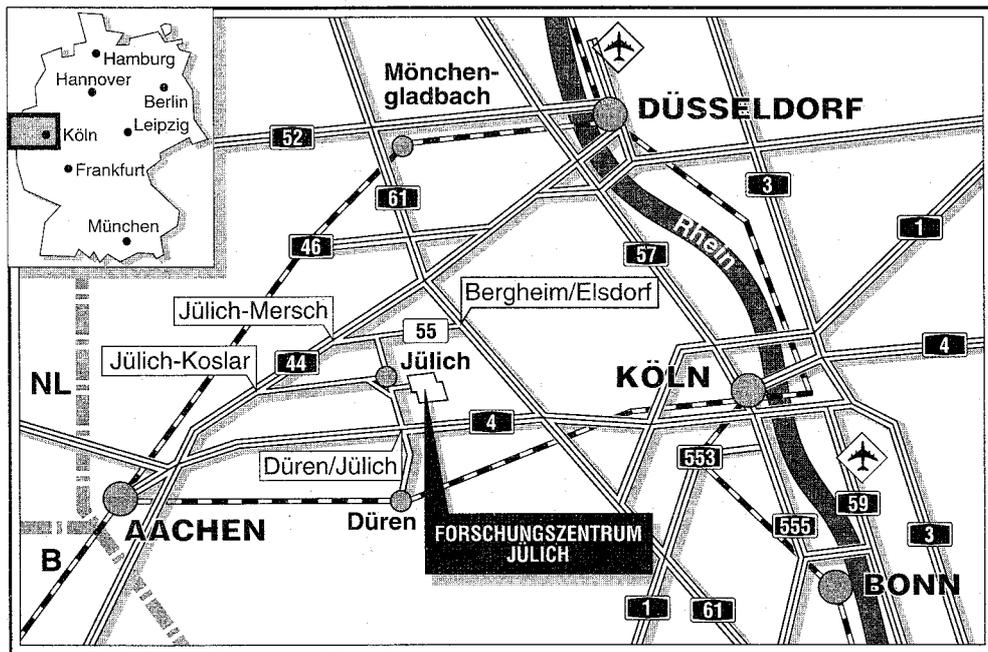


*Institut für Sicherheitsforschung
und Reaktortechnik*

**Auswirkungen eines spontanen
Druckbehälterversagens beim
HTR-Modul**

Stefan Drecker



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 3067

ISSN 0944-2952

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jül-3067

D82 (Diss. RWTH Aachen)

Zu beziehen durch: Forschungszentrum Jülich GmbH · Zentralbibliothek
D-52425 Jülich · Bundesrepublik Deutschland

Telefon: 02461/61-6102 · Telefax: 02461/61-6103 · Telex: 833556-70 kfa d

Auswirkungen eines spontanen Druckbehälterversagens beim HTR-Modul

Stefan Drecker

Effects of a Spontaneous Reactor Pressure Vessel Failure on the HTR-Module

by

Stefan Drecker

ABSTRACT

The HTR-Module (High Temperature Reactor) is supposed to be a reactor, which comprises of the complete know-how of HTR-technology. The consequent goal of a passive and inherent safety philosophy in reactor design has been followed. The question remains, however, whether this is also sufficient in the case of a spontaneous failure of the reactor pressure vessel, which is not designed as burst-proof. Due to this, the assumption of the hypothetical reactor pressure vessel failure is an unalterable boundary condition for all considerations in this thesis.

The first part evaluates the non-nuclear effects. Through the means of known investigations of explosions and burst processes, a comparison measure for the HTR-Module is developed. More detailed investigations of the dynamic fragment behaviour are made with the new computer programs FRAG2 and Xerxes.

In the following, it is investigated in which way the burst process also implies nuclear effects. A limitation is made to be time period immediately following the burst of the vessel, meaning that corrosion of the fuel elements is not regarded and the void fraction of the pebble bed remains constant.

Thus the calculated reactivities are input data for the analysis of the stress of the Coated Particles in the fuel elements. The fast reactivity transients are calculated with means of the pointkinetic program HTRKIN and then transformed to transient stresses with use of the new program FAST2. The stresses of the CP-layers of interest are rated with the use of comparison values.

Additionally, an investigation of the longterm behaviour is made in such a way, that the resulting temperature increase by the reactivity input is used as an input data for the thermohydraulic analysis with regard to the changed core structure.

The result of the investigations is that the shortterm transients, which will occur without any outer influence, have a relatively small hazardous potential in comparison to experimental results. The longterm transients can be handled through a fitting accident management. The way in which the possible shortterm transients result in a remaining prefailure of the Coated Particles and negatively influence the longterm behaviour still needs to be considered.

Auswirkungen eines spontanen Druckbehälterversagens beim HTR-Modul

von
Stefan Drecker

KURZFASSUNG

Der HTR-Modul (Hochtemperaturreaktor) versteht sich als ein Reaktor, der das gesamte Know-How der HTR-Technik in sich vereint. Die konsequente Zielsetzung einer passiven und inhärenten Sicherheitsphilosophie im Reaktordesign wurde dabei verfolgt. Bestehen bleibt die Frage, ob dieser Punkt auch bei einem Vorfall wie einem spontanen Versagen des Reaktor-druckbehälters, der nicht berstsicher ausgeführt ist, noch zufriedenstellend zu beantworten ist. Daher ist in der vorliegenden Arbeit die Annahme eines hypothetischen Reaktordruckbehälterversagens die unabdingbare Randbedingung für alle Betrachtungen.

Der erste Teilaspekt ist die Betrachtung der nichtnuklearen Effekte. Anhand von bekannten Untersuchungen an Explosions- und Berstvorgängen wird ein Vergleichsmaßstab für den HTR-Modul entwickelt. Detaillierte Untersuchungen zum dynamischen Bruchstückverhalten werden mit den neuen Programmen FRAG2 und XerXes gemacht.

Anschließend wird untersucht, inwiefern der Berstvorgang auch nukleare Auswirkungen implizieren kann. Dabei wird eine Beschränkung auf den unmittelbar auf das Bersten folgenden Zeitraum gemacht, das heißt Korrosionseffekte werden nicht berücksichtigt und der Leervolumenanteil der Kugelschüttung bleibt konstant.

Die so berechneten Überschußreaktivitäten werden als Eingangsgrößen zur Analyse von Belastungen der Coated Particles in den Brennelementen genommen. Dabei werden die schnellen Reaktivitätstransienten mit dem Programm HTRKIN punktkinetisch untersucht und dann mit dem neuen Programm FAST2 in transiente Belastungen umgesetzt. Die Belastungen der relevanten CP-Schichten werden dann anhand von Vergleichswerten bewertet.

Zusätzlich wird eine Untersuchung des Langzeitverhaltens durchgeführt, indem der durch die erzeugte Überschußreaktivität implizierte Temperatursprung als Randbedingung für die thermohydraulische Analyse, bei veränderter Coregeometrie, eingebracht wird.

Als Ergebnis der Untersuchungen ist festzuhalten, daß die Kurzzeittransienten, die zwangsläufig, ohne möglichen Eingriff von außen, ablaufen, gemessen an den vergleichbaren experimentellen Daten, ein nur relativ geringes Gefährdungspotential liefern. Die Langzeittransienten hingegen sind mit entsprechendem Aufwand zu beherrschen. Es bleibt zu überlegen, inwieweit durch möglich Kurzzeittransienten eine Vorschädigung der Coated Particles eintritt und dies negativ auf das Langzeitverhalten wirkt.

Inhaltsverzeichnis

1.0	Einleitung und Motivation	1
2.0	Anlagenbeschreibung des HTR-MODUL	3
2.1	Allgemeines	3
2.2	Der Reaktordruckbehälter des HTR-Modul	6
2.3	Das Konzept der Basissicherheit	7
3.0	Spontanes Versagen des Reaktordruckbehälters	9
3.1	Allgemeines	9
3.2	Versagensablauf beim Behälterbersten	11
4.0	Das Bersten und die Auswirkungen (nichtnukleare Effekte)	15
4.1	Auswirkungen der Druckwelle	15
4.1.1	Das TNT-Äquivalent	18
4.1.2	Schadensausmaß in der Umgebung	18
4.2	Erzeugung von Bruchstücken und Beschleunigung	20
4.2.1	Grundlegende Gedanken	20
4.2.2	Das Programm FRAG2	22
4.2.3	Das Programm XerXes (Modellierung)	26
4.2.4	Betrachtete Parameterfälle mit XerXes	32
4.3	Wechselwirkung der Fragmente mit der Umgebung	49
5.0	Rekritikalität einer veränderten Corekonfiguration (Rekritikalität)	55
5.1	Übersicht	55
5.2	Das Programmpaket V.S.O.P.	55
5.3	Diskretisierung des HTR-Moduls in V.S.O.P.	56
5.4	Fallstudien	60
5.4.1	Kompaktierung der Coregeometrie mit Absturz des Deckenreflektors	61
5.4.2	Kompaktierung der Coregeometrie ohne Absturz des Deckenreflektors	63
5.4.3	Teilauswurf von Brennelementen	68
5.4.4	Vermischung der Brennelemente	70
5.5	Analytische Berechnung der Überschußreaktivität	70
5.6	Bewertung der berechneten Überschußreaktivitäten	73
6.0	Verhalten von Coated Particles bei Reaktivitätstransienten	75
6.1	Grundsätzliche Überlegungen	75
6.2	Das Brennelement des HTR-Moduls	75
6.3	Herstellung der Brennelemente	77
6.4	Spaltproduktverhalten	78
6.5	Versagensmechanismen der Coated Particles	81
6.6	Reaktivitätseffekte (schnelle Transienten)	83
6.6.1	Allgemeines	83
6.6.2	Das Programm HTRKIN	84
6.6.3	Transiente Belastungen eines Coated Particles	85
6.6.4	Das Modell FAST2	87

6.6.4.1	Berechnungsmethoden	87
6.6.4.2	Vorgabe der Leistungsproduktion	89
6.6.4.3	Das Rechenmodell zum HTR-Modul	90
6.6.4.4	Stoffgrößen	91
6.6.5	Die Spannungsberechnung	95
6.6.5.1	Eingangüberlegungen	95
6.6.5.2	Theoretische Ansätze	95
6.6.5.3	Darstellung des Coated Particles	103
6.6.6	Studien/Berechnungen mit dem Programm FAST2	104
6.6.6.1	Übersicht	104
6.6.6.2	Randbedingungen für die Berechnung der transienten Leistung	104
6.6.6.3	Schnelle Reaktivitätstransienten (-rampen)	105
6.6.6.4	Einfluß der Wechselwirkung Puffer - PyC-Schicht	122
6.6.6.5	Einfluß der Wärmeleitfähigkeit der Pufferschicht	124
6.6.6.6	Wechselwirkung der PyC-Schicht mit dem Matrixgraphit	128
6.6.6.7	Einfluß des Spaltgasinnendruckes	128
6.6.6.8	Einfluß der Abscheidetemperatur	130
6.6.6.9	Einfluß der Beschichtungsdicke der SiC-Schicht	130
6.6.6.10	Bewertung der Ergebnisse	132
6.7	Langzeitverhalten nach Einbringung einer Überschußreaktivität	134
6.7.1	Das Rechenprogramm THERMIX-DIREKT	135
6.7.2	Fallstudien	137
6.7.3	Ergebnisse	138
7.0	Gesamtbewertung eines Reaktordruckbehälterversagens	143
7.1	Ergebnis der Betrachtungen	143
7.2	Vorschläge zur Konzeptgestaltung des HTR-Moduls	144
8.0	Zusammenfassung	147
Anhang A. Sicherheitskonzept der HTR-Modul Druckbehältereinheit		157
Anhang B. Die Strahlenschutzverordnung §28		159
Anhang C. Dreidimensionale Druckwellenausbreitung		161
Anhang D. Die Programme FRAG / XerXes		163
D.1	Fließschema des Programms FRAG2	163
D.2	Das Programm XerXes	163
D.3	Druckverlustgesetze in XerXes	163
D.4	Fließschema des Programms XerXes	167
D.5	Das Modell des HTR-Modul im Programm XerXes	168
D.6	Vergleichsrechnungen	171
D.6.1	Vergleichsrechnungen XerXes-DIREKT	171
D.6.2	Vergleiche mit Experimenten der BAM	175
Anhang E. Das Programm FAST2 (Fließschema)		177

Anhang F. Stoffwerte der Coated Particles (Literaturwerte)	179
Anhang G. Das Programmpaket V.S.O.P.	181
Anhang H. Das Programmpaket THERMIX-DIREKT	185

Abbildungsverzeichnis

Abb. 1.	Querschnitt durch die Reaktordruckbehältereinheit	4
Abb. 2.	Schema der Zerstörungsvorgänge beim spontanen Behälterversagen	12
Abb. 3.	Verlauf der idealen Druckwelle	16
Abb. 4.	Zeitliche Veränderung der Druckwellenfront	16
Abb. 5.	Vereinfachte Behälter und Versagensarten	21
Abb. 6.	Reduziertes Modell zum spröden Druckbehälterversagen	23
Abb. 7.	Szenario 1: Deckelabriß	34
Abb. 8.	XerXes-Modell zu Szenario 1	34
Abb. 9.	Fragmentverhalten - Szenario 1	35
Abb. 10.	Druckverlauf - Szenario 1	35
Abb. 11.	Szenario 2: Abriß des RDB im oberen Bereich	38
Abb. 12.	XerXes-Modell zu Szenario 2	38
Abb. 13.	Fragmentverhalten - Szenario 2	39
Abb. 14.	Druckverlauf - Szenario 2	39
Abb. 15.	Szenario 3: Abriß im unteren Bereich des RDB-Mantels	41
Abb. 16.	XerXes-Modell zu Szenario 3	41
Abb. 17.	Fragmentverhalten - Szenario 3	42
Abb. 18.	Druckverlauf - Szenario 3	42
Abb. 19.	Szenario 4: Fragmentierung des RDB-Mantels	44
Abb. 20.	XerXes-Modell zu Szenario 4	44
Abb. 21.	Fragmentverhalten - Szenario 4	45
Abb. 22.	Druckverlauf - Szenario 4	45
Abb. 23.	Szenario 5: Einfluß auf die Kugelschüttung	47
Abb. 24.	XerXes-Modell zu Szenario 5	47
Abb. 25.	Fragmentverhalten - Szenario 5	48
Abb. 26.	Druckverlauf - Szenario 5	48
Abb. 27.	Aufprallverhalten von Geschossen auf Wände	50
Abb. 28.	Kritische Geschwindigkeit zur Perforation	52
Abb. 29.	Veränderung der Reaktorgeometrie durch Behälterbersten	58
Abb. 30.	V.S.O.P.-Kompositionsanordnung	59
Abb. 31.	V.S.O.P.-Kompositionsanordnung (E6 mit Deckenreflektor)	62
Abb. 32.	k_{eff} -Werte, V.S.O.P.-Modell mit Deckenreflektor	63
Abb. 33.	V.S.O.P.-Kompositionsanordnung (E6 ohne Deckenreflektor)	65
Abb. 34.	k_{eff} -Werte, V.S.O.P.-Modell ohne Deckenreflektor	66
Abb. 35.	V.S.O.P.-Kompositionsanordnung (E6 mit Deckenreflektor)	67
Abb. 36.	Anordnung von Kanälen, Layern und Batches in V.S.O.P.	68
Abb. 37.	k_{eff} -Werte in Abhängigkeit vom Brennelementverlust	70
Abb. 38.	k_{eff} -Werte, Vergleich mit analytischer Lösung	73
Abb. 39.	Aufbau des HTR-Modul Brennelementes	76
Abb. 40.	Herstellung der Coated Particle	78
Abb. 41.	Spaltproduktverteilung in der Partikelbeschichtung	81
Abb. 42.	Rückkopplungsmodell Temperatur-Reaktivität	84
Abb. 43.	Temperaturkoeffizient	84
Abb. 44.	Diskretisierung und Bilanzierung im Modell FAST2	88
Abb. 45.	Wärmeleitfähigkeit von UO_2	93

Abb. 46. Wärmekapazität von UO_2	93
Abb. 47. Wärmeleitfähigkeiten	94
Abb. 48. Wärmekapazitäten	94
Abb. 49. Kräftegleichgewicht am Volumenelement	96
Abb. 50. Verschiebungsgrößen am Volumenelement	97
Abb. 51. Verschiebungsgrößen an der Grenzfläche zweier Schichten	101
Abb. 52. Bedeutung der Indices	102
Abb. 53. Stationäre Temperaturverteilung im Coated Particle	105
Abb. 54. Particleleistung bei verschiedenen Einbringzeiten	107
Abb. 55. Particleleistung bei verschiedenen Störfallreaktivitäten	107
Abb. 56. Transiente CP-Temperaturen bei 4.0 Nile, 0.1 sec	109
Abb. 57. Transiente CP-Temperaturen bei verschiedenen Einbringzeiten	111
Abb. 58. Transiente CP-Temperaturen bei verschiedenen Reaktivitätswerten	111
Abb. 59. Temperaturprofil des CP bei 4.0 Nile, 0.1 sec	113
Abb. 60. Temperaturprofil des CP bei 2.0 Nile, 0.1 sec	113
Abb. 61. Wärmespeicherung im UO_2 –Kernel	115
Abb. 62. Wärmespeicherung im UO_2 –Kernel	115
Abb. 63. Transienter Temperaturverlauf im Brennelement	117
Abb. 64. Temperaturverteilung im Brennelement	117
Abb. 65. Tangentialspannungen in der SiC-Schicht	119
Abb. 66. Tangentialspannungen in der SiC-Schicht	119
Abb. 67. Radial- und Tangentialspannungsverlauf im Coated Particles	121
Abb. 68. Tangentialspannungen in der PyC-Schicht	121
Abb. 69. Spannungsverteilung im CP unter Vernachlässigung der Kopplung Puffer - PyC	123
Abb. 70. Transienter Spannungsverlauf in der SiC-Schicht	123
Abb. 71. Transiente Temperaturen bei unterschiedlichen Puffer-Leitfähigkeiten ..	125
Abb. 72. Transienter Verlauf der Particle-Leistung bei $\lambda = 0.5 \text{ W}/(\text{mK})$	125
Abb. 73. Verlauf der Tangentialspannung in der SiC-Schicht bei $\lambda = 0.5 \text{ W}/(\text{mK})$	127
Abb. 74. Spannungsverteilung im CP bei $\lambda = 0.5 \text{ W}/(\text{mK})$	127
Abb. 75. Einfluß der Ankopplung an den Matrixgraphit	129
Abb. 76. Einfluß des Spaltgasinnendruckes	129
Abb. 77. Einfluß der Bezugstemperatur	131
Abb. 78. Tangentialspannungsverlauf in der SiC-Schicht bei unterschiedlichen Schichtdicken	131
Abb. 79. Partikelbruch in Abhängigkeit von der Energiedeposition	133
Abb. 80. Kompositionsanordnung des HTR-Moduls	136
Abb. 81. Isothermenverlauf Fall: E5 nach 20 Stunden	139
Abb. 82. Maximale Coretemperaturen für den Fall: E5	140
Abb. 83. Maximale Coretemperaturen im Langzeitbereich	141
Abb. 84. Zeitintervalle für $T < 1600^\circ\text{C}$	142
Abb. 85. Sicherheitskonzept der Druckbehältereinheit nach /101/	157
Abb. 86. Schematische dreidimensionale Druckwellenausbreitung	161
Abb. 87. Realer Druckverlauf in dreidimensionaler Betrachtung	161
Abb. 88. Fließschema des Programms FRAG2	163
Abb. 89. Fließschema des Programms XerXes	167
Abb. 90. XerXes-Modell des HTR-Moduls	168
Abb. 91. Kompositionsanordnung im Fluidrechenmodell DIREKT	173

Abb. 92. Vergleich XerXes-DIREKT	174
Abb. 93. Versuchsanordnung des Mehrbehälterexperiments	175
Abb. 94. Druckverlauf p_2/p_1 im 3-Kammer-Experiment	176
Abb. 95. Fließschema des Programms FAST2	177
Abb. 96. Flußdiagramm zur Simulation der Reaktorphysik	181
Abb. 97. Vernetzung der einzelnen Programme in V.S.O.P.	182
Abb. 98. Schematischer Ablauf der stationären Rechnung von THERMIX-DIREKT	186

Tabellenverzeichnis

Tab. 1.	Hauptauslegungsdaten des HTR-Moduls /4/, /5/	5
Tab. 2.	Auslegungsdaten des Reaktordruckbehälters	6
Tab. 3.	Eckdaten der Druckbehältereinheit	6
Tab. 4.	Explosionsarten	10
Tab. 5.	Schadensbild bei einer Freifeld-Explosion von 640 kg TNT /16/	19
Tab. 6.	Kritische Geschwindigkeiten (Perforation)	52
Tab. 7.	Parameterbezeichnungen für verschiedene Coregeometrien	61
Tab. 8.	Zusammenstellung berechneter Reaktivitätswerte	74
Tab. 9.	Eigenschaften des HTR-Modul-Brennelementes	76
Tab. 10.	Spaltproduktverteilung der Partikel von HFR-K3/1	80
Tab. 11.	Beschreibung des Rechengitters	90
Tab. 12.	Stoffwerte	92
Tab. 13.	Materialwerte	103
Tab. 14.	Im UO_2 –Kernel gespeicherte Wärmemenge	114
Tab. 15.	Parametergrößen für die THERMIX-Berechnung	138
Tab. 16.	Maximale zulässige Freisetzung von Spaltprodukten	144
Tab. 17.	Definition der Volumina im XerXes-Modell des HTR-Moduls	169
Tab. 18.	Definition der Verbindungen im XerXes-Modell des HTR-Moduls	170
Tab. 19.	Materialwerte für	179
Tab. 20.	Materialwerte für Pyrokohlenstoff PyC	179
Tab. 21.	Materialwerte für Siliziumkarbid SiC	180
Tab. 22.	Materialwerte für Pufferschicht PyC	180
Tab. 23.	Materialwerte für Matrixgraphit	180

1.0 Einleitung und Motivation

Fünfzig Jahre nach der ersten selbsterhaltenden Kettenreaktion im Forschungsreaktor von Enrico Fermi, erscheint die Kerntechnik heute in einem ganz anderen Licht. Nicht nur die Zeit hat sich geändert, sondern auch die Menschen mit ihr. Technische Errungenschaften werden nicht mehr um ihrer selbst willen erkämpft, vielmehr muß die soziale und ökologische Verträglichkeit erwiesen sein. Dies ist notwendig, da der vorhandene Lebensraum durch vielerlei antropogene Einflüsse beeinflusst, ja schlechthin zerstört wird. Für die Kerntechnik bedeutet dies eine Art zweiter Entdeckung, die Beherrschung der gewaltigen Naturkraft muß neu erschlossen werden.

Waren am Anfang die Ziele durch technische Machbarkeit 'an sich' definiert, so wird die technische Realisierbarkeit heute nicht in Frage gestellt. Über einen sicheren, gefahrungsfreien Normalbetrieb hinaus, wird verlangt, daß von einem Reaktor niemals eine Gefahr ausgeht. In besonderer Weise gilt es, die Risiken für die Nutzung der Kerntechnik abzustecken, da eine Freisetzung der erzeugten Spaltprodukte eine beträchtliche Gefahr für das Leben darstellt. Störfälle und Unfälle der Vergangenheit lassen so, ob begründet oder nicht, Ängste entstehen, die einen sinnvollen und verantwortungsvollen Einsatz zukunftsweisender Technologien unterbinden.

Es ist also zu fordern, daß gerade für Abweichungen vom planmäßigen Betrieb, Störfälle und Unfälle, alle Folgen auf die Anlage selbst beschränkt bleiben. Im wesentlichen wurde das bisher durch aktive Komponenten bewerkstelligt. Hauptaugenmerk wird hier auf die Beherrschung der Nachwärmeabfuhr gerichtet. Diese beträgt unmittelbar nach dem Abschalten des Reaktors immerhin noch 6.5 % der thermischen Leistung. In der folgenden Zeit klingt sie entsprechend der Way-Wigner-Formel ab. Ist die Nachwärmeabfuhr gestört, so führt dies zur Aufheizung des Cores und der das Core umgebenden Strukturen. Ein metallisches Core kann schmelzen und so zu auslegungsüberschreitenden Störfällen führen.

Die neue Kerntechnik verlangt hier nach fortgeschrittenen Systemen, deren Konzepte passive und inhärente Sicherheit in sich vereinen /1/, /2/. Der HTR-Modul ist ein Hochtemperaturreaktor mit 200 MW thermischer Leistung. Die gegenwärtige Konzeption ist eine Resümee aus den Erfahrungen, die weltweit mit Hochtemperaturreaktoren erlangt worden sind. Ein Schmelzen des Cores ist durch dessen keramische Gestaltung ausgeschlossen. So ist z.B. physikalisch gewährleistet, daß die max. Coretemperaturen nicht über 1600°C liegen. Dies gilt unter der Voraussetzung, daß ein Verlust des Primärkreislaufkühlmittels Helium ohne Geometrieänderung des Druckbehälters incl. Core abläuft.

Die Integrität des Reaktordruckbehälters muß daher gewährleistet sein. Nun ist bekannt, daß ein spontanes Versagen des RDB nicht 100%ig ausgeschlossen werden kann. Trotz aller Auslegungs- und Prüfrichtlinien bleibt diese Restwahrscheinlichkeit des Berstens bestehen. Ist diese Eintrittswahrscheinlichkeit auch hinreichend gering, so besteht die Frage, welche Bedeutung diesem Störfall zukommt. Handelt es sich somit also um ein 'katastrophales' Versagen? Welche Folgen sind bei diesem hypothetischen Störfall (-szenario) zu erwarten? Wie ist dieser Störfall mit anderen zu vergleichen /3/?

Unabhängig von einer technischen Bewertung des Systems läßt sich vorab feststellen, daß in der heutigen Medienlandschaft ein Störfall jeder Art, beherrscht oder unbeherrscht, eine Katastrophe darstellt. Jede Abweichung vom Regelbetrieb selbst ist eine weitere Katastrophenmeldung wert. Im Sinne eines passiv inhärent sicheren Reaktorsystems ist dieser Punkt umso stärker zu beachten.

Diese Arbeit versucht erste Ansätze zu erarbeiten und darzustellen, mit welchen Folgen nach einem spontanen Versagen des Druckbehälters zu rechnen ist. Dabei wird nicht der Berstvorgang, der ja eine hinreichend geringe Eintrittswahrscheinlichkeit besitzt, beleuchtet. Vielmehr wird das Versagen quasi als Postulat in die Betrachtungen mit eingebracht. Dabei sollen die Ansätze möglichst einfach gehalten sein, um eine Transparenz zu gewährleisten.

2.0 Anlagenbeschreibung des HTR-MODUL

2.1 Allgemeines

Der HTR-Modul ist ein Hochtemperaturreaktor /4/, /5/ mit kugelförmigen Brennelementen zur Stromerzeugung. Weitere Anwendungsmöglichkeit ist die Bereitstellung von Prozesswärme für industriellen Bedarf oder aber Fernwärmeversorgung. Typischerweise wird eine modulare Bauweise angestrebt, so daß die gesamte Leistungsbereitstellung entsprechend dem Bedarf angepaßt werden kann. Eine Moduleinheit besteht dabei aus einer Reaktoreinheit von 200 MW_{th} Leistung (bzw. 170 MW_{th} bei Prozesswärmeanwendungen).

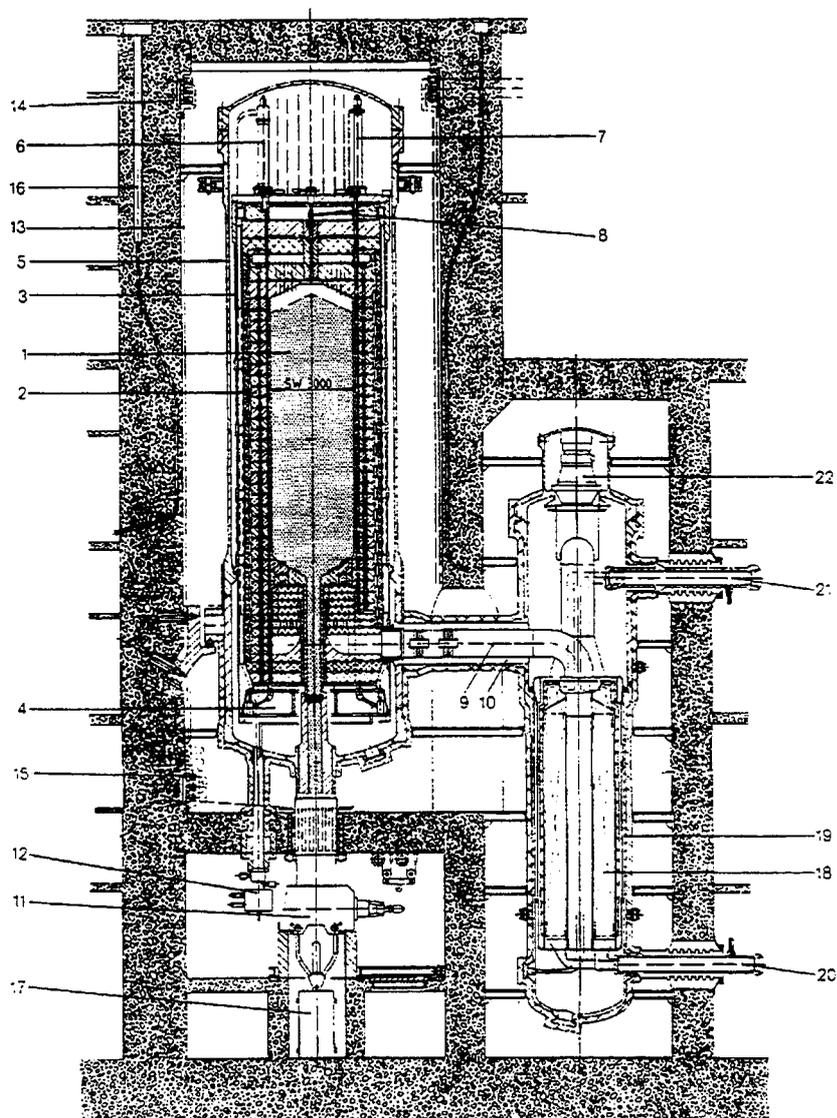
Die Konzeption des HTR-Modul beruht weitgehend auf den Erfahrungen aus dem Bereich der Leichtwasser-Reaktortechnik mit erprobten Komponenten und der Sicherheitsphilosophie der Hochtemperatur-Reaktortechnik, die Erkenntnisse aus Planung, Bau und Betrieb des AVR¹ und des THTR² vorweisen kann.

Abb. 1 auf Seite 4 zeigt einen Querschnitt durch das Reaktorsystem. Die Druckbehältereinheit, bestehend aus Reaktordruckbehälter (RDB), Verbindungsdruckbehälter (VDB) und Dampferzeuger (DE), nimmt den kompletten Helium-Primärkreislauf auf. Das Primärkreislaufgebläse ist in den Dampferzeugerbehälter integriert (Oberteil). Dieses einstufige Radialgebläse pumpt das Helium durch den Verbindungsdruckbehälter in die untere Kaltgassammelkammer (Bodenbereich) des RDB. Von der unteren Sammelkammer strömt es zuerst durch 24 Bohrungen des graphitischen Seitenreflektors und tritt dann vom Deckenreflektor her in die Kugelschüttung. Das kalte Helium umschließt so die heißen Reaktorstrukturen innerhalb des Reaktordruckbehälter. Bis zum Wiedereintritt in die Heißgasleitung, die sich koaxial in dem Verbindungsdruckbehälter befindet, ist das Helium dann von 250°C auf 700°C erwärmt worden. Im Dampferzeuger wird dann aus Speisewasser von 170°C Dampf von 530°C bei 190 bar erzeugt.

Die reaktorphysikalischen Komponenten befinden sich in dem Reaktordruckbehälter, der sich in der Primärzelle befindet. Als wichtigstes Merkmal fällt sofort die versetzte Anordnung der Druckbehälter und die schlanke Gestaltung der Kugelschüttung auf. Dies ergibt sich aus der Forderung, daß die Brennelemente im Auslegungsstörfall eine Temperatur von 1600°C nicht überschreiten sollen. Unter Beachtung der Abfuhr von Nachzerfallswärme aus der Kugelschüttung bedeutet das eine Limitierung der Leistungsdichte auf 3 MW/m³. Dies erfolgt ausschließlich durch Ausnutzung inhärenter und passiver physikalischer Mechanismen. Aktive Komponenten werden nicht benötigt. Die Wärme wird durch Strahlung und Leitung aus den Brennelementen zur Wärmesenke, dem Flächenkühler an der Oberfläche der Primärzellenwand, transportiert.

1 Arbeitsgemeinschaft Versuchsreaktor GmbH, Jülich

2 Thorium-Hochtemperaturreaktor, HKG Hochtemperatur-Kernkraftwerk GmbH, Hamm-Uentrop



- | | | |
|-------------------------------|---|-------------------------------------|
| 1 Brennelementschüttung | 8 Brennelement-Förderleitung | 15 Voriauf Flächenkühler |
| 2 Keramische Einbauten | 9 Heißgasleitung | 16 Neutronenflußmeßinstrumentierung |
| 3 Kernbehälter | 10 Kaltgasleitung | 17 Brennelement-Bruchkanne |
| 4 Bodenstruktur | 11 Brennelement-Abzugsblock | 18 Heizrohrbündel |
| 5 Reaktordruckbehälter | 12 Armaturenblock des Kleinkugelabschaltlements | 19 Dampferzeugerdruckbehälter |
| 6 Kleinkugel-Abschaltleinheit | 13 Flächenkühler | 20 Speisewasserstutzen |
| 7 Reflektorstab | 14 Rücklauf Flächenkühler | 21 Frischdampfstutzen |
| | | 22 Primärkreislauf-Gebläse |

Abb. 1. Querschnitt durch die Reaktordruckbehältereinheit: Abbildung des HTR-Moduls nach /4/

Die Regelung des Reaktors erfolgt durch 6 Steuerstäbe (gesintertes B₄C), die in Bohrungen des Seitenreflektors frei beweglich sind. Die Länge ist auf 4,8 m begrenzt, so daß sie komplett in den RDB integriert werden können. Auf Corestäbe wird verzichtet. Die Höhe der Kugelschüttung wird durch das Auftreten axialer Xenonschwingungen limitiert. Als Kaltabschaltsystem stehen 18 Kleinkugelabsorbereinheiten zur Verfügung.

Die Vorratsbehälter befinden sich in der oberen Kammer, die bei Betrieb des Reaktors mit stagnierendem Helium gefüllt ist. Bei Auslösung des Systems fallen die 10 mm großen Absorberkugeln (Graphit + 10% B₄C) frei in Kanäle des Seitenreflektors. Das Druckausgleichssystem schützt den Kernbehälter vor zu hohen Differenzdrücken. Dieser externe Strang (Nennweite DN 65) führt vom RDB zu der Verbindung von Dampferzeugerbehälter und Heliumreinigungsanlage. Auch kleinere Lecks werden hierdurch abgedeckt. Die Heliumreinigungsanlage scheidet Verunreinigungen aus dem Primärkreis aus.³ Hinter die Heliumreinigungsanlage ist die Druckregelung des Systems geschaltet. Mit einem max. Massenstrom von 135 kg/h wird Helium dem Reingaslager zugeführt oder entnommen.

Bei größeren Druckdifferenzen spricht die interne Ausgleichsleitung (Durchmesser 4 x 100 mm) an, die die obere Kammer mit dem unteren Kaltgassammler verbindet. Zwei gegenseitig wirkende Berstscheiben sprechen bei 1 bar an.⁴

Der Reaktor wird im Medul-Zyklus betrieben, das heißt die 6 cm großen Brennelemente durchlaufen das Kugelhaufencore 10-15 mal (je nach Konzept), bis der Zielabbrand erreicht wurde. Der Brennelementabzug erfolgt durch einen axialen Abzug, der Abzugsvorgang selbst erfolgt durch den Einfluß der Gravitation.

Tab. 1 zeigt eine Zusammenstellung der Hauptdaten der Reaktoranlage.

therm. Reaktorleistung	200 MW _{th}
elektr. Anschlußleistung	80 MW
Leistungsdichte	3 MW m ⁻³
Kühlmittel	Helium
Heliummassenstrom	85.4 kg s ⁻¹
Speisewassermassenstrom	77 kg s ⁻¹
Primärkühlmitteldruck	60 bar
Frischdampfdruck	190 bar
Kaltgastemperatur	250°C
Heißgastemperatur	700°C
Speisewassertemperatur	170°C
Frischdampftemperatur	530°C
Kugelschüttung	360.000 Brennelemente
Brennelementdurchmesser	6 cm
Schüttungshöhe	9417 mm
Schüttungsdurchmesser	3000 mm
Betriebszyklus	Mehrfachdurchlauf (MEDUL-Beschickung)

Tab. 1. Hauptauslegungsdaten des HTR-Moduls /4/, /5/

³ Das heißt das Primärkreiskühlmittel wird auf spezifizierte Werte von CO₂, CO, H₂O, N₂, CH₄ gereinigt.

⁴ Diese Druckausgleichsleitung ist mit einem Absperrschieber versehen, der nur bei Revision (das heißt Begehung der oberen Kammer) geschlossen ist.

2.2 Der Reaktordruckbehälter des HTR-Modul

Die Behälter der Druckbehältereinheit bestehen aus nahtlos geschmiedeten Einzelringen, die durch Schweißnähte miteinander verbunden sind. Tab. 2 gibt eine Übersicht über die Hauptauslegungsdaten des RDB.

Grundwerkstoff	20 MnMoNi 5 5
Höhe	25200 mm
Innendurchmesser	5835 mm
Wandstärke in Kernhöhe	118 mm
Leergewicht	830 t
Primärzellendurchmesser	9400 mm

Tab. 2. Auslegungsdaten des Reaktordruckbehälters

Die Auslegung des Behälters erfolgt entsprechend den gültigen Richtlinien der RSK⁵ und den KTA-Regeln⁶. Das KTA-Regelwerk deckt dabei die Anforderungen des konventionellen Regelwerkes ab. Die Anwendung der auf LWR-Anlagen⁷ abgestimmten Regelwerke ist möglich, da durch Strömungsführung und Druckhaltung das heiße Primärkühlmittel nicht in Kontakt mit der RDB-Wand kommt. In einzelnen Aspekten sind Anpassungen an die Randbedingungen eines Hochtemperaturreaktors nötig.

