstetigkeiten der während einer Transiente häufig eintretenden Stromumkehrungen (wie z.B. in Umlaufkanälen oder in Verbindungen zu Endvolumina) zu verhindern, wurden in RELAP5/Mod.1-EUR die Beziehungen zwischen den physikalischen Größen an den Knoten zwischen den eindimensionalen Zellen des versetzten Maschennetzes, das das untersuchte Fluidsystem simuliert (dazu siehe Anhang 1), abgeändert. An solchen Knoten werden hauptsächlich vektorielle Größen wie die Geschwindigkeiten unmittelbar berechnet, da sie auf einer natürlichen Weise den Zellenkonturen zugeordnet sind, aber auch die Werte von Skalargrößen wie Dichte, Dampfvolumenteil und innere Energie werden indirekt durch festgelegte Approximationsverfahren ermittelt. Um die Art solcher Ermittlungen geht es bei den Modifikationen der Ispra-Version.

Abb. A3.1 zeigt zwei durch einen Knotenpunkt miteinander verbundene Maschen des obengenannten Netzes.

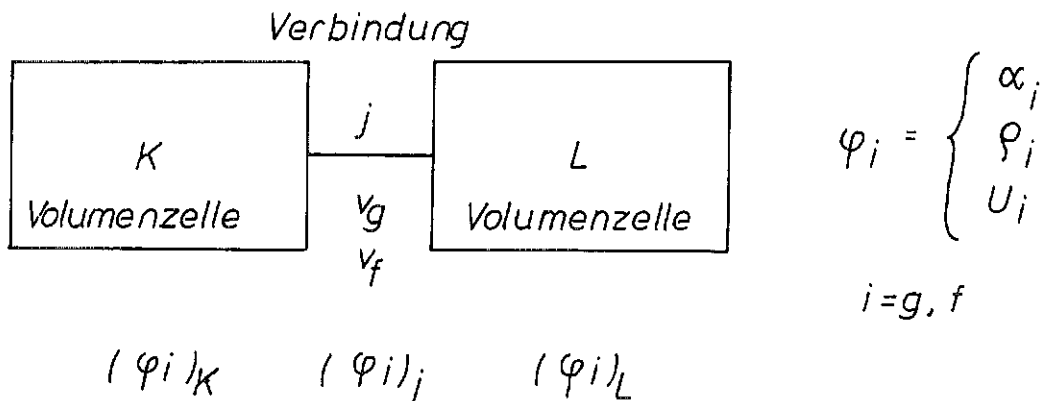


Abb. A3.1 Diskretisierungsbausteine in RELAP5: Volumen- und Knotenzellen und deren Zuordnung zu einigen physikalischen Größen

$\alpha_i, \rho_i, U_i$  ( $i=g, f$ ) bezeichnen nach wie vor die thermohydraulischen Größen Volumenanteil, Dichte und innere Energie. K und L sind die Indizes für die Aufwind- bzw. Abwindzelle, j ist der Index für die Verbindung. Da an dieser Verbindung  $\alpha_i, \rho_i, U_i$  gleicherweise mathematisch behandelt werden, dürfen sie durch ein einziges Symbol  $(\varphi_i)$  ersetzt werden.  $(\varphi_i)_j$  stellt dann jeweils den Wert einer der drei genannten Größen an der betrachteten Verbindung dar. Das ursprünglich in RELAP5 eingesetzte Verfahren, ergibt folgende Ausdrücke für  $(\varphi_i)_j$ :

$$(v_i)_j > 0 \quad (\varphi_i)_j = (\varphi_i)_K \quad (A3.1.1)$$

$$(v_i)_j < 0 \quad (\varphi_i)_j = (\varphi_i)_L \quad (A3.1.2)$$

$$(v_i)_j = 0 \quad (\varphi_i)_j = \frac{1}{2} \left| (\varphi_i)_K + (\varphi_i)_L \right| \quad (A3.1.3)$$

Dieses Verfahren ist auch als "Aufwind"-Differenzentechnik wohlbekannt. Dieser Ansatz bewirkt aber einen sprunghaften Verlauf von  $(\varphi_i)_j$  (siehe Abb. A3.2) beim Übergang von quasi-stagnierendem Fluid zu erheblich hohen Geschwindigkeiten. Zweckmäßiger erscheint also ein Verfahren zu sein, das einen geglätteten Übergangsbereich bilden kann, wie z.B. eine Relaxationsmethode, deren Hauptmerkmal