Aufgrund umfangreicher Erfahrungen mit dem Material 20 MnMoNi 5 5 bei LWR-Anlagen wird dieses auch als Grundwerkstoff für die Druckbehältereinheit des HTR-Modul verwendet. Tab. 3 zeigt die Eckdaten für Temperatur und Systemdruck der Druckbehältereinheit.

	Druck	Temperatur	Anmerkung
Betrieb	60 bar	250°C	(262°C max.)
Auslegung	70 bar	350°C	
Prüfung	91 bar ⁸	33°C	Erstdruckprüfung Prüfmedium: Wasser
	77 bar ⁹	50°C	Wiederholungsdruckprüfung Prüfmedium: Helium

Tab. 3. Eckdaten der Druckbehältereinheit

Die Qualitätsanforderungen an die Druckbehältereinheit werden durch die Vorgaben an Konstruktion, Auslegung, Werkstoffauswahl, Fertigung und Prüfung festgelegt. Im

⁵ Reaktorsicherheitskommission

⁶ Kerntechnischer Ausschuß

⁷ Leichtwasserreaktor

⁸ entspricht 1,3-fachem Auslegungsdruck

⁹ entspricht 1,1-fachem Auslegungsdruck

kontinuierlichen Betrieb erfolgt die Betriebsüberwachung entsprechend KTA 3201.4. Die Gewährleistung der Integrität der Druckbehälterkomponenten und somit des sicheren Betriebs wird durch zerstörungsfreie Prüfungen, Sichtprüfungen und Druckprüfungen erreicht. Im besonderen läßt sich die Wiederholungsdruckprüfung, die alle 8 Jahre erfolgt, nur mit Helium bei beladenem Reaktor durchführen. Ein Prüfdruck (bei Gasdruckprüfung) größer als der 1,1-fache Auslegungsdruck wird durch die Druckbehälterverordnung nicht gestattet. Druckprüfungen mit einem anderen Medium sind als Wiederholungsdruckprüfung wegen der spezifischen Konzeptgestaltung des HTR-Modul nicht zweckmäßig.

Die Überwachung der Versprödung des Reaktordruckbehälters erfolgt entsprechend der KTA 3203. Eine geforderte voreilende Bestrahlung im Reaktor ist nicht möglich. Daher wird ein vorlaufendes Versuchsprogramm durchgeführt. Meßwerte betriebsbegleitender Einhängenproben¹⁰ werden mit diesen Versuchsergebnissen verglichen. Dadurch soll die Strahlenbelastung des RDB ermittelt werden.

2.3 Das Konzept der Basissicherheit

Die Konzeption des HTR-Modul berücksichtigt weitgehend passiv inhärente Sicherheitsprinzipien. Dadurch ist sichergestellt, daß im Auslegungsstörfall keine Radioaktivität freigesetzt wird.

Diese Mechanismen wirken jedoch nur, solange die Reaktorgeometrie erhalten bleibt. Insbesondere das katastrophale spontane Versagen der Reaktordruckbehältereinheit muß ausgeschlossen werden. Das wird durch die sogenannte 'Basissicherheit' erreicht. Die Einhaltung der KTA-Regel 3201.1-3 schließt ein herstellungsbedingtes Versagen aus. Das heißt diese Sicherheit basiert auf:

- Konstruktion, Auslegung (Werkstoffauswahl)
- Spannungs- und Ermüdungsanalysen
- Herstellung, Qualitätssicherung

Eine Sicherheit vor Versagen wird durch die Betriebsüberwachung und wiederkehrende Prüfungen über den gesamten Lebensdauerbereich erreicht (Inspektion und Wartung, Versprödungsüberwachung).

Eine Darstellung des Sicherheitskonzeptes der Druckbehältereinheit als Fließschema findet sich auch in „Anhang A. Sicherheitskonzept der HTR-Modul Druckbehältereinheit“ auf Seite 157.

¹⁰ Diese Einhängenproben befinden sich in 4 gleichmäßig auf dem Umfang verteilten Probemagazinen zwischen Reaktordruckbehälter und Kernbehälter.

3.0 Spontanes Versagen des Reaktordruckbehälters

3.1 Allgemeines

Es ist hervorzuheben, daß bzgl. des Fachgebietes 'Explosionen' umfangreiche Untersuchungen und Forschungsarbeiten durchgeführt worden. Das bezieht sich sowohl auf die theoretischen Untersuchungen, Experimente und Analysen von bekannten Schadensfällen. Allerdings lassen sich die bekannten Ergebnisse nur teilweise auf den Fall des HTR-Modul übertragen. Versagenstypen, Verhalten im Freifeld lassen sich z.B. /6/, /7/, /8/, /9/ entnehmen.

Als wichtigstes Unterscheidungskriterium ist die Begriffsdefinition zu beachten: Baker /10/ beschreibt eine **Explosion** wie folgt: *'In general, an explosion is said to have occurred in the atmosphere if energy is released over a sufficiently small time and in a sufficiently small volume so as to generate a pressure wave of finite amplitude traveling away from the source. [...] Even though many explosions damage their surroundings, it is not necessary that external damage be produced by the explosion. All that is necessary is that the explosion is capable of being heard.'*¹¹

Ergänzend findet man in /11/ *'Explosion [...] durch schnelle exotherme chem. Reaktionen eines Stoffes verursachte, von den entstehenden und sich rasch ausbreitenden Gasen bewirkte Volumenvergrößerung, die oft mit Knall und zerstörender Wirkung verbunden ist. [...] Je nach Geschwindigkeit der Zersetzungsreaktion wird zw. Deflagration und Detonation unterschieden.'*¹² An gleicher Stelle findet sich aber auch: *'Das plötzliche Zerreißen der Wand eines unter Überdruck stehenden Behälters (z.B. Dampfkessel) wird nicht als Explosion, sondern als **Zerknall** bezeichnet.'*¹³ Dieser Vorgang wird wie folgt beschrieben: *'zerknallen: 1. mit einem Knall zerplatzen [...].'*¹⁴

Im Zusammenhang mit dem HTR-Modul wird also von einem Zerknall oder dem Bersten des RDB gesprochen. Gleichwohl findet sich in der Literatur auch die Verwendung des Begriffs 'Explosion' in diesem Sinn.

Tab. 4 auf Seite 10 gibt einen Überblick über die verschiedenen Typen von Explosionen. Es ist leicht zu erkennen, daß das fehlerhafte Versagen eines Druckbehälters mit inertem Gasinhalt nur ein Unterpunkt neben vielen anderen, komplexeren ist. Der Druckbehälter des HTR-Modul nimmt hier eine Sonderstellung ein, da er nicht nur ein einfacher Druckspeicher ist. Die inneren Strukturen des Primärkreislaufes und die latente Gefahr,

¹¹ W.E. Baker, *Explosion Hazards and Evaluation* (Amsterdam: Elsevier Scientific Publishing Company, 1983), S. 106

¹² Brockhaus Enzyklopädie, 19. Auflage (Mannheim: Brockhaus 1987), III, S. 25

¹³ ebenda, S. 25

¹⁴ DUDEN: Das große Wörterbuch der deutschen Sprache, (Mannheim: Dudenverlag 1981), VI, S. 2932

die von den Spaltprodukten allgemein ausgeht, erfordern eine speziell zugeschnittene Beurteilung.

Theoretical Models	Natural Explosions	Intentional Explosions	Accidental Explosions
Ideal point source	Lightning	Nuclear weapon explosions	Condensed phase explosions
Ideal gas	Volcanoes		Light or no confinement
Real gas	Meteors	Condensed phase high explosives	Heavy confinement
Self-similar (infinite source energy)		Blasting	Combustion explosions in enclosures (no prepressure)
Bursting sphere		Military	Gases and vapors
Ramp addition (spark)		Pyrotechnic separators	Dusts
Piston		Vapor phase high explosives (FAE)	Pressure vessels (gaseous contents)
Constant velocity		Gunpowders/propellants	Simple failure (inert contents) <-----
Accelerating		Muzzle blast	Combustion generated failure
Finite stroke		Recoilless rifle blast	Failure followed by immediate combustion
Reaction wave		Exploding spark	Runaway chemical reaction before failure
Deflagration		Exploding wires	Runaway nuclear reaction before failure
Detonation		Laser sparks	BLEVE's (Boiling Liquid Expanding Vapor Explosion)
Accelerating waves		Contained explosions	External heating
Implosion			- Immediate combustion after release
			- No combustion after release
			Runaway chemical reaction
			- Immediate combustion after release
			- No combustion after release
			Unconfined vapor cloud explosions
			Physical vapor explosions

Tab. 4. Explosionsarten: Tabelle nach /10/

Das Druckbehälterversagen des HTR-Moduls ist ein Ereignis, das die Auslegung der Reaktoranlage überschreitet. Das heißt die Auslegung berücksichtigt, daß ein spontanes Versagen nicht eintreten kann, da die Eintrittswahrscheinlichkeit hinreichend gering ist und das Ereignis den bekannten Versagensvorgängen entgegen steht.

Wird das Versagen dennoch als Randbedingung bei Risikobetrachtungen postuliert, so ist dieser Vorgang gleichermaßen als 'überhypothetisch' einzuordnen. Im folgenden werden also die Folgen des Versagens von den Ursachen entkoppelt betrachtet.

3.2 Versagensablauf beim Behälterbersten

Im Gegensatz zu vielen anderen Komponenten und Systemen besitzt der Reaktor-druckbehälter keine Redundanz. Das heißt der Versagensausschluß ist unter allen Umständen zu gewährleisten. Kommt es dennoch zu einem spontanen Behälterversagen, so sind die Folgen nicht exakt zu definieren. Vielmehr bietet sich ein weites Spektrum an möglichen Folgen. Zusätzlich zu den direkten Auswirkungen eines Behälterberstens, das heißt den Belastungen die sich durch die gespeicherte Druckenergie ergeben, ist bei Reaktoren ein zusätzliches Gefahrenpotential durch die Spaltprodukte gegeben, die durch den Energieumwandlungsprozeß erzeugt werden. Oberstes Anliegen ist daher, eine Freisetzung der Spaltprodukte aus den Brennelementen zu unterbinden, so daß für jeden denkbaren Störfall die Auswirkungen auf das Reaktorgelände beschränkt bleiben und großangelegte Katastrophenschutzmaßnahmen nicht erfolgen müssen. Für den HTR-Modul bedeutet dies eine Auslegung mit dem Ziel, den §28.3 der Strahlenschutzverordnung in jedem Störfall zu erfüllen („Anhang B. Die Strahlenschutzverordnung §28“ auf Seite 159).

In /12/ ist ein Fließschema hergeleitet worden, daß die möglichen Folgen nach einem Behälterbersten bei einem Leichtwasserreaktor beschreibt (Eine ähnliche Darstellung ist auch /13/ zu entnehmen.). Abb. 2 auf Seite 12 zeigt die entsprechende Umsetzung für das Druckbehälterversagen beim HTR-Modul.

Auslösender Vorgang ist das spontane Bersten des RDB.¹⁵ Dabei wird keine Aussage gemacht, ob es zu einer totalen Fragmentierung kommt oder zu einem großen Riß, der einen großen Leckquerschnitt freigibt und starke Verformungen der Reaktorgeometrie zur Folge hat. Der zeitliche Ablauf ist in 3 Zeitbereiche unterteilt. Als 'Kurzzeitbereich' wird der Zeitabschnitt bezeichnet, in dem das Bersten erfolgt und die verschiedenen dynamisch bewegten Systemkomponenten (RDB-Fragmente, Primärkühlmittel, Reflektorteile, ..) noch nicht zur Ruhe gekommen sind. Der 'Langzeitbereich' schließt sich an und umfaßt alle Ereignisse, die durch die veränderten Randbedingungen (z.B. fehlende Kühlung, Korrosion, ...) ausgelöst werden. Der Zeitbereich des 'Accident-Management' überdeckt sich teilweise mit dem Langzeitbereich. Ist es möglich, eine Schadensbegrenzung durch gezielte Maßnahmen zu erreichen, so werden bestimmte Ereignisse im Langzeitbereich nicht auftreten.

Im Rahmen dieser Arbeit werden Betrachtungen zur Korrosion der Brennelemente nicht durchgeführt.¹⁶ Aspekte, die im weiteren Sinne zum Versagen der Druckbehältereinheit gehören, wie z.B. Bruch des Brennelementabzugrohres /14/, wurden zum Teil schon betrachtet.

Entsprechend dem Schema wird untersucht, welche Randbedingungen und Auswirkungen für jeden Pfad gegeben sind.

¹⁵ Wie schon erwähnt, wird davon ausgegangen, daß es zu einem Versagen kommt. Die bruchmechanischen Vorgänge werden nicht speziell analysiert.

¹⁶ Es sei daraufhingewiesen, daß ein ungestörter Korrosionsangriff der Brennelemente zu erheblichen Freisetzungen radioaktiver Spaltprodukte führen kann. Daher wäre zu untersuchen, ob durch aktive Maßnahmen der Korrosionsangriff zuverlässig eingeschränkt werden kann.

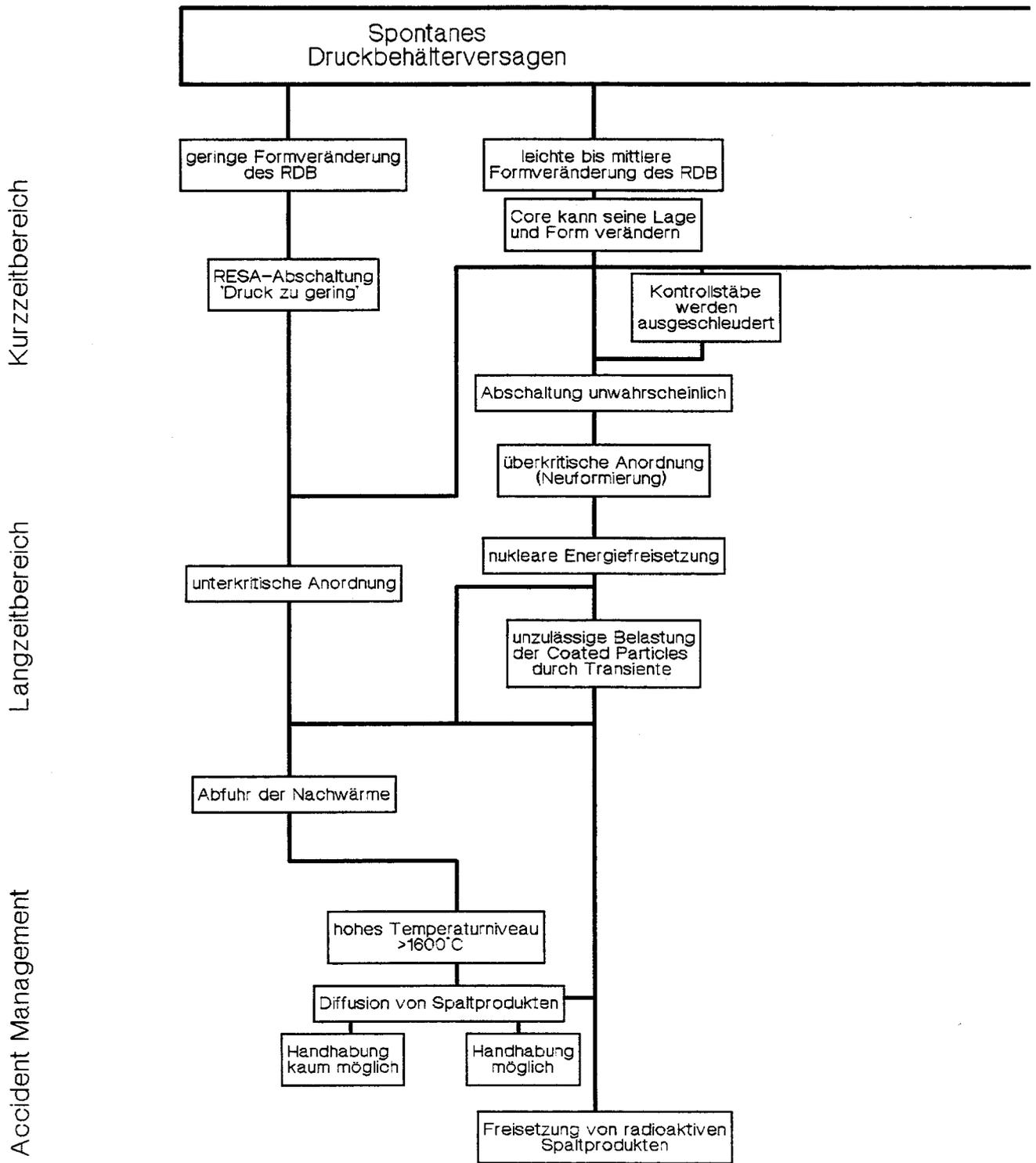
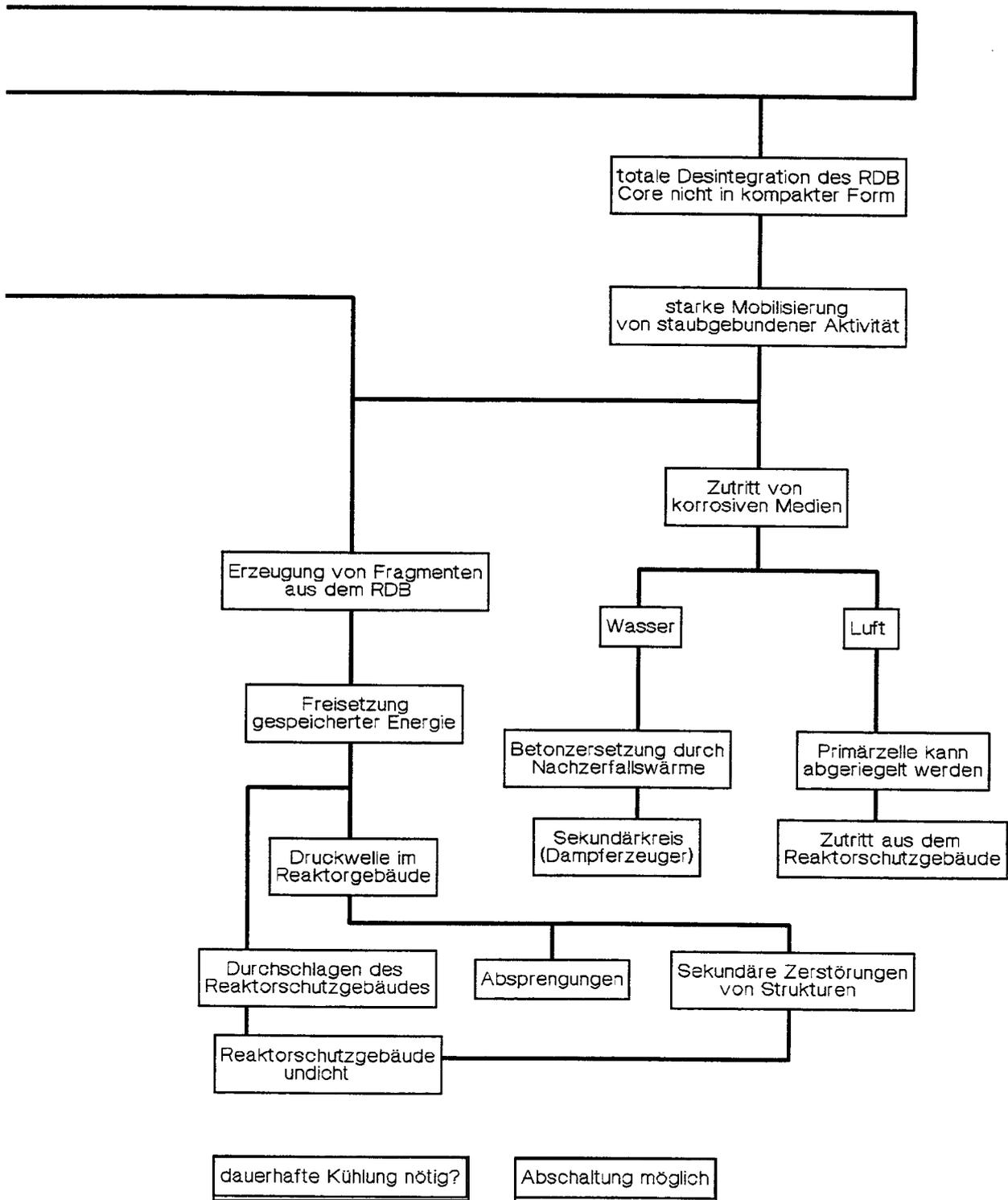


Abb. 2. Schema der Zerstörungsvorgänge beim spontanen Behälterversagen



4.0 Das Bersten und die Auswirkungen (nichtnukleare Effekte)

4.1 Auswirkungen der Druckwelle

Mit dem Versagen des Druckbehälters bildet sich eine Druckwelle in dem angrenzenden Medium¹⁷ aus. Diese breitet sich, ohne Berücksichtigung von Strukturen in der Umgebung, entsprechend einer Kugeloberfläche in allen Richtungen gleichmäßig aus. Diese Druckwelle ist dadurch charakterisiert, daß sie eine Druck- und Sogphase besitzt. Abb. 3 auf Seite 16 zeigt den idealen Verlauf für einen Punkt in der Entfernung r von einer punktförmigen Quelle. Der Druck steigt sprunghaft auf den Maximalwert der Druckphase an und fällt dann ab. Je weiter die Druckwellenfront vom 'Explosionszentrum' fortgeschritten ist, desto geringer ist die Überhöhung des positiven Drucks. Abb. 4 auf Seite 16 zeigt dies schematisch.

Die Belastungen eines einzelnen Körpers, der einer Druckwelle ausgesetzt ist, sind noch vergleichsweise leicht durch eine einfache Annäherung der Druckwellenform und Bestimmung der charakteristischen Größen (positiver Impuls J^+ , max. Spitzendruck p^+ , Phasendauer τ^+ , Reflexionsdruck p_R) leicht zu bestimmen.

In vielfacher Weise sind Ansätze verifiziert, die z.B. als Skalierungsgesetze¹⁸ die Druckwellenparameter für Explosionen unterschiedlicher Art und Ausgangsenergie bestimmen. Dabei sind die Werte umso exakter, je weiter man vom Explosionszentrum entfernt ist.

Findet die Explosion bzw. das Bersten in einem geschlossenen Raum statt, ist eine genaue Aussage ungleich komplizierter, da die Reflexionen innerhalb der dreidimensionalen Struktur nur schwer zu bestimmen sind. Eindimensionale Ansätze sind somit nur als Abschätzung zu verwenden. Die stärksten Belastungen ergeben sich aber beim ersten Auftreffen der Druckwelle auf die Struktur. Bedingt durch die Irreversibilität der Prozesse sind die folgenden Druckspitzen geringer.¹⁹

Für das Bersten des HTR-Modul-RDB ergeben sich konkrete Schwierigkeiten bei der Betrachtung der Ausbreitung der Druckwelle /15/. Einerseits ist der Aufwand beachtlich, z.B. ist der RDB in der Primärzelle als Quelle der Druckwelle nicht als Punktquelle zu betrachten. Vielmehr ist sogar über die Versagensstelle, entsprechend den Annahmen, keine exakte Aussage zu machen. Andererseits ist die Frage, welche Bedeutung der Schaden durch die Druckwelle im Vergleich zu den anderen Auswirkungen des Berstens

¹⁷ In diesem Fall Luft. Dies ist aber nicht zwingenderweise notwendig. Denkbar ist z.B. auch die Druckwellenausbreitung im Erdreich, Wasser, etc.

¹⁸ Das bekannteste Skalierungsgesetz ist das Hopkinson-Cranz-Gesetz /10/

¹⁹ Dies ist in „Anhang C. Dreidimensionale Druckwellenausbreitung“ auf Seite 161 als Vergleich von Rechnung und Meßung für eine zylindrische Raum-Geometrie beispielhaft dargestellt.

einnimmt.²⁰ In welchem Maß Anlagenteile und Systemkomponenten beschädigt werden, ist für einen postulierten Unfall dieser Ordnung nicht von erster Priorität.

Die Auswirkungen der Druckwelle auf die Umgebung lassen sich auf konservativem Wege abschätzen. Betrachtet man den Reaktordruckbehälter ohne äußere Struktur (RSG), so ergibt sich eine maximale Reichweite, in der noch mit Beschädigungen gerechnet werden muß.

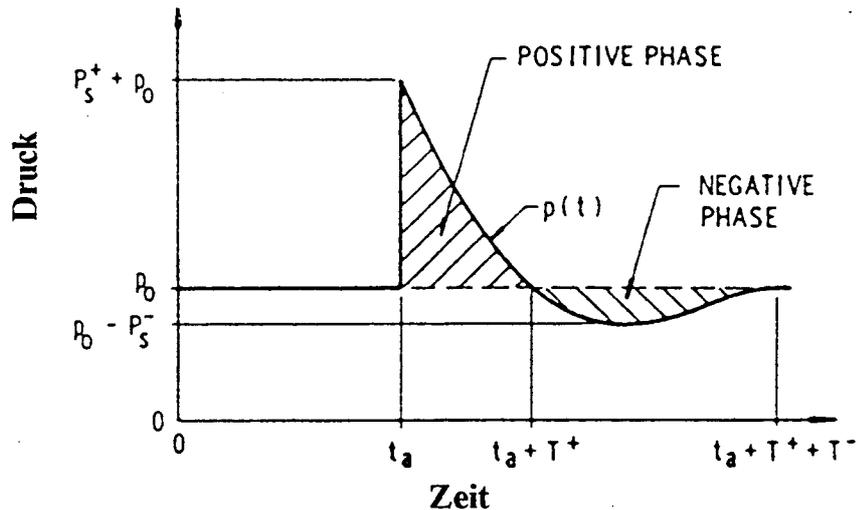


Abb. 3. Verlauf der idealen Druckwelle

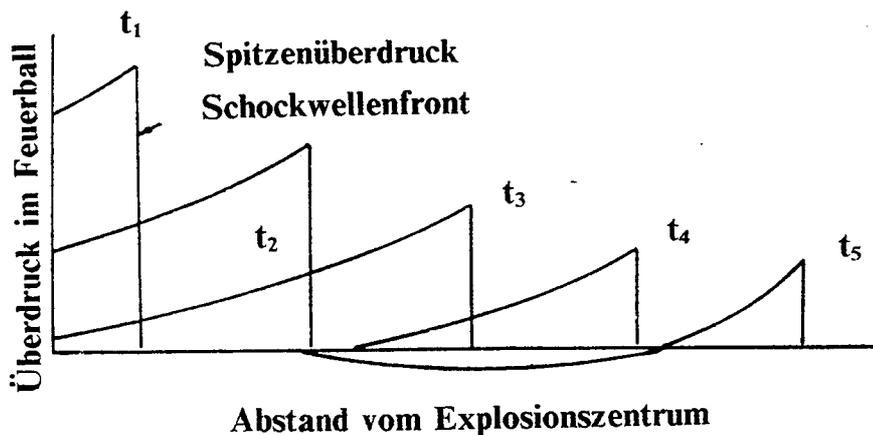


Abb. 4. Zeitliche Veränderung der Druckwellenfront

²⁰ Hier sei das in /16/ betrachtete Tanklastzug-Unglück vom 11.7.1978 in Tarragona, Spanien genannt, bei dem der mit flüssigem Propylen (44416 l) beladene Lastzug nicht detonierte, sondern deflagrierte. Das heißt die Flammengeschwindigkeit ist kleiner als die Schallgeschwindigkeit. Trotzdem waren die Folgen verheerend, da sich der Massenschwerpunkt des Explosivstoffes bewegte und somit ein großes Gebiet beeinflusst wurde. Unter der Einwirkung der Hitzewelle von ca. 1000°C kamen 215 Personen ums Leben.

4.1.1 Das TNT-Äquivalent

Das TNT-Äquivalent stellt die Normierungsgröße dar, die verschiedene Explosionsstärken vergleichbar macht. Aus der Definition geht hervor, daß das TNT-Äquivalent die Menge des Sprengstoffes Trinitrotoluol²¹ ist, die bei Explosion die gleiche Druckwelle (das heißt die charakteristischen Größen stimmen überein) auslöst wie der betrachtete Explosivstoff oder aber das Bersten eines Druckbehälters.

Allgemein sind zwei vom Ansatz her verschiedene TNT-Äquivalente bekannt.

- TNT-Energie-Äquivalent
- TNT-Schadens-Äquivalent

Wie in /16/ betrachtet, eignen sich beide zum Vergleich von Vorausrchnung und Schadens-/Versuchsanalyse. Das TNT-Schadens-Äquivalent wird anhand des Schadensbildes ermittelt. Das heißt aus Tabellen, die auf analysierten Schadensfällen mit bekanntem TNT-Äquivalent beruhen, wird auf das vorliegende Äquivalent geschlossen.

Für den HTR-Modul ergibt sich das TNT-Energie-Äquivalent aus dem Arbeitsvermögen des in dem Druckbehälter vorgespannten Druckgases. Beim Bersten werden die hochgespannten Gase in kurzer Zeit freigesetzt. Dieser Prozeß verläuft adiabat, so daß für die Entspannung auf Umgebungsdruck folgt /16/, /17/:

$$\begin{aligned} E &= \frac{p_i V}{\kappa - 1} \left[1 - \left[\frac{p_i}{p_u} \right]^{\frac{1-\kappa}{\kappa}} \right] \\ &= 2892,8 \text{ MJ} \sim 640 \text{ kg TNT} \end{aligned} \quad (4.1.1.1)$$

Mit:

V	= 301 m ³	Druckbehältervolumen
p _i	= 70 bar	Auslegungsdruck
p _u	= 1 bar	Umgebungsdruck
κ	= 1.66	Isentropenexponent

Als Vergleich soll hier der Zerknall eines Wasserstofftanks²² in Hanau am 5.10.1991 dargestellt werden /18/, /19/.

Für den kurz zuvor aufgefüllten Tank ergibt sich für die Druckenergie ein TNT-Äquivalent von 245,7 kg TNT. Das chemische Reaktionsvermögen des gespeicherten Wasserstoffs beträgt dagegen 10,5 t TNT und ist damit um Größenordnungen bedeutsamer als die Druckenergie.

4.1.2 Schadensausmaß in der Umgebung

Zur Ermittlung der Schäden sind verschiedene Ansätze bekannt. Grundlage kann z.B. der max. pos. Impuls oder der max. Überdruck der Druckwelle sein. Die für den

²¹ spez. Energieinhalt von TNT: 4520 kJ kg⁻¹, Detonationsgeschwindigkeit 6,73 km s⁻¹

²² Höhe 19.5 m, Durchmesser 2.8 m, Volumen 100 m³, Betriebsdruck 45 bar

HTR-Modul durchgeführten Betrachtungen /16/, /20/ beziehen sich auf den max. Überdruck.

Dabei wird von dem berechneten TNT-Äquivalent von 640 kg ausgegangen. Im allgemeinen wird die vorhandene Energiemenge nicht vollständig in die Druckwelle umgesetzt. Dies ist leicht verständlich, wenn z.B. Verformungsprozesse der Druckbehälterstruktur etc. berücksichtigt werden.

Tab. 5 zeigt die anhand der Skalierungsgesetze berechneten Entfernungen für bestimmte Schadensarten. Das heißt der für eine Schadensart 'nötige' Spitzenüberdruck erreicht einen Abstand R vom Zentrum. Die Tabelle gibt dabei Information über Personen- und Sachschäden. Primäre Personenschäden werden unmittelbar durch die auftreffende Druckwelle verursacht. Die sekundären Personenschäden werden indirekt über die Wechselwirkung mit durch die Druckwelle beeinflussten Objekten erzeugt, sind daher nur in gewissem Rahmen abzuschätzen und beruhen auf Korrelationen von Schadensfällen. Erfahrungsgemäß streuen die Werte stark.

Abstand R [m]	Spitzen- über- druck P [bar]	Personenschäden		Materielle Schäden
		primärer Art	sekundärer Art	
16	20	<i>Tödlich</i>		
23	1,0	<i>Lungenschaden</i>		
30	0,5			<i>Umkippen eines vollen Tankwagens</i>
35	0,4		<i>Einstürzen von Gebäuden mit wahrscheinlich einigen Toten</i>	<i>Schwere Schäden an niedrigen Gebäuden, 50-75% der Mauern zerstört, Einsturzgefahr</i>
39	0,3	<i>Riß des Trommelfells</i>		<i>Apparatur beschädigt</i>
52	0,2			<i>Oberirdische Lagerbehälter beschädigt</i>
60	0,17	<i>Umfallen, Aufprallen auf Hindernisse</i>	<i>Einstürzen von Mauern, herabfallende Objekte mit begrenzter Tötungswahrscheinlichkeit, einige Verletzte</i>	<i>Mittlere bis schwere Gebäudeschäden, einstürzende Mauern, Versagen einzelner Tragekonstruktionen</i>
130	0,045			<i>Begrenzter Schaden an Gebäuden, Mauern und Giebel zum Teil eingerissen, Dächer beschädigt</i>
207	0,03		<i>Fensterbruch mit zum Teil tödlicher Scherbenwirkung ⇒</i>	<i>Fensterbruch</i>
560	0,01			<i>Vereinzelt Fensterbruch</i>

Tab. 5. Schadensbild bei einer Freifeld-Explosion von 640 kg TNT /16/

4.2 Erzeugung von Bruchstücken und Beschleunigung

4.2.1 Grundlegende Gedanken

Neben der durch das Versagen des Druckbehälters erzeugten Druckwelle, verursachen auch die Bruchstücke des Behälters (RDB-Fragmente, oder kurz: Fragmente) einen Schaden durch den Aufprall auf die Gebäudestrukturen. Wie z.B. /10/ zu entnehmen ist, ist mitunter der Schaden durch die Fragmentwechselwirkungen bedeutsamer als die Druckwelle.

Für das Bersten des HTR-Modul Reaktordruckbehälters ist zu untersuchen, inwieweit Fragmente, die durch den Berstvorgang entstehen können, die Gebäudestruktur, das heißt die Primärzelle, und das Reaktorschutzgebäude beschädigen können.

In der Literatur wird dieses Versagen als 'simple failure' bezeichnet /10/, darunter ist zu verstehen, daß es zu keiner chemischen oder nuklearen Reaktion des Druckgases (Explosion) kommt, sondern 'lediglich' zu einer Freisetzung der in dem Druckgas des Druckbehälters gespeicherten Energie. Diese Energie wird dann zur Verformung des Behälters, zur Reißaufweitung und zur Beschleunigung der Fragmente benutzt.

Die kinetische Energie bzw. der Impuls der Fragmente und damit die spezifische Gefährdung bei dem Aufprall auf Strukturen ist durch die postulierten Anfangsbedingungen gegeben.

Für vergleichsweise einfache Druckbehälter-Strukturen wurden bisher Untersuchungen über Fragmentierung und Beschleunigungsverhalten geführt. Dabei wird von relativ einfachen Reißverläufen in der Wand des Druckbehälters ausgegangen. Die dadurch entstehenden Fragmente haben eine einfache Geometrie und stellen so Spezialfälle des realen Geschehens dar. Die dadurch auftretenden Belastungen beim Aufprall auf (Gebäude-) Strukturen können also unter diesen Randbedingungen als Maximalbelastungen aufgefaßt werden.

Abb. 5 auf Seite 21 zeigt die typischen Behältertypen und Fragmentarten, die in der Literatur betrachtet werden.

Für den HTR-Modul sind diese Ansätze nicht unbedingt vollständig zulässig. Die simple Geometrie liegt nicht vor, da die Strömungswege des Primärkreises nicht berücksichtigt werden. Die Vorgehensweise zur Bestimmung der Geschwindigkeiten möglicher Fragmente beim Behälterbersten wurde daher in folgende Schritte unterteilt.

1. Einfache Abschätzung anhand einfacher Diagramme und Darstellungen fremder Rechnungen
2. Analytische Lösung unter vereinfachten Annahmen
3. Benutzung des Programms PSS3 /21/ (Druckentlastung des Primärkreises)
4. Entwicklung des Programms FRAG2 zur Berechnung von Drucktransienten und Fragmentgeschwindigkeiten für einen einfachen Druckbehälter

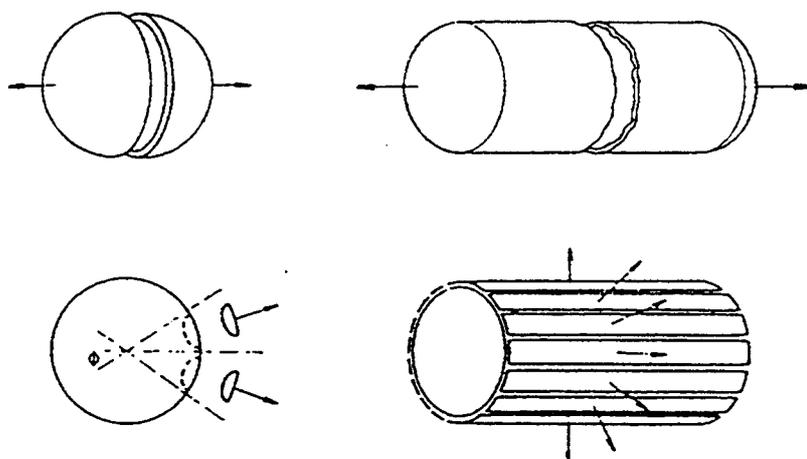


Abb. 5. Vereinfachte Behälter und Versagensarten: Die Abbildung zeigt die üblicherweise in der Literatur betrachteten Druckbehälter und die somit gemachten Vereinfachungen.