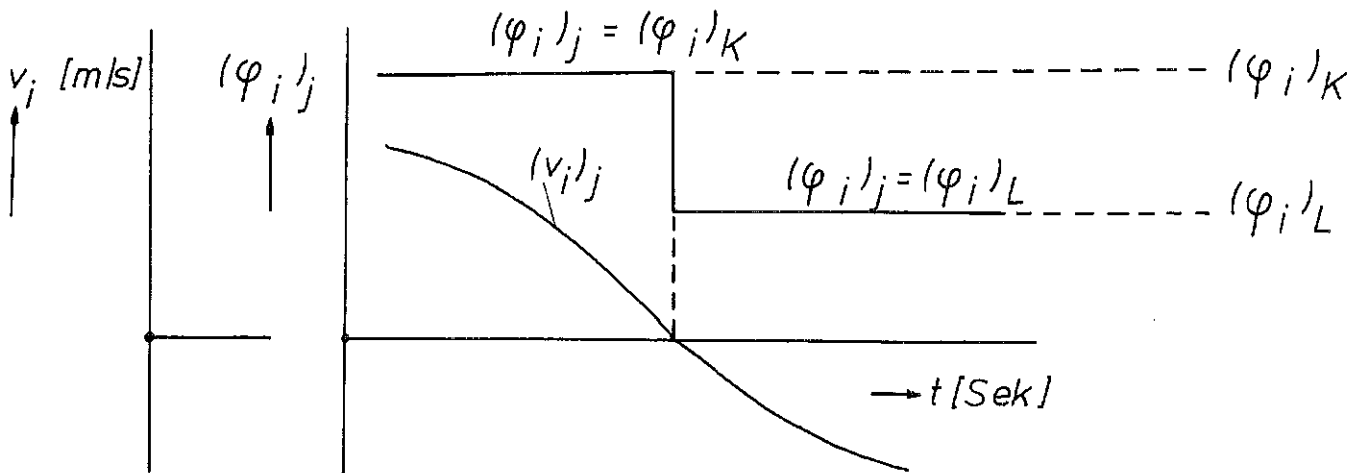


Abb. A3.2 Graphische Darstellung des "Aufwind"-Differenzverfahrens für die allgemeine Größe  $\varphi$  in RELAP5/Mod.1-INEL



die Einführung einer Zeitkonstante ist, die die endliche Dauer des vollständigen Übergangsablaufes charakterisiert. Die Relaxationsmethode der EUR-Version läßt sich wie folgt schildern. Es wird angenommen, daß wenn

$$(v_i)_j \geq 0.0 \quad \frac{(\varphi_i)_j - (\varphi_i)_K}{(\varphi_i)_j^S - (\varphi_i)_K} = e^{-\Delta t / \tau_K} \quad (\text{A3.2.1})$$

und wenn

$$(v_i)_j < 0.0 \quad \frac{(\varphi_i)_j - (\varphi_i)_L}{(\varphi_i)_j^S - (\varphi_i)_L} = e^{-\Delta t / \tau_L} \quad (\text{A3.2.2})$$

wo

$$\tau_K = \frac{c V_K}{A_j (v_i)_j} \quad \text{und} \quad \tau_L = \frac{c V_L}{A_j (v_i)_j} \quad (\text{A3.2.3})$$

mit  $c=0.10$  die Relaxationszeiten sind ( $V_{K,L}$  ist das Zellenvolumen und  $A_j$  die Verbindungsfläche) und wo  $(\varphi_i)_j^S$  einen bestimmten Wert bei ruhendem Fluid darstellt.

$\Delta t$  ist die aus der Rechnung sich jeweils ergebende Zeitspanne.  $(\varphi_i)_j^S$  wird unterschiedlich ausgedrückt, je nachdem ob es sich um  $\alpha_i$ ,  $\rho_i$  oder  $U_i$  handelt, und zwar:

$$(\alpha_i)_j^S = (\alpha_i)_j^0 + \frac{V_K [(\alpha_i)_K - (\alpha_i)_K^0] + V_L [(\alpha_i)_L - (\alpha_i)_L^0]}{V_K + V_L} \quad (\text{A3.3})$$

$$(\rho_i)_j^S = (\rho_i)_j^0 + \frac{(\alpha_i)_K V_K [(\rho_i)_K - (\rho_i)_K^0] + (\alpha_i)_L V_L [(\rho_i)_L - (\rho_i)_L^0]}{(\alpha_i)_K V_K + (\alpha_i)_L V_L} \quad (\text{A3.4})$$

$$(U_i)_j^S = (U_i)_j^O + \frac{(\alpha_i)_K (\rho_i)_K V_K [(U_i)_L - (U_i)_K^O] + (\alpha_i)_L (\rho_i)_L V_L [(U_i)_L - (U_i)_L^O]}{(\alpha_i)_K (\rho_i)_K V_K + (\alpha_i)_L (\rho_i)_L V_L}$$

(A3.5)

Der Index <sup>0</sup> kennzeichnet den vorhergehenden Zeitschritt  $t_0 = t - \Delta t$ . Das neue Verhalten von  $(\varphi_i)_j$  zeigt Abb. A3.3.

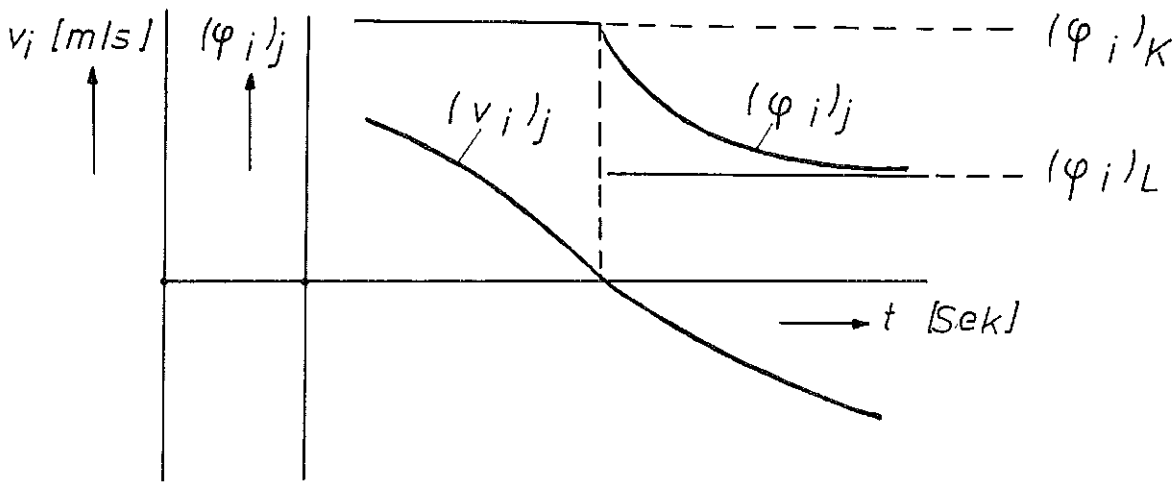


Abb. A3.3 Graphische Darstellung des "Relaxation"-Differenzenverfahrens für die allgemeine Größe  $\varphi$  in RELAP5/Mod.1-EUR

Ein dritter wichtiger Punkt war eine neue Formulierung für den Impulsstromterm in der von der Impulsbilanz (A 1.8) abgeleiteten Finite-Differenzen-Impuls-gleichung, die dazu dienen sollte, unrealistische Strömungsverhalten besonders bei beträchtlich großen Dichtendifferenzen zwischen aneinander anstoßenden Fluidvolumina zu vermeiden.