5. Entwicklung des Programm XerXes (freie Kopplung von mehreren Volumina, Betrachtung mehrerer Fragmente)

zu 1: Dieser Ansatz konnte nicht zu den gewünschten Ergebnissen führen, da die Dimensionen des HTR-Modul-RDB's weit über den gängigen Grenzen der analysierten Druckbehälter liegen.

zu 2: Diese Modellierung lieferte erste Anhaltswerte für die Fragmentgeschwindigkeiten, allerdings unter starken Einschränkungen.

zu 3: Das Programm PSS3 [21] ist ein mehrfach verifiziertes Programm zur Analyse von Druckentlastungsvorgängen. Simuliert wird ein Modell aus mehreren diskreten Volumina, die durch Verbindungsleitungen miteinander gekoppelt sind. Da der Sourcecode nicht zur Verfügung stand, konnten nötige Modifikationen nicht durchgeführt werden. Die erzielten Ergebnisse sind somit nur unter bestimmten Randbedingungen zulässig.

zu 4: Alternativ wurde zuerst das Programm FRAG2 entwickelt, das ein Ein-Volumen-Modell realisiert. Die berücksichtigten Differentialgleichungen werden mit Hilfe der Runge-Kutta-Methode gelöst.

zu 5: Detailliertere Betrachtungen zu dem Einfluß der Primärkreislaufstruktur (RDB-Einbauten) auf das Berstverhalten und die Beschleunigung der Fragmente sind mit dem Programm XerXes möglich. Hier wurden die Ansätze aus 3 und 4 kombiniert, so daß unter der Vorgabe bestimmter Fragmente eine Analyse des Fragment- und Primärkreislaufverhaltens möglich ist.²³

²³ siehe auch „Das Programm XerXes (Modellierung)“ auf Seite 26

4.2.2 Das Programm FRAG2

Das Programm FRAG2 wurde entwickelt, um erste Abschätzungen der Belastungen der Reaktorgebäudestrukturen durch Fragmente des Reaktordruckbehälters geben zu können. Die Modellierung erfolgt entsprechend den Ansätzen, die z.B. in /10/, /22/, /23/, /24/, /25/, /26/, /27/, /28/ zu finden sind und in verschiedenen Bereichen der Technik zur Abschätzung benutzt werden.

Betrachtet wird ein einfacher, einvolumiger Druckbehälter ohne innere Strukturen (s. auch Abb. 6 auf Seite 23). Im stationären Zustand vor dem Bersten des Druckbehälters befindet sich das System im Anfangszustand Druck p_{00} , freies Druckbehältervolumen (= Gasvolumen) V_{00} , Temperatur T_{00} und Behältergewicht M_t ²⁴. Diese Anfangsbedingungen können, wie noch gezeigt wird, entsprechenden Versagens-Szenarien angepaßt werden.

Als Randbedingungen des Modells werden folgende Annahmen getroffen:

- Das Druckgas läßt sich als ideales Gas betrachten
- Der Druckbehälter birst in (mindestens) 2 Teile, wobei dies ohne Aufnahme von Energie geschieht (Spröbruch)
- Die Rißausbreitungsgeschwindigkeit ist unendlich groß
- Die Rißausbildung ist zum Zeitpunkt $t=0$ abgeschlossen, eine Bewegung der Bruchstücke fand noch nicht statt
- Kräfte die aufgrund unsymmetrischer Umströmung, ungleichmäßiger Gewichtsverteilung, etc. auf die Fragmente einwirken, werden vernachlässigt
- Die Bruchfläche liegt in einer Ebene, die senkrecht zur Hauptachse des Zylinders ist
- Drehmomente liegen nicht vor (keine Kippbewegung)
- Die Ausströmung des Primärkreisgases erfolgt in ein den Druckbehälter umgebendes Vakuum (Dies ist bis auf weiteres zulässig, da nur die Anfangsbeschleunigung von Bedeutung ist)

²⁴ Index 't' für 'total', entsprechend der Gesamtmasse des Behälters

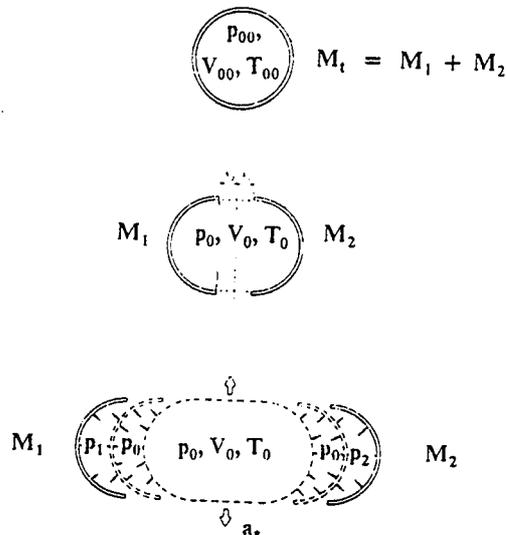


Abb. 6. Reduziertes Modell zum spröden Druckbehälterversagen: Die Abbildung zeigt das stark vereinfachte Modell, das dem Programm FRAG2 zugrundeliegt.

Dem Modell liegen folgende Ansätze zugrunde:

Der (Leck-)Massenstrom des Primärkreislaufheliums ist gegeben durch:

$$\dot{m} = -k A(t) \rho_* a_* \quad (4.2.2.1)$$

An der engsten Stelle des Ausströmquerschnitts liegen gerade kritische Größen vor. Der engste Querschnitt ist nicht durch den Spaltquerschnitt gegeben, sondern liegt erst im weiteren Strahlverlauf vor. Das Verhältnis der beiden Querschnittsgrößen ist durch die Kontraktionszahl k gegeben.

Der zeitabhängige Ausströmquerschnitt $A(t)$ kann auf verschiedene Weise gebildet werden. In Abhängigkeit vom gewählten Versagens-Szenario ergeben sich mehrere Möglichkeiten. Im Basisfall des einfachen zylindrischen Behälters ist $A(t)$ durch $A(t) = 2 \pi R_{\text{Behälter}} x(t)$ gegeben. $A(t)$ kann aber auch beliebig anders definiert werden, um z.B. einem bestimmten funktionalen Zusammenhang zu folgen (komplexere Risse, interne Strukturen, ...).

Für die krit. Dichte ρ_* und die krit. Schallgeschwindigkeit a_* im Austrittsquerschnitt gilt:

$$\rho_* = \rho_0 \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa - 1}} \quad (4.2.2.2)$$

$$a_* = a_0 \left(\frac{2}{\kappa + 1} \right)^{\frac{1}{2}} \quad (4.2.2.3)$$

Für das Verhalten des Gases gelten folgende Beziehungen, die die isentropen Zustandsänderungen des Heliums charakterisieren:

$$\frac{p_0}{p_{00}} = \left(\frac{\rho_0}{\rho_{00}} \right)^\kappa = \left(\frac{T_0}{T_{00}} \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} = \left(\frac{a_0}{a_{00}} \right)^{\frac{2\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.2.2.4)$$

Weiterhin ist die Schallgeschwindigkeit gegeben durch:

$$a_0 = \sqrt{\kappa R_{\text{He}} T_0} \quad (4.2.2.5)$$

Das Druckgas verhalte sich wie ein ideales Gas:

$$p_0 V_0 = m R_{\text{He}} T_0 \quad (4.2.2.6)$$

Entscheidend ist die Formulierung für die Bewegungsgleichung des Bruchstücks (bzw. der Bruchstücke). Die Bewegungsgleichung für das spezifizierte Fragment lautet:

$$M_F \ddot{x} = F p_F - F p_U - M_F g \quad (4.2.2.7)$$

Dabei wird hier unter p_F der Druck unmittelbar an der inneren Oberfläche des Fragments verstanden. Zu beachten ist, daß zur Bestimmung der Bewegungsgrößen lediglich die Druckdifferenz herangezogen wird. Die Vernachlässigung des Luftwiderstandes ist legitim, da dieser im Vergleich zum Beschleunigungsterm der Druckdifferenz in den zu betrachtenden Fällen klein ist. Weiterhin führt diese Vernachlässigung zu einer konservativen Abschätzung der zu erwartenden max. Geschwindigkeit bzw. somit auch der Aufprallgeschwindigkeit.

Die Ergänzung um die Gewichtskraft ist für die kleineren und leichteren Fragmente praktisch ohne Einfluß auf das Bewegungsverhalten. Da über die Anwendbarkeit allerdings noch keine Aussage gemacht wurde, sind auch 'Fragment'-Massen von mehr als 1000 t denkbar, deren Gewichtskraft einen wesentlichen Beitrag liefert.

Der Druck p_F an der Unterseite des Fragments ist durch

$$p_F = p_0 \left(1 - \left(\frac{\kappa - 1}{2} \right) \left(\frac{\dot{x}}{a_0} \right)^2 \right)^{\frac{\kappa}{\kappa-1}} \quad (4.2.2.8)$$

bestimmt. Hierdurch wird berücksichtigt, daß die Geschwindigkeit des Fragments einen erheblichen Einfluß auf den Druck p_F an der Innenseite des Fragments hat, wenn sie von der Größenordnung der Schallgeschwindigkeit ist. Abgeleitet wird diese Beziehung aus der Bernoullischen Gleichung für kompressible Strömung. Allerdings ist zu erwarten, daß der Einfluß für die zu betrachtenden Berstvorgänge beim HTR-Modul im wesentlichen eher klein sein wird, da die Geschwindigkeit der Fragmente klein im Vergleich zur Schallgeschwindigkeit des Druckgases Helium sein wird.

Das 'Kontrollvolumen' des Druckbehälters verändert sich mit der Bewegung des Fragments. Dies gilt eigentlich nur, solange die Entfernung des Fragments von der Ruhelage klein ist im Vergleich zu den Abmessungen des Druckbehälters. Für den zu betrachtenden Zeit- und Entfernungsbereich wird das Fragment diesen Grenzbereich überschreiten, in dieser Phase hat der Differenzdruck als Beschleunigungsterm aber nur noch geringen Einfluß auf den Maximalimpuls des Fragments.

$$V_0 = V_{00} + F x \quad (4.2.2.9)$$

Die genannten Gleichungen wurden für das vorgeschlagene Modell zum FORTRAN-Programm FRAG2 zusammengefaßt. Die Gleichungen werden hier mit einem Runge-Kutta-Verfahren 4.Ordnung gelöst, gleichzeitig wird die grafische Ausgabe gesteuert. Im Gegensatz zu anderen Verfahren, die eine Transformation der Gleichungen beinhalten, werden diese in FRAG2 exakt übernommen, so daß das Modell jederzeit erweitert werden kann. Die bestimmenden Parameter sind einerseits gegeben durch die Geometrie des Fragments, also durch den unterstellten Rißverlauf, andererseits durch die Anfangsrandbedingungen des Reaktordruckbehälters: Gastemperatur und -druck. Hinzu kommt weiterhin das für den Parameterfall relevante Gasreservoir des Druckbehälters.

4.2.3 Das Programm XerXes (Modellierung)

Basierend auf Ansätzen aus den Programmen FRAG2, PSS3, PRIMB /29/, /30/ wurde ein dynamisches Gesamtmodell entwickelt. Das neue Modell bietet so folgende Erweiterungen und Möglichkeiten:

- Mehrere Volumina sind koppelbar und bilden so zusammen ein Strömungsnetzwerk, mit dem z.B. der Primärkreislauf des HTR-Moduls (evt. mit Gebäudestruktur) abzubilden ist.
- Beliebige viele Fragmente sind frei wählbar.
- Einzelne Volumina können sich zeitabhängig verändern, z.B. gesteuert durch die Fragmentbewegung.
- Öffnungsquerschnitte der Bruchflächen werden durch die Fragmentbewegung vorgegeben.
- Werden mehrere Fragmente berücksichtigt, so lassen sich auch Stoßgesetze berücksichtigen.

Das Programm XerXes modelliert ein System von Volumina, die durch beliebige eindimensionale Strömungswege miteinander gekoppelt sind. Den einzelnen Volumina werden mittlere Zustandsgrößen des Mediums zugeordnet (= Punktmodell). Das heißt eine räumliche Ausdehnung der Volumina wird nicht betrachtet.

Im dargestellten Fall werden als Medium Luft und Helium berücksichtigt.²⁵ Es wird davon ausgegangen, daß diese Gase als ideal betrachtet werden können.

Für die Volumina und Verbindungen werden die bekannten Erhaltungsgleichungen formuliert. Die so gegebenen Differentialgleichungen werden mit einem Runge-Kutta-Verfahren 4.Ordnung /31/ numerisch gelöst.

Herleitung der Differentialgleichungen²⁶ /32/, /33/, /34/

Erhaltung der Masse (Kontinuitätsgleichung):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho = - \nabla \cdot \rho \vec{v} \quad (4.2.3.1)$$

Gleichung (4.2.3.1) wird über das Volumen i integriert und ergibt:

²⁵ Prinzipiell ist es auch möglich, zusätzliche oder andere Gase als die genannten zu berücksichtigen.

²⁶ Im folgenden gilt allgemein für die Indizierung der Größen:

i : Volumenindex

n : Verbindungsindex

k : Komponentenindex (hier: He, Luft)

m : Fragment/Bewegungsgleichungsindex

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_i} \rho dV &= - \iiint_{V_i} \nabla \cdot \rho \vec{v} dV \\
&= - \iint_A \rho \vec{v} \vec{n} dA \\
\dot{m}_{i,k} &= \sum_n \dot{m}_{n,k} \\
\dot{m}_i &= \sum_k \dot{m}_{i,k} = \sum_k \sum_n \dot{m}_{n,k}
\end{aligned} \tag{4.2.3.2}$$

Die Massenbilanz m_k einer einzelnen Komponente k im Kontrollvolumen i ergibt sich aus der Summation der einzelnen zu-/abfließenden Fluidteilströme der angrenzenden Verbindungen.

Impulserhaltung (Impulssatz):

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \vec{v} = - \nabla \cdot (\rho \vec{v} \vec{v}) - \nabla p - \nabla \cdot \vec{\tau} + \rho \vec{g} \tag{4.2.3.3}$$

Die Gleichung (4.2.3.3) wird über das Volumen der Verbindung n integriert. Damit folgt:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_n} \rho \vec{v} dV &= - \iint_{A_n} (\rho \vec{v} \vec{v}) \cdot \vec{n} dA - \iint_{A_n} p \vec{n} dA \\
&\quad \begin{matrix} 1. & 2. \end{matrix} \\
&\quad - \iint_{A_n} \vec{\tau} \vec{n} dA + \iiint_{V_n} \rho \vec{g} dV \\
&\quad \begin{matrix} 3. & 4. \end{matrix}
\end{aligned} \tag{4.2.3.4}$$

Der Impulszuwachs besteht aus vier Summanden. Für die durchzuführenden Betrachtungen schneller Druckentlastungstransienten sind der Konvektionsterm (1. Term), der Reibungsterm (3. Term) und der Gravitationsanteil (4. Term) zu vernachlässigen. Damit ergibt sich also:

$$\frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_n} \rho \vec{v} dV = \ddot{m}_n L_n = A_n (p_i - p_{ii} - \Delta p) \tag{4.2.3.5}$$

$$\ddot{m}_n = \frac{A_n}{L_n} (p_i - p_{ii} - \Delta p) \tag{4.2.3.6}$$

Δp ist der Druckverlust entlang des Strömungsweges von Volumen i nach Volumen ii und muß aus entsprechenden Druckverlustgesetzen (z.B. für Rohrströmung, Kugelschüttung, Rohrbündel, ...) entnommen werden. L_n ist dabei die Länge des Verbindungsweges. Vorausgesetzt wird, daß die Querschnittsflächen der Verbindung am Eintritt und Austritt gleich sind.

Ändert sich die Querschnittsfläche entlang des Strömungsweges, so wird die Impulsgleichung für die entsprechenden Teilstrecken gleicher Fläche betrachtet und es ergibt sich für den Gesamtabschnitt /35/:

$$\frac{A_n}{L_n} = \frac{1}{\sum_{\xi} L_{\xi} / A_{\xi}} \tag{4.2.3.7}$$

In idealisierter Weise wird davon ausgegangen, daß der Massenstrom \dot{m}_n entsprechend der Fluidmischung des (momentanen) Ursprungsvolumens der Strömung zusammengesetzt ist. Das heißt der Massenanteil der Komponente k ist somit:

$$w_{n,k} = w_{i,k} = \frac{m_{i,k}}{m_i} = \frac{\dot{m}_{i,k}}{\dot{m}_i} = \frac{\dot{m}_{n,k}}{\dot{m}_n} \quad (4.2.3.8)$$

Isentrope Expansion:

Für den Massenstrom in der Bruchstelle, das heißt in der Verbindung zweier Volumina, die über eine Bruchöffnung miteinander gekoppelt sind, wird eine isentrope Ausströmung betrachtet /36/. Für den Massenstrom \dot{m}_n aus dem Volumen i in das Volumen ii folgt direkt aus

$$\dot{m}_n = A_n \psi_n p_i \sqrt{\frac{2}{R_i T_i}} \quad (4.2.3.9)$$

$$A_n = f(x_m) \quad \text{oder} \quad A_n = f(t) \quad (4.2.3.10)$$

Hierbei ist ψ_n die sogenannte Ausflußfunktion der Verbindung n . Für die Ausflußfunktion folgt unter Vernachlässigung der Fluidgeschwindigkeit im Behälter /37/:

$$\psi_n = \left(\frac{p_{ii}}{p_i} \right)^{\frac{1}{\kappa_i}} \sqrt{\frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1}} \sqrt{1 - \left(\frac{p_{ii}}{p_i} \right)^{\frac{\kappa_i - 1}{\kappa_i}}} \quad (4.2.3.11)$$

ψ_n ist somit nur vom Isentropenexponenten κ_i der Fluidmischung im Volumen i und vom Druckverhältnis p_{ii}/p_i abhängig.

Die Ausflußfunktion ψ_n besitzt einen Maximalwert, das zugeordnete Druckverhältnis wird auch als 'kritisches Druckverhältnis p_{krit} ' bezeichnet.

$$p_{krit} = \left(\frac{p_i}{p_{ii}} \right) = \left(\frac{\kappa_i + 1}{2} \right)^{\frac{\kappa_i}{\kappa_i - 1}} \quad (4.2.3.12)$$

Wird das Druckverhältnis größer als das kritische, so ist der (Leck-)Massenstrom keine Funktion vom Außendruck (Druck im Volumen ii) und ist nicht mehr vom Druckverhältnis abhängig. Für die Ausflußfunktion ergibt sich dann der Maximalwert:

$$\psi_{n,max} = \left(\frac{2}{\kappa_i + 1} \right)^{\frac{1}{\kappa_i - 1}} \sqrt{\frac{\kappa_i}{\kappa_i + 1}} \quad (4.2.3.13)$$

Für ein System mehrerer sich vermischender Fluide sind die Stoffgrößen des Isentropenexponenten wie folgt zu ermitteln:

$$\kappa_i = \frac{1}{1 - \frac{R_i}{c_{p,i}}} \quad (4.2.3.14)$$

Für die Gaskonstante der Fluidmischung werden dabei entsprechend den Massenanteilen Mittelwerte gebildet:

$$R_i = \sum_k w_{i,k} R_k \quad (4.2.3.15)$$

Gleiches gilt für die spezifische Wärmekapazität:

$$c_{p,i} = \sum_k w_{i,k} c_{p,k} \quad (4.2.3.16)$$

Energiegleichung:

Allgemein gilt die Energiegleichung für instationär durchströmte offene Systeme:

$$\frac{\partial}{\partial t} \rho \left(u + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) = \underbrace{-\nabla \cdot \rho \vec{v}}_1 \left(u + \frac{\vec{v}^2}{2} \right) - \underbrace{\nabla \cdot \vec{q}}_2 + \underbrace{\rho \vec{v} \cdot \vec{g}}_3 - \underbrace{\nabla \cdot p \vec{v}}_4 - \underbrace{\nabla \cdot \vec{\tau} \vec{v}}_5 \quad (4.2.3.17)$$

Gleichung (4.2.3.17) wird über das Volumen i als Energiebilanz integriert. Dabei werden die Anteile der kinetischen Energie (1), der Gravitation (3) und Reibung (5) wie schon in der Impulsgleichung für die folgenden Betrachtungen vernachlässigt. Beschränkt man sich auf kurze Transienten (wie z.B. des Druckbehälterberstens), so ist darüberhinaus noch der Anteil des Wärmeflusses (2) zu vernachlässigen. (4) beschreibt den Anteil der äußeren Druckkräfte.

Damit folgt:

$$\begin{aligned} \frac{\partial}{\partial t} \iiint_{V_i} \rho u \, dV &= - \iiint_{V_i} \nabla \cdot \rho \vec{v} u \, dV - \iint_{A_i} \nabla \cdot p \vec{v} \, dV \\ &= - \iint_{A_i} \rho \vec{v} u \vec{n} \, dA - \iint_{A_i} p \vec{v} \vec{n} \, dA \\ &= - \iint_{A_i} (\rho \vec{v} u + p \vec{v}) \vec{n} \, dA \\ &\quad \text{mit: } h = u + \frac{p}{\rho} = c_p T \quad (4.2.3.18) \\ &= - \iint_{A_i} \rho \vec{v} h \vec{n} \, dA \\ &= - \sum_n \dot{m}_n T_n c_{p,n} \\ &= - \sum_n \dot{m}_n T_n \sum_k c_{p,k} w_{n,k} \end{aligned}$$

Das heißt die Energieänderung ist gerade gegeben durch die Summe aller zu- und abfließenden Enthalpieströme der angeschlossenen Verbindungen n des Volumens i .

Die Größen T_n , $c_{p,k}$ und $w_{n,k}$ sind entsprechend der Strömungsrichtung in der Verbindung zu wählen.

Für die linke Seite der Gleichung, der Energieänderung des Systems, ergibt sich:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial}{\partial t} (\rho_i h_i - p_i) V_i &= \frac{\partial}{\partial t} (\rho_i h_i V_i - p_i V_i) \\
&= \dot{m}_i h_i + m_i \dot{h}_i - \dot{p}_i V_i - p_i \dot{V}_i \\
&= (\dot{m}_i T_i + m_i \dot{T}_i) c_{p,i} - \dot{p}_i V_i - p_i \dot{V}_i
\end{aligned} \tag{4.2.3.19}$$

Zusammengefaßt ergibt das:

$$(\dot{m}_i T_i + m_i \dot{T}_i) \sum_k c_{p,k} w_k - \dot{p}_i V_i - p_i \dot{V}_i = - \sum_n \dot{m}_n T_n \sum_k c_{p,k} w_{n,k} \tag{4.2.3.20}$$

$$\Rightarrow \dot{T}_i = f(m_{i/n}, \dot{m}_{i/n}, T_{i/n}, \dot{T}_n, p_i, \dot{p}_i, V_i, \dot{V}_i) \tag{4.2.3.21}$$

Das heißt diese Differentialgleichung ist eine Bestimmungsgleichung für die Fluidtemperatur T_i des Volumens i .

Zustandsgleichung:

Als Bestimmungsgleichung für den Druck p_i in dem Volumen i wird die Gasgleichung in die Form $\dot{p}_i = f(\dots)$ gebracht.

Der Partialdruck einer Komponente k im Volumen i folgt dem idealen Gasgesetz:

$$p_k = \frac{N_k R T}{V} = \frac{m_k R_k T}{V} \tag{4.2.3.22}$$

Der Gesamtdruck im Volumen i folgt dabei als Summation der Partialdrücke p_k nach dem Daltonschen Gesetz:²⁷

$$p = \sum_k p_k = \frac{T}{V} \sum_k m_k R_k \quad \text{mit: } R_k = \frac{R}{M_k} \tag{4.2.3.23}$$

$$\begin{aligned}
\dot{p} &= \left(\frac{\dot{T}}{V} - \frac{T}{V^2} \dot{V} \right) \sum_k m_k R_k + \frac{T}{V} \sum_k \dot{m}_k R_k \\
&= \left(\frac{\dot{T}}{V} - \frac{T}{V^2} \dot{V} \right) m \sum_k w_k R_k + \frac{T}{V} \dot{m} \sum_k w_k R_k
\end{aligned} \tag{4.2.3.24}$$

$$\begin{aligned}
&= \left(\dot{T} m - \frac{T \dot{V}}{V} m + T \dot{m} \right) \frac{\sum_k w_k R_k}{V} \\
\Rightarrow \dot{p}_i &= f(m_i, \dot{m}_i, T_i, \dot{T}_i, p_i, V_i, \dot{V}_i)
\end{aligned} \tag{4.2.3.25}$$

²⁷ Da alle Größen sich auf das Volumen i beziehen, wird der Index i für die Zustandsgleichung nicht weiter angeführt.

Veränderung der Volumina

Für bestimmte Volumina des Modells kann es sinnvoll sein, die variable Geometrie bei den instationären, dynamischen Vorgängen zu berücksichtigen. Allgemein gilt das in der Form von:

$$V_i = V_{i,0} + \sum_m C_m x_m \quad (4.2.3.26)$$

$V_{i,0}$ stellt dabei das Ausgangsvolumen zum Zeitpunkt $t=0$ dar. Die Veränderung wird durch die Bewegung aller Fragmente $1 - m$ gesteuert. Für geeignete Fragmentbewegungen ist dann die Flächengröße C_m des Fragments m verschieden von Null.

Als Volumenänderungsrate ergibt sich dann:

$$\dot{V}_i = \sum_m C_m \dot{x}_m \quad (4.2.3.27)$$

Durch geeignete programmtechnische Steuerungen können hier ebenfalls Maximalwerte oder andere funktionale Zusammenhänge berücksichtigt werden.

Fragmentbewegungen

Die Anzahl der Fragmente m kann beliebig gewählt werden. Gleichzeitig ist eine indirekte Kopplung über die Bewegungsgröße x_m gegeben.

In allgemeiner Form lautet die Bewegungsgleichung:

$$m_{F,m} \ddot{x}_m = (p_i - p_{ii})A_m - m_{F,m}g \quad [\dots + cx_m + d\dot{x}_m] \quad (4.2.3.28)$$

Das heißt der wesentliche Anteil der Beschleunigung erfolgt direkt über den Differenzdruck der angrenzenden Volumina i und ii .²⁸ A priori kann der Beschleunigungsterm aufgrund der Gewichtskraft nicht vernachlässigt werden. Für einige Spezialfälle können auch Kräfte, die von einer Feder oder einem Dämpfungselement herrühren, von Wichtigkeit sein.

Damit sind die wesentlichen Differentialgleichungen dargestellt. Für weitere Anwendungsfälle kann z.B. die Porosität einer Kugelschüttungsschicht entsprechend der Volumenveränderung / Fragmentbewegung berücksichtigt werden. Dies ist hier aber von untergeordnetem Interesse.

²⁸ In dem dargestellten Zusammenhang zeigt die x -Achse in die negative \vec{g} Richtung (Erdbeschleunigung).

4.2.4 Betrachtete Parameterfälle mit XerXes

Für XerXes wurde ein (validiertes) Standardmodell entwickelt, daß aus bekannten Modellen hervorgeht. Dieses ist im „Das Modell des HTR-Modul im Programm XerXes“ auf Seite 168 dargestellt. Für die Betrachtungen des Druckbehälterversagens sollen hier nur die modifizierten Modelle vorgestellt werden.

Mit dem vorgestellten Grundmodell des HTR-Moduls sollen für bestimmte Szenarien die Fragmentgeschwindigkeiten bestimmt werden. Dies setzt voraus, daß die Anzahl und Form der Fragmente als Eingangsgröße bekannt sind. Insofern sind insbesondere keine Ergebnisse außerhalb der Randbedingungen zu erwarten. Aus den Drucktransienten der Teilvolumina ist für einen konkreten Fall aber abzuleiten, ob weitere Bruchstücke zu erwarten sind oder nicht.²⁹

Untersucht wurden die folgenden Szenarien:

- Abriß des Reaktordruckbehälterdeckels unter Normalbetriebsdruck
- Bruch im oberen Bereich des Reaktordruckbehälters, unter Berücksichtigung der oberen Reflektorstruktur
- Abriß im unteren Bereich des Behältermantels
- Fragmentierung des Reaktordruckbehältermantels
- Auswirkungen eines Deckelabrisses auf die Kugelschüttung

²⁹ Dies bedeutet im Spezialfall, daß die gemachten Modell-Annahmen entsprechend ergänzt werden müssen.

Szenario 1 - Deckelabriß

Dies ist der simple Fall des Deckelabrisses im Bereich der Verschraubung. Abb. 7 auf Seite 34 zeigt den Vorgang schematisch. Das Bruchstück wird durch den Differenzdruck, der durch die Umgebung '23' und den oberen Hohlraum (Steuerstabantriebe ...) '19' gebildet wird, beschleunigt.³⁰

Die Strömungspfade werden entsprechend der Abb. 8 auf Seite 34 dargestellt. Neben den bekannten Verbindungen aus dem Standardmodell wird der Ausströmvorgang aus dem Volumen '19' in die Umgebung als isentropes Ausströmen berücksichtigt. Zusätzliche Strömungspfade sind nicht modelliert, so daß der Druckausgleich nur über die interne Druckausgleichsleitung (Verbindung '17'-'18'-'19') und die äußere Druckausgleichsleitung (Verbindung '15'-'20'-'19') stattfinden kann.³¹

Der Öffnungsquerschnitt des Lecks wird durch den Umfang des RDB und der Bewegung des Bruchstücks, das heißt entsprechend der zurückgelegten Wegstrecke gebildet. Entsprechend wird auch das zugeordnete Volumen '19' vergrößert.

Fragmentgewicht	15 t
Fläche	26.74 m ²

Abb. 9 auf Seite 35 und Abb. 10 auf Seite 35 zeigen die Ergebnisse. Innerhalb von 40 ms erreicht der Deckel seine maximale Geschwindigkeit. Diese beträgt 75 m/s. Ohne Berücksichtigung der Primärzellenabdeckung hat er dabei erst 2.5 m zurückgelegt. Die Gewichtskraft ist im Vergleich zur Anfangsbeschleunigung von geringer Bedeutung. Daher prallt der Deckel nach etwa 150 ms gegen die Decke des Reaktorschutzgebäudes. Der Gesamtimpuls beträgt also 1.1 MNs.

Entsprechend den gemachten Modellannahmen ist die obere Kammer '19' nicht direkt an den Primärkreislauf angeschlossen. Dem Druckverlauf ist daher auch erwartungsgemäß zu entnehmen, daß sich über die Deckenstruktur eine große Druckdifferenz einstellt, die zum Versagen derselben führt.

³⁰ Die entgegengesetzt wirkende Gravitationskraft wird zwar allgemein (das heißt bei allen Szenarien) berücksichtigt, liefert jedoch keinen wesentlichen Beitrag.

³¹ Welche Auswirkungen das hat, wird bei den Ergebnissen diskutiert.

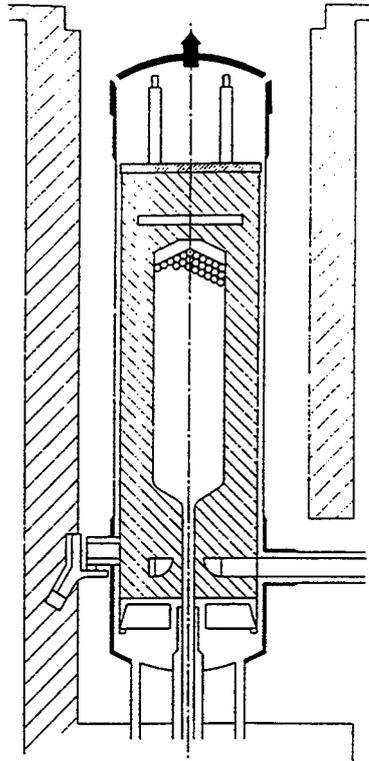


Abb. 7. Szenario 1: Deckelabriß: Beim Bersten des RDB entsteht ein Bruchstück in Höhe der Verschraubung des RDB-Leckels.

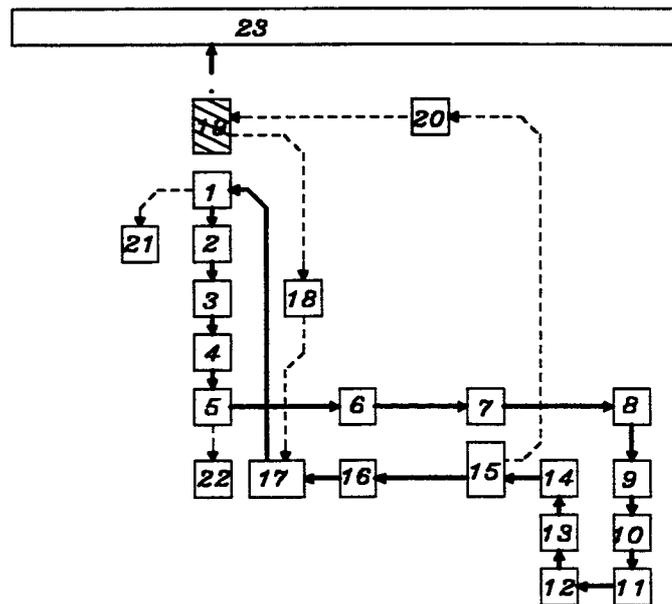


Abb. 8. XerXes-Modell zu Szenario 1: Die obere Kammer '19' ist in dem Modell an keinen Hauptströmungspfad (des Primärkreislaufes) angeschlossen. Aus dem zeitlich veränderlichen Volumen '19' (schraffiert) findet eine Entlastung in die Umgebung '23' statt.

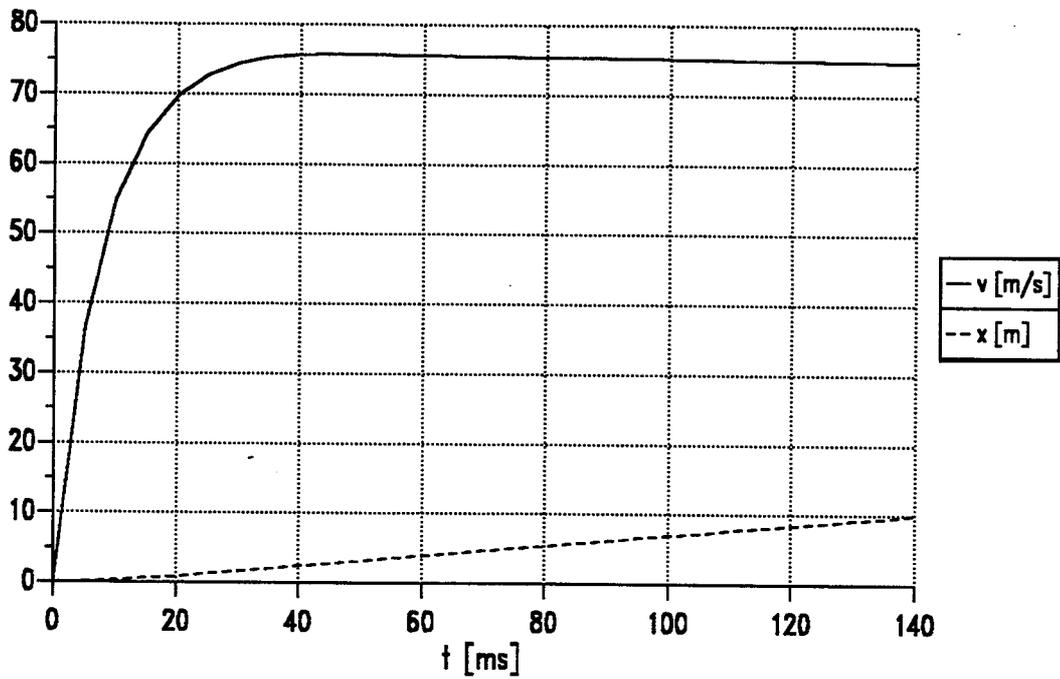


Abb. 9. Fragmentverhalten - Szenario 1: Die Abbildung zeigt Position und Geschwindigkeit des Fragments (RDB-Deckel).

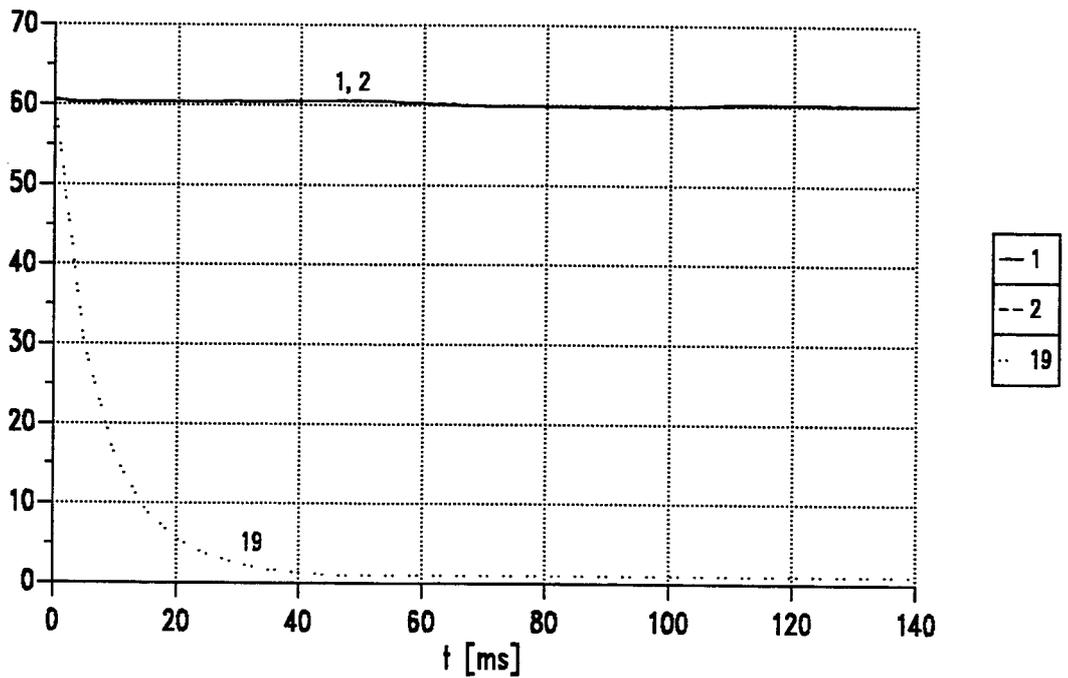


Abb. 10. Druckverlauf - Szenario 1: Die Abbildung zeigt den Druckverlauf in den Volumina '19', '1' und '2' des XerXes-Modells.

Szenario 2 - Abriß im oberen Bereich mit Folgefragment

Wie dem ersten Szenario zu entnehmen ist, sinkt der Druck in der Kugelschüttung vergleichsweise langsam ab. Dies ist bedingt durch den geringen Querschnitt der internen Druckausgleichsleitung. Dadurch steht der Kernbehälter und die Deckenstruktur lange unter hoher Druckdifferenz. Die Auslegung für den Kernbehälter hält nur geringen Druckdifferenzen stand, so daß mit einem Folgeversagen im oberen Bereich zu rechnen ist.