Abb. A3.4 stellt einen Schnitt durch das gesamte Netzfeld dar. Auf dieses be-ziehen sich die unten angeführten diskretisierten Gleichungen. Die Länge  $\Delta x_j$  ist der Abstand zwischen den Mittelpunkten der Volumina (Zellen) K und L  $\Delta x_K$  bzw.  $\Delta x_L$  stellen deren Weiten dar.

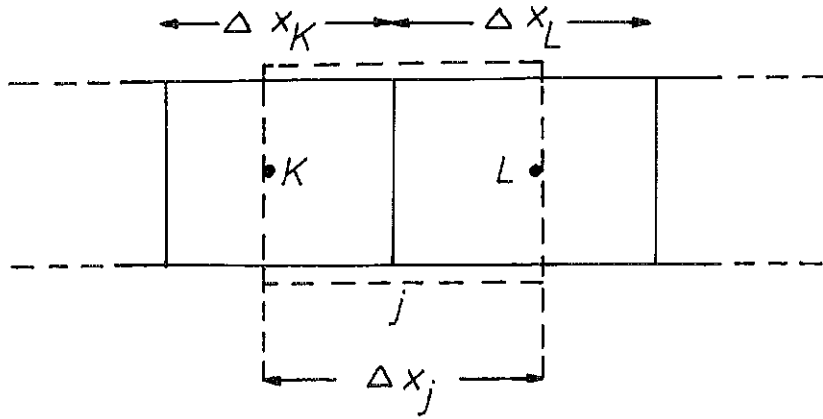


Abb. A3.4 Schnitt des gesamten RELAP5/Mod.1-Maschennetzes

Die in der INEL-Version des Codes enthaltene Schreibweise der Impulsgleichung (A1.8) lautet:

$$(\alpha_g \rho_g)_j^n (v_g^{n+1} - v_g^n)_j \Delta x_j + (\alpha_f \rho_f)_j^n (v_f^{n+1} - v_f^n)_j \Delta x_j + \frac{1}{2} (\alpha_g \rho_g)_j^n \left[ (v_g^2)_L^n - (v_g^2)_K^n \right] \Delta t + \frac{1}{2} (\alpha_f \rho_f)_j^n \left[ (v_f^2)_L^n - (v_f^2)_K^n \right] \Delta t - A_j^n = B_j^n \quad (A3.6)$$

wo

$$A_j^n = - \frac{1}{2} \left[ (\alpha_g \rho_g)_j^n \text{VISG}_j^n + (\alpha_f \rho_f)_j^n \text{VISF}_j^n \right] \Delta t \quad (A3.7)$$

und wo

$$B_j^n = - (P_L - P_K)^{n+1} + \left[ \rho_j^n B_x - (\alpha_g \rho_g)_j^n (v_g)_j^{n+1} \text{FWG}_j^n - (\alpha_f \rho_f)_j^n (v_f)_j^{n+1} \text{FWF}_j^n - (\alpha_g \rho_g)_j^n (v_g - v_f)_j^n \right] \Delta x_j \Delta t \quad (A3.8)$$

An der Verbindung j gelten für  $(\alpha_i)_j$  und  $(\rho_i)_j$  folgende Bestimmungsgleichungen

$$(\alpha_i)_j = \frac{(\alpha_i)_K (\Delta x)_K + (\alpha_i)_L (\Delta x)_L}{(\Delta x)_K + (\Delta x)_L} \quad (\text{A3.9})$$

$$(\rho_i)_j = \frac{(\rho_i)_K (\Delta x)_K + (\rho_i)_L (\Delta x)_L}{(\Delta x)_K + (\Delta x)_L} \quad (\text{A3.10})$$

mit  $i=g, f$

Die in der EUR-Version ausgearbeitete Differenzform der selben Gleichung läßt sich so schreiben:

$$\begin{aligned} & (\alpha_g \rho_g)_j^n (v_g^{n-1} - v_g^n) (\Delta x)_j + (\alpha_f \rho_f)_j^n (v_f^{n+1} - v_f^n) (\Delta x)_j + \frac{1}{2} (\alpha_g \rho_g)_j^n \\ & \left[ (v_g^2)_L^n \frac{(\alpha_g)_L^n}{(\alpha_g)_j^n} - (v_g^2)_K^n \frac{(\alpha_g)_K^n}{(\alpha_g)_j^n} \right] \Delta t + \frac{1}{2} (\alpha_f \rho_f)_j^n \left[ (v_f^2)_L^n \frac{(\alpha_f)_L^n}{(\alpha_f)_j^n} - \right. \\ & \left. - (v_f^2)_K^n \frac{(\alpha_f)_K^n}{(\alpha_f)_j^n} \right] \Delta t - A_j^n = B_j^n \quad (\text{A3.11}) \end{aligned}$$

Der wesentliche Unterschied besteht darin, daß die Wichtungsfaktoren  $(\alpha_i)_{K,L}^n / (\alpha_i)_j^n$  ( $i=g, f$ ) mit den Phasenquadratgeschwindigkeiten multipliziert werden. Dadurch werden die von den numerischen Verfahren eventuell ausgelösten Schwingungen gemildert. Der vierte Punkt betrifft die Berechnung des Zwischenphasenreibungsbeiwertes, der in der Originalversion durch aufwendige Mittelungsprozeduren häufig zu falschen Ausgleichungen der Zwischenphasenwiderstandswerte im Falle von vielfachen Rohrabzweigungen oder Rohranschlüssen führte. Ein Beispiel solcher geometrischer Vorgänge ist in Abb. A3.5 angezeigt.