Der erweiterte Fall berücksichtigt daher die komplette Einheit von Steuerstabantrieben, KLAKE-Behältern, Trageplatte, Abschirmung und Deckenreflektor oberhalb der Kaltgassammelkammer als zusätzliches Fragment. Das Oberteil des Reaktordruckbehälters versagt in der Höhe der Tragplatte, kurz unterhalb der Verstärkung. Dieses erste Fragment wird durch den anstehenden Differenzdruck Umgebung-obere Kammer beschleunigt. Das zweite Fragment wird mit dem Druck der Kaltgassammelkammer beaufschlagt. Der zusätzliche Entlastungspfad zwischen dieser Kaltgassammelkammer und der Umgebung wird allerdings erst geöffnet, wenn die Unterkante des zweiten Fragments die Reißkante im RDB erreicht. Der Entlastungsquerschnitt öffnet sich dann wegabhängig bis zu dem Maximalwert.

Für dieses Szenario wurden zwei verschiedene Randbedingungen gesetzt:

- 60 bar Systemdruck, kein Leistungsbetrieb (Normaldruck)
- 77 bar Systemdruck, kein Leistungsbetrieb (Prüfdruck des Reaktordruckbehälters)

Fragmentdaten:

Fragmentgewicht 1	185 t
Fläche	26.74 m ²
Fragmentgewicht 2	170 t
Fläche	23.33 m ²

Abb. 11 auf Seite 38 zeigt den Berstvorgang schematisch. Abb. 12 auf Seite 38 zeigt die Umsetzung als Modell im Programm XerXes.

Das berechnete Verhalten der Bruchstücke zeigt die Abb. 13 auf Seite 39. Es ist zu erkennen, daß das RDB-Bruchstück (Fragment 1) durch die hohe Druckdifferenz stark beschleunigt wird.³² Die Druckdifferenz über das zweite Fragment wird erst langsam durch den Entlastungsvorgang aufgebaut. Folglich erfolgt die Beschleunigung langsamer. Diese erfolgt aber intensiver, da der Druckabbau des Volumens '1' verzögert erfolgt. Zusätzlich ist durch die vorhandene Kopplung des Primärkreises eine größere Gasmasse vorhanden. Somit kann das Bruchstück eine größere Geschwindigkeit als das RDB-Fragment erlangen. Nach 130 ms prallen beide Bruchstücke wieder aufeinander. Beide Teile treffen dann nach etwa 300 ms mit 41 m/s auf das Reaktorschutzgebäude auf. Befindet sich das System unter Prüfdruck von 77 bar, so ist die Beschleunigung stärker und der Zeitpunkt verschiebt sich auf etwa 260 ms. Die Geschwindigkeit beträgt

³² Entsprechend dem Szenario 1, jedoch mit höherem Fragmentgewicht.

dann 47 m/s. Der Gesamtimpuls im Zeitpunkt des Aufpralls auf die Struktur beträgt somit 14.5 MNs (17 MNs).

Abb. 14 auf Seite 39 zeigt den Druckverlauf.

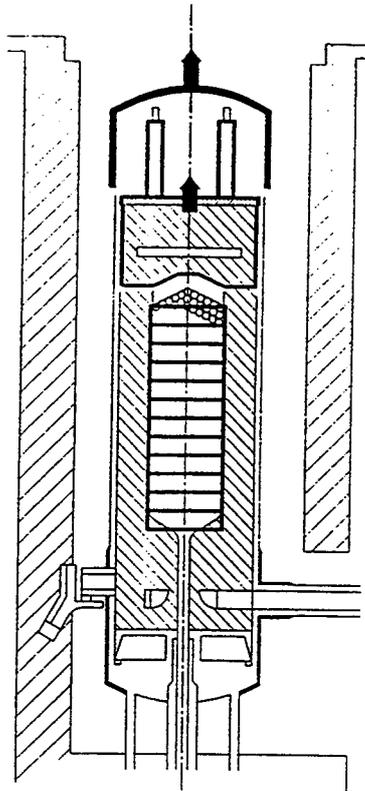


Abb. 11. Szenario 2: Abriß des RDB im oberen Bereich: In zeitlicher Folge nach dem Abriß entsteht durch die Belastung des anstehenden Differenzdruckes ein weiteres (bewegtes) Fragment, daß hier als Einheit von Deckenreflektor, Schild, Stabantrieben, KLAKE-Vorratsbehältern, etc. betrachtet wird.

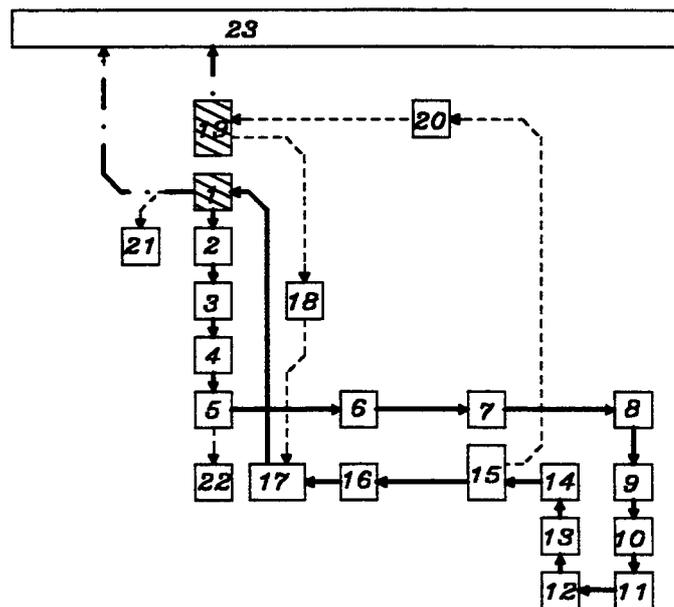


Abb. 12. XerXes-Modell zu Szenario 2: Im Vergleich zum Szenario 1 ist in dem Modell ein weiterer Strömungspfad berücksichtigt ('1' - '23'). Die Steuerung des Öffnungsquerschnitts erfolgt in Abhängigkeit von der Bewegung des zweiten Fragments (Schraffiert: zeitveränderliches Volumen).

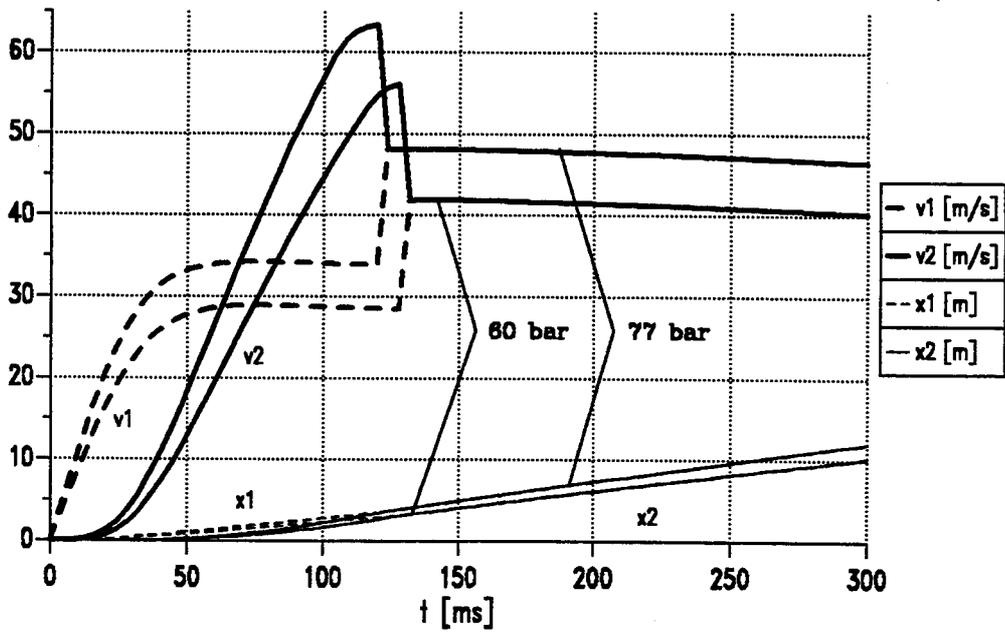


Abb. 13. Fragmentverhalten - Szenario 2: Die Abbildung zeigt das Bewegungsverhalten der beiden Fragmente (Für den Primärkreisdruck von 60 und 77 bar).

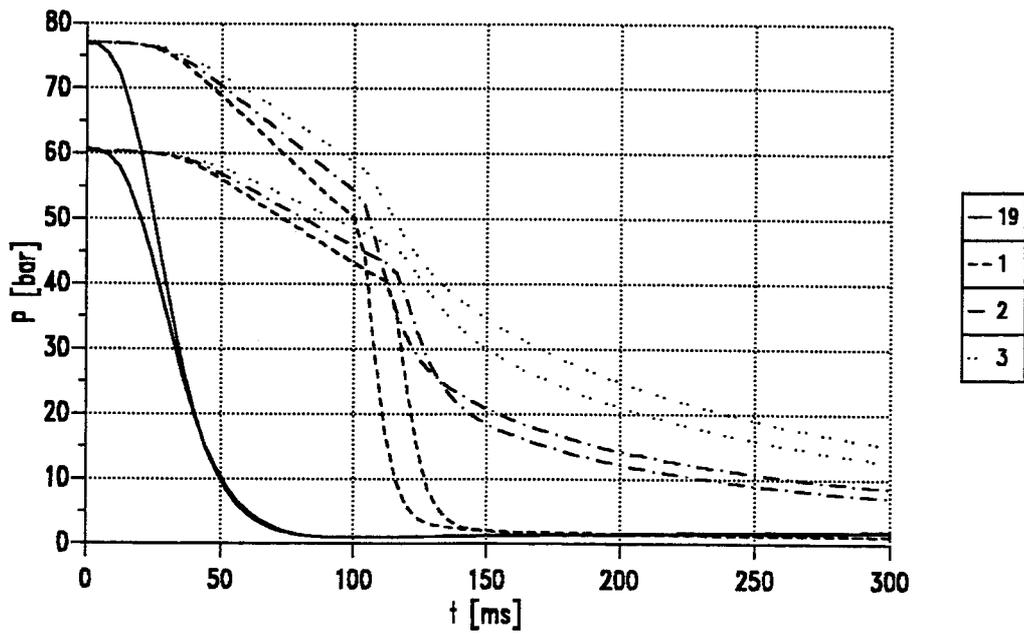


Abb. 14. Druckverlauf - Szenario 2: Die Abbildung zeigt den Druckverlauf in einigen Volumina des Modells: Obere Kammer '19', Kaltgassammelraum '1' und Kugelschüttung '2', '3' (Vgl. auch Abb. 12 auf Seite 38).

Szenario 3 - Abriß des Reaktordruckbehälters in Höhe des Bodenreflektors

In diesem Szenario wird postuliert, daß sich der auslösende Riß in Höhe des Bodenreflektors befindet. Im Vergleich zu den anderen Fällen ist hier nicht nur die Fragmentmasse größer. In entscheidendem Maße ist hier auch der Ausströmquerschnitt reduziert. Bedingt durch den Differenzdruck zwischen Außenraum und oberer Kammer wird das Reaktordruckbehälterteil beschleunigt. Der maximale Öffnungsquerschnitt zur Druckentlastung ist dabei durch den Ringraum zwischen Reaktordruckbehältermantel und Kernbehälter gegeben. Das heißt gesteuert durch die Bewegung ändert sich der Öffnungsquerschnitt von 0 auf 3.41 m².

Betrachtet wird sowohl der Fall, daß der Primärkreis unter Betriebsdruck (60 bar), als auch unter Prüfdruck (77 bar) steht. Die Anlage ist im Stillstand, das heißt die Anfangsmassenströme der einzelnen Verbindungen sind null.

Die Primärzelle des Gebäudes, die den Reaktordruckbehälter aufnimmt, ist im Normalfall mit der Primärzellenabdeckung verschlossen. Dies ist dem Schema in Abb. 15 auf Seite 41 zu entnehmen. Fragmente, die in axialer Richtung beschleunigt werden, stoßen mit der Abdeckung zusammen und übertragen dabei einen Teil ihrer Energie auf die Abdeckung. In diesem Fall wird entsprechend der Impuls- und Energieerhaltung zum Stoßzeitpunkt die neue Geschwindigkeit ermittelt. In zeitlicher Folge werden dann beide Teile als Einheit weiterverfolgt.

Abb. 16 auf Seite 41 zeigt das Volumenmodell für diesen Fall.

Randbedingungen:

- 60 bar Systemdruck, kein Leistungsbetrieb (Normaldruck)
- 77 bar Systemdruck, kein Leistungsbetrieb (Prüfdruck des Reaktordruckbehälters)

Fragmentdaten:

Fragmentgewicht	406 t
Fläche	26.74 m ²
Primärzellenabdeckung	276 t

Abb. 17 auf Seite 42 zeigt das Bewegungsverhalten des RDB-Fragments. Nach 60 ms trifft das Teil auf die Primärzellenabdeckung. Beide Elemente werden bis zum Aufprall auf die Decke des RSG beschleunigt. Nach etwa 550 ms erfolgt der Aufprall bei 26 m/s (17 MNs). Bei 77 bar wird ein Geschwindigkeitsmaximum von 34.5 m/s (23.9 MNs) erreicht.

Abb. 18 auf Seite 42 zeigt den Druckverlauf in 4 Volumina des Modells.

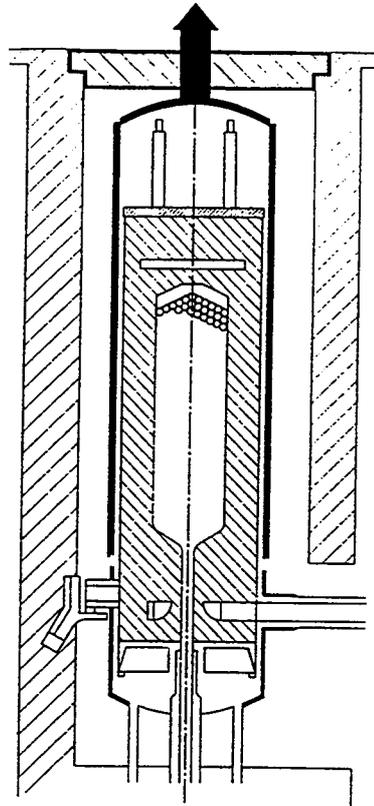


Abb. 15. Szenario 3: Abriß im unteren Bereich des RDB-Mantels: Betrachtet wird ein Fragment, welches auf den inneren Strukturen (Kernbehälter) axial beschleunigt wird.

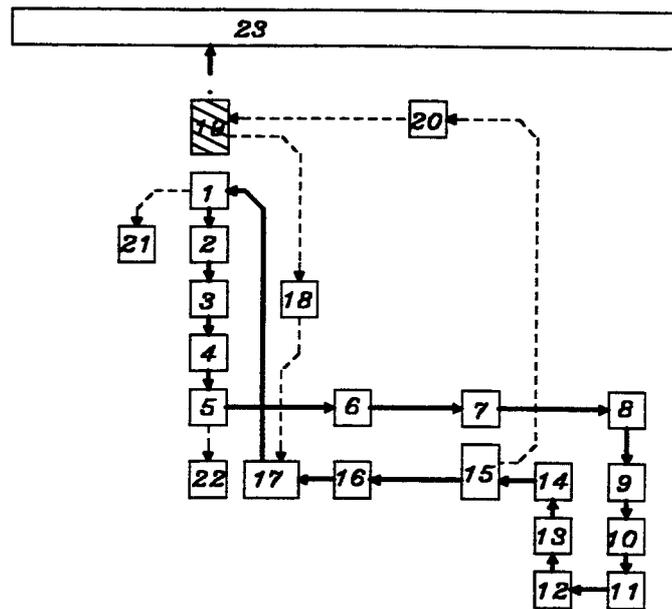


Abb. 16. XerXes-Modell zu Szenario 3: Das Volumenmodell entspricht weitgehend den Ansätzen aus dem Szenario 1. Der wesentliche Unterschied liegt in der bewegungsabhängigen Steuerung des Öffnungsquerschnittes.

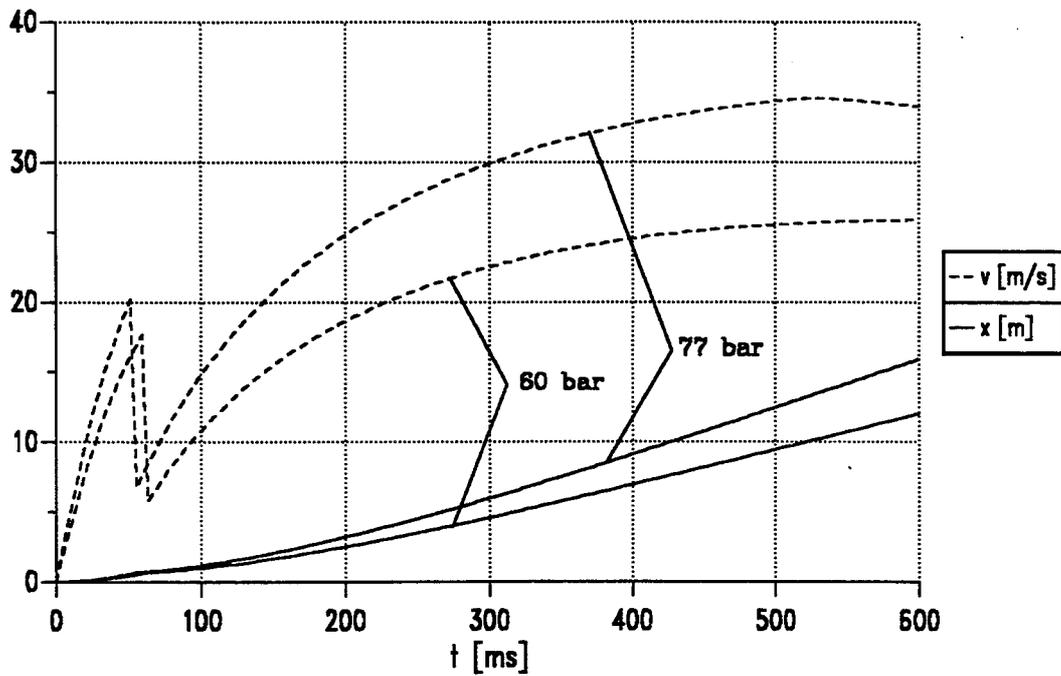


Abb. 17. Fragmentverhalten - Szenario 3: Die Abbildung zeigt das Bewegungsverhalten des Fragments.

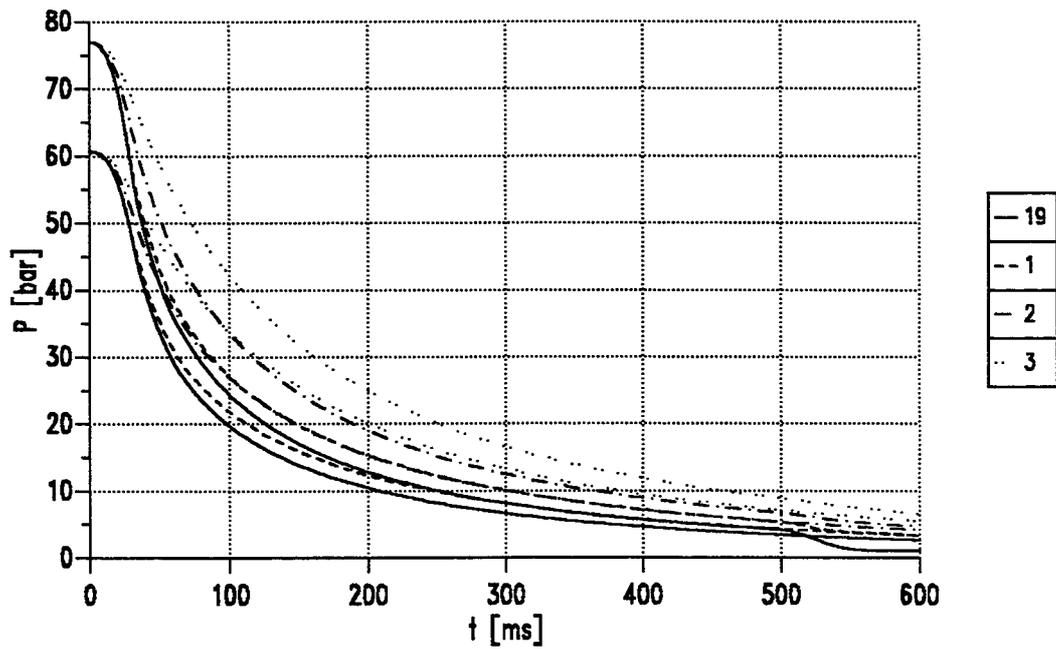


Abb. 18. Druckverlauf - Szenario 3: Obere Kammer '19', Kaltgassammelraum '1' und Kugelschüttung '2', '3' (Vgl. auch Abb. 16 auf Seite 41).

Szenario 4 - Fragmentierung des RDB-Mantels

Die bisherigen Modelle erstreckten sich nur auf Fragmentbewegung in axialer Richtung. In diesem Fall sollen Fragmente betrachtet werden, die in radialer Richtung beschleunigt werden.

Entsprechend dem Modell von Baker wird angenommen, daß die Geometrie der Bruchstücke in idealer Weise Längsschnitte des Zylindermantels sind.³³ Betrachtet werden hier 4 Bruchstücke (Abb. 19 auf Seite 44 zeigt schematisch das Szenario). Der Ausströmquerschnitt ergibt sich durch die Lücken, die sich zwischen den einzelnen Bruchstücken auf einer gedachten Zylinderfläche zum Zeitpunkt t befinden. Die Änderung dieser Fläche ist so an die Bewegung gekoppelt, das heißt der Radius der gedachten Zylinderfläche vergrößert sich.

Im Vergleich zu den anderen Modellen wird hier der Ringraum zwischen Reaktor-druckbehälter und Kernbehälter als zusätzliches Volumen '24' berücksichtigt³⁴, da Volumen '19' wie bisher für die Bewegung des verbleibenden RDB-Oberteils angesetzt wird (s. Abb. 20 auf Seite 44).

Fragmentdaten:

Fragmentgewicht 1	183 t
Fläche	26.74 m ²
Fragmentgewicht 2	55.8 t
Fläche	58.44 m ²

Abb. 21 auf Seite 45 zeigt den berechneten Bewegungsvorgang der Mantelstücke und des RDB-Oberteils. Nach 1.66 m prallen die Mantelstücke auf die Struktur der Primärzelle. Sie sind dann auf eine Geschwindigkeit von 100 m/s beschleunigt worden. Das RDB-Oberteil besitzt einen etwas kleineren Impuls als im Szenario 2 (ohne Stoß).

Abb. 22 auf Seite 45 zeigt den Druckverlauf in den bekannten vier Volumina. Zusätzlich ist das Volumen '24' berücksichtigt, welches für die Beschleunigung der Mantelbruchstücke benutzt wird.

³³ Dies ist im allgemeinen nicht zu erwarten, da für diesen Fall entsprechend viele parallele Risse im RDB angenommen werden müssen. Allerdings ist in diesem (speziellen) Fall die Massenbelegung (Gewicht/Fläche) des Mantels überall gleich, so daß die wirksame Beschleunigungsfläche proportional zum Fragmentgewicht ist. Das heißt die resultierenden Aufprallgeschwindigkeiten sind für alle Fragmentformen gleich, bzw. von gleicher Größenordnung. Dabei gelten die gleichen Annahmen bzgl. der Rißausbreitungsgeschwindigkeit und Verformung der Bruchstücke während des Berstvorgangs.

³⁴ In den anderen Modellen dem Volumen '19' zugeordnet

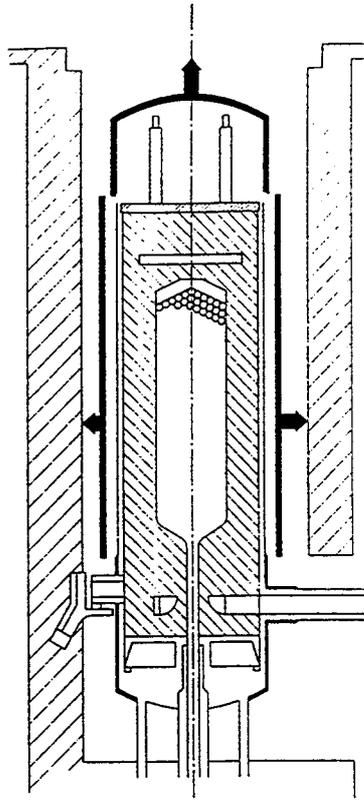


Abb. 19. Szenario 4: Fragmentierung des RDB-Mantels: Die Abbildung zeigt schematisch das postulierte Szenario zur Berechnung der Belastungen der Primärzellenstruktur.

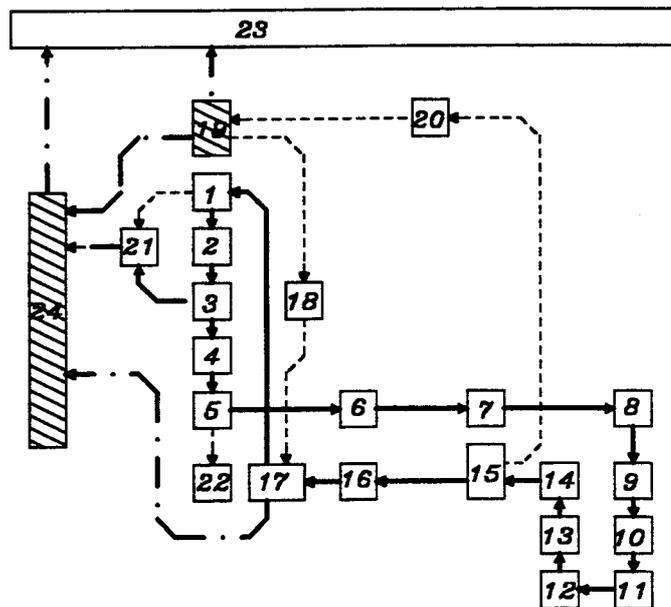


Abb. 20. XerXes-Modell zu Szenario 4: Das Standardmodell wurde um das Volumen '24' erweitert. Zusätzliche Strömungspfade (bei konstantem Leckquerschnitt) sind Verbindungen zur oberen Kammer und zum unteren Kaltgassammler. Des weiteren wird ein Pfad von der Kugelschüttung in den Ringraum des Kernbehälters berücksichtigt.

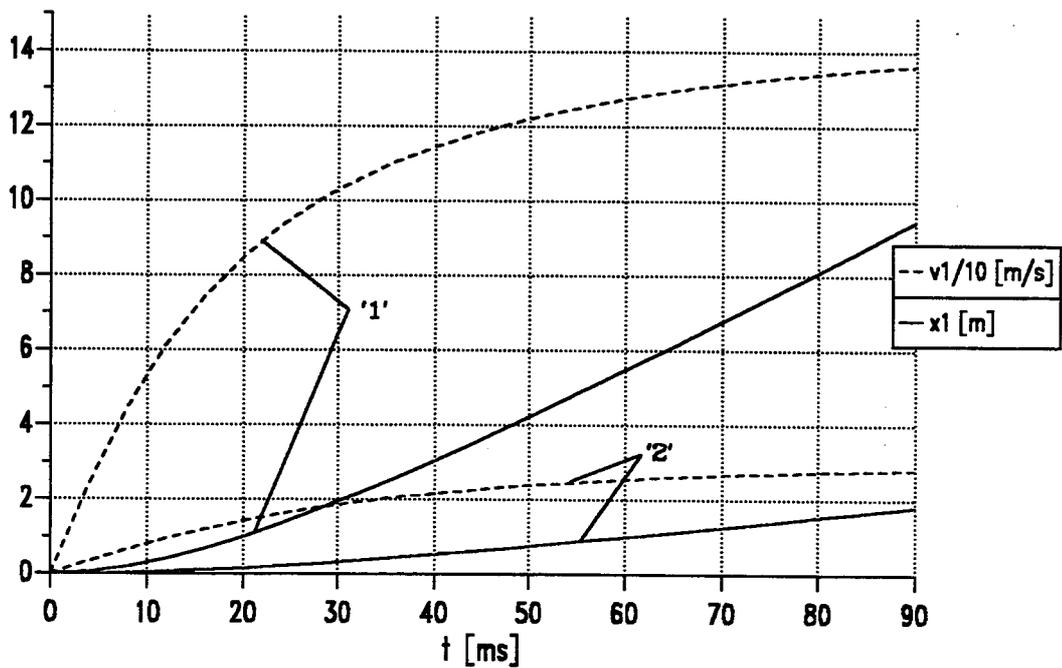


Abb. 21. Fragmentverhalten - Szenario 4: Die Abbildung zeigt das Bewegungsverhalten der Fragmente. Index '1': RDB-Oberteil, Index '2': Mantelstücke

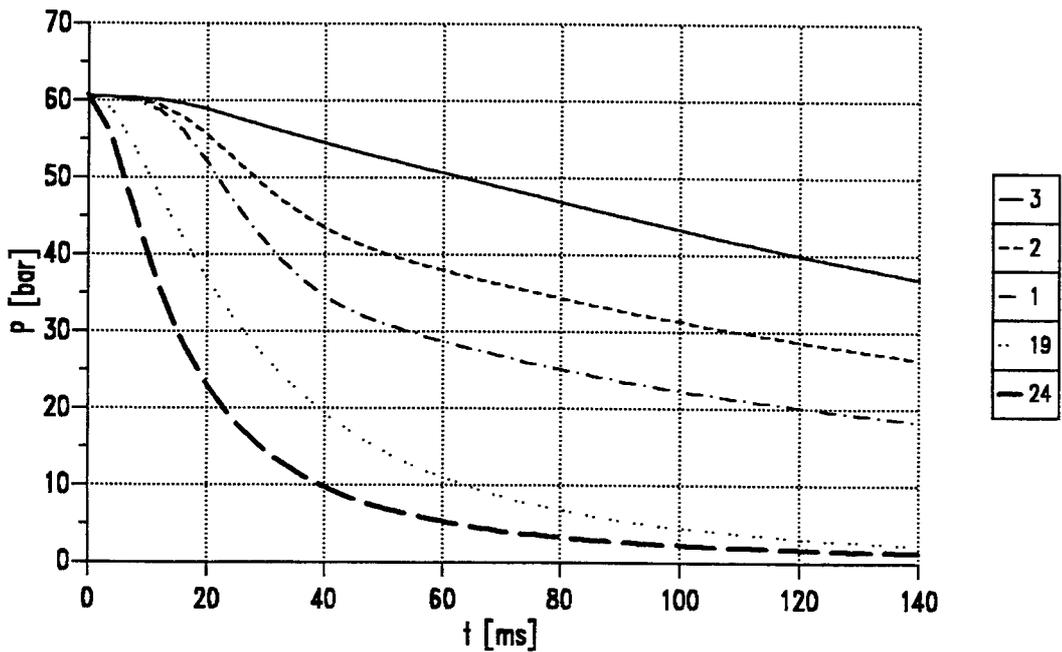


Abb. 22. Druckverlauf - Szenario 4: Dargestellt ist der Druckverlauf in einigen ausgewählten Volumina des Modells.

Szenario 5 - Einfluß des Berstens auf die Kugelschüttung

Mit einem leicht modifizierten Modell läßt sich der Einfluß eines Deckelabrisses auf die Kugelschüttung simulieren. Die beiden Bruchstücke stellen den oberen Teil des Reaktordruckbehälters und die komplette Deckenstruktur (Trageplatte, Stabantriebe, KLAKE-Behälter, Deckenreflektor, ...) dar. Die Kugelschüttung selbst wird in 12 Schichten und 11 Volumina unterteilt.³⁵ Entsprechend der Bewegung der einzelnen Kugelschichtelemente wird der Leervolumenanteil bei der Berechnung des Druckverlustes berücksichtigt.

Fragmentdaten:

Fragmentgewicht 1	185 t
Fläche	26.74 m ²
Fragmentgewicht 2	200 t
Fläche	26.74 m ²
Kugelschicht	6.54 t
Fläche	7.07 m ²

Abb. 23 auf Seite 47 zeigt die schematische Anordnung der verschiedenen beweglichen Elemente. Die Corestruktur des bekannten Standardmodells wurde in eine Schichtung von 12 Elementen (mit 11 Volumina) überführt. Abb. 24 auf Seite 47 zeigt die Darstellung als erweitertes XerXes-Modell.

³⁵ Effektiv besteht das XerXes-Modell also aus einer Schichtung von Kugelschichten und Gasvolumina. Die vorliegenden Druckdifferenzen zwischen den einzelnen Volumina sind also ausschlaggebend für die Bewegung der Kugelschichten.

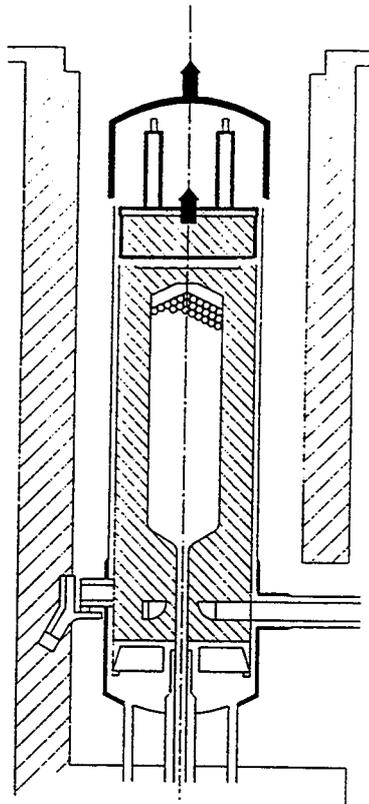


Abb. 23. Szenario 5: Einfluß auf die Kugelschüttung: Die Abbildung zeigt die Einteilung in Bewegungselemente. Die Kugelschüttung bildet insgesamt 12 unabhängige Elemente.

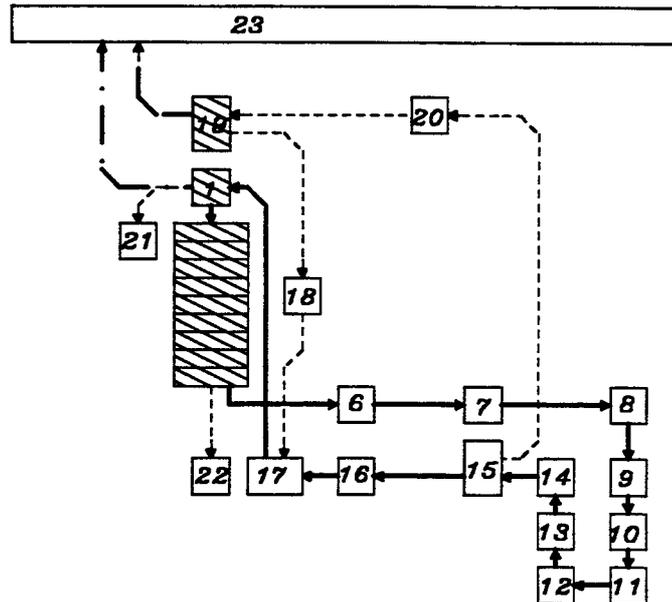


Abb. 24. XerXes-Modell zu Szenario 5: Im XerXes-Modell sind die Core-Volumina des Standardmodells durch 11 einzelne Schichten (Volumen '24'-'34') ersetzt worden.

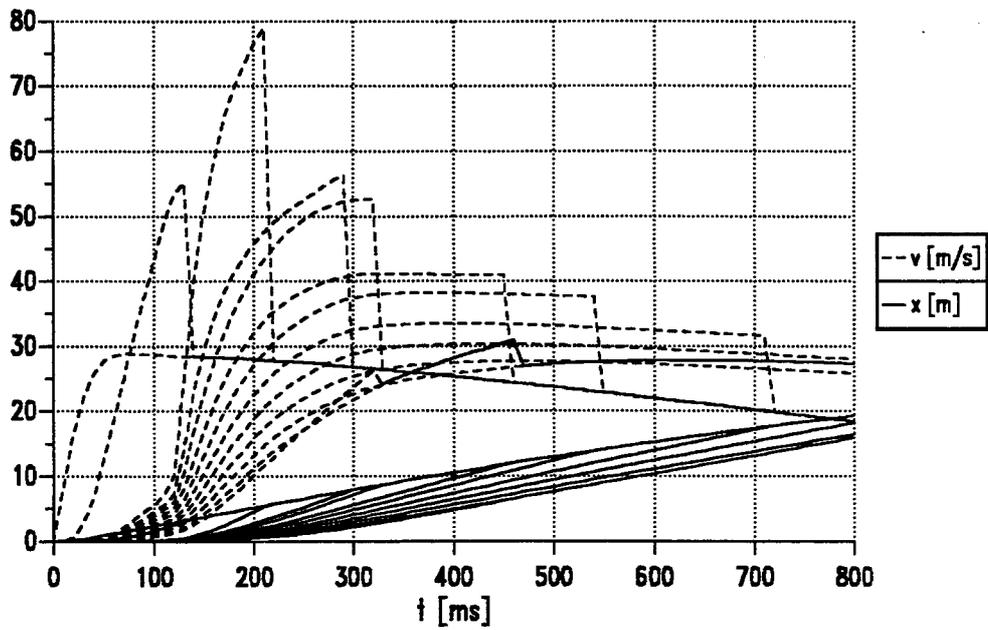


Abb. 25. Fragmentverhalten - Szenario 5: Die Abbildung zeigt die Bewegungsgrößen für die zwei Fragmente und die einzelnen Kugelschichten.

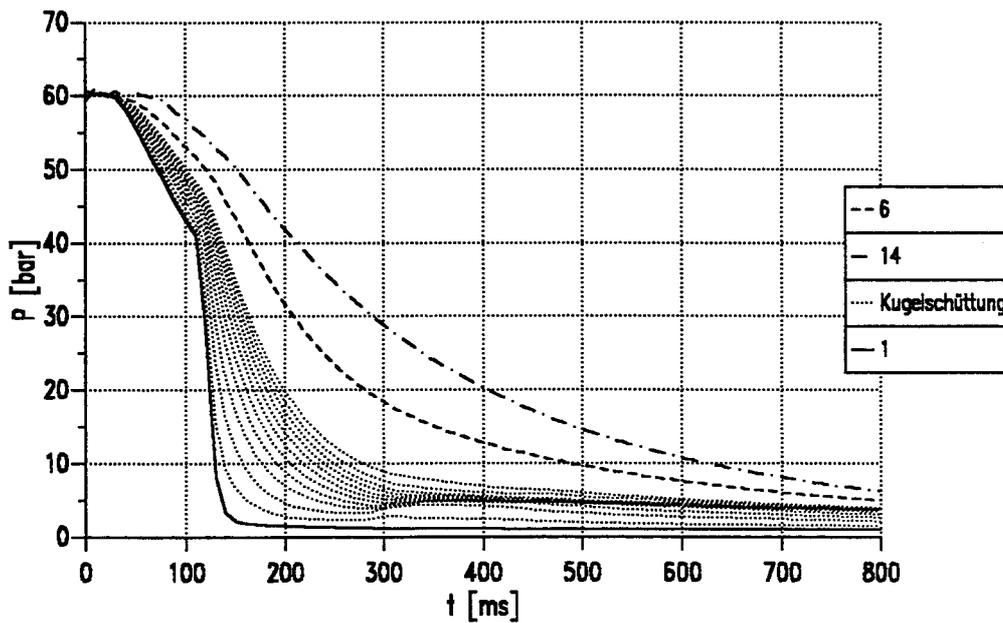


Abb. 26. Druckverlauf - Szenario 5: Dargestellt ist der Druckverlauf in den Volumina '19' - obere Kammer, '1' - Kaltgassammelraum und den Bereichen der Kugelschüttung. Als Vergleich zu diesen Drucktransienten ist zusätzlich der Druckverlauf in dem Verbindungsdruckbehälter (VDB) eingezeichnet.