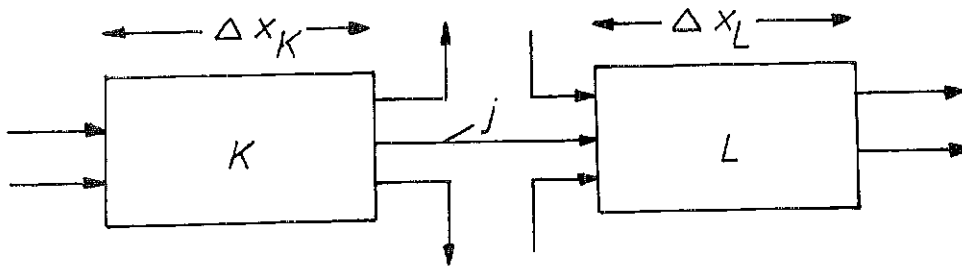


Abb. A3.5 Beispiel einer mehrfachen Abzweigung im RELAP5/Mod.1-Maschennetz

In der INEL-Version ist eine mehrstufige Mittelungsprozedur vorgesehen, die sich folgendermaßen aufgliedert. In der ersten Stufe werden die Werte von Größen wie  $\alpha_i$  und  $\rho_i$  ( $i=g,f$ ) an den Verbindungen als Mittelwerte derselben in den zwei damit verknüpften Zellen berechneten Größen gebildet, wie die Gl.(A3.12) zeigt.

$$(\varphi_i)_j = \frac{(\varphi_i)_K (\Delta x)_K + (\varphi_i)_L (\Delta x)_L}{(\Delta x)_K + (\Delta x)_L} \quad (A3.12)$$

wo  $\varphi_i = \alpha_i$  oder  $\rho_i$  ist.

Der Widerstandskoeffizient  $(FI_{g,f}^*)_j$  an der Verbindung j wird in erster Annäherung gemäß der Strömungsform als Funktion von  $\alpha_g, \rho_g, \rho_f, v_g, v_f$  u.s.w. ermittelt. Die entsprechenden Koeffizienten für die Abzweigzellen bilden sich als arithmetischer Mittelwert der für die Eingangs- und Ausgangsverbindungen bereits gewonnenen Widerstandsbeiwerte (siehe Gl. (A3.13.1) und (A3.13.2)).

$$(FI_{g,f})_K = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sum_{j=1}^{n_{K,in}} (FI_{g,f}^*)_j}{n_{K,in}} + \frac{\sum_{j=1}^{n_{K,out}} (FI_{g,f}^*)_j}{n_{K,out}} \right] \quad (A3.13.1)$$

$$(FI_{g,f})_L = \frac{1}{2} \left[ \frac{\sum_{j=1}^{n_{L,in}} (FI_{g,f}^*)_j}{n_{L,in}} + \frac{\sum_{j=1}^{n_{L,out}} (FI_{g,f}^*)_j}{n_{L,out}} \right] \quad (A3.13.2)$$

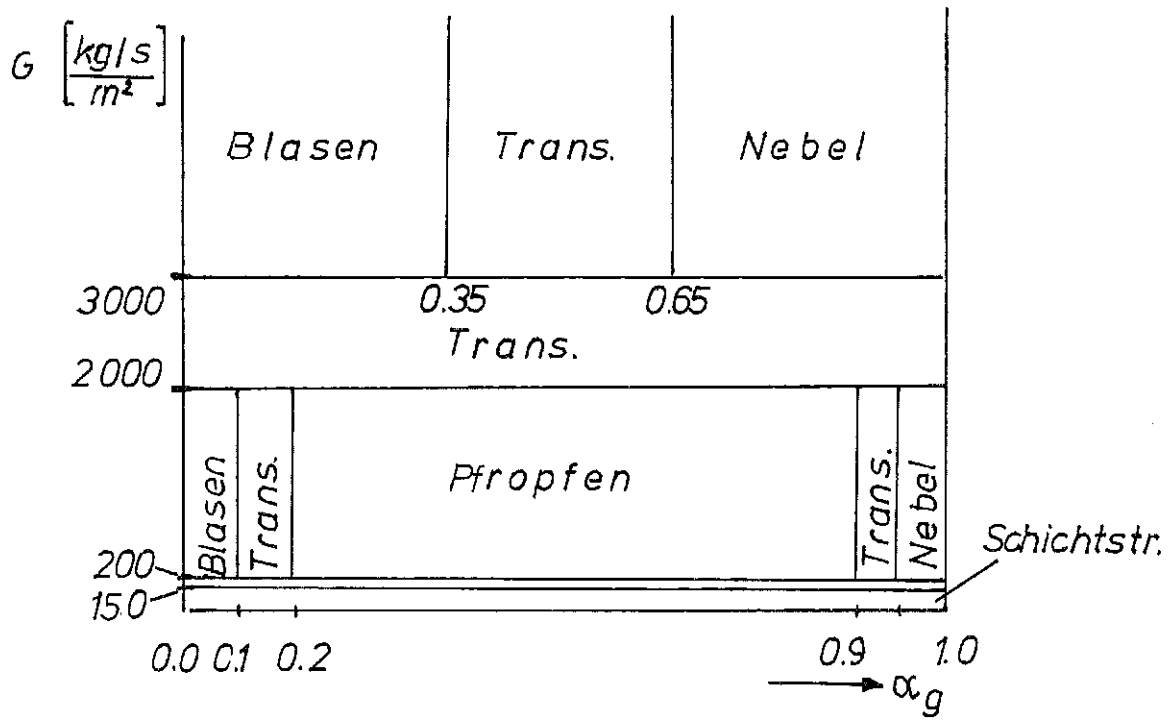
wobei  $n_{K,in}$ ,  $n_{L,in}$  und  $n_{K,out}$ ,  $n_{L,out}$  die Anzahl der zur Zelle K bzw. L gehörenden Eingangs- bzw. Ausgangsverbindungen sind. Die letzte Stufe dieses Verfahrens sieht noch folgende Mittelung vor, die den Zwischenphasenreibungskoeffizienten erneut rechnet und endgültig festlegt.