4.3 Wechselwirkung der Fragmente mit der Umgebung

Die durch das hypothetische RDB-Versagen entstehenden Bruchstücke werden durch den Gasdruck beschleunigt und prallen mit einer bestimmten Geschwindigkeit und einem bestimmten Impuls auf die Strukturen des Reaktorschutzgebäudes auf (z.B. der Primärzelle).

In der Literatur findet sich eine ganze Reihe von Untersuchungen, die sich mit dem Aufprall von Objekten auf Strukturen beschäftigen. Allen voran ist hier die Militärtechnik zu finden, die schon vom Ansatz her mit dem Verhalten von Projektilen und deren Wechselwirkungen zu tun hat. Daher ist auch von vergleichsweise einfachen empirischen Ansätzen bis hin zu aufwendigen Finite-Elemente-Modellen (FEM) für nahezu jeden Fall eine passende Abschätzung zu finden. Für das Austreiben der Strukturen lassen sich auch prinzipiell Untersuchungen im Rahmen der sogenannten Zwischenballistik führen. Entsprechende Ansätze finden sich in /38/, /39/, /40/, /41/.

Untersuchungen bzgl. des Fragmentverhaltens wurden z.B. in /42/ gemacht (mit /10/). Eine genauere Betrachtung der vorliegenden Verhältnisse beim HTR-Modul zeigt, daß die Bruchstücke/Projektilen einen relativ großen Impuls besitzen und die Masse sich auf eine große Fläche verteilt. Dies gilt insbesondere für das Szenario I (Reaktordruckbehälterdeckel ist Projektil). Dadurch ist eine Ähnlichkeit zum Verhalten mit den Projektilen der Militärtechnik oder aber anderen Druckbehältern nicht mehr unbedingt gegeben.

Das Verhalten der 'Projektilen' beim Aufprall wird nach 5 verschiedenen Typen unterschieden. Abb. 27 auf Seite 50 zeigt diese Typen. Zum Teil stellen sie unterschiedliche Stadien des Aufpralls dar. Abhängig von dem Gesamtimpuls werden die einzelnen Phasen nacheinander durchlaufen.

- Penetration: Eindringen des Projektils in die Struktur um die Tiefe x_p
- Perforation: Das Projektil durchdringt die Struktur - hierbei kann das Projektil noch eine Restgeschwindigkeit beim Austritt auf der gegenüberliegenden Seite besitzen
- Scabbing: Abplatzen von Wandmaterial auf der Außenseite
- Spalling: Abplatzen/Auswerfen von Material auf der Innenseite der Wand (Aufprallfläche)
- Punching: Herausschlagen von Wandmaterial
- Gesamtreaktion der Wand: Die Auswirkungen des Aufpralls sind nicht mehr unmittelbar auf den Auftreffpunkt beschränkt

In /43/ ist eine Zusammenstellung mehrerer gebräuchlicher Formeln gegeben, die zur Bestimmung des Versagenstyps dienen. Entsprechend der Formulierung sind sie auch zur Auslegung von Wandstrukturen zur Abwehr von Geschossen zu verwenden. Das heißt es ist die Mindestdicke zu bestimmen, bei der ein bestimmtes Verhalten (meist Perforation/Durchdringung) zuverlässig zu verhindern ist.

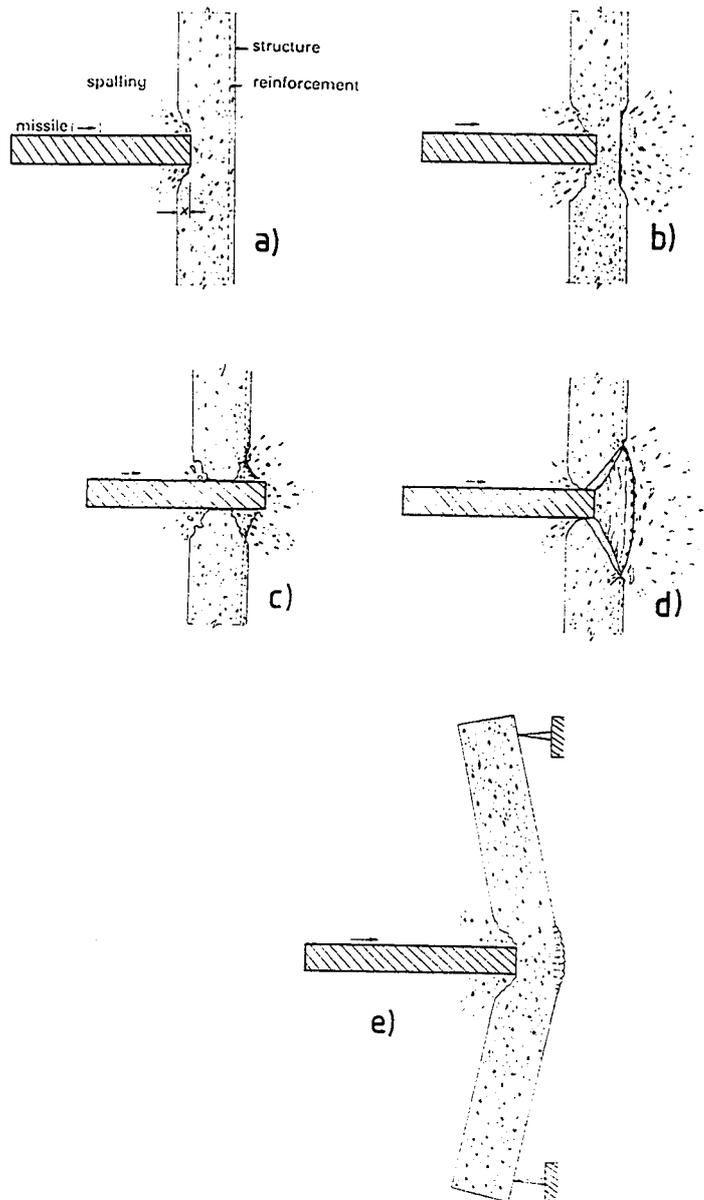


Abb. 27. Aufprallverhalten von Geschossen auf Wände: Die Abbildung zeigt schematisch die unterschiedlichen Mechanismen, die beim Aufprall eines Projektils auf einer Wand ablaufen.

- a) Penetration - Spalling
- b) Penetration - Spalling - Scabbing
- c) Perforation - Spalling - Scabbing
- d) Punching
- e) Belastung der ganzen Struktur

Eine aktuelle und umfassende Darstellung für verschiedene Projektile ist in /44/ gegeben. Es wurden die Ergebnisse von mehr als 300 Experimenten untersucht, die meisten

Projektile zylindrischer Art. Unter anderem wurden auch 'flache' Projektile mit anderer Querschnittsfläche und einem Verhältnis von Breite zu Dicke kleiner als 10:1 betrachtet. Dies ist im speziellen Fall für den Reaktordruckbehälterdeckel gegeben.

Die Ergebnisse und Restriktionen sollen daher im folgenden kurz diskutiert werden.

Bestimmt wird die kritische Geschwindigkeit v_c , die das Projektil mindestens haben muß, um die Wand zu durchstoßen. Ist die Geschwindigkeit (bzw. der Impuls) größer, so verbleibt die Restenergie als Bewegungsenergie. Für die gegebenen Geschwindigkeiten ist also der Vergleich zur berechneten Aufprallgeschwindigkeit des Bruchstücks bei gegebenen Parametern zu machen. Für flache Projektile gilt³⁶:

$$v_c = 1.3 \rho^{1/6} f_{cy}^{1/2} \left(\frac{P e^2}{\pi m} \right)^{2/3} (\Gamma + 0.3)^{1/2} \quad (4.3.1)$$

Hierbei ist f_{cy} die Zylinderdruckfestigkeit des Wandmaterials, ρ die Dichte des Wandmaterials, P der Umfang des Projektils, e die Dicke der Wand, m die Masse des Projektils und Γ der Bewehrungsgrad. Gleichzeitig wird darauf hingewiesen, daß die Streubreite der gemessenen Ergebnisse zwischen +30% und -15% liegt. Weiterhin gelten die Einschränkungen³⁷:

$$\begin{aligned} 11. &< v_c < 300. \quad [\text{m/s}] \\ 0.0 &< \Gamma < 0.75 \quad [\%] \\ 0.2 &< \frac{P}{\pi e} < 3. \quad [-] \\ 150. &< \frac{m}{p^2 e} < 10^4 \quad [\text{kg/m}^3] \end{aligned} \quad (4.3.2)$$

Abb. 28 auf Seite 52 zeigt den Verlauf der kritischen Geschwindigkeit in Abhängigkeit von dem Fragmentgewicht für die betrachteten Szenarien unter XerXes. Als Variationsgröße wurde der Armierungsgrad des Betons gewählt.

Für die Randbedingungen gilt:

$$\frac{P}{\pi e} = \frac{19.07}{3.14 \cdot 2.5} = 2.43 \quad [-] \quad (4.3.3)$$

$$\frac{m}{p^2 e} = \frac{m}{19.07^2 \cdot 2.5} = \frac{m}{90} \quad [\text{kg/m}^3] \quad (4.3.4)$$

Das heißt die Randbedingungen sind für alle betrachteten Fälle erfüllt.

Die mit XerXes berechneten Aufprallgeschwindigkeiten sind ebenfalls in das Diagramm eingezeichnet. Unter Berücksichtigung dieses Modells ergibt sich so für die verschiedenen Szenarien:

³⁶ Diese Formel wird in /43/ leicht modifiziert zitiert: $r^{0.27}$ für den Γ -Term, wobei r als 'bending reinforcement quantity' ($0.125\% < r < 0.5\%$) bezeichnet wird.

³⁷ Diese Randbedingungen folgen aus den durchgeführten Experimenten. Das heißt aber nicht, daß die Gleichung mitunter nicht über diesen Bereich hinaus extrapoliert werden kann.

Perforation der RSG-Decke $e = 2.5 \text{ m}$			
Fall	Aufprallgeschwindigkeit [m/s]	kritische Geschwindigkeit [m/s]	
		$\Gamma = 0.0$	$\Gamma = 0.2$
<i>Szenario 1</i>	75.	299.	386.
<i>Szenario 2</i>	41.	35.4	45.8
<i>Szenario 3</i>	26.	22.9	29.6

Tab. 6. **Kritische Geschwindigkeiten (Perforation):** Die Tabelle gibt einen Vergleich der mit XerXes berechneten Aufprallgeschwindigkeit der RDB-Fragmente mit den zur Perforation der RSG-Decke nötigen kritischen Geschwindigkeit.

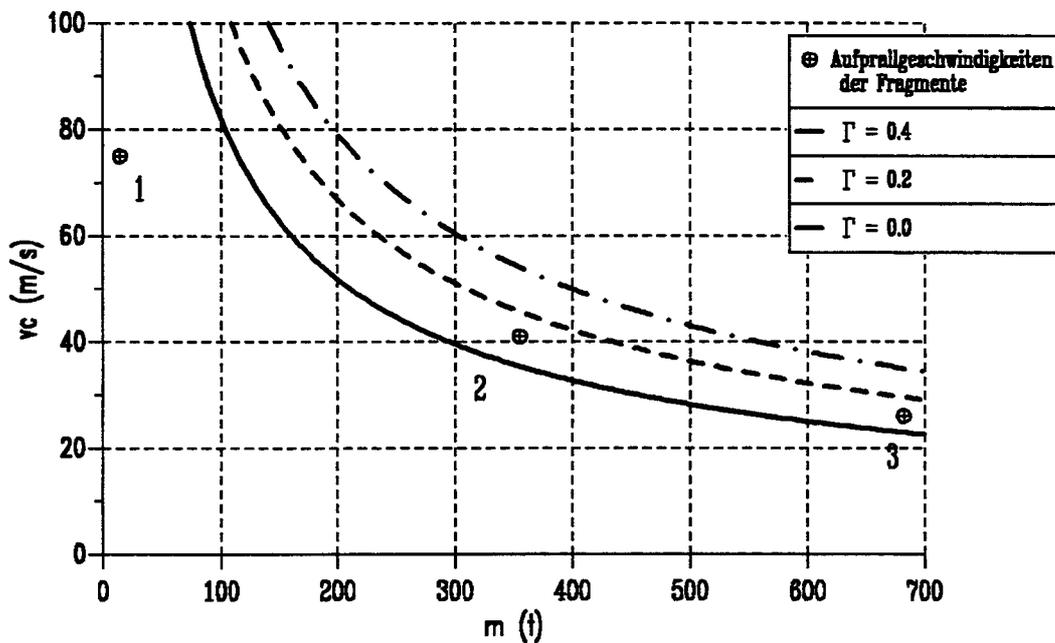


Abb. 28. **Kritische Geschwindigkeit zur Perforation:** Die Abbildung zeigt die kritische Geschwindigkeit als Funktion der Projekttilmasse. Die Parameter der Struktur und des Projektils bleiben konstant. Variationsgröße ist der Armierungsgrad Γ .

Ein anderes Kriterium zur Abschätzung der Strukturbelastung ist die Betrachtung des Impulses der Fragmente und der Vergleich mit bekannten Lastgrößen.

Die Vollschutzdecke des Reaktorschutzgebäudes ist, so wenn nicht zwingend vorgeschrieben, doch gegen Flugzeugabstürze ausgelegt. Entsprechend den BMI-Störfalleitlinien gehört die Gruppe der zivilisatorisch bedingten Ereignisse, die zu einer Störung des normalen Betriebsablaufes führen, nicht zu den sogenannten Auslegungsstörfällen. Begründet wird das mit der geringen Eintrittswahrscheinlichkeit. Eine Auslegung gegen diese 'unwahrscheinlichen' Ereignisse erfolgt im Zuge der allgemeinen Risikominimierung.

Spricht man von Flugzeugabsturz, dann ist meist eine schnellfliegende Militärmaschine gemeint. Die Hauptgefährdung geht bei einem solchen Jet von der durch die hohe

Drehzahl stabilisierten Turbinenwelle aus. Diese prallt mit nahezu unverminderter Geschwindigkeit auf die Wand und überträgt da einen Impuls von 4.4 MNs /45/. Strukturuntersuchungen werden dabei mit einem definierten Stoßlast-Zeit-Verlauf /5/ durchgeführt. Die maximale Stoßlast beträgt entsprechend diesem Verlauf 110 MN, die Aufprallfläche wird zu 7 m² gesetzt.

Der Vergleich mit den berechneten Impulsgrößen der Bruchstücke beim Druckbehälterversagen des HTR-Modul zeigt, daß der Deckel allein die Decke nicht durchschlagen kann. Für alle anderen dargestellten Ereignisabläufe liegt der Impuls in der Größenordnung der Auslegungswerte. Das gilt auch, wenn der Impuls auf die entsprechend größere Aufprallfläche bezogen wird.

Zusammenfassend läßt sich also sagen, daß nach beiden vorgestellten Methoden der Druckbehälterdeckel die Decke nicht perforieren kann. Für die Szenarien 2 und 3 liegen die Belastungen in der Größenordnung der Auslegung. Entsprechend der Abb. 28 auf Seite 52 wird zwar die kritische Geschwindigkeit für alle Werte von $\Gamma > 0.2$ nicht erreicht, es ist aber zu berücksichtigen, daß diese kritische Geschwindigkeit nicht 'exakt' ist, sondern erheblich um die Kurve streut.³⁸ Es gibt keinen Sicherheitsfaktor, so daß von einer starken Beeinträchtigung der RSG-Decke auszugehen ist. Darüberhinaus ist zu vermuten, daß die Decke nicht nur lokal, sondern insgesamt auf den Aufprall der Bruchstücke reagieren wird.

³⁸ Das ergibt sich auch bei zusätzlicher Betrachtung von weiteren Ansätzen zum Perforationsverhalten nach /43/. Auf eine Darstellung wird verzichtet, da die Gültigkeitsbereiche nicht ausreichend dokumentiert sind und so nur vermutet werden können.

5.0 Rekritikalität einer veränderten Corekonfiguration (Rekritikalität)

5.1 Übersicht

Kommt es zu einem spontanen Versagen der Druckbehältereinheit, so läßt sich a priori nicht exakt vorhersagen, welche geometrische Form das Core und die umgebenden Reflektorstrukturen unmittelbar nach Beendigung des Berstvorganges haben werden. Auf Erfahrungswerte kann hier kaum zurückgegriffen werden, da die meisten Druckbehälter weniger Einbauten besitzen.

Ist also schon die Wahrscheinlichkeit für ein Druckbehälterversagen hinreichend klein, so ist die exakte Lage und Form des Risses, bzw. die Anzahl der entstehenden Fragmente nicht zu definieren. Für die darauffolgende Verlagerung des Cores lassen sich also nur Abschätzungen angeben.

Unter diesem Gesichtspunkt wurde überlegt, welche geometrische Formen des Cores zu einer maximalen zusätzlichen Belastung des Cores durch Einbringen einer Reaktivität ergibt. Parallel soll dabei auch die physikalische Möglichkeit einer solchen Struktur untersucht werden. Damit ist es prinzipiell möglich, Aussagen über die Größenordnung zu erwartender Reaktivitätsmengen zu machen.

In dem vorliegenden Fall wird daher in vereinfachter Weise davon ausgegangen, daß das Core eine Zylinderform besitzt. Ausgangspunkt ist das Szenario eines Axialrisses (Längsriß) in der Wand des Reaktordruckbehälters. Ein Teil der gespeicherten Druckenergie des Heliums wird zur Verformung des Druckbehältermaterials während des Explosionsvorganges aufgebraucht. Da die internen Strukturen des Reaktordruckbehälters gegen diese spontane Belastung nicht ausgelegt sind, ist davon auszugehen, daß diese weitgehend den Verformungen des Reaktordruckbehälters folgen werden. Abb. 29 auf Seite 58 zeigt dieses Szenario in schematischer Weise. Eine exaktere Beschreibung der getroffenen Annahmen ist bei den einzelnen Fallstudien gegeben.

5.2 Das Programmpaket V.S.O.P.

Zu Beginn der Betrachtungen stellte sich heraus, daß die exakte Berechnung der neuen Multiplikationskonstanten k_{eff} mit Hilfe numerischer Programme mit einigen Schwierigkeiten verknüpft war. Die vorhandenen Programme verstehen sich im wesentlichen als Auslegungsprogramme, die die bestimmungsgemäße Verwendung der Reaktoren simulieren und daraus Informationen für die Brennelementauslegung und -Beschickung ableiten. Dies gilt allerdings im besonderen nicht für die thermohydraulischen Programme, die die inhärenten Sicherheitseigenschaften von Hochtemperaturreaktoren untersuchen.

Als Lösungsvorschlag wurde auf das etablierte Programmpaket V.S.O.P. /46/, /47/ zurückgegriffen, welches eine Vielzahl von Dienstprogrammen und Funktionen bereitstellt (siehe auch „Anhang G. Das Programmpaket V.S.O.P.“ auf Seite 181). Das Programm beschreibt im wesentlichen den exakten Reaktorbetrieb und führt neben der Berechnung der Energiespektren, Abbrandberechnung, Brennstoffzyklusrechnung, Brennelementbeschickung auch die Diffusions- und Kritikalitätsberechnung durch. Die

Darstellung des Berstvorgangs und die Berechnung der Kritikalität ist im wesentlichen mit dem Problem der sich verändernden Geometrie verknüpft. Dieses Problem wurde für den vorliegenden Fall in der Art gelöst, daß hier mit Hilfe der Restartfähigkeit des V.S.O.P.-Pakets jeweils zwei verschiedene Geometrien betrachtet werden.

Die erste Geometrie/Konfiguration entspricht der Auslegung des HTR-Moduls, die im folgenden noch beschrieben wird. Im ersten Berechnungsschritt wird dann ausgehend vom Erstcore des Reaktors das Gleichgewichtscore berechnet. Dieses Gleichgewichtscore stellt sich nach etwa 4 Reaktorbetriebsjahren ein. Das postulierte Reaktordruckbehälterversagen wird für diesen Betriebsfall angesetzt. Ausgehend von den bekannten Spaltmaterialkonzentrationen in den frischen Brennelementen bauen sich während des Leistungsbetriebs des Reaktors Spaltproduktkonzentrationen auf, die bestimmt werden. Für die Rechnung werden die wichtigsten Isotope berücksichtigt. Diese so gewonnenen Gleichgewichtskonzentrationen an Spaltprodukten werden im letzten Berechnungsschritt (auf einem Datensatz) gespeichert.

Die zweite Geometrie, die im zweiten Rechnungsschritt benutzt wird, entspricht der deformierten, zerstörten Reaktorgeometrie. Hier hat dann insbesondere das Core eine veränderte Geometrie, dabei bleibt jedoch der theoretische Leervolumenanteil der Kugelschüttung von $\varepsilon = 0.39$ erhalten. Das heißt es findet keine Kompaktierung, gleich welcher Art statt.³⁹ Die Anordnung entspricht also einer fiktiven Konstellation, die bei Beendigung des Berstvorganges vorliegen könnte. Das heißt insbesondere, daß alle Bewegungsvorgänge, die eine Veränderung der Coregeometrie implizieren könnten, abgeklungen bzw. nicht mehr relevant sind. Die Nuklidkonzentrationen werden aus dem Speicher in die entsprechenden Bereiche kopiert. Für diese Anordnung wird dann eine Kritikalitätsrechnung durchgeführt.

Die verschiedenen betrachteten Fallstudien sind in dem Kapitel „Fallstudien“ auf Seite 60 näher beschrieben.

5.3 Diskretisierung des HTR-Moduls in V.S.O.P.

Abb. 30 auf Seite 59 zeigt die Darstellung des HTR-Moduls in V.S.O.P. /48/. Es ist erkennbar, daß für die Berechnung des neutronenphysikalischen Verhaltens des Reaktors nur die inneren (keramischen) Strukturen von Bedeutung sind. Strukturen außerhalb des Kernbehälters besitzen hier nur untergeordnete Bedeutung.⁴⁰

Die durch das Berstscenario postulierte deformierte Reaktorgeometrie läßt sich nur annäherungsweise durch eine zweidimensionale orthogonale Gitterstruktur beschreiben.

³⁹ Dies ist ein wichtiger Aspekt, da eine solche Kompaktierung, z.B. ausgelöst durch Korrosionsprozesse in Wasser oder Luftatmosphäre, die Spaltstoffkonzentrationen im Core erhöhen kann. Dies ist allerdings als Langzeit- und nicht als Kurzeiteffekt zu betrachten. Ob eine hierdurch ausgelöste Rekritikalität des zerstörten Systemes durch geeignete Maßnahmen nicht abzuwenden ist, sei allerdings dahingestellt. Welche charakteristischen Zeiträume bei üblichen Korrosionsszenarien zu beachten sind, ist hier nicht Gegenstand der Betrachtungen.

⁴⁰ Diese Darstellung gilt daher nur für die neutronenphysikalischen Berechnungen, jedwede thermohydraulischen Berechnungen sind demgegenüber in anderen Darstellungen zu finden. Die Überlagerung beider Anordnungen muß im Besonderen zur Deckung kommen.

Bei beschränkter Zeilen- und Spaltenzahl sind nichtorthogonale Strukturen nur schwer zu erfassen. Eine weitere Einschränkung ergibt sich aus der Zwangsforderung, daß das Modell rotationssymmetrisch sein muß. Auf diese Forderung wird im weiteren später noch detailliert eingegangen. Der Corebereich besteht aus mehreren senkrechten Kanälen (hier: 4 Stück), die vereinfacht das Fließschema der Kugeln repräsentieren.⁴¹ Die Kanäle wiederum enthalten mehrere sogenannte 'Layer', die sich aus mehreren (hier: 10) 'Batches' zusammensetzen. Jeder Batch ist mit Brennelementen gleicher Nuklidzusammensetzung belegt. Diese Brennelemente sind in unterschiedlicher Zahl durch das Core zyklisiert worden und repräsentieren in einem Medul-Core (Mehrfachdurchlauf-Core), Kugeln unterschiedlichen Abbrandes. Die verschiedenen Eigenschaften werden entsprechend in mittleren Eigenschaften des Layers zusammengefaßt. Die Layer sind so über das Corevolumen verteilt, daß sie ein einheitliches Volumen besitzen.

Schwierigkeiten bei der zweidimensionalen Modellierung einer dreidimensionalen Struktur liegen immer dann vor, wenn es wie in diesem Fall von der Rotationssymmetrie abweichende Gestaltungselemente gibt. Beim HTR-Modul ist diese Schwierigkeit unter anderem bei den sechs Kontrollstäben gegeben. Im vorliegenden Modell ist daher ein rotationssymmetrischer Spalt in dem Seitenreflektor vorgesehen, der die gleiche effektive Menge an Bor enthält, wie eine umlaufende Verteilung der Kontrollstäbe. Der 'Kontrollstab' kann in diesem Bereich entsprechend der Rasterung frei bewegt werden. Entsprechend ist in diesem Bereich die Nuklidichte der Reflektormaterialien als Effektivwert, die Kontrollstabbohrungen berücksichtigend, eingesetzt.

Diese Anordnung wird durch das V.S.O.P.-Unterprogramm BIRGIT bereitgestellt. Jeder dieser Bereiche (Kompositionen) repräsentiert einen Bereich gleichartiger Eigenschaften. Darüber hinaus können mehrere Bereiche einer Spektralzone zugeordnet werden. Das heißt, daß die Programme GAM (schnelles und epithermisches Spektrum) und THERMOS (thermisches Spektrum) für sie ein einheitliches Energiespektrum berechnen. Die Diffusionsrechnung, die mit Hilfe des Programms CITATION berechnet wird, benötigt ein feinmaschiges Gitter, das dem beschriebenen V.S.O.P.-Gitter in entsprechender Weise überlagert wird. In diesem Fall ist dies ein 42x79 Maschen umfassendes Gitter.

Die Erfassung der Daten für die Brennelementauslegung wird durch das Programm DATA-2 übernommen. Diese Auslegung entspricht hier dem standardmäßigen Modell eines Brennelements mit 7 g Schwermetall bei 7,8% Anreicherung, so daß dieses hier nicht näher erläutert werden muß.

⁴¹ Die Vereinfachung läßt sich durch entsprechende Vorgaben, z.B. durch Simulation eines Abzugskonus, beeinflussen.

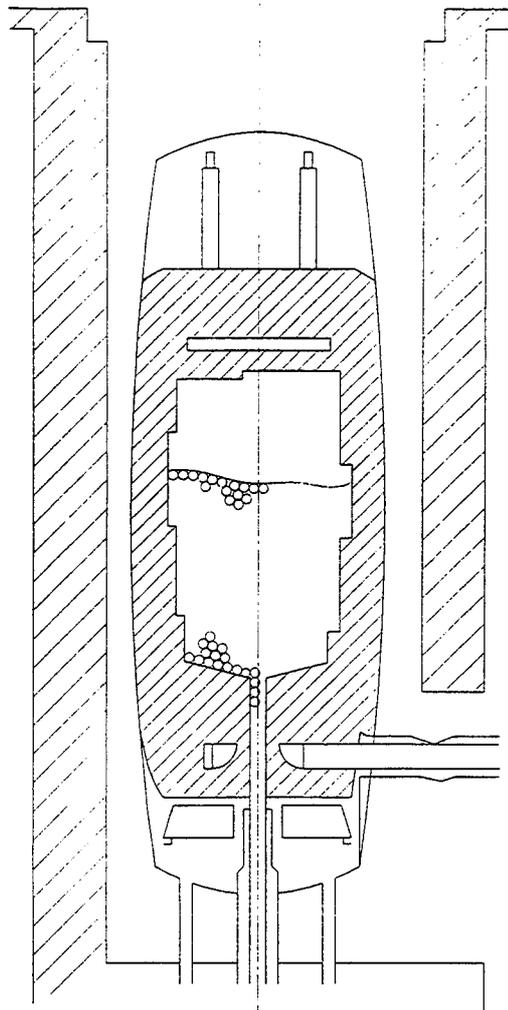


Abb. 29. Veränderung der Reaktorgeometrie durch Behälterbersten: Die Abbildung zeigt schematisch die Veränderung der Coregeometrie und der zugehörigen äußeren Strukturen.

HTR-Modul

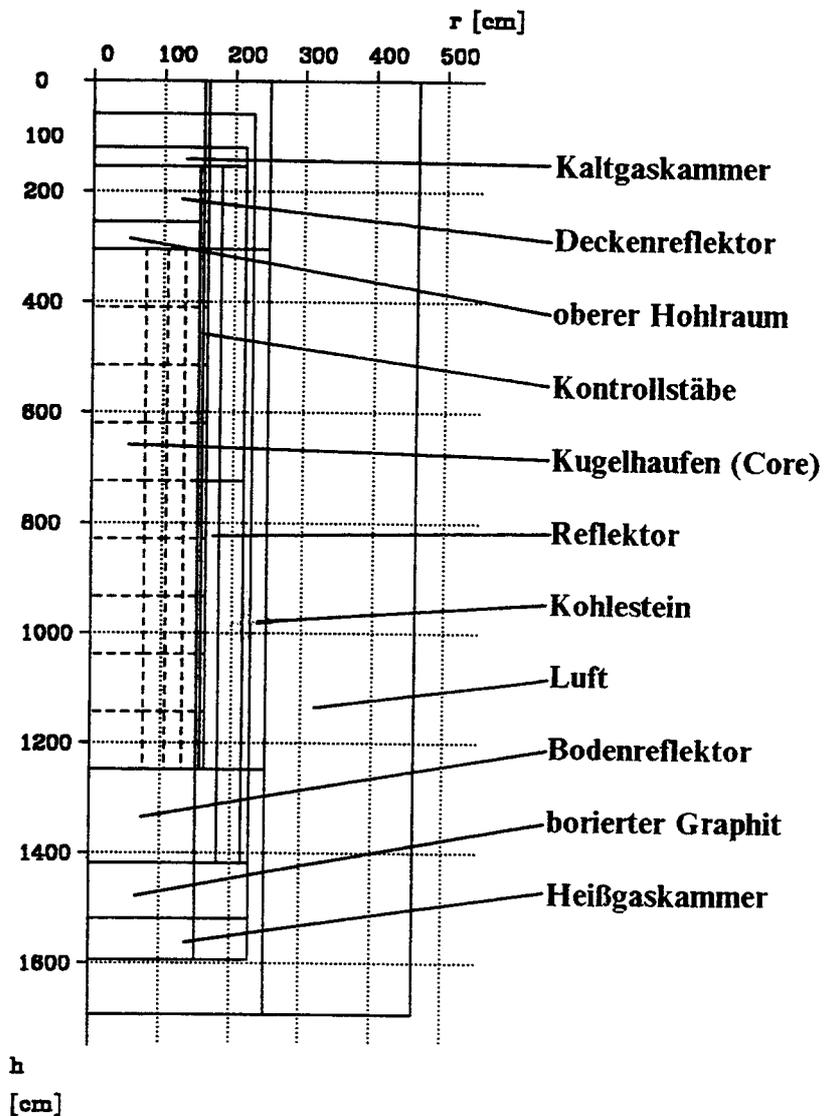


Abb. 30. V.S.O.P.-Kompositionsanordnung: Die Abbildung zeigt die Kompositionsanordnung des V.S.O.P.-Modells für den HTR-Modul. Diese Anordnung ist auch Basis für Computersimulationen zum Normalbetrieb des HTR-Moduls [48]. Die Darstellung zeigt einen Schnitt durch den Reaktordruckbehälter in einer r - z -Ebene. Die Mittelachse befindet sich auf der linken Kante.

5.4 Fallstudien

Ausgehend von dem Modell des HTR-Moduls werden verschiedene Fälle untersucht, die einen möglichst weiten Bereich an Geometrien, die nach einem Behälterbersten vorliegen können, abdecken sollen. Für diese verschiedenen Fälle werden parameterartig die H/D-Verhältnisse verändert. Diese Zuordnung ist bei allen betrachteten Fällen gleich und erlaubt einen direkten Vergleich der verschiedenen Einflußfaktoren. Tab. 7 auf Seite 61 zeigt die zu den entsprechenden Parameterbezeichnungen zugehörigen Coremaße.

Für die betrachteten Berstsznarien gilt gleichermaßen, daß bei Beendigung des Berstvorganges vorliegende Geometrie zur Ruhe gekommen ist und entsprechend durch die orthogonale Maschengeometrie des Programmpakets V.S.O.P. angenähert werden kann.

Die Umformung des Cores erfolgt dabei selbstähnlich. Das heißt die Brennelemente verbleiben in ihrer entsprechenden Position, es findet lediglich eine Verzerrung des Zylindercores statt. Welchen Einfluß eine Vermischung verschiedener Batches auf das Ergebnis hat, wird in einer gesonderten Falluntersuchung betrachtet.

Weiterhin wird keinerlei Art von Abschaltreaktivität, sei es durch einfallende Abschalt/Steuerstäbe oder durch ausgelöste KLAKE-Absorber-Einheiten berücksichtigt.⁴²

Als wichtige Eingangsgröße zur Spektrumsrechnung muß die Temperatur in den Spektralzonen bekannt sein. Bei üblichen Berechnungen von Reaktortransienten wird diese Berechnung von dem Programmteil THERMIX/KONVEK übernommen. Im Fall des Behälterberstens ist eine solche Berechnung nicht sinnvoll. Für die veränderten Geometrien wird die gleiche Temperaturverteilung (bezogen auf die jeweilige Komposition/Spektralzone) angenommen, wie beim stationären Betrieb vorher. Das heißt unter den gemachten Annahmen findet die Umstrukturierung des Cores schlagartig statt, die Druckentlastung bedingt keine Abkühlung und jeglicher Einfluß der Leistungssteigerung aufgrund eingebrachter Reaktivität wird vernachlässigt. Die Rückkopplung der Temperatur auf die Reaktivität wird in einem getrennten Schritt im „Studien/Berechnungen mit dem Programm FAST2“ auf Seite 104 betrachtet.

⁴² Diese Annahme erscheint sowohl berechtigt als auch unberechtigt. Bedingt durch das Behälterbersten wird sich die Seitenreflektorgeometrie verziehen und verzerren, so daß vordem fluchtende Anordnungen nicht mehr begründbar erscheinen. Das Einfallen der Stäbe ist nicht möglich. Allerdings sind im Gegensatz dazu die KLAKE-Absorber-Einheiten ausgelöst. Diese kleinen Kugeln (10 mm Durchmesser) werden in den Seitenreflektorbohrungen einfallen oder durch den Berstvorgang sogar ins Core verstreut (wo sie auf den Bodenreflektor rieseln werden). Dies erscheint plausibel, wird aber wegen der Frage nach dem maximalen Reaktivitätsbeitrag durch das Behälterbersten nicht weiter betrachtet.

Höhe [cm]	Durchmesser [cm]	Höhe/Durchmesser [-]	Fallbezeichnung
943.00	300.00	3.14	E1
619.99	370.00	1.68	E4
496.30	413.56	1.20	E6
409.65	455.20	0.90	E5
339.53	500.00	0.68	E3
276.85	553.72	0.50	E7
163.74	720.00	0.23	E2

Tab. 7. Parameterbezeichnungen für verschiedene Coregeometrien

5.4.1 Kompaktierung der Coregeometrie mit Absturz des Deckenreflektors

Im folgenden wird ein Szenario betrachtet, welches ähnlich zu dem eingangs betrachteten, allgemeinen Fall ist.

Als Initialvorgang mag der Reaktordruckbehälter durch einen Längsriß zerstört werden. Hierbei kommt es durch inelastische Verformung des Materials zu einer bleibenden Stauchung, Verdickung im Corebereich. Um eine Abschätzung für eine obere Grenze der maximal möglichen Überschußreaktivität zu erhalten, wird davon ausgegangen, daß nicht nur alle Brennelemente innerhalb des Kernbereichs verbleiben, sondern auch das Reflektormaterial eine für diesen Fall 'optimale' Anordnung einnimmt. Dies ist gegeben, wenn der Deckenreflektor durch die Belastung des Berstvorganges soweit gelöst ist, daß er (teilweise) auf die Oberfläche der Kugelschüttung fallen kann. Abb. 31 auf Seite 62 zeigt das Rechenmodell für den Geometrieparameter E6. Es ist erkennbar, daß für diese Abschätzung die interne Struktur des Deckenreflektors erhalten bleibt. Der untere Teil des Modells ist gegenüber dem Auslegungsmodell des HTR-Moduls (E1) nicht verändert. Aufbauend auf diesen Bereich des Bodenreflektors befindet sich die Kugelschüttung mit verändertem H/D-Verhältnis (für E6: $H/d = 1.2$). Die Seitenreflektorstruktur ist nach außen verschoben, in ihrer Gestalt aber unverändert.

Abb. 32 auf Seite 63 zeigt die Ergebnisse der Berechnungen mit V.S.O.P. Ausgehend von der ursprünglichen Geometrie des HTR-Moduls (Fall: E1), ergibt sich, wie zu erwarten, eine Vergrößerung der Multiplikationskonstanten. Als Maximalwert ist hier $k_{\text{eff}} = 1.04$ abzulesen. Wie schon erläutert gilt dies für einen 'idealen' Reflektor⁴³.

⁴³ Die Bezeichnung 'ideal' ist hier nicht mit 'ideal' im Sinne von optimal gleichzusetzen. Vielmehr bezeichnet 'ideal' den Zustand, der herbeigeführt werden müßte, um einen möglichst großen Reaktivitätseintrag zu verursachen. Im Hinblick auf eine konservative Betrachtung des Druckbehälterversagens wird hier von 'ideal' gesprochen.

HTR-MODUL Fall: E6

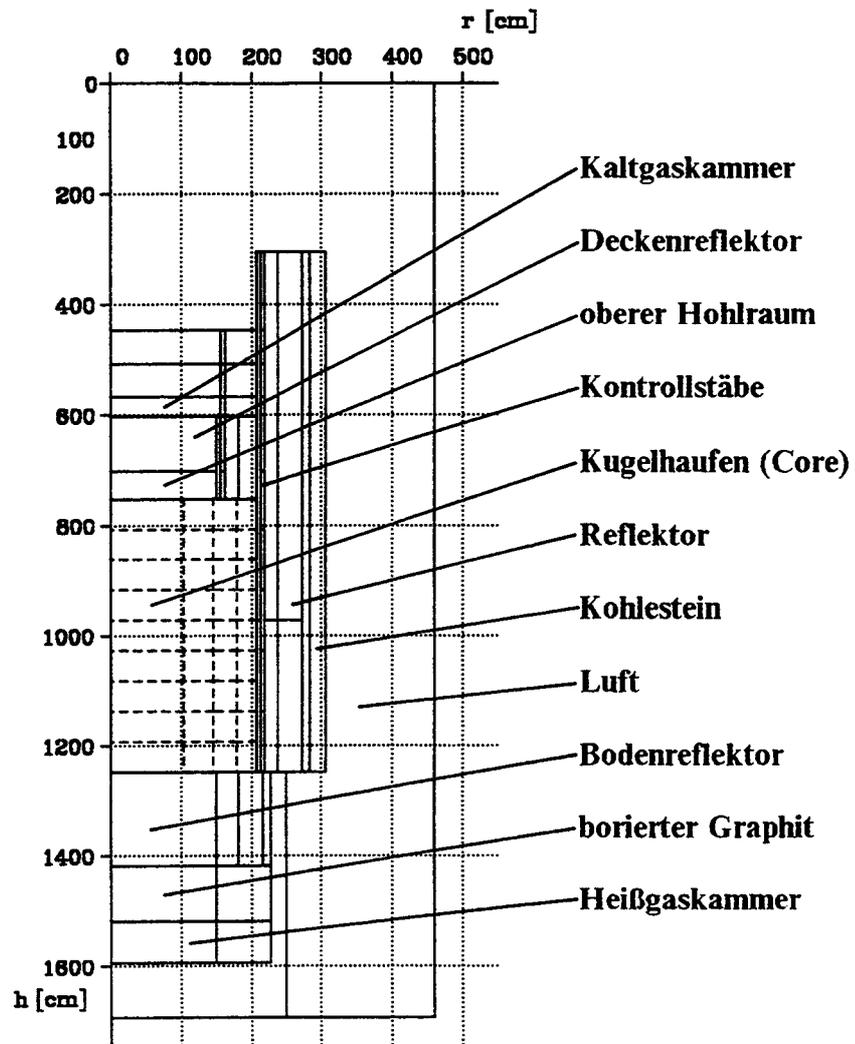


Abb. 31. V.S.O.P.-Kompositionsanordnung (E6 mit Deckenreflektor): Die Abbildung zeigt die Kompositionsanordnung des V.S.O.P.-Modells für den Fall zerstörten HTR-Moduls. Der Deckenreflektor fällt nach Beendigung des Berstvorganges auf die Oberfläche des Kugelhaufens zurück.

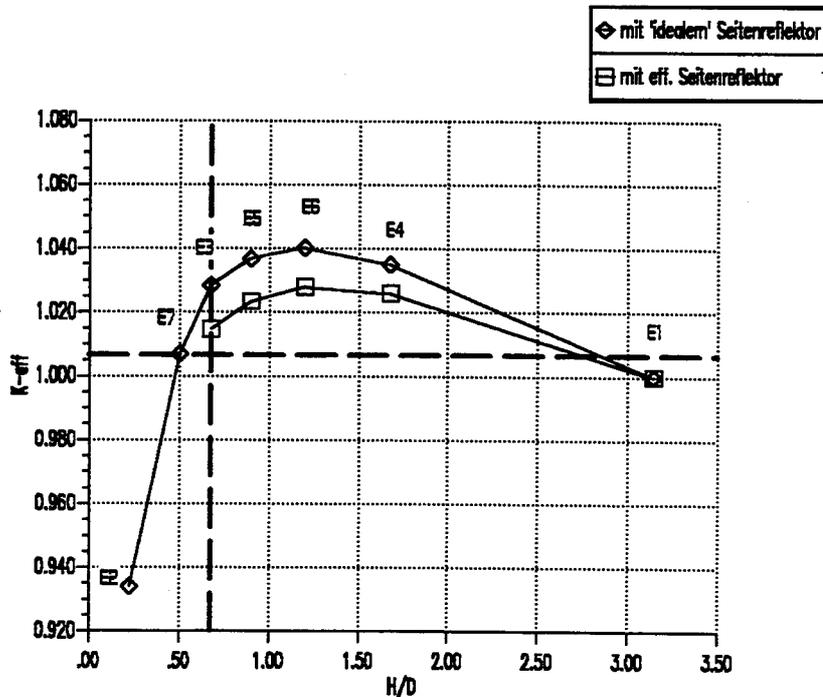


Abb. 32. k_{eff} -Werte, V.S.O.P.-Modell mit Deckenreflektor: Die Abbildung zeigt die Rechenergebnisse des V.S.O.P.-Pakets für Veränderung des H/D-Verhältnisses des Cores unter Berücksichtigung der Reflektorwirkung der Deckenstruktur. Als 'idealer' Seitenreflektor wird hier ein Reflektor mit den ursprünglichen Nuklidichten betrachtet. Im Gegensatz dazu gilt bei dem 'effektiven' Seitenreflektor die Massenerhaltung, die Nuklidichten im Seitenreflektor sind verringert. Der markierte H/D-Wert entspricht der äußeren Stabilitätsgrenze der Seitenreflektorstruktur. Der in der Abbildung markierte k_{eff} -Wert entspricht einem Reaktivitätswert von $\rho = 1\beta$. Das heißt die Reaktivität entspricht gerade dem Anteil der verzögerten Neutronen.

5.4.2 Kompaktierung der Coregeometrie ohne Absturz des Deckenreflektors

Der nun betrachtete Fall beschreibt ein Szenario, welches durch den Berstvorgang ein verändertes H/D-Verhältnis der Coregeometrie herbeiführt. Der Deckenreflektor wird nicht aus seiner Position gelöst, sondern bleibt stabil. Die Abb. 33 auf Seite 65 zeigt die Konfiguration des V.S.O.P.-Modells für diesen Fall. Aus programmtechnischen Gründen kann die exakte Modellierung nicht nachvollzogen werden. Die Seitenreflektorstruktur wird entsprechend dem neuen H/D-Verhältnis nach außen gerückt.

Wie sich bei den Ergebnissen noch zeigen wird, unterscheidet sich dieser Fall nicht wesentlich von dem Fall, daß die Deckenreflektorstruktur bei dem Berstvorgang weggeschleudert wird. Dies ist bei einem anderen Szenario, Radialriß im oberen Bereich des Reaktordruckbehälters, denkbar.

Die Ergebnisse sind in Abb. 34 auf Seite 66 dargestellt. Wie zu erwarten liegen die berechneten k_{eff} -Werte niedriger als im Fall mit Deckenreflektorabsturz. Der Maximalwert tritt hier für die Geometrieform E4 auf und beträgt 1.022. Als Reaktivität formuliert sind

das 2.145 Nile.⁴⁴ Offensichtlich ist es so, daß nur noch die Fälle E4, E5 und E6 eine Rekritikalität verursachen.

Erfolgt die Berechnung der Multiplikationskonstanten unter Berücksichtigung eines effektiven Seitenreflektors, dann beträgt die maximale Überschußreaktivität 1.308 Nile. Der Einfluß der Risse und Öffnungen im Seitenreflektor bewirken also ein $\Delta\rho = 0.84$ Nile.

Der Darstellung ist ebenfalls zu entnehmen, daß der Deckenreflektor, der sich bei kleineren H/D-Verhältnissen mehrere Meter über der Oberfläche der Kugelschüttung befindet, nur noch einen sehr schwachen Einfluß auf die effektive Multiplikationskonstante hat.

⁴⁴ Für Reaktivitäten stehen unterschiedliche Maßeinheiten zur Verfügung /49/:

- 1 \$ (Dollar) = $\rho = \beta$, das heißt es liegt gerade prompte Kritikalität vor.
- 1 Nile = $\rho = 1\%$
- Die Einheit Inhour 'Ih' ist diejenige Reaktivität, bei der die stabile Reaktorperiode gerade $1h = 3600\text{sec}$ beträgt. $1 \text{ Ih} = 2.22 \cdot 10^{-5}$ für U_{235} .

HTR-MODUL Fall:E6 <OF>

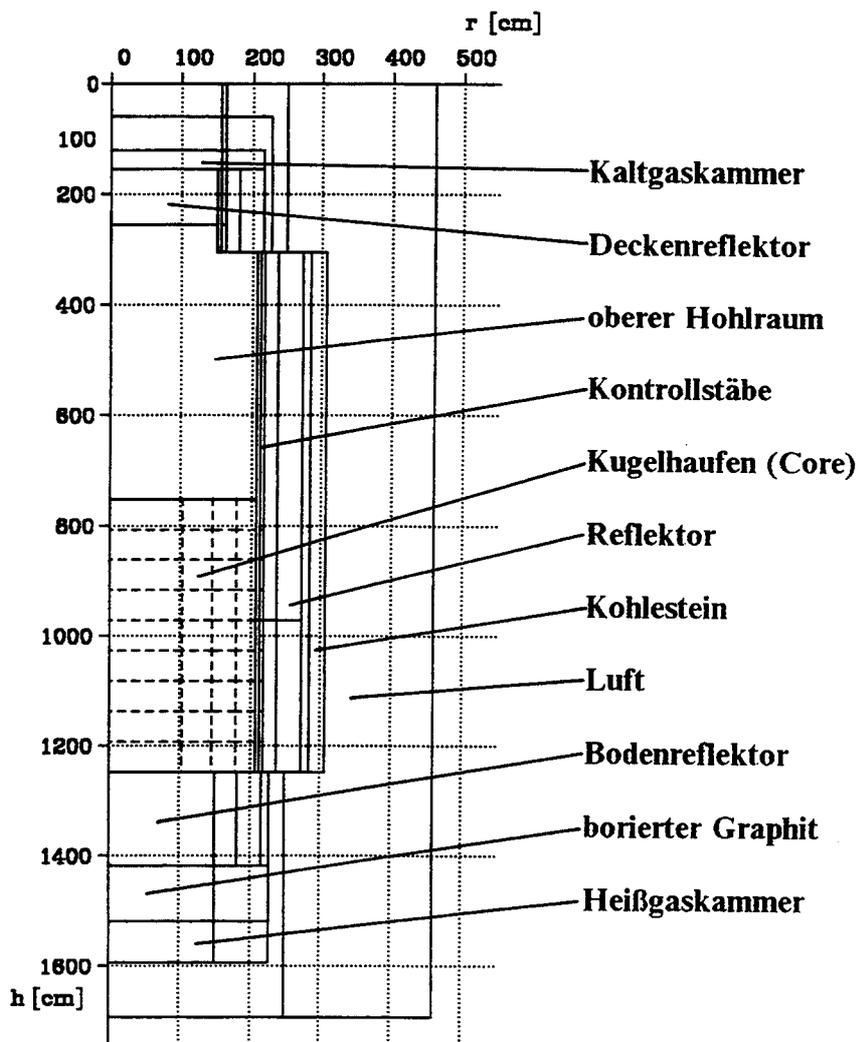


Abb. 33. V.S.O.P.-Kompositionsanordnung (E6 ohne Deckenreflektor): Die Abbildung zeigt die Kompositionsanordnung des V.S.O.P.-Modells für den Fall des zerstörten HTR-Moduls. Der Deckenreflektor befindet sich nach Beendigung des Berstvorganges in seiner Ausgangsposition.

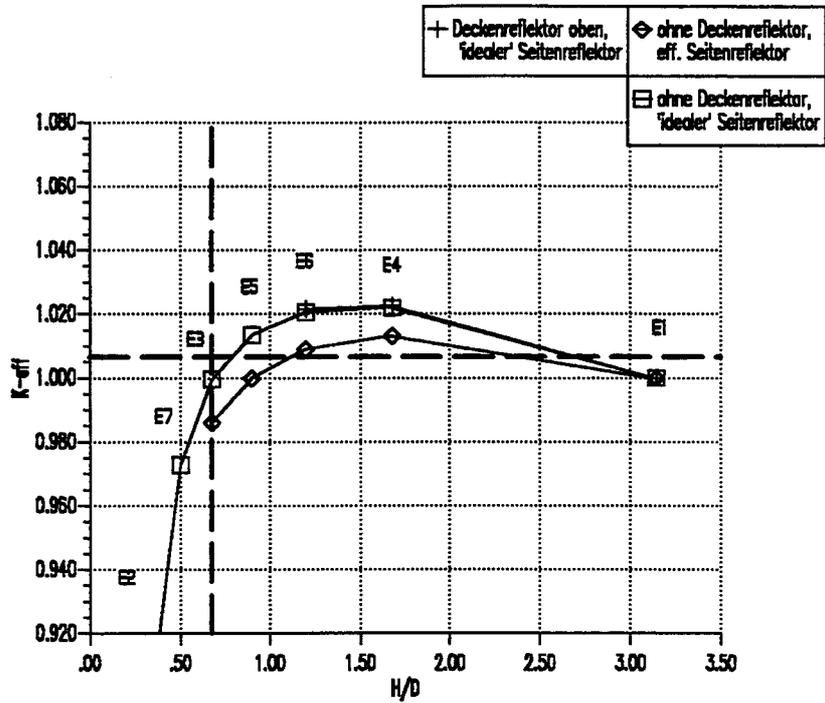


Abb. 34. k_{eff} -Werte, V.S.O.P.-Modell ohne Deckenreflektor: Die Abbildung zeigt die Rechenergebnisse des V.S.O.P.-Pakets für Veränderung des H/D-Verhältnisses des Cores ohne Berücksichtigung der Reflektorwirkung der Deckenstruktur. Als 'idealer' Seitenreflektor wird hier ein Reflektor mit den ursprünglichen Nuklidichten betrachtet. Im Gegensatz dazu gilt bei dem 'effektiven' Seitenreflektor die Massenerhaltung, die Nuklidichten im Seitenreflektor sind verringert.

HTR-MODUL Fall:E6 <OE>

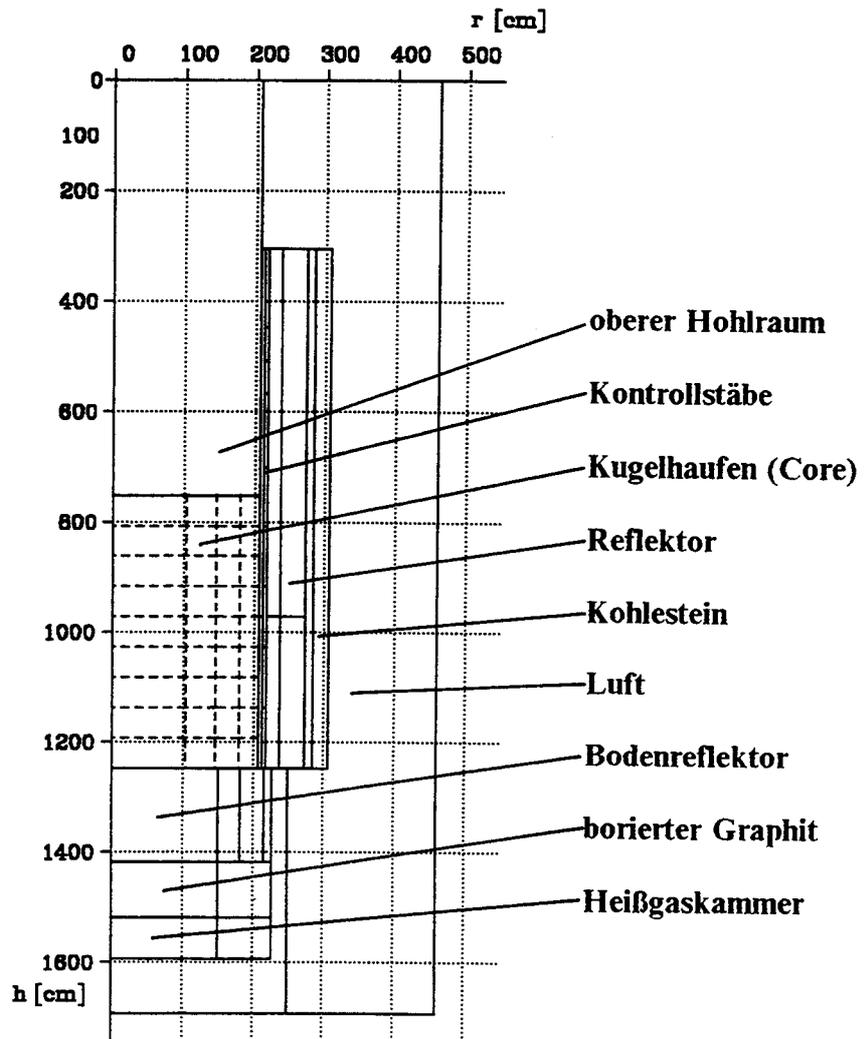


Abb. 35. V.S.O.P.-Kompositionsanordnung (E6 mit Deckenreflektor): Die Abbildung zeigt die Kompositionsanordnung des V.S.O.P.-Modells für den Fall zerstörten HTR-Moduls. Der Deckenreflektor fällt nach Beendigung des Berstvorganges auf die Oberfläche des Kugelhaufens zurück.

5.4.3 Teilauswurf von Brennelementen

Die grundlegenden Berechnungen zur Rekritikalität einer veränderten Coregeometrie sind mit den dargestellten Fällen abgedeckt. Es bleibt lediglich die Frage zu klären, wie sich die Überschußreaktivität mit dem Corevolumen verändert. Bei jedem beliebigen Szenario, das das Druckbehälterversagen beschreiben soll, entstehen mehr oder minder große Risse im Mantelbereich. Bei der Verformung der Seitenreflektorstrukturen, die nicht elastisch sind, sondern aus diskreten Formelementen besteht, werden Spalte und Öffnungen vorhanden sein, durch die Brennelemente aus der Kugelschüttung in den Ringraum beim Bersten geschleudert werden. Mit Beendigung des dynamischen Berstvorgangs, ist auch ein weiteres Herausgleiten der Kugeln denkbar. Im Falle eines Radialrisses oberhalb⁴⁵ der Kugelschüttung werden die Brennelemente gar aus der Kugelschüttung ins Reaktorgebäude geblasen.

Diese Erweiterung der bekannten Berstszenerarien läßt sich mit leichter Modifikation der benutzten Modelle mit V.S.O.P. erfassen. Für die verschiedenen Brennelementeverlustraten wird jeweils eine entsprechende Anzahl von Batches nicht mehr im Corebereich eingeladen. Da die Batches ein jeweils gleiches Corevolumen und Brennelemente einer Nuklidkonzentration darstellen, ist hier eine geeignete Auswahl zu treffen. Die Abb. 36 zeigt die detaillierte Darstellung von Kanälen, Batches und Layern. Hierbei ist zu berücksichtigen, daß die Batches nicht in geometrischer Weise übereinander liegen, sondern nur die Bestandteile eines Layers aufzeigen.

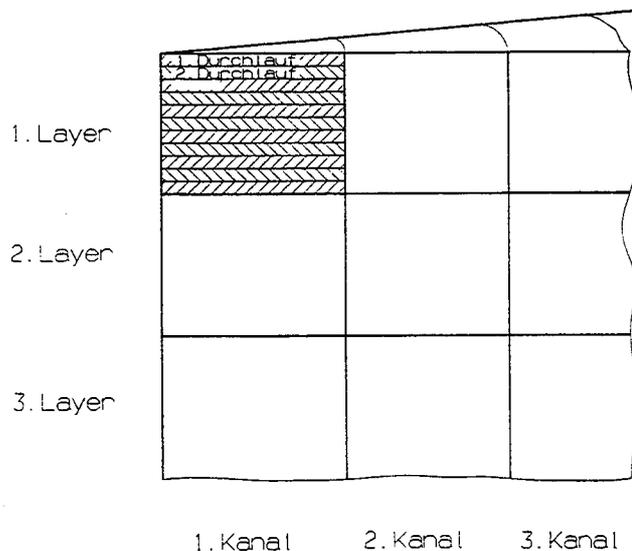


Abb. 36. Anordnung von Kanälen, Layern und Batches in V.S.O.P.: Die Abbildung zeigt einen Ausschnitt aus dem Corebereich des Modells. Ein Batch enthält nur Brennelemente gleichen Typs.

⁴⁵ Ist der Radialriß in der Höhe der Kugelschüttung, so kann sich keine kritische Anordnung mehr einstellen.

Bei den durchgeführten Untersuchungen wurde davon ausgegangen, daß der Brennelementeverlust jeweils aus eine der obersten Schichten der Kugelschüttung erfolgt.

Abb. 37 auf Seite 70 zeigt die Abhängigkeit der Multiplikationskonstanten vom Brennelementeverlust. Der Verlust von exakt einem Brennelementbatch entspricht einer Volumenverkleinerung von 1.11%. Die Berechnungen erfolgten jeweils für den Fall E5 mit dem Anfangswert $k_{\text{eff}} = 1.038$.

Die obere Kurve gilt für den sukzessiven Verlust von Brennelementen mit dem höchsten Abbrand eines Layers. Hierdurch entfallen zunächst die Absorptionen in den Spaltprodukten anteilig stärker als der Einfluß des Spaltstoffs in den hochabgebrannten Brennelementen. Die Multiplikationskonstante steigt sogar minimal an. Die untere Kurve gilt für den Verlust der frischesten Brennelemente mit dem höchsten Spaltstoffanteil. Hierdurch sinkt die Multiplikationskonstante sofort erheblich ab.

Zwischen diesen beiden Kurven gibt es demnach jeden möglichen Wert, der durch den Verlust von Brennelementen beliebigen Abbrands erzeugt werden kann. Nach 11.11%, entsprechend 10 Batches fehlt ein kompletter Layer. Für den zweiten und folgende Layer ergibt sich das gleiche Verhalten. Da an der Grenzfläche zweier Layer der Übergang in der Realität fließend ist, und nur in der Modellbildung diskontinuierlich, kann aus diesen beiden Kurven ein Bandbereich gemacht werden.

Für andere H/D-Verhältnisse und Berstszenarien ergibt sich ein ähnliches Verhalten. Dabei beträgt die Reduktion von $k_{\text{eff}} \approx -1.3 \cdot 10^{-2}$ je Prozent Brennelementeverlust. Anders ausgedrückt bedeutet das, daß eine Coregeometrie mit $k_{\text{eff}} = 1.013$ bei einem Kugelverlust von 10% gerade noch kritisch ist.

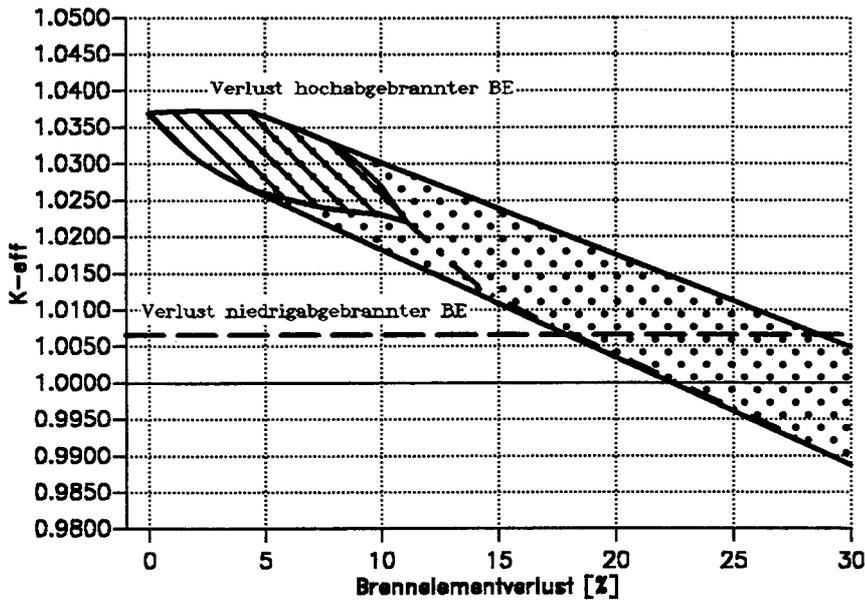


Abb. 37. k_{eff} -Werte in Abhängigkeit vom Brennelementeverlust: Die Abbildung zeigt den Einfluß des Brennelementeverlusts auf die Multiplikationskonstante für ein Core mit verändertem H/D-Verhältnis. Die angegebenen k_{eff} -Werte gelten für die Geometrie E5. Die obere Kurve beschreibt den Verlust hochabgebrannter Brennelemente, die untere Kurve den Verlust niedrigabgebrannter (frischer) Brennelemente. Ein denkbarer Brennelementeverlust wird einen Zwischenwert ergeben.

5.4.4 Vermischung der Brennelemente

5.5 Analytische Berechnung der Überschußreaktivität

Eine Überprüfung der Rechnungen mit dem Programmpaket V.S.O.P. ist unter starker Vereinfachung möglich. Die Abhängigkeit der Multiplikationskonstanten von dem H/D-Verhältnis des Cores ergibt sich aus der Ableitung der Diffusionsgleichung /50/. Unter Berücksichtigung der Ortsunabhängigkeit der Diffusionskonstanten D und des Absorptionswirkungsquerschnittes Σ_a und monoenergetischen Verhaltens ergibt sich die Formulierung für die Eingruppen-Diffusionsgleichung:

$$D \Delta \Phi(\vec{r}) + (k - 1) \Sigma_a \Phi(\vec{r}) = 0 \quad (5.5.1)$$

Diese Differentialgleichung ist somit vom Typ

$$\Delta \Phi + B^2 \Phi = 0. \quad (5.5.2)$$

Aus (5.5.2) läßt sich der Flußverlauf ableiten. Dies ist für die Betrachtung des H/D-Verlaufs ohne spezielle Bedeutung. Für die Größe B^2 gilt entsprechend

$$B^2 = \frac{(k-1)\Sigma_a}{D} \quad (5.5.3)$$

und wird als Flußwölbung oder auch Buckling bezeichnet. Formuliert man (5.5.2) wie folgt

$$k_{\text{eff}} = 1 = \frac{k_{\infty}}{1 + B^2 L^2} = P \cdot k_{\infty}, \quad (5.5.4)$$

so wird von der 'kritischen Gleichung' gesprochen. Im kritischen Reaktor ist Neutronenproduktion und -absorption gerade im Gleichgewicht. Die 'kritische Gleichung' formuliert die Bedingung, daß dieses Gleichgewicht in Abhängigkeit von Materialeigenschaften, -auswahl und -anordnung erfüllt ist.

$$P = \frac{1}{1 + B^2 L^2} \quad (5.5.5)$$

P ist die Nichtentweichwahrscheinlichkeit der Neutronen. Ist k_{∞} stellvertretend für die Materialeigenschaften (-zusammensetzung) eines Reaktors, so faßt die Größe P die Geometrieigenschaften zusammen.

Unter Betrachtung einer zylindrischen Coreanordnung ergibt sich als Randbedingung aus der Bestimmung des Flußverlaufs in radialer und axialer Richtung das Buckling (aus Gleichung (5.5.2)):

$$B^2 = \left(\frac{2.405}{R} \right)^2 + \left(\frac{\pi}{H} \right)^2 \quad (5.5.6)$$

Das geometrische Buckling B^2 ist lediglich eine Funktion der Geometrie des Cores, kann also unabhängig von allen anderen Eigenschaften bestimmt werden. Da das Gleichgewichtscore des HTR-Moduls, wie beschrieben, numerisch mit V.S.O.P. berechnet wird, lassen sich die unbekanntenen Größen aus den Rechenergebnissen entnehmen. Für den Fall E1 ist:

$$k_{\text{eff}} = 0.997478 \quad (5.5.7)$$

Das Leakage wird in V.S.O.P. zu 14.314% berechnet. Anders formuliert:

$$P = 0.8569 \quad (5.5.8)$$

Nach Gleichung (5.5.4) ergibt sich dann:

$$k_{\infty} = 1.16405 \quad (5.5.9)$$

Mit den Standardabmessungen des HTR-Modul-Cores (siehe auch Tab. 7 auf Seite 61) ergibt sich für das Buckling (5.5.6):

$$B^2 = 2.68163 \text{ m}^{-2} \quad (5.5.10)$$

Damit folgt aus der Gleichung (5.5.5) für die Diffusionslänge L:

$$L^2 = 0.061197 \text{ m}^2 \quad (5.5.11)$$

Damit sind alle Parameter bekannt, um die kritische Gleichung für einen reflektorlosen Reaktor zu analysieren. Aus der Gleichung (5.5.4) ergibt sich mit (5.5.6) der neue

k_{eff} -Wert für ein Core, das aus der Anfangsgeometrie, in der es gerade kritisch ist, verformt wird. Prinzipiell wird also die Nichtentweichwahrscheinlichkeit P bei Kompaktierung des Cores größer. Das heißt, daß eine Coregeometrie, die unter diesem H/D-Verhältnis ausgelegt werden soll, bei wesentlich kleinerem Corevolumen kritisch werden kann.

Abb. 38 auf Seite 73 zeigt die Ergebnisse der theoretischen Berechnung und der V.S.O.P.-Rechnung (Fall: Absturz des Deckenreflektors). Der maximale k_{eff} -Wert ergibt sich für ein H/D-Verhältnis von ≈ 0.9 ⁴⁶ und beträgt 1.0541. Damit beträgt die Differenz zwischen der theoretischen Abschätzung und der detaillierteren Betrachtung mit V.S.O.P. 1.26 Nile. Diese Abweichung ergibt sich durch die zugrundegelegten Randbedingungen:

- homogenes Reaktormedium
- Ortsunabhängigkeit der Diffusionskonstante und der Absorptionswirkungsquerschnitte
- eine Energiegruppe wird betrachtet
- Reflektorloses Reaktorcore

Die Bedingung, daß die Abschätzung ohne Berücksichtigung des Reflektors erfolgt, hat zur Folge, daß prinzipiell von einem größeren Corevolumen im Referenzfall ausgegangen wird. In Realität bewirkt der sogenannte Reflektorgewinn eine Ersparnis an Corevolumen. Diese 'Fehlabschätzung' an Corevolumen beinhaltet bei Verringerung des Leakage durch Veränderung des H/D-Verhältnisses einen größeren Kritikalitätsüberschuß als ein kleineres Core.

Die theoretische Abschätzung kann gegenüber der detaillierten Berechnung als Maximalwert betrachtet werden. Dies gilt hier hinsichtlich der gemachten Annahme, daß die Reflektordimensionen sich 'ähnlich' verändern⁴⁷. Im Bereich kleiner Veränderungen des H/D-Verhältnisses kann die Abschätzung als hinreichend genau betrachtet werden.

⁴⁶ Dieser Wert läßt sich auch aus den Gleichungen (5.5.4) und (5.5.6) ableiten.

⁴⁷ Diese 'Ähnlichkeit' bezieht sich darauf, daß das verformte Core mit einer ausreichend dicken Schicht an Reflektorgraphit umgeben ist. Ob dieses Material tatsächlich nach dem Berstvorgang an dieser Stelle ist, ist eine grundlegende Betrachtung. In diesem Sinne kann bewußt nicht mehr von einer konservativen Abschätzung gesprochen werden, vielmehr ist es eine auf den Maximalwert abzielende Abschätzung.

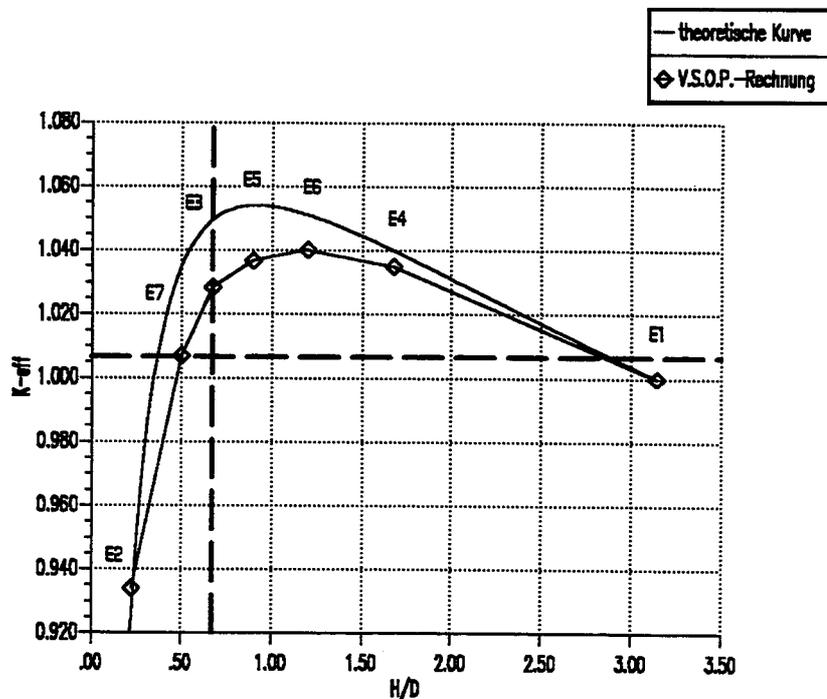


Abb. 38. k_{eff} -Werte, Vergleich mit analytischer Lösung: Die Abbildung zeigt die Rechenergebnisse von V.S.O.P. im Vergleich zur theoretischen Abschätzung. Da die Abschätzung des Verlaufs von k_{eff} für ein reflektorloses Reaktorcore gemacht wurde, sind die Ergebnisse als Maximalwerte zu verstehen.

5.6 Bewertung der berechneten Überschubreaktivitäten

Im Rahmen der mit dem Programmpaket V.S.O.P. durchgeführten Betrachtungen zeigt Tab. 8 auf Seite 74 eine Übersicht der verschiedenen Fälle und Berstszenarien.

Im wesentlichen sind denkbare und undenkbbare Ereignisketten zu unterscheiden. Im Rahmen einer konservativen Abschätzung einer maximal möglichen Überschubreaktivität läßt sich ein geeignetes Berstszenario finden. 'Undenkbbare' Szenarien sind diejenigen, die zwar den Spaltstoffeinsatz des HTR-Modul-Gleichgewichtcores zu 100 Prozent beibehalten, aber zusätzlich noch Reflektormaterial 'beschaffen', um maximale Multiplikationsfaktoren zu erreichen.

Ein Fehlen des Deckenreflektors und Teilverlust der Brennelemente sind Effekte, die eine Verringerung der Störfallreaktivität bedingen, sind also im Hinblick auf eine konservative Betrachtung von geringerem Interesse. Im Kontext mit anderen Eigenschaften des Systems im Hinblick auf eine realistische Einschätzung von besonderem Interesse.

Weitere Effekte die zur Reaktivitätssteigerung beitragen, wie z.B. Wassereinbruch, sind hier nicht betrachtet worden, da ihre Bedeutung hauptsächlich im Langzeitverhalten und nicht im Kurzzeitverhalten (unmittelbarer Zeitpunkt nach dem Behälterbersten).

Szenario	Geometrie (H/D) _{max} [-]	max. Überschubreaktivität ρ_{\max} [Nile]
<i>mit Deckenreflektor 'idealer' Seitenreflektor</i>	<i>1.2 - E6</i>	<i>3.87</i>
<i>mit Deckenreflektor 'effektiver' Seitenreflektor</i>	<i>1.2 - E6</i>	<i>2.72</i>
<i>ohne Deckenreflektor 'idealer' Seitenreflektor</i>	<i>1.68 - E4</i>	<i>2.14</i>
<i>ohne Deckenreflektor 'effektiver' Seitenreflektor</i>	<i>1.68 - E4</i>	<i>1.31</i>

Tab. 8. Zusammenstellung berechneter Reaktivitätswerte

6.0 Verhalten von Coated Particles bei Reaktivitätstransienten

6.1 Grundsätzliche Überlegungen

Im Rahmen der Betrachtungen eines Druckbehälterversagens ist die Quantifizierung der zu erwartenden Überschußreaktivitäten (Tab. 7 auf Seite 61) ohne größere Aussagekraft. Eine direkte Gefährdung ist durch die Freisetzung von Spaltprodukten aus der Barriere des Brennelementes gegeben. Es ist also zu untersuchen, welchen Belastungen ein Brennelement bzw. die in ihm eingeschlossenen Coated Particles unterliegen.

Dabei sind sowohl Annahmen über charakteristische Zeiträume, das heißt Kurzzeit/Langzeitverhalten, zu treffen, aber auch die Kriterien zur Beurteilung der Belastung zu definieren. Ein solches Kriterium kann z.B. die Maximaltemperatur innerhalb eines Coated Particles sein, aber auch die im Verlauf der Transiente gespeicherte Energie.

6.2 Das Brennelement des HTR-Moduls

Das Brennelement des HTR-Moduls /51/, /52/ besitzt die für Kugelhaufenreaktoren charakteristische Kugelform. Abb. 39 auf Seite 76 zeigt den Aufbau dieser keramischen Kugeln mit 6 cm Durchmesser. Der Spaltstoff UO_2 befindet sich in den sogenannten 'Coated Particles', also kleinen beschichteten Teilchen. Jedes einzelne Brennelement enthält so etwa 11600 Coated Particles, die homogen in einer graphitischen Matrix (A3-27 Graphit) eingebettet sind. Während der Graphit des Brennelementes als Strukturmaterial und auch als Moderator dient, wird der Einschluß der Spaltprodukte durch die Beschichtungen der Coated Particles gewährleistet. An die Qualität dieser Schichten sind somit ganz besondere Anforderungen zu stellen. Eine Freisetzung von Spaltprodukten kann also durch Diffusion bei intakten Coated Particles erfolgen, oder durch direkte Freisetzung bei defekten Partikeln. Die Ursache des Partikelbruchs kann hierbei durch

- Herstellung
- Bestrahlung (Abbrand)
- Störfall

gegeben sein.