$$(FI_{g,f})_j = \frac{V_K (FI_{g,f})_K + V_L (FI_{g,f})_L}{V_K + V_L} \quad (A3.14)$$

Bei der EUR-Version wurde die Mittelung der Zwischenphasenreibungskoeffizienten drastisch vereinfacht, damit eine realistischere Phasentrennung besonders bei Rohrabzweigungen erzielt werden konnte. Von der alten Mittelungsprozedur sind nur die ersten zwei Stufen übrig geblieben. Das bedeutet, daß die Gl. (A3.14) als überflüssig wegzulassen ist, da sie eine unnötige und unerwünschte Abgleichung der Widerstandskoeffizienten bewirkt. Diese Überlegung betrifft aber nur den Zwischenphasenwiderstand an den an Abzweigungszellen angeschlossene Verbindungen. Mitten in diesen Zellen (in RELAP5 werden sie als "Branches" benannt) gelten die Gl. (A3.13.1) und (A3.13.2) immer noch. Anhand aktuellerer experimenteller Datenbasen wurden die in der INEL-Version eingebauten und sowohl für waagerechte als auch für senkrechte ringförmige Rohrleitungen gedachte Strömungsformenkarten modifiziert, um neue Übergangskriterien im ersten Fall zwischen Pfropfen- und Schichtströmung, im letzteren zwischen Blasen- und Pfropfenströmung zu verschaffen. In den Abb. A3.6 und A3.7 sind die Einteilungen der alten und der neuen Karten mit den entsprechenden Grenzwerten zwischen den verschiedenen Bereichen ersichtlich. Bei den auf der neuen Unterteilung basierenden Nachrechnungen von /21/ erwiesen sich die eingebrachten Änderungen als erforderlich. Darüber hinaus wurden neue Interpolationsmethoden zur Unterdrückung der oft auftauchenden Schwankungen bei der Ermittlung der Zwischenphasenreibungskoeffizienten am Übergang zwischen verschiedenen Strömungsformen eingeführt und für die Rechnungen erfolgreich eingesetzt. Wie man sehen kann, zielen all diese Änderungen darauf ab, die Zuverlässigkeit der Vorausrechnungen möglichst zu steigern und,

was nicht minder wichtig für die Wirtschaftlichkeit der Computeranwendung ist, die aufwendigen CPU-Zeiten für die mit der INEL-Version berechneten langsamen Transienten /20/ herabzusetzen.