Die Matrix mit den Coated Particles bildet eine 5cm große Kugel. Auf diese ist eine brennstofffreie Graphitschicht aufgepreßt, die dem Schutz des Brennelements bei der Handhabung im Reaktorbetrieb dient. Jedes Brennelement enthält eine Gesamtmenge von 7g Schwermetall. Der Anteil von U_{235} (Anreicherungsgrad) beträgt hierbei 8%. Dieser Brennelementtyp ist für den Einsatz im Gleichgewichtscore geplant. Für das Erstcore werden Brennelemente mit entsprechend geringerem Anreicherungsgrad eingesetzt. Damit wird dem Rechnung getragen, daß das Erstcore keine Spaltprodukte enthält und der Neutronenverlust über parasitäre Absorption geringer ist.

Der Zielabbrand der Brennelemente liegt bei 80.000 MWd/t Schwermetall.

Die Coated Particles enthalten den Spaltstoff UO_2 und sind mit verschiedenen Schichten, denen verschiedenen Funktionen zuzuordnen sind, umgeben. Von innen nach außen ist das eine poröse Pyrokohlenstoffschicht (PyC), eine hochdichte Pyrokohlenstoffschicht (PyC-LTI; PyroCarbon Low Temperature Isotropic), eine Siliziumcarbidschicht (SiC) und eine äußere hochdichte Pyrokohlenstoffschicht (PyC-LTI). Ein solches Partikel wird auch als TRISO-Partikel bezeichnet.

Die poröse Schicht versteht sich als Pufferschicht für die bei der Spaltung entstehenden Spaltgase. Die zwei folgenden Schichten bilden die druckdichte Barriere der Spaltgase, die äußere Schicht dient dem Schutz des Partikels bei der Verarbeitung. Damit wird eine Reduktion herstellungsbedingter Partikeldefekte erreicht. Die grundlegende und zentrale Barriere gegen eine Freisetzung von Spaltprodukten bildet somit das Coated Particle.

Durchmesser	6 cm
Dicke der brennstofffreien Schicht	5 mm
Brennstoff	UO_2
Anreicherung	8%
Schwermetallanteil	7 g/BE
Coated Particles	≈ 11600
Durchmesser der Coated Particles	≈ 1 mm
Gewicht	≈ 200 g
Matrixmaterial	A3-3 A3-27
Dichte des Graphits	1740. kg/m ³
Brennstoffdichte	10356. % kg/m sup3
mittlere Brennelement-Leistung	555.5 W

Tab. 9. Eigenschaften des HTR-Modul-Brennelementes

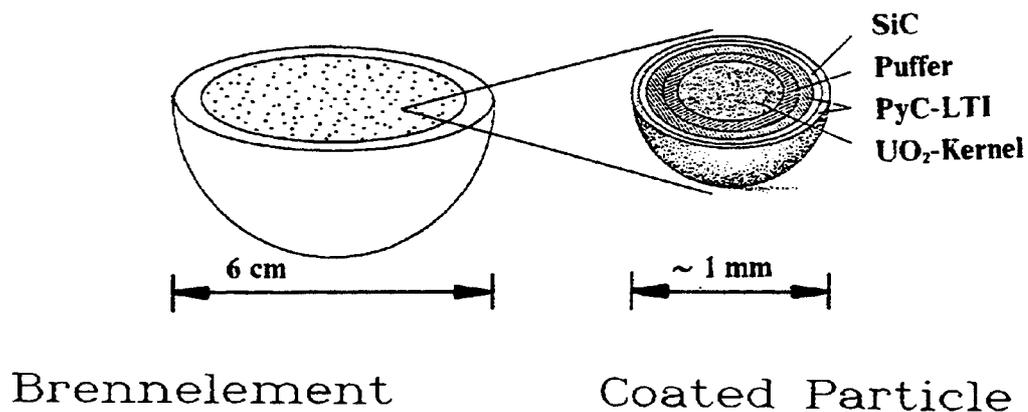


Abb. 39. Aufbau des HTR-Modul Brennelementes

6.3 Herstellung der Brennelemente

Aus verschiedenen Gründen erscheint es zweckmäßig kurz zu erläutern, wie die Brennelemente hergestellt werden. Das Brennelement besitzt zentrale Bedeutung bei der Rückhaltung der Spaltprodukte. Die Randbedingungen der Herstellung sind daher von Wichtigkeit für die weiteren Analysen des Verhaltens von Coated Particles (und Brennelementen) bei schnellen Reaktivitätstransienten.

Schon durch den Herstellungsprozeß und die Materialauswahl sind die physikalischen Eigenschaften festgelegt. Dabei sind für die Auslegung auch die Abweichungen von den Sollwerten (z.B. Kugelform, Schichtdicken, Materialeigenschaften, ...) von Wichtigkeit. Bei der Fertigung der Brennelemente kann auf umfangreiches Wissen zurückgegriffen werden. So wurden für den THTR /53/ mehr als 850.000 Brennelemente mit dieser Methode gefertigt.

Die Erstellung der Brennelemente gliedert sich in die wesentlichen Schritte:

- Vorbereiten des Matrixgraphits
- Herstellung der Spaltstoffkerne (Kernel)
- Beschichten der Kerne
- Fertigen der Brennelementrohlinge

Ausgehend von U_3O_8 -Pulver wird eine Lösung hergestellt, die mittels schwingender Düsen zu einzelnen Tröpfchen geformt wird, die in einer entsprechenden Gas/Flüssigkeitsatmosphäre aushärten (Sol-Gel-Verfahren). Nach weiteren Verfahrensschritten liegen die Spaltstoffkernchen in UO_2 -Form vor und besitzen nach dem Sinterprozeß so 98% theoretischer Dichte.

Im folgenden Verfahrensschritt werden die Partikel dann in einem Wirbelbett beschichtet. Die Chargengröße ist hier etwa 5-10 kg. Die Schüttung wird dabei von einem Trägergas (z.B. Argon) durchströmt. In abgestimmter Reihenfolge werden dem Trägergas andere Gase zugemischt, aus denen die einzelnen Schichten der Coated Particles dann sukzessive abgeschieden werden. Die Auftragung der Schichten erfolgt also quasi kontinuierlich. Prozeßparameter sind Abscheidetemperatur, -dauer und Durchsatzrate /54/, /55/.

Die Coated Particles werden dann vorsichtig mit dem Matrixmaterial vermischt, um Beschädigungen der äußeren Beschichtung zu vermeiden. Das Matrixmaterial besteht aus einer Mischung aus Naturgraphit, Elektrographit und einem Kunstharzbinder. Hierbei handelt es sich somit nicht um eine vollständig graphitierte Matrix. Eine Graphitierung des Kunstharzbinders erfordert eine Wärmebehandlung von $2700^{\circ}C - 3000^{\circ}C$. Aufgrund der Coated Particles im Matrixmaterial kann nur eine max. Temperatur von ca. $1950^{\circ}C$ benutzt werden, so daß diese nicht beschädigt werden und Uran freigesetzt wird. Bei den vorgesehenen Temperaturen wird der Binderanteil

zwischen den einzelnen Graphitkörnern lediglich verkocht und Verunreinigungen werden entfernt.⁴⁸

Die Kugelform wird schließlich aus dieser Mischung in einer Gummimatrizie isostatisch gepreßt. Im letzten Schritt wird der geforderte Durchmesser von 6cm durch Abdrehen eingestellt.

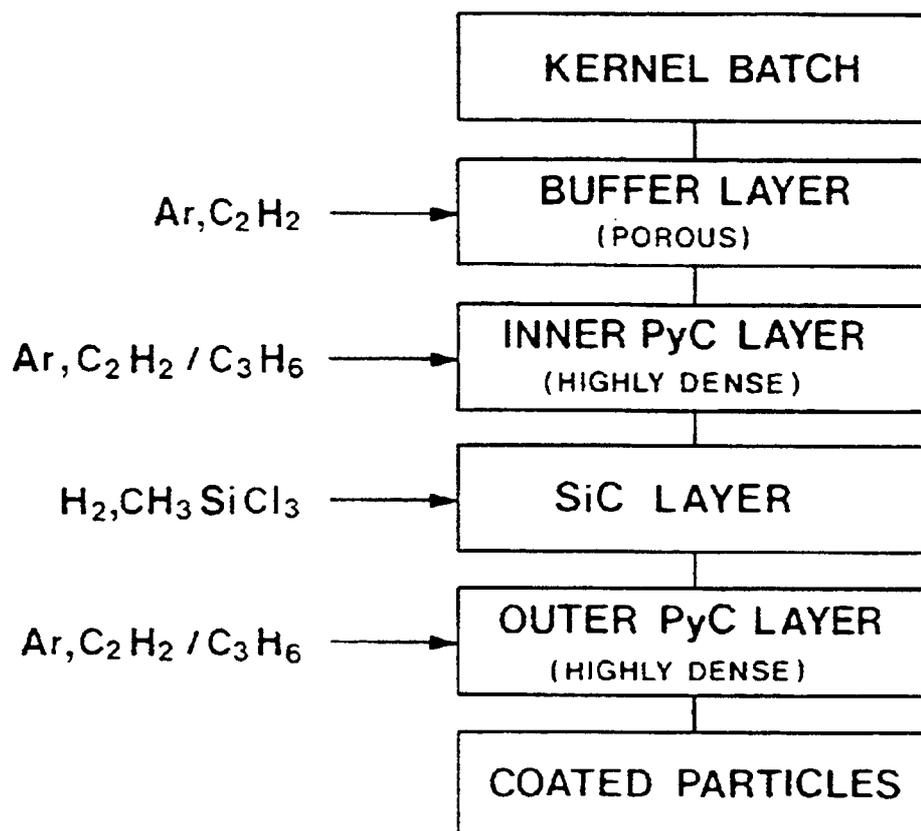


Abb. 40. Herstellung der Coated Particle: Die Graphik zeigt schematisch den Ablauf der verschiedenen Beschichtungsphasen der Coated Particles /56/.

6.4 Spaltproduktverhalten

Durch den Spaltungsprozeß beim Reaktorbetrieb entstehen die Spaltprodukte, die bedingt durch unterschiedliche physikalische Eigenschaften auch unterschiedliche radiologische Bedeutung haben. Ihre Verteilung innerhalb der Barrieren des Coated Particles ist daher nicht notwendigerweise identisch.

⁴⁸ Da eine Graphitierung unter Berücksichtigung der Coated Particles nicht möglich ist, wird das Matrixmaterial aus einem möglichst hohen Anteil an Graphitkörnern gebildet. Ein hoher Graphitierungsgrad ist im Hinblick auf die Verbesserung der Matriceigenschaften wünschenswert.

In umfangreichen Bestrahlungsexperimenten /57/ von Brennelementen mit unterschiedlichem Design der Coated Particles⁴⁹ wurden umfangreiche Erfahrungen gesammelt. Die Bestrahlungsbedingungen waren dabei zum einen durch Bestrahlungstemperatur, Neutronenfluß, max. Neutronenfluß und zum anderen Bestrahlungsdauer gekennzeichnet. In nachfolgenden Experimenten wurden dann Untersuchungen im Hinblick auf die Freisetzung von Spaltprodukten aus den Coated Particles, bzw. somit mittelbar⁵⁰ auch aus den Brennelementen (sogenannte Ausheizversuche), durchgeführt, die sowohl die normale betriebliche als auch die störfallbedingte Freisetzung (z.B. Kernaufheizstörfall nach Druckentlastung des Primärkreises) darstellen sollen. Solche Untersuchungen wurden z.B. in der KFA von Schenk, Pietzer und Nabielek durchgeführt und ausgewertet /58/.

Mit ausgewählten Methoden (Profildesintegration) lassen sich so z.B. Aussagen über die Verteilung der Spaltprodukte in dem Brennelement machen. In Erweiterung dieser Untersuchungen kann durch das Zerdrücken einzelner Partikel die Spaltproduktkonzentration in den einzelnen Bereichen der Coated Particles bestimmt werden. Darüberhinaus kann mittels mikroradiographischer Untersuchungen an Partikelschliffen die Verteilung von Spaltprodukten in den Beschichtungen ermittelt werden.

Mittels dieser Analysen können genaue Aussagen über die Wirksamkeit der verschiedenen Barrieren für spezifische Nuklide getroffen werden. Durch entsprechende Modelle kann so eine Aussage über das Verhalten bei entsprechenden Störfallszenarien, wie z.B. der Kernaufheizung bei Druckentlastung des Primärkreislaufes, gemacht werden. In /59/ wurden mehrere verschiedene internationale Modelle gezeigt, die ein umfassendes, facettenreiches Instrumentarium aufzeigen.

Exemplarisch sollen kurz die Ergebnisse eines Bestrahlungs-/Ausheizversuches eines Brennelementes skizziert werden, welches im Hochflußreaktor in Petten (HFR) bestrahlt wurde /56/. Wie schon angeführt, erfolgte die Ausheizung des Brennelementes in der Kühlfingerapparatur (kurz: KÜFA) der KFA-Jülich /60/, /61/, /58/.

Die Versuchsreihe HFR-K3 (LEU-TRISO) ist als Vergleichsversuch zum HTR-Modul gedacht, entsprechend sind die Auslegungsparameter der Brennelemente gewählt. Die Anreicherung beträgt 9.82%, 16400 Coated Particles je Brennelement. Der durch die Bestrahlung erreichte Abbrand variiert bei den 4 Brennelementen von 7.5 bis 10.6% FIMA.

Die Randbedingungen des Ausheizversuches sind 500 h bei 1600°C. An 45 Partikeln des Brennelementes mit 7.7% Abbrand wurden Detailuntersuchungen vorgenommen. Die Freisetzung von Spaltprodukten erfolgte ausschließlich mittels Diffusion, defekte SiC-Schichten wurden nicht festgestellt.

⁴⁹ Hier soll insbesondere der Vorläufertyp des TRISO-Particles, das BISO-Particle mit nur zweifacher Beschichtung des Spaltstoffkerns genannt sein.

⁵⁰ In diesem Zusammenhang heißt das, daß der Freisetzung von Spaltprodukten aus den Coated Particles nicht notwendigerweise eine Freisetzung in das Primärkreismedium Helium gleichkommt. Vielmehr ist hier eine spezifische Betrachtung im Hinblick auf das jeweilige Nuklid von Nöten. In konservativer Betrachtungsweise wird jedoch meist nicht von einer Rückhaltung radiologisch wichtiger Spaltprodukte im Matrixmaterial der Brennelemente ausgegangen.

Anhand der Nachuntersuchung mittels Mikrosonde läßt sich dann auch eine Bestimmung der spezifischen Rückhalteeigenschaften der Schichten geben.

- Strontium befindet sich zu geringerem Anteil in den PyC-Schichten.
- Silber wurde zu einem größeren Anteil aus dem Kern in die Pufferschicht freigesetzt.
- Cäsium gelangt zum großen Teil in die Pufferschicht. Nur ein geringerer Teil befindet sich in der inneren PyC-Schicht oder gar in der SiC-Schicht.
- Analoges Verhalten ergibt sich für Jod, das sich in der Pufferschicht befindet.
- Palladium befindet sich sehr konzentriert auf der Grenze zwischen LTI-PyC und der SiC-Schicht.
- Barium befindet sich in den PyC-Schichten und wurde ebenfalls in der SiC-Schicht, hauptsächlich an der inneren Schichtfläche, gemessen.

Tab. 10 gibt einen Überblick über die Verteilung von Sr, Ag und Cs in den verschiedenen Bereichen der Particles.

	Spaltproduktverteilung			
	Sr-90	Ag-110m	Cs-134	Cs-137
<i>Kernel</i>	0.94000	0.69000	0.18000	0.29000
<i>SiC</i>	-	0.06400	0.00038	0.00033
<i>Beschichtung</i>	0.05700	0.28000	0.82000	0.71000
<i>Partikel total</i>	1	0.97	1	1
<i>Matrixgraphit</i>	0.00490	0.00089	0.00100	0.00120
<i>Freisetzung</i>	1.8E-7	0.02700	0.00013	0.00011

Tab. 10. Spaltproduktverteilung der Partikel von HFR-K3/1

Die Abb. 41 auf Seite 81 zeigt die Verteilung von Cäsium, Palladium und Jod, wie sie mikroradiographisch gemessen wurden.

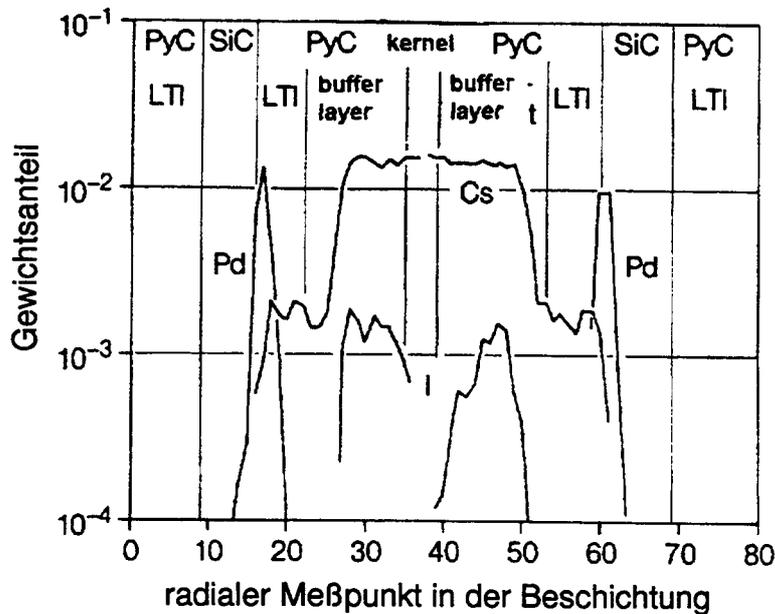


Abb. 41. Spaltproduktverteilung in der Partikelbeschichtung: Die Abbildung zeigt die Verteilung der Elemente Cäsium, Palladium und Jod in der Partikelbeschichtung eines Coated Particles des Elementes HFR-K3/1 (Ausheiztemperatur 1600°C, Ausheizdauer 500 h). Diese Verteilung wurde am Atomic Energy Research Establishment (A.E.R.E.) Harwell gemessen.

Der Vergleich von Ausheizergebnissen von verschiedenen Brennelementen zeigt einen Zusammenhang zwischen Cäsium-Freisetzung und Abbrand. Offenbar tritt bei höherer Strahlenbelastung eine Korrosion der SiC-Schicht eher auf (bei 1600°C) und bedingt so höhere Freisetzungsraten.

Eine bessere Rückhaltung ergibt sich für Strontium-90. Eine merkliche Freisetzung ist auch hier abhängig vom Grad der korrosionsbedingten Schädigung der SiC-Schicht bei Temperaturen größer als 1600°C. Die gute Rückhaltung in Kern und Matrixgraphit verhindert allerdings eine größere Freisetzung.

Die Freisetzung von Krypton-85 läßt sich direkt mit einzelnen Partikeldefekten korrelieren. Wird bei höheren Temperaturen (Si-C-Korrosion) eine signifikante Diffusion von Krypton durch intakte Beschichtungen registriert, so ist eine vollständige jedoch nicht gegeben.

Silber-110m gelangt selbst unter erhöhten Bestrahlungstemperaturen durch intakte Beschichtungen. Folglich ergibt sich auch bei den Ausheizversuchen bei 1600°C eine deutliche Freisetzung von 2.7%.

6.5 Versagensmechanismen der Coated Particles

Das Diffusionsmodell beschreibt den Transport der Spaltprodukte durch die (intakten) Barrieren der Coated Particles bzw. der Brennelemente. Die charakteristische Diffusionskonstante wird entsprechend einem Arrhenius-Ansatz temperaturabhängig definiert. Entsprechende Konstanten für verschiedene Spaltisotope werden den

Bestrahlungs- und Ausheizexperimenten entnommen. Für Normalbetrieb und Störfallbetrachtungen lassen sich so mit entsprechenden mathematischen Modellen Aussagen über die zu erwartenden Spaltproduktfreisetzungen machen /62/, /59/, /63/, /64/.

Neben dem diffusiven Transport tragen folgende Effekte zur Freisetzung von Spaltprodukten bei:

Druckkesselversagen Aufgrund der bei der Spaltung entstehenden Spaltgase findet im Coated Particle ein Druckaufbau statt. In Abhängigkeit von der Auslegung der Particle (Pufferschichtdicke, Abbrand, Bestrahlungstemperatur, ...) wird die Beschichtung belastet. Gegebenenfalls wird die in der SiC-Schicht induzierte Spannung die Zugfestigkeit des Materials übersteigen. Hierbei ist die Veränderung der Materialeigenschaften in Abhängigkeit von der Bestrahlung, aber auch von der Temperatur zu berücksichtigen.

Thermische Zersetzung Die SiC-Schicht ist nicht beliebig stabil. In Abhängigkeit von der Temperatur der Schicht wird unter Erfassung der gesamten Temperatur-Zeit-Geschichte eine Verdünnung der SiC-Schicht erfolgen. Das bedeutet, daß eine beschleunigte Diffusion der Spaltprodukte durch die SiC-Schicht erfolgt.

Spaltproduktkorrosion Die Wechselwirkung der Spaltprodukte mit der SiC-Barriere erfolgt z.B. über Korngrenzenkorrosion. Die starke Konzentration von Palladium an der inneren Oberfläche bedingt dies als Hauptursache /64/.

Amöbeneffekt Unter Einfluß eines Temperaturgradienten kann ein Transport von Kohlenstoff, quer durch das Kernel, zum kälteren Punkt beobachtet werden. Damit impliziert sich eine Verlagerung des Kerns zur heißen Seite. In Fortsetzung des Effekts kommt es zur direkten Zerstörung der Beschichtung.

Bei gegenwärtigen Konzepten zur Auslegung von Coated Particles und Brennelementen ist der Amöbeneffekt praktisch bedeutungslos.

Diese Auflistung der verschiedenen Schädigungsmechanismen zeigt deutlich, daß eine Unterteilung in zwei Kategorien möglich ist. Die Zeitabhängigkeit der Effekte unterteilt sie in spontane Reaktionen auf Randbedingungen und verzögerte Reaktionen. Ist die Zersetzung der SiC-Schicht stark zeitabhängig (Zeit-Temperatur-Geschichte), so gilt für ein Totalversagen der Beschichtung, daß eine starke transiente Belastung, z.B. durch eine schnelle Reaktivitätstransiente, schnell erfolgen kann.

Mit anderen Worten - eine kurzzeitige Transiente wird nur diejenigen Effekte auslösen, die auf kurzzeitige Belastungen reagieren. Eine Freisetzung der Spaltprodukte aus den Coated Particles wird daher im folgenden für ein Versagen der Siliziumkarbidschicht betrachtet.

6.6 Reaktivitätseffekte (schnelle Transienten)

6.6.1 Allgemeines

Für die Coated Particles, aber auch die Brennelemente, soll nunmehr die Belastung unter Einwirkung einer Überschußreaktivität untersucht werden. Im Hinblick auf die möglichen Schadensmechanismen der Particles ist so die instationäre, transiente Leistungserzeugung durch die zusätzliche Reaktivität beim Behälterbersten zu ermitteln.

Wird die Reaktivität als Sprungfunktion bzw. Rampe vorgegeben, so ist die Anzahl der beeinflussenden Parameter eingeschränkt. Für ein System ohne Rückkopplung wird eine Veränderung der Multiplikationskonstanten ein Zusammenbrechen der sich selbsterhaltenden Kettenreaktion oder ein mehr oder weniger starkes Ansteigen bei konstanter Steigerungsrate bedeuten. Abb. 42 auf Seite 84 zeigt schematisch die Rückkopplung von eingebrachter Reaktivität ρ_0 über Leistungserzeugung und Temperaturabhängigkeit. Die thermisch bedingte Rückwirkung auf die Reaktivität läßt sich in zwei Anteile spalten: Rückkopplung über die Temperaturänderung, Rückkopplung über Dichteänderung.

$$\frac{dk_{\text{eff}}}{dT} = \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial T} + \frac{\partial k_{\text{eff}}}{\partial \rho} \frac{\partial \rho}{\partial T} \quad (6.6.1.1)$$

Der Reaktivitätskoeffizient der Temperatur wird entsprechend Brennstoff, Moderator und Reflektor unterteilt. Im Brennstoff wird bei steigenden Temperaturen eine Verbreiterung der Resonanzen auftreten (Dopplereffekt), somit findet eine verstärkte Resonanzabsorption statt. Im Moderator wird durch die größere thermische Bewegung der Moderatoratome das Neutronenspektrum zu höheren Energien verschoben.

Detaillierter betrachtet wird jeder einzelne Faktor der 4-Faktorenformel für k_{eff} als Funktion der Temperatur dargestellt.

Bei entsprechender Auslegung des Reaktorcores (Brennelemente) kann also so über negative Reaktivitätskoeffizienten eine (günstige) Rückkopplung erreicht werden.

Der HTR-Modul ist so ausgelegt, daß eine negative Rückkopplung der Temperatur auf die Reaktivität vorliegt. Abb. 43 auf Seite 84 zeigt den temperaturabhängigen Reaktivitätskoeffizienten für den Brennstoff. Bei Betriebstemperatur beträgt der Brennstofftemperaturkoeffizient $\Gamma_B = -5 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$.

Für die Betrachtung der Auswirkungen der Überschußreaktivität beim Behälterbersten wurde auf das Programm 'HTRKIN' /65/ zurückgegriffen, eine nähere Untersuchung der transienten Belastungen der Coated Particles wurde mit dem Programm 'FAST2' /66/ vorgenommen, welches aus dem Programm FASTRANS /67/ entwickelt wurde.

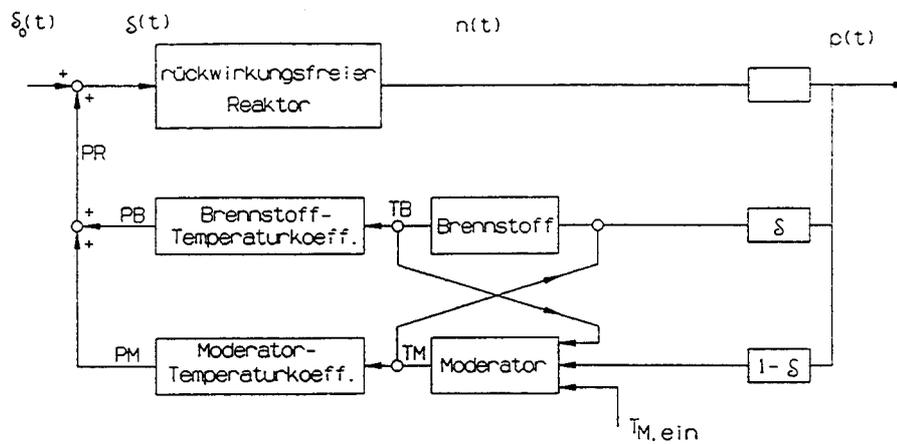


Abb. 42. Rückkopplungsmodell Temperatur-Reaktivität

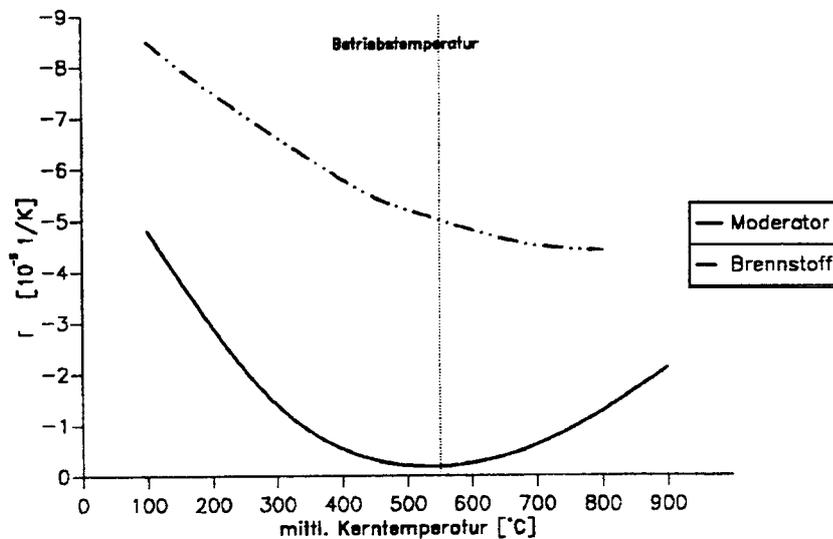


Abb. 43. Temperaturkoeffizient Γ

6.6.2 Das Programm HTRKIN

Das Programm HTRKIN löst die reaktordynamischen Gleichungen im Sinne der Punktkinetik. Es wird benutzt, da es mit relativ geringem Aufwand Aussagen über das Leistungsverhalten des HTR-Moduls erzeugt. Einzelne Partikel können und sollen im Rahmen der Störfallanalyse nicht betrachtet werden.

Die Bilanzgleichung für die Neutronendichte $n(t)$ lautet also:

$$\frac{dn(t)}{dt} = n(t) \frac{\rho - \beta}{l_{th}} + \sum_{i=1}^6 \lambda_i G_i(t) \quad (6.6.2.1)$$

Der Anteil verzögerter Neutronen β entsteht aus bestimmten Spaltprodukten, die eben mit einer bestimmten Halbwertszeit λ_i diese Neutronen emittieren. G_i bezeichnet so die Dichte dieser Vorläuferkerne.⁵¹ Weiterhin ist ρ die Reaktivität des Reaktors und l_{th} die effektive Lebensdauer der prompten (durch die Spaltung entstehenden) Neutronen. Für die Konzentration der Vorläuferkerne (Mutterkerne) ergibt sich:

$$\frac{dG_i(t)}{dt} = -\lambda_i G_i(t) + \frac{\beta_i}{l_{th}} n(t) \quad (6.6.2.2)$$

Das heißt die betrachteten Größen stellen sinnvolle Mittelwerte dar. Räumliche Dimensionalität wird nicht berücksichtigt, jede Ortsabhängigkeit, z.B. von Temperatur, Neutronenfluß und Leistung ist auf einen Parameter beschränkt. So lassen sich durchaus Aussagen über das Verhalten des Gesamtsystems treffen, allerdings bleiben auftretende Maximalwerte (Minimalwerte) hiervon unberührt.

Entsprechend würde ein zwei- oder dreidimensionales Modell detailliertere Aussagen über die lokale (Leistungs-) Antwort des Systems auf das Einbringen einer Überschußreaktivität liefern. Vorab sei gesagt, daß eine Verzerrung des Leistungsprofils nicht so stark zu bewerten ist, daß eine Abschätzung der maximalen Belastung unzulässig erscheint.

Die Thermohydraulik ist entsprechend der Punktkinetik angepaßt und berücksichtigt nur Mittelwerte. Grundlage sind hier die Mittelwerte der stationären Temperaturen für Coated Particle, Matrixgraphit der Brennelemente, Schale der Brennelemente, Kühlgas, etc. Materialwerte werden nicht temperaturabhängig berechnet, sondern entsprechend den Anfangstemperaturen entwickelt. Die Beschichtung der Coated Particles wird nicht berücksichtigt.

Das Programm HTRKIN berechnet also aus den vorgegebenen Werten für die Reaktivitätsrampe die transiente Leistung und Temperaturen. Über das nachgeschaltete Programm FAST2 wird dann eine detaillierte Berechnung der Temperaturverteilung im Coated Particle und im Brennelement durchgeführt. Die Mittelwerte für die verschiedenen Bereiche müssen sich mit den Werten aus der Punktkinetikrechnung decken.⁵²

6.6.3 Transiente Belastungen eines Coated Particles

Nachdem nun die Leistungstransiente aus der Vorgabe von Reaktivitätssprung und Zeitkonstante bekannt ist, stellt sich die Frage nach der exakten Temperaturverteilung in den einzelnen Coated Particles. Die bisher gemachten Ansätze stellen zwar die Rückkopplung von Temperatur und Reaktivität richtig dar (wie noch gezeigt wird), jedoch sind hier detailliertere Angaben zum transienten Verhalten nicht möglich. Das

⁵¹ Diese sind üblicherweise in sechs Gruppen zusammengefaßt.

⁵² Dies ist weitestgehend möglich, so daß eine direkte Kopplung der Programme nicht nötig ist.

heißt, die Frage nach Temperaturgradienten, vor allem in den Schichten der Coatings, ist bisher unbetrachtet geblieben. Weitere für die Bedeutung der Auswirkungen des Reaktivitätssprungs wichtige Probleme sind durch Beachtung von Dehnungen und Spannungen gegeben. Um diese Spannungsanalyse vornehmen zu können, ist es notwendig, einen geeigneten, zeitabhängigen Datensatz an Temperaturprofilen zu erstellen. Der Einfluß von Ungenauigkeiten, Abweichungen und mangelnder Kenntnis wird hierbei an geeigneter Stelle zu diskutieren sein.

Die wesentlichen Eigenschaften und Anforderungen werden durch den Code FASTRANS /68/, /69/ erfüllt. Dieser wurde zur Analyse des Coated-Particle-Verhalten in Pulsreaktor-Experimenten (z.B. auch /70/, /71/) entwickelt. Daher wurde er als Basis der Untersuchungen gewählt und entsprechend den Randbedingungen modifiziert. Zu nennen ist hierbei vorrangig:

- Vorgabe des Leistungsprofils als
 - Datei (HTRKIN)
 - Formel, z.B. normalverteilte Peak-Darstellung
- volle Diskretisierung aller Bereiche⁵³
- beliebige Wahl der Randbedingung
- Erweiterung um den äquivalenten Matrixgraphit-Bereich
- erweitertes Schmelzmodell zur Beschreibung des transienten UO₂-Schmelzens /72/⁵⁴

Wie diese Punkte in dem erweiterten Code FAST2 dargestellt sind, ist im folgenden erläutert.

⁵³ Diese erscheint aus zwei Gründen wesentlich zu sein: Zum einen wird für die nachfolgenden Betrachtungen ein vollständiger Datensatz an Temperaturen, die den ganzen Modellbereich abdecken, nötig sein. Zum anderen ist a priori nicht bekannt, welche Materialwerte (z.B. in Parametervariationen) benutzt werden und somit ein Vergleich charakteristischer Wärmetransferzeiten unzweckmäßig ist. Somit entfällt diese Eingangskontrolle, deren negatives Ergebnis nur die Notwendigkeit eines komplett diskretisierten Modells bestätigen würde.

⁵⁴ Wie sich in den folgenden Kapiteln noch zeigen wird, ist das gewählte Schmelzmodell nur von untergeordneter Bedeutung im Hinblick auf die zu betrachtenden Unfallfolgen beim postulierten Behälterbersten. Vielmehr ist die Bedeutung für die Vergleichsrechnungen gegeben, die das Programm FAST2 an entsprechenden Experimenten verifizieren sollen, und deren transiente Belastungen weitaus größer als im betrachteten Störfall sind. Die Erläuterungen des Schmelzmodells mit Annahmen und programmtechnischen Umsetzungen sind daher im Anhang wiedergegeben.

6.6.4 Das Modell FAST2

6.6.4.1 Berechnungsmethoden

Der Computercode FAST2 berechnet das transiente Temperaturverhalten von Coated Particles bei schnellen Leistungstransienten. Sowohl die Wahl von Kugelkoordinaten und die Berücksichtigung der Symmetrie, das heißt keine Winkelabhängigkeit von Temperaturen, Wärmeströmen, Materialparametern, etc. ist zweckmäßig. Effekte durch das Auftreten nichtradialer Abhängigkeiten sind zwar denkbar, aber weder leicht erfaßbar noch kontrollierbar. Zumal würden sie einen hohen Rechenaufwand erfordern ohne wesentliche Verbesserung der Ergebnisse zu erzielen.⁵⁵

Unter den genannten Randbedingungen gilt der erweiterte Fouriersche Ansatz zur instationären Wärmeleitung mit Quellterm. Dieser Quellterm ist eine volumenspezifische Größe, die hier als konstant über dem leistungserzeugenden Bereich betrachtet wird. Exakt wird hier sogar nur eine Leistungserzeugung in dem UO₂-Kernel des Particles betrachtet. Effekte, die eine Leistungserzeugung in anderen Schichten (Recoil in der Pufferschicht, γ -Heating, etc.) des Particles verursachen, werden vernachlässigt und die ganze thermische Leistung auf das Kernel konzentriert. Dies ist insofern zulässig, als daß dies a priori im Sinne der Berechnungen und Freisetzungsbetrachtungen mit ihrem Blick auf das 'Maximale' eine konservative Einschätzung ist. Damit folgt /73/, /74/, /75/, /76/:

$$\rho c_p \frac{\partial \vartheta}{\partial t} = -\nabla \cdot \vec{q} + \dot{q}''' \quad (6.6.4.1.1)$$

Für den Wärmestrom \vec{q} gilt bekanntermaßen:

$$\vec{q} = -\lambda \nabla \vartheta \quad (6.6.4.1.2)$$

Dieser Ansatz wird nun bezüglich der vorgegebenen Randbedingungen mit einem finiten Differenzenverfahren gelöst. Dazu wird ein Gitter generiert, das die Bereiche mit unterschiedlichen Eigenschaften des Coated Particles in verschiedene Kugelschalen gleicher Schichtdicke aufteilt.

Abbildung Abb. 44 auf Seite 88 zeigt die Diskretisierung und die entsprechenden Wärmeströme. Die Referenzpunkte der Temperaturen sind den einzelnen Grenzschichten zugeordnet. Die Wärmekapazität, die Gegenstand der transienten Betrachtung ist, setzt sich hierbei für jeden Temperaturstützpunkt aus der Hälfte der inneren und äußeren Volumenschicht zusammen (Ausnahme ist hier der Mittelpunkt).

⁵⁵ Es darf nicht vergessen werden, daß im Rahmen der Untersuchungen zum hypothetischen Druckbehälterversagen des HTR-Modul schon allgemein erhebliche Unsicherheiten in der Angabe von Randbedingungen bestehen. Für die Betrachtung eines einzelnen Partikels ist es unter Umständen sinnvoll. Die große Anzahl von mehreren Milliarden Coated Particles eines HTR-Cores wird jedoch auf die symmetrische Kugelform hin hergestellt.