RELAP51Mod1-INEL



RELAP51Mod1-EUR

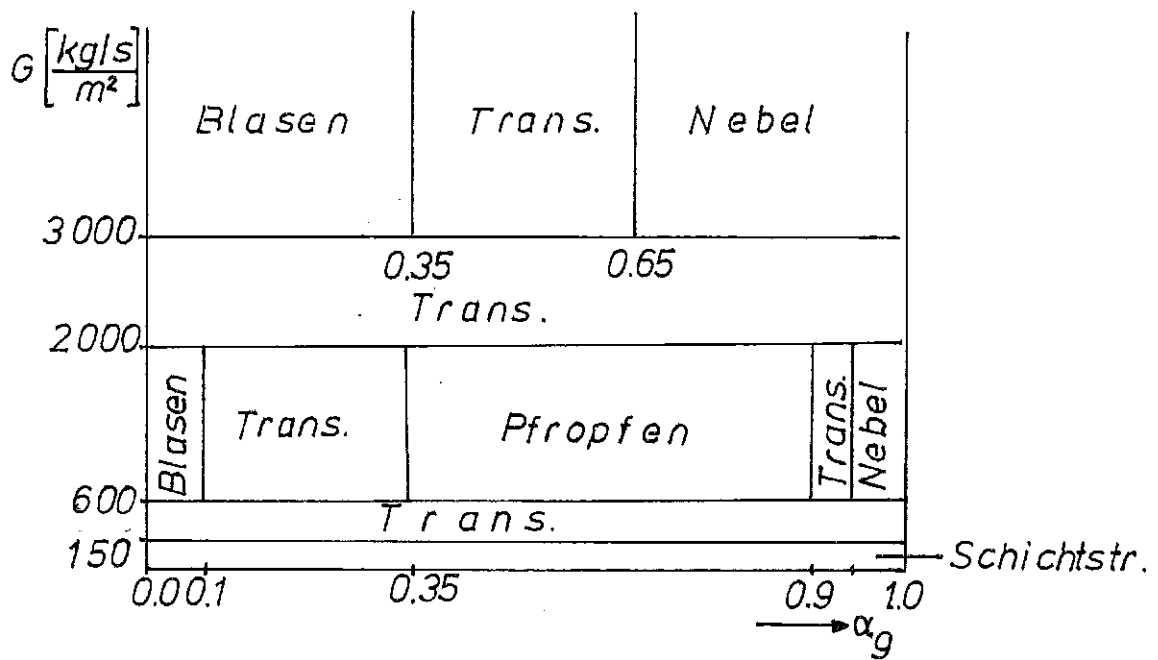
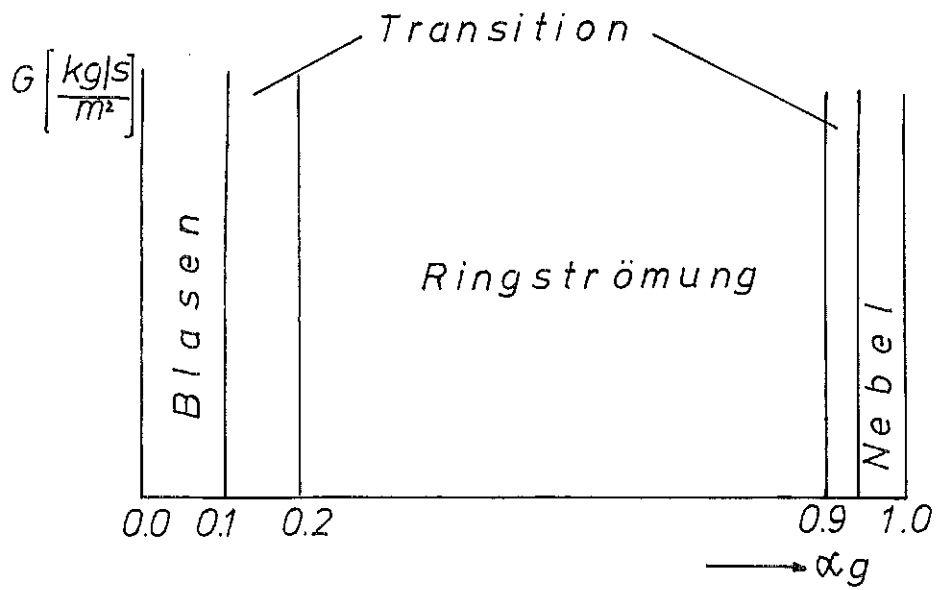


Abb. A3.6 Strömungsformenkarte für waagerechte Rohrleitungen



## RELAP5 I Mod1-INEL



## RELAP5 I Mod1-EUR

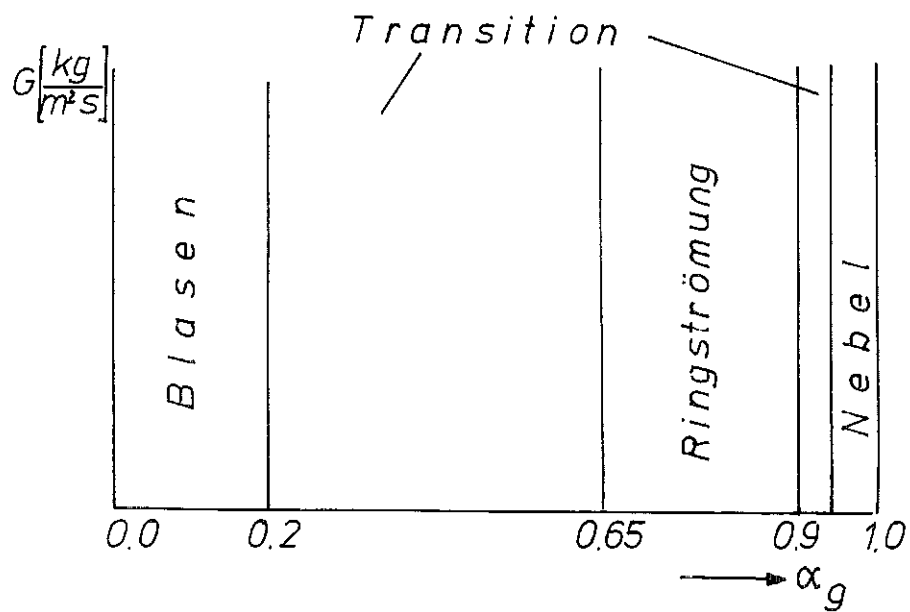


Abb. A3.7 Strömungsformenkarte für ringförmige Rohrleitungen

Anhang 4

Berechnung des Geschwindigkeitsfeldes für den Johannsen'schen Geometrie-  
parameter ( $\lambda \cdot Re$ ) bei hexagonalen Stabbündeln anhand einer Unterkanalanalyse

Für die durch Reibung bewirkte Druckabsenkung in geraden Kanälen gilt im allgemeinen:

$$\Delta p = \frac{\lambda L \rho_{av} u_{av}^2}{2 D_e} \quad (A4.1)$$

Es ist bekannt, daß bei Laminarströmungen:

$$\lambda = \zeta / Re \quad (A4.2)$$

wo  $\zeta$  ein geometrieabhängiger Parameter ist. Die geometrischen Daten in hexagonaler Geometrie, die eine Rolle bei der Bestimmung von  $\zeta$  spielen sind im einzelnen (s. Abb.4):

- das Stababstandsverhältnis  $p/d$
- das Wandabstandsverhältnis  $w/d$
- die Anzahl der Ringe um den Zentralstab  $N_R$
- das Steigungsverhältnis  $H/d$

Nach Umformung der Gl. (A4.1) ergibt sich

$$\lambda \cdot Re = \zeta = \frac{2 \cdot \frac{\Delta p}{L} \cdot D_e}{u_{av}^2 \mu} \quad (A4.3)$$

Das Strömungsgeschwindigkeitsfeld  $u(r/\varphi)$  in einem Bündel ist eine Funktion der Polarkoordinaten  $r$  (Radius) und  $\varphi$  (Winkelkoordinate) (siehe auch Abb. A4.1)

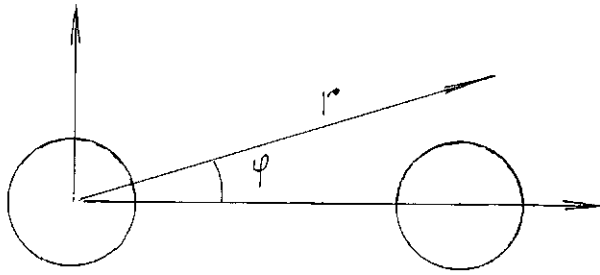


Abb. A 4.1 Polarkoordinaten in der Bündelgeometrie

und genügt folgender Poisson-Gleichung.

$$\frac{1}{r} \frac{\partial}{\partial r} \left( r \cdot \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = \frac{1}{r} \left( r \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{\partial u}{\partial r} \right) + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} = \frac{\partial^2 u}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u}{\partial \varphi^2} \quad (\text{A4.4})$$

Weil eine analytische Lösung unmöglich und eine numerische Lösung extrem schwierig für die Bündelgeometrie ist, läßt sich diese Gleichung nur nach zweckmäßigen Vereinfachungen näherungsweise auflösen. Die Vereinfachungen bestehen darin, das gesamte Bündel in Unterkanäle zu unterteilen und für jeden Unterkanaltyp den Geometrieparameter zu ermitteln. Durch ein von Rehme /76/ entwickeltes Mittelungsverfahren erhält man ein  $(\lambda \cdot Re)$ -Wert für das ganze Stabbündel. Auf den Konturlinien der nebeneinanderliegenden Unterkanäle gilt die Annahme, daß der Geschwindigkeitsquerfluß null ist, oder auch die Normalableitung der Geschwindigkeit null ist:

$$\frac{\partial u}{\partial n} = 0 \quad (\text{A4.5})$$

An allen festen Wänden gilt weiter die Bedingung

$$u = 0 \quad (\text{A4.6})$$

Um die Poisson-Gleichung in eine Laplace-Gleichung überführen zu können benutzt man folgende Transformation:

$$u^* = u - \frac{r^2}{4} \left( \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) \quad (\text{A4.7})$$

Nach einigen Umformungen erhält man die Gleichung:

$$\frac{\partial^2 u^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u^*}{\partial r} + \frac{1}{r^2} \frac{\partial^2 u^*}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (\text{A4.8})$$

Unter der Voraussetzung, daß die allgemeine Lösung  $u^*(r, \varphi)$  sich als Produkt zweier Funktionen, die je von einer einzigen Variablen abhängen, darstellen läßt, also

$$u^*(r, \varphi) = u_r^*(r) u_\varphi^*(\varphi) \quad (\text{A4.9})$$

ist und wendet man diesen Ansatz auf Gl. (A4.8) an, so erhält man:

$$r^2 \frac{1}{u_r^*} \left( \frac{\partial^2 u_r^*(r)}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r^*(r)}{\partial r} \right) + \frac{1}{u_\varphi^*} \frac{\partial^2 u_\varphi^*(\varphi)}{\partial \varphi^2} = 0 \quad (\text{A4.10})$$

Wegen der Separierbarkeit der Veränderlichen läßt sich (A4.10) aufspalten in:

$$\frac{1}{u_\varphi^*} \frac{\partial^2 u_\varphi^*}{\partial \varphi^2} = \lambda \quad (\text{A4.11})$$

$$\frac{\partial^2 u_r^*}{\partial r^2} + \frac{1}{r} \frac{\partial u_r^*}{\partial r} + \frac{\lambda}{r^2} u_r^* = 0 \quad (\text{A4.12})$$

Die Gl.(A4.12) ist auch als Eulersche Gleichung bekannt. Die charakteristische Gleichung der Differentialgleichung (A2.11) lautet:

$$D^2 - \lambda = 0 \quad (\text{A4.13})$$

Für eine charakteristische Gleichung höherer Ordnung ( $n$  sei die Ordnung) erhält man folgende allgemeine Lösung:

$$u_{\varphi}^* = c_1 e^{\lambda_1 \varphi} + c_2 e^{\lambda_2 \varphi} + \dots + c_n e^{\lambda_n \varphi} \quad (\text{A4.14})$$

In unserem Fall reduziert sich die Summe (A4.14) auf nur zwei Glieder. Ist  $u_{\varphi}$  periodisch, dann gilt,  $\lambda = m^2$  und  $D = \pm$  im. Also:

$$u_{\varphi}^* = c_1 \cos m \varphi + c_2 \sin m \varphi \quad (\text{A4.15})$$

Die Eulersche Gleichung (A4.12) läßt sich so umformen

$$r^2 \frac{d^2 u_r^*}{dr^2} + r \frac{du_r^*}{dr} - m^2 u_r^* = 0 \quad (\text{A4.16})$$

Gl.(A4.16) kann ihrerseits in eine Differentialgleichung mit konstanten Koeffizienten überführt werden. Es genügt,  $r$  gleich  $e^{\tau}$  zu setzen und die neue Veränderliche in (A4.16) einzuführen. Definiert man:

$$\frac{d}{dr}^* = D^* \quad \text{und} \quad \frac{d}{d\tau} = \delta^* \quad (\text{A4.17})$$

und erinnert man sich, daß  $du_r^*/dr = e^{-\tau} du_r^*/d\tau$  und daher  $D = e^{-\tau} \cdot \delta$ ; so erhält man

$$\begin{aligned} D^2 u_r^* &= e^{-\tau} \delta (e^{-\tau} \delta) u_r^* = e^{-\tau} [(-1)e^{-\tau} \delta + e^{-\tau} \delta^2] u_r^* = \\ &= e^{-2\tau} \delta (\delta - 1) u_r^* \end{aligned} \quad (\text{A4.18})$$

Dadurch läßt sich die Gl. (A4.16) in der Form

$$\delta (\delta - 1) u_r^* + \delta u_r^* - m^2 u_r^* = 0 \quad (\text{A4.19})$$

schreiben, deren charakteristische Gleichung wie folgt lautet:

$$\omega (\omega - 1) + \omega - m^2 = 0 \quad (\text{A4.20})$$

Daraus ergeben sich folgende Lösungen:

$$\omega = \pm m \quad (\text{A4.21})$$

Die entsprechende allgemeine Lösung von (A4.19) läßt sich wie folgt darstellen:

$$u_r^* = d_1 e^{\omega_1 \tau} + d_2 e^{\omega_2 \tau} = d_1 r^{\omega_1} + d_2 r^{\omega_2} = d_1 r^m + d_2 r^{-m} \quad (\text{A4.22})$$

Falls  $m=0$ , ist eine Konstante eine der möglichen Lösungen. Diese wäre aber nicht die vollständige Lösung. Um den zweiten Teil der Lösung zu finden, den wir benötigen, darf angesetzt werden, daß die Vielfalt einer Lösung der charakteristischen Gleichung (hier  $\omega=0$ ) größer als 1 ist. Daraus geht hervor, daß:

$$u_r^* = d_1 e^{\omega \tau} (1 + d_2 \tau) = d_1 + \tau d_1 d_2 = d_1 + d_3 \cdot \ln r \quad (\text{A4.23})$$

wo  $d_3 = d_1 d_2$  ist.

Zusammenfassend:

$$u^* = u_r^* u_\varphi^* = (c_1 \cos m\varphi + c_2 \sin m\varphi) \cdot (d_1 r^m + d_2 r^{-m}) \quad (\text{A4.24})$$

oder ( $m=0$ )

$$u^* = c (d_1 + d_3 \ln r) = A + B \ln r \quad (\text{A4.25})$$

Durch Summation über alle möglichen  $m$  erhält man für  $u^*$ :

$$u^* = A + B \ln r + \sum_{m=1}^{\infty} (C_m r^m + D_m r^{-m}) (E_m \cos m\varphi + F_m \sin m\varphi) \quad (\text{A4.26})$$

und für die (A4.7):

$$u(r, \varphi) = A + B \ln r + \frac{r^2}{4} \left( \frac{1}{\mu} \frac{d}{dz} \right) + \sum_{m=1}^{\infty} (C_m r^m + D_m r^{-m}) \cdot (E_m \cos m\varphi + F_m \sin m\varphi) \quad (\text{A4.27})$$

Anhand des Beispiels eines willkürlich angenommenen Unterkanals, soll jetzt gezeigt werden wie durch die obengenannten Randbedingungen die noch zu bestimmenden Konstanten berechnet werden können. Für den Eckkanal eines hexagonalen Bündels gelten:

$$\left. \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=0} = 0 \quad \text{und} \quad \left. \frac{\partial u}{\partial \varphi} \right|_{\varphi=30^\circ} = 0 \quad (\text{A4.28})$$

vorausgesetzt, der Ursprung des Koordinatensystems liegt im Mittelpunkt des Stabes.

Die Gl.(A4.24) bedingen, daß  $F_m = 0$  und  $-m E_m \sin m \cdot \pi/6 = 0$  sein muß.

Da  $E_m \neq 0$ , folgt, daß

$$m = 6j, \quad \text{wo} \quad j = 1, 2, 3, \dots \quad (\text{A4.29})$$

An der Brennstabwand ( $r=r_0$ ) muß  $u$  den Wert 0 annehmen.

Also:

$$D_m = -C_m r_o^{+2m} \quad (A4.30)$$

und

$$A = -B \ln r_o - \frac{r_o^2}{4} \left( \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) \quad (A4.31)$$

Damit ist die eigentümliche Lösung für den Eckkanal:

$$u = u_i(r, \varphi) = B \ln \frac{r}{r_o} + \frac{1}{4} \left( \frac{1}{\mu} \frac{dP}{dz} \right) (r^2 - r_o^2) + \sum_{j=1}^{\infty} (G_j (r^{6j} - (r_o^2/r)^{6j})) \cos 6j\varphi \quad (A4.32)$$

wo

$$G_j = C_j \cdot E_j$$

Da sich der Rand eines Unterkanals analytisch kaum beschreiben läßt, muß die unendliche Summe in (A4.32) nach N-1 Gliedern abgebrochen werden (Randkollokation). Die Haftbedingung gilt für die entsprechenden einzelnen Randpunkte, in denen der Rand aufgebrochen worden ist. Ein zusätzlicher Punkt wird für die Auswertung des Koeffizienten B gebraucht.

Für jeden Unterkanaltyp wird die mittlere Geschwindigkeit nach der Formel

$$\bar{u}_i = \frac{\int_{S_i} u_i(r, \varphi) dS_i}{S_i} \quad (A4.33)$$

berechnet.

$S_i$  ist der freie Strömungsquerschnitt eines Unterkanales.

Anschließend wird  $(\lambda \cdot Re)_i$  anhand der Gl. (A4.3) für dieselben Unterkanaltypen ermittelt. Mit einem von Rehme entwickelten Mittelungsverfahren wird dann der  $(\lambda Re)$ -Wert für das ganze Stabündel bestimmt.