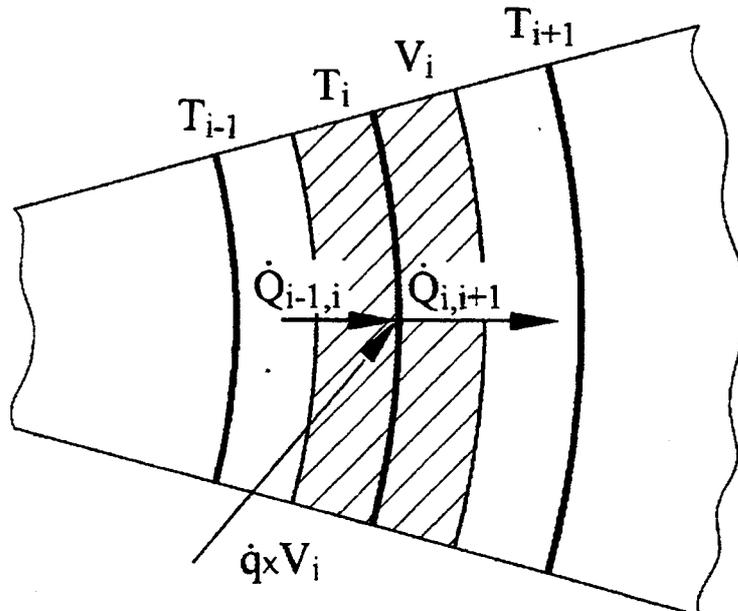


Abb. 44. Diskretisierung und Bilanzierung im Modell FAST2

Die Indizes beziehen sich hier auf die Grenzschicht, die sogenannten Knoten des Modells. Wie schon oben ausgeführt ist $\dot{q}'' V_i$ hier die gemittelte absolute Leistungserzeugung im zugeordneten Maschenvolumen. $\dot{Q}_{i-1,i}$ entspricht somit dem Wärmestrom vom Knotenpunkt $i-1$ nach i .

Damit lautet die Bilanz dann wie folgt:

$$\dot{Q}_{i-1,i} - \dot{Q}_{i,i+1} + \dot{q}'' V_i = H_i \quad (6.6.4.1.3)$$

Damit folgt:

$$m_i c_{p,i} \frac{\partial \vartheta_i}{\partial t} = -\lambda_{i-1,i} A_{i-1,i} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right)_{i-1,i} + \lambda_{i,i+1} A_{i,i+1} \left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right)_{i,i+1} + \dot{q}'' V_i \quad (6.6.4.1.4)$$

Die Gleichung wird wie folgt diskretisiert:

$$\left(\frac{\partial \vartheta}{\partial r} \right)_{i-1,i} \rightarrow \frac{\vartheta_i - \vartheta_{i-1}}{\Delta r_{i-1,i}} \quad (6.6.4.1.5)$$

Weiterhin wird ein Crank-Nicolson-Ansatz [77], [73] zur Diskretisierung der Temperaturstellen benutzt.

$$\vartheta = \frac{T' + T}{2}, \quad T' = T(t + \Delta t) \quad (6.6.4.1.6)$$

und:

$$\partial t \rightarrow \Delta t \quad (6.6.4.1.7)$$

T' ist also die Temperatur eines Knotenpunktes zum Endzeitpunkt des Zeitintervalls Δt . Damit erhält man:

$$T'_i = \frac{\{F_i(T_i - T_{i-1}) - F_{i+1}(T_{i+1} - T_i) + C_i T_i + \dot{q}''' V_i - F_{i+1} T'_{i-1} - F_{i+1} T'_{i+1}\}}{\{-F_i - F_{i+1} + C_i\}} \quad (6.6.4.1.8)$$

Dabei sind:

$$F_i = \frac{-\lambda_{i-1,j} A_{i-1,j}}{2 \Delta r_{i-1,j}} \quad (6.6.4.1.9)$$

$$F_{i+1} = \frac{-\lambda_{i,i+1} A_{i,i+1}}{2 \Delta r_{i,i+1}} \quad (6.6.4.1.10)$$

$$C_i = \frac{\rho_i V_i c_{p,i}}{\Delta t} \quad (6.6.4.1.11)$$

Wie der Gleichung (6.6.4.1.8) zu entnehmen ist, hängt die neue Temperatur des Knotens T'_i von den Temperaturen der benachbarten Knoten am Ende des Zeitintervalls Δt ab. Unter Hinzunahme der Randbedingung für das Kugelzentrum, $F_i = 0$, läßt sich formulieren:

$$T'_i = f(T'_{i+1}) \quad (6.6.4.1.12)$$

Bei Vorgabe der Randbedingungen am äußeren Rand des Gitters, die in FAST2 als

1. konstante Oberflächentemperatur, $\frac{\partial \vartheta}{\partial t} = 0$
2. zeitabhängige Oberflächentemperatur, $\vartheta = f(t)$
3. adiabat, $\dot{Q}_{i,i+1} = 0$
4. konstanter Wärmestrom, $\dot{Q}_{i,i+1} = \text{const.}$

einsetzbar sind, lassen sich die Temperaturen sukzessive berechnen.

6.6.4.2 Vorgabe der Leistungsproduktion

Der wesentliche Punkt ist nunmehr die Anknüpfung der dem Programm **vorgegebenen** transienten Leistungsverteilung.

Als universelle Eingabe werden diese Werte als Zeit-Faktor-Wertepaare von einer Datei eingelesen. Der Faktor versteht sich hierbei als ein Vielfaches der stationären Leistung.

Eine andere Darstellungsform ist die analytische. Für Vergleichsrechnungen zu Pulsreakortests von Coated Particles sind entsprechende Formeln bekannt, bzw. lassen sich leicht herleiten, da die Puls-Charakteristika bekannt sind.

Verwendung findet eine Gaußsche Normalverteilung der Leistung, wobei Maximalwert und Halbwertsbreite bekannt sein müssen:

$$\dot{q}(t) = \dot{q}_{\max} e^{-\frac{(t-t_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (6.6.4.2.1)$$

mit:

$$\sigma = \sqrt{\frac{\Delta t^2}{8 \ln 2}} \quad (6.6.4.2.2)$$

6.6.4.3 Das Rechenmodell zum HTR-Modul

Die vorgenannten Ansätze wurden als allgemeines Modell in dem C-Programm FAST2 formuliert. Für die Betrachtungen des Coated Particles unter Störfallreaktivitäten wurden zwei getrennte Modelle erstellt:

- Modell eines Coated Particles mit einer Schicht anteiligen Matrixgraphits
- Modell des Brennelements mit entsprechender äußerer Randbedingung

Die beiden Modelle können so frei gekoppelt werden. Das heißt die Randbedingung für das Coated Particle ergibt sich direkt aus dem Temperaturverlauf innerhalb des Brennelements und kann so angepaßt werden /78/.

Tab. 11 zeigt die gewählte Diskretisierung des Coated-Particle-Modells.

Zone	Stützpunktzahl in FAST2
Kernel	35
Puffer	25
PyC (innen)	25
SiC	25
PyC (außen)	25
Matrixgraphit	20

Tab. 11. Beschreibung des Rechengitters: Die Tabelle zeigt die gewählte Diskretisierung für das FAST2-Modell des Coated Particles.

Für einzelne Bereiche, z.B. das Kernel, können Wärmeströme bilanziert werden. So lassen sich Wärmespeicherung und Wärmetransport in Relation setzen.

Das Coated-Particle-Modell enthält zusätzlich ein Schmelzmodell, welches den Phasenübergang des UO₂ simulieren kann. Die einzelnen diskreten Phasenbereiche sind dabei durch die Diskretisierung der Zonen vorgegeben. Das heißt jeweils eine ganze Zone schmilzt oder erstarrt einheitlich. Die Schmelzwärme wird dabei dem Gitter auf numerische Weise 'entnommen'. Gleichzeitig werden die Materialwerte dieser Schicht entsprechend angepaßt. Beim Erstarren wird die Erstarungswärme wieder sukzessive dem Gitter zugeführt, bis die ganze Schicht erstarrt ist (Wärmetransport bei gleicher Temperatur T_{melt}).

6.6.4.4 Stoffgrößen

Die Wahl der Stoffgrößen hat einen entscheidenden Einfluß auf das Ergebnis. Für die Berechnung der transienten Temperaturen sind die Größen λ , ρ und c_p notwendig. Besondere Beachtung muß bei diesen transienten Vorgängen auf die Temperaturabhängigkeit gelegt werden. Veränderungen durch Strahlungseinfluß, die zudem für die meisten Materialien nur unzureichend bekannt sind, werden vernachlässigt. Von Wichtigkeit ist auch die Beachtung des zulässigen Temperaturbereichs. In diesem Zusammenhang wird aus verschiedenen Quellen der jeweils beste Zusammenhang gewählt.

Tab. 12 auf Seite 92 zeigt die in FAST2 verwendeten Stoffwerte. Die Wärmeleitfähigkeit für die Pufferschicht ist nicht exakt genug bekannt. Die Porosität der Schicht, die ja dazu dient, Spaltgase aufzunehmen, hat einen entscheidenden Einfluß auf die Wärmeleitfähigkeit und somit auf das Temperaturprofil über das UO_2 -Kernel. Der Temperaturgradient über die Pufferschicht wird direkt durch diese Größe beeinflusst. Die angegebene Spanne wird der anzuwendenden Größe weitgehend gerecht, wobei 0.5 W/(mK) ein sehr konservativer Wert ist.

Die Abb. 45 auf Seite 93 zeigt die Wärmeleitfähigkeiten für UO_2 . Offenbar sind die Werte für den Temperaturbereich unterhalb von 1600°C weitgehend identisch. Im Vergleich zur als Referenz betrachteten Darstellung -3- liefert -1- exakte Werte bis 2500°C . -2- berücksichtigt den durch den Phasenwechsel bedingten Sprung nicht und zeigt für Temperaturen oberhalb des Schmelzpunktes vergleichsweise tolerierbare Abweichungen. -3- /79/ ist bereichsweise bis zu einer Temperatur von 3500°C definiert.

Abb. 46 auf Seite 93 zeigt die spez. Wärmekapazitäten für UO_2 . -1- und -3- liefern eine Darstellung mit geringer Abweichung zueinander. Die in -2- benutzte Darstellung weicht signifikant ab. Eine Änderung durch Phasenwechsel des UO_2 wird nicht berücksichtigt. Die Wärmespeicherung wird unterbewertet, das heißt die berechneten Temperaturen werden über den zu erwartenden Temperaturen liegen.

Abb. 47 auf Seite 94 zeigt die Wärmeleitfähigkeiten für Matrixgraphit und SiC. Die angegebenen Werte für SiC, -2- und -3-, decken etwa den Bereich für Siliziumcarbid ab. Wie auch aus anderen Quellen zu entnehmen ist, streuen die Werte im unteren Temperaturbereich relativ stark /80/.

Abb. 48 auf Seite 94 zeigt die spez. Wärmekapazitäten für Matrixgraphit und SiC. -2- ist in /81/ zu finden, ist aber offenbar fehlerhaft, da hier im Temperaturbereich kleiner als 110°C negative Werte vorliegen. Verwendung der analytischen Darstellung abhängig von der absoluten Temperatur liefert eine 'korrigierte' Darstellung. In der Abbildung ist dies die Kurve -5-, die nur sehr geringe Abweichungen zu -1- hat. -3- und -4- gelten für SiC. Offenbar sind die Werte von -3- im unteren Bereich zu niedrig, wenn man die Werte mit den Angaben weiterer Quellen vergleicht. So nennt Nabielek /68/ z.B. $c_p(20^\circ\text{C}) = 674 \text{ J/(kgK)}$ und $c_p(2827^\circ\text{C}) = 1409 \text{ J/(kgK)}$.

⁵⁶ Die angegebenen Werte für die Wärmeleitfähigkeit der Pufferschicht streuen über einen weiten Bereich. Welchen Einfluß diese Unkenntnis der exakten Wärmeleitfähigkeit, die ja stark durch den Grad der Porosität beeinflusst ist, hat, wird in einem späteren Kapitel untersucht.

Region	Dichte [Mg/m ³]	λ [W/(m K)]	c_p [J/(kg K)]
UO ₂ -Kernel	10810. * 0.958	3.1 *)	322. *)
Puffer	1100.	0.5 - 4.56	700.
PyC-LTI innen	1900.	4.	700.
SiC	3210.	16. *)	33.5 / 1234. *)
PyC-LTI außen	1900.	4.	700.
Matrixgraphit	2250.	33.5 *)	1935 *)

Tab. 12. Stoffwerte: Die Tabelle enthält die Stoffwerte, die dem Programm FAST2 als Standardwerte zur Verfügung stehen. Die mit *) gekennzeichneten Werte sind einem temperaturabhängigen Zusammenhang entnommen und gelten für 1000°C.

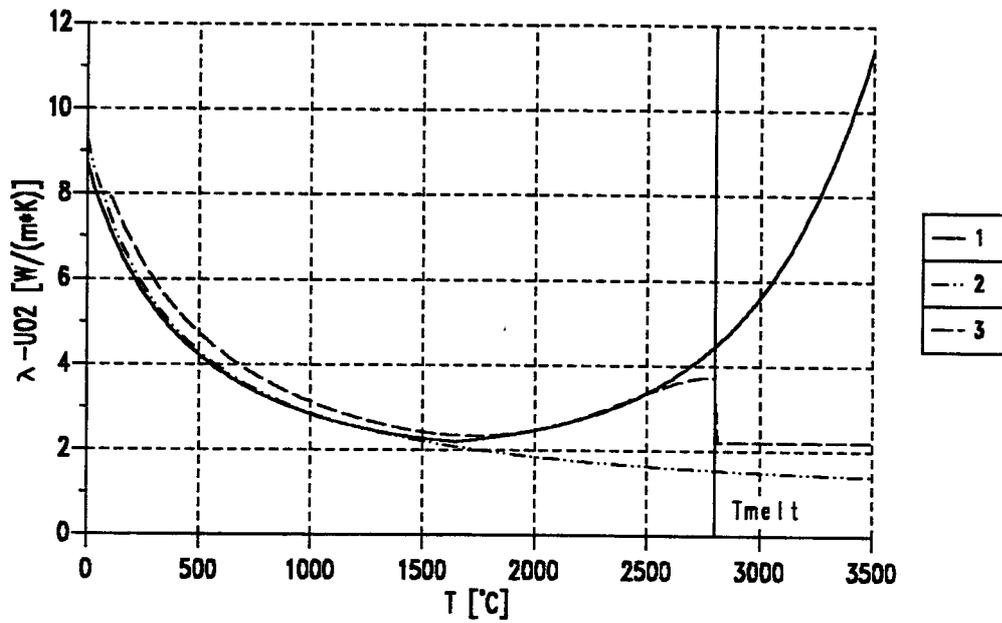


Abb. 45. Wärmeleitfähigkeit von UO_2 : -1- nach Nabielek /68/, -2- nach Bashkirtsev /81/, -3- nach Gmelin /79/ (benutzt in FAST2)

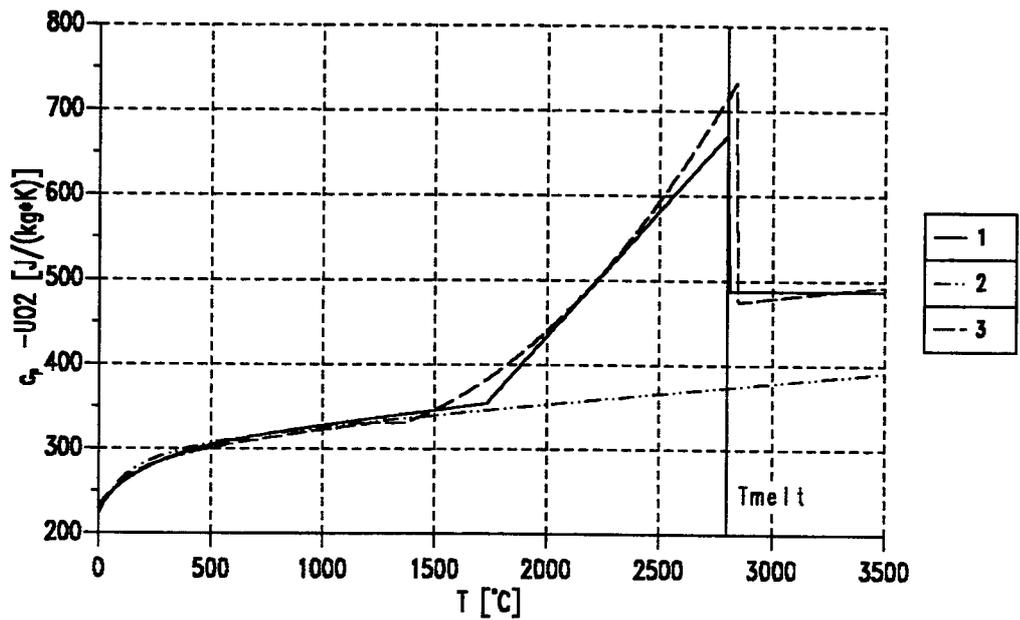


Abb. 46. Wärmekapazität von UO_2 : -1- nach Nabielek /68/, -2- nach Bashkirtsev /81/, -3- nach Gmelin /79/ (benutzt in FAST2)

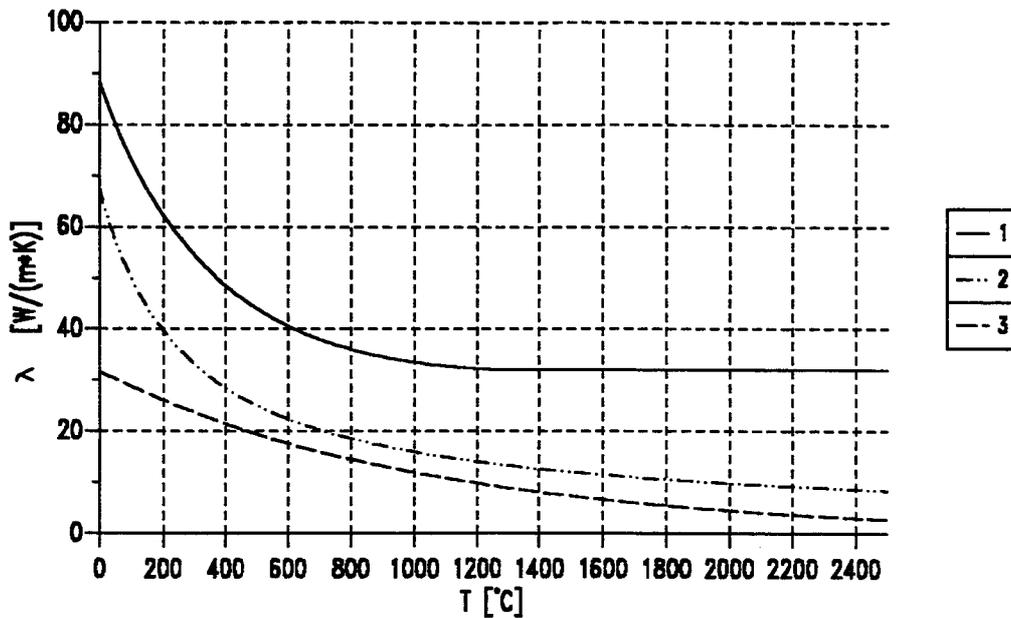


Abb. 47. Wärmeleitfähigkeiten: -1- Matrixgraphit /82/, /83/, -2- SiC nach Nabielek /RR11', -3- SiC nach Bashkirtsev /81/

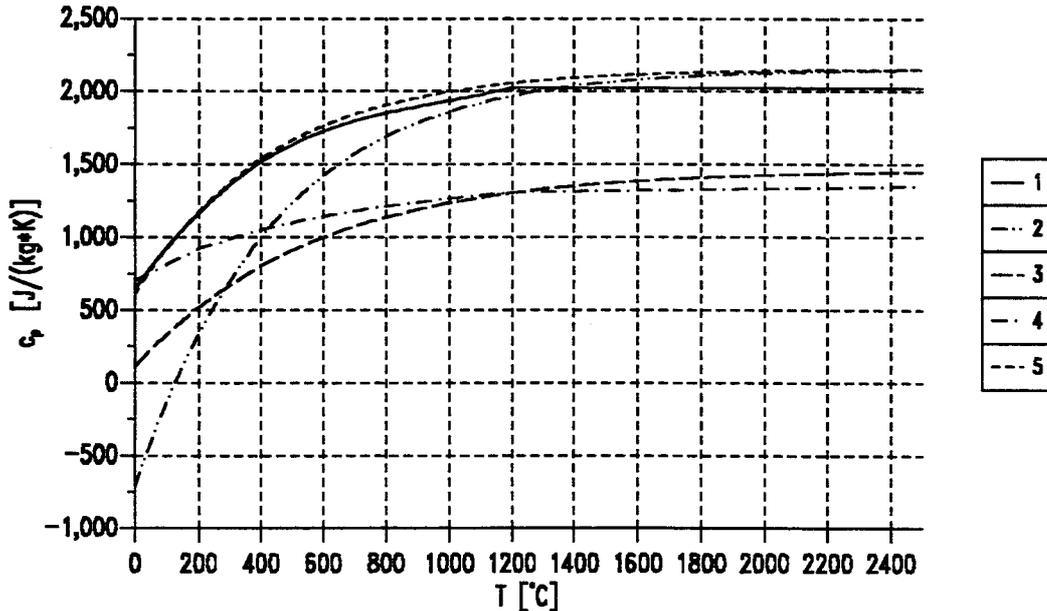


Abb. 48. Wärmekapazitäten: -1- Matrixgraphit /82/, /83/, -2- Graphit nach Bashkirtsev /81/, -3- SiC nach Bashkirtsev /81/, -4- SiC nach Keller /80/, -5- 'korrigierte' Darstellung nach Bashkirtsev /81/

6.6.5 Die Spannungsberechnung

6.6.5.1 Eingangsüberlegungen

Mit dem im vorherigen Abschnitt erläuterten Modell lassen sich nun die transienten Temperaturen bestimmen, die durch einen Reaktivitätssprung verursacht werden. Obgleich dies nur für ein repräsentatives Partikel gilt, sind durchaus geeignete Aussagen über die Belastungen zu machen. Dies ist jedoch nur unter Beachtung der benutzten Randbedingungen wie Temperaturvorgaben, Reaktivitätsverhalten und Materialparameter zulässig.

Die Belastungen des betrachteten Coated Particles, die aus dieser schnellen Leistungstransienten hervorgehen, können sowohl kurzzeitiger als langzeitiger Natur sein. Der 'kurzzeitig' implizierte Bruch der Coatings, allen voran der SiC-Schicht, wird 'langfristig' erhöhte Freisetzungen verursachen.

Das im Folgenden dargestellte Modell beschreibt die aus der transienten Temperaturverteilung hervorgehenden Spannungen in den einzelnen Schichten des Coated Particles. Hierbei soll das Modell detailliert genug sein, um allen Ansprüchen, die aus der kurzzeitigen Belastung erwachsen, gerecht zu werden. Modellansätze, die eine langfristige Untersuchung des Partikelverhaltens darstellen, sind nicht Gegenstand der Untersuchung. Vielmehr ist ein parametrischer Vergleich der verschiedenen kurzzeitigen Transienten und eine Klassifizierung der Einflußgrößen Basis der Überlegungen. Inwiefern die Ergebnisse der Spannungsanalyse für das zu betrachtende Unfallszenario Freisetzungsraten von Spaltprodukten widerspiegeln, muß eigens diskutiert werden.

6.6.5.2 Theoretische Ansätze

Die Berechnung der Spannungen in den einzelnen Schichten der Coated Particles wird mit Hilfe der linearen Elastizitätstheorie vorgenommen. Hierbei bezieht sich die Linearität auf den Zusammenhang von Spannungen und Dehnungen. Dies ist im allgemeinen zulässig, nur unter dem Einfluß starker Strahlung, kann der Grenzbereich überschritten werden.

Entsprechende Überlegungen finden sich zum Beispiel in /84/, /85/. Diese Ansätze lassen sich jedoch nur begrenzt anwenden (/86/, /87/, /88/, /89/, /90/).

Für den zu betrachtenden Fall eines Coated Particles, oder allgemeiner einer (Hohl-)Kugel, ist üblicherweise ein dreidimensionales Koordinatensystem der Form r, ϕ, θ (Polarkoordinaten) zu wählen. Ruft man sich die vereinzelt Abweichungen der Coated Particles von der idealen Kugelform in Erinnerung, so muß für diese unbedingt eine vollständige Betrachtung der Spannungsverteilung durchgeführt werden. Der überwiegende Teil an Coated Particles besitzt die auslegungsmäßig gewünschte Form mit Kugelschichten. Allerdings kann sich diese Form durch die Leistungserzeugung im Reaktor verändern. Ein ausgewähltes Beispiel an Asymmetrie ist der sogenannte 'Amöben-Effekt'. Hier verschiebt sich das UO₂-Kernel unter Einfluß eines (starken) Temperaturgradienten.

Im betrachteten Fall wird daher strenge Kugelsymmetrie angenommen. Abgeleitete Aussagen betreffen daher nur das charakteristische Partikel; abweichende CP's sind möglicherweise höheren Belastungen ausgesetzt.

Es gilt:

$$\frac{\partial}{\partial \theta} \sigma = 0 \quad \frac{\partial}{\partial \phi} \sigma = 0 \quad (6.6.5.2.1)$$

Hieraus folgend sind in den einzelnen Schichten auch keine Scherspannungen anzunehmen. Diese sind jedoch zu berücksichtigen, wenn eine Anisotropie, z.B. durch den Bruch einer einzelnen Schicht, auftritt. Desweiteren werden ebenfalls isotrope Materialwerte in den verschiedenen Bereichen angenommen.

Die Bestimmungsgleichungen der Spannungen lassen sich durch Gleichgewichtsbetrachtungen an einem differentiellen Volumenelement einer Kugelschale herleiten (Abb. 49).

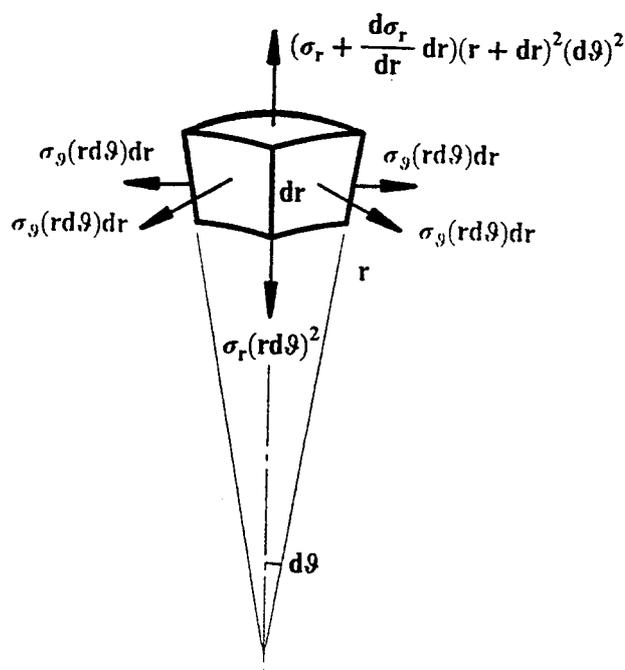


Abb. 49. Kräftegleichgewicht am Volumenelement

Abb. 49 zeigt die auf das Volumenelement wirkenden Kräfte. Damit folgt für die Gleichgewichtsbedingungen:

$$\frac{d\sigma_r}{dr} + \frac{2}{r} (\sigma_r - \sigma_\theta) = 0 \quad (6.6.5.2.2)$$

Aus der Betrachtung der Verschiebungen am Volumenelement ergibt sich der Zusammenhang zwischen Verzerrungen und Verschiebungen (Abb. 50 auf Seite 97).

$$\varepsilon_r = \frac{u + \frac{du}{dr} dr - u}{dr} = \frac{du}{dr} \quad (6.6.5.2.3)$$

$$\varepsilon_t = \frac{(r + u)d\vartheta - rd\vartheta}{rd\vartheta} = \frac{u}{r} \quad (6.6.5.2.4)$$

Damit ergibt sich dann die Abhängigkeit der Dehnungen:

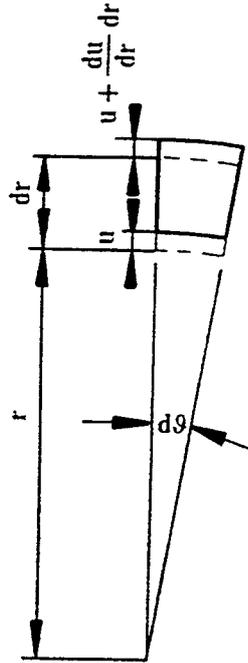


Abb. 50. Verschiebungsgrößen am Volumenelement

$$\frac{d\varepsilon_t}{dr} + \frac{1}{r}(\varepsilon_t - \varepsilon_r) = 0 \quad (6.6.5.2.5)$$

Die Dehnungen ε_r und ε_t lassen sich in die verschiedenen Anteile aufspalten. Die Beiträge sind jeweils additiv. Der erste Term von Gleichung (6.6.5.2.6, 6.6.5.2.7) leitet sich aus den Dehnungen ab, die durch die (äußeren) Spannungen verursacht sind. Der zweite Term repräsentiert den Anteil, der den Dehnungen durch die thermische Belastung des Materials entspricht. Hierbei ist zu beachten, daß nur die Temperaturdifferenz (zum Referenzzeitpunkt) von Bedeutung für die Dehnung ist. Der letzte Term schließlich berücksichtigt Dehnungen, die aufgrund strahleninduzierter Veränderungen des Stoffes entstehen. Diese werden im folgenden vernachlässigt, da dies Effekte sind, deren Einfluß nur über lange Zeiträume hinweg wirksam wird. Bei den vorliegenden Betrachtungen der schnellen Reaktivitätstransienten ist daher nahezu kein Einfluß gegeben. Das bedeutet allerdings nicht, daß ein Brennstoffpartikel, welches einer hohen Strahlendosis ausgesetzt war, die gleichen Belastungen wie ein unbestrahltes Partikel erfährt. Vielmehr ändern sich die Anfangsbedingungen für die Kurzzeittransiente. Die resultierenden Spannungen der Kurzzeittransiente gelten also ohne Berücksichtigung des zu Beginn vorliegenden Spannungszustandes. Vielmehr sind die Belastungen der Kurzzeittransiente dem (stationären) Spannungszustand zu überlagern.

$$\varepsilon_r = \frac{1}{E}(\sigma_r - 2\mu\sigma_t) + \alpha\Delta T + \eta \quad (6.6.5.2.6)$$

$$\varepsilon_t = \frac{1}{E}(\sigma_t - \mu(\sigma_r + \sigma_r)) + \alpha\Delta T + \eta \quad (6.6.5.2.7)$$

Die Gleichungen (6.6.5.2.2 - 6.6.5.2.7) zeigen, daß es sich um einen quasistationären Prozeß handelt. Die Zeitabhängigkeit steckt in der Temperaturverteilung:

$$\Delta T(r,t) = T(r,t) - T(r,t=0) \quad (6.6.5.2.8)$$

Nach Einsetzen und Umwandeln der Gleichungen (6.6.5.2.2 - 6.6.5.2.7) erhält man für die ortsabhängige Spannung in radialer Richtung:

$$\sigma_r(r) = -\frac{2E\alpha}{1-\mu} \frac{1}{r^3} \int_{r_i}^r \Delta T r^2 dr + C_1 \frac{1}{r^3} + C_2 \quad (6.6.5.2.9)$$

Die aus der Integration folgenden unbekanntenen Konstanten C_1 und C_2 ergeben sich aus den Randbedingungen an den Schichtoberflächen. So entspricht die Radialspannung an der Innenoberfläche gerade dem Innendruck (z.B. dem Spaltgasdruck). Für die Radialspannung an der Außenoberfläche ist entsprechen der Außendruck anzusetzen:

$$\sigma_r(r_i) = p_i \quad \sigma_r(r_a) = p_a \quad (6.6.5.2.10)$$

Damit ergibt sich der gesamte Spannungsverlauf in der betrachteten Schicht zu:

$$\sigma_r(r) = \frac{A}{r^3} \int_{r_i}^r \Delta T r^2 dr + p_i + A \frac{(r_i^3 - r^3)}{r^3(r_a^3 - r_i^3)} \left[\frac{(p_i - p_a)r_a^3}{A} + \int_{r_i}^{r_a} \Delta T r^2 dr \right] \quad (6.6.5.2.11)$$

Die Größe A ist hier entsprechend:

$$A = -\frac{2E\alpha}{1-\mu} \quad (6.6.5.2.12)$$

Analog ergibt die Auswertung der Gleichungen (6.6.5.2.2 - 6.6.5.2.7) für den Tangentialspannungsverlauf in der Schicht:

$$\sigma_t(r) = -\frac{E\alpha}{1-\mu} \left(-\frac{1}{r^3} \int_{r_i}^r \Delta T r^2 dr + \Delta T \right) - \frac{1}{2r^3} C_3 + C_4 \quad (6.6.5.2.13)$$

Unbekannt sind auch hier die Integrationskonstanten C_3 und C_4 . Diese ergeben sich aus den Randbedingungen an den Schichtoberflächen. Diese lassen sich somit auf die bekannten Radialspannungen an den Oberflächen zurückführen. Für die Tangentialspannungen in den Oberflächen gilt:

$$\sigma_t(r=r_i) = \sigma_{r_i} + \frac{r_i}{2} \left(\frac{d\sigma_r}{dr} \right)_{r=r_i} \quad (6.6.5.2.14)$$

$$\sigma_t(r=r_a) = \sigma_{r_a} + \frac{r_a}{2} \left(\frac{d\sigma_r}{dr} \right)_{r=r_a} \quad (6.6.5.2.15)$$

Mit den Gleichungen (6.6.5.2.11, 6.6.5.2.13 - 6.6.5.2.15) folgt also für den Verlauf der Tangentialspannung:

$$\sigma_t(r) = - \frac{A}{2r^3} \int_{r_i}^r \Delta T r^2 dr + \frac{(2r^3 + r_i^3)}{r^3(r_i^3 - r_a^3)} \left[\frac{A}{2} \int_{r_i}^{r_a} \Delta T r^2 dr + \frac{(p_i - p_a) r_a^3}{2} \right] + \frac{A}{2} \Delta T + p_i \quad (6.6.5.2.16)$$

Die Gleichungen (6.6.5.2.11, 6.6.5.2.16) werden zur computergestützten Lösung diskretisiert. Zweckmässigerweise wird zur Berechnung der Spannungsverteilung die gleiche Diskretisierung wie im Temperaturmodell gewählt. Allgemein wird die jeweils betrachtete Schicht in eine Anzahl von äquidistanten Stützstellen zerlegt, für die dann Radial- und Tangentialspannungen bestimmt werden. Es ist zu beachten, daß die Integrale in Summen überführt werden, die sich über eine ausreichende Anzahl von Stützstellen erstrecken, die nicht unbedingt mit dem Diskretisierungsgitter übereinstimmen. Vielmehr wird für jede Summe eine Anzahl von j_{\max} Hilfsstützstellen eingeführt, die das Intervall von r_i bis R abdecken. Die Temperaturen an diesen Hilfsstützstellen werden aus dem Gitter des Modells interpoliert.

Damit folgt für die Radialspannung an der Stelle R :

$$\sigma_r(R) = - \left[\frac{R^3 - r_i^3}{r_a^3 - r_i^3} \left(\frac{(p_i - p_a) r_a^3}{A} + \sum_{\substack{j=0 \\ r(j=0)=r_i}}^{j=j_{\max}-1} \sum_{k=j}^{k=j+1} \frac{\Delta T(r(k)) r(k)^2}{2} \Delta r \right) - \sum_{\substack{j=0 \\ r(j=0)=r_i}}^{j=j_{\max}-1} \sum_{k=j}^{k=j+1} \frac{\Delta T(r(k)) r(k)^2}{2} \Delta r \right] \frac{A}{R^3} + p_i \quad (6.6.5.2.17)$$

Weiterhin folgt für die Tangentialspannung an der Stelle R :

$$\begin{aligned}
\sigma_t(R) = & - \left[\frac{2R^3 + r_i^3}{r_a^3 - r_i^3} \left(\frac{(p_i - p_a) r_a^3}{A} + \sum_{\substack{j=0 \\ r(j)=r_i}}^{j=j_{\max}-1} \sum_{k=j}^{k=j+1} \frac{\Delta T(r(k)) r(k)^2}{2} \Delta r \right) \right. \\
& \left. + \sum_{\substack{j=0 \\ r(j)=r_i}}^{j=j_{\max}-1} \sum_{k=j}^{k=j+1} \frac{\Delta T(r(k)) r(k)^2}{2} \Delta r - \Delta T(R) R^3 \right] \frac{A}{2R^3} + p_i
\end{aligned} \tag{6.6.5.2.18}$$

Die Gleichungen (5.2.2.17), (5.2.2.18) sind also dergestalt:

$$\begin{aligned}
\sigma_r(R) &= f(\Delta T, p_i, p_a) \\
\sigma_t(R) &= f(\Delta T, p_i, p_a)
\end{aligned} \tag{6.6.5.2.19}$$

Dabei gelten diese Beziehungen jeweils nur in einer einzelnen Schicht. Um eine vollständige Lösung des Spannungsverlaufs für das gesamte Modell zu erhalten, das aus mehreren unterschiedlichen Schichten besteht, wird folgender Weg beschritten. Die Randspannungen p_i, p_a repräsentieren zusätzlich Pressspannungen, die durch unterschiedliches Ausdehnungsverhalten der Schichten erzeugt werden. Damit ist das System an den Grenzstellen der verschiedenen Schichten konsistent. Liegen die Schichten aufeinander (das heißt es liegt keine Schichtablösung vor), so ist insbesondere der Verlauf der Radialspannung über die Schichtgrenzen hinweg stetig.

Zunächst werden die Schichten voneinander unabhängig betrachtet. Für die Verschiebungen, insbesondere der Grenzflächen, ergibt sich aus der Gleichung (6.6.5.2.4):

$$u(r) = \varepsilon_t \cdot r \tag{6.6.5.2.20}$$

Die Randbedingung an der Grenzfläche zweier Schichten wurde schon angedeutet und besagt, daß die Differenz der Verschiebung der aneinander grenzenden Innen- und Außenoberfläche immer größer gleich Null sein muß⁵⁷ :

$$\Delta u = u_1 - u_0 \geq 0 \tag{6.6.5.2.21}$$

Ist die Differenz größer als Null, so liegt Ablösung der Schichten vor. Die Radialspannung entspricht dann dem Gasdruck im Zwischenraum der Schichtoberflächen.

Ist die Differenz negativ, so entspricht dies einer Überdeckung der Schichten. Diese Überdeckung kann in eine äquivalente Pressspannung umgerechnet werden. Für die Pressspannung σ_p gilt dann:

⁵⁷ Im folgenden bezieht sich der Index der Spannungen, Verschiebungen und Stoffgrößen auf die betrachtete Schicht. 1 = innere Kugelschicht, 2 = äußere Kugelschicht

$$\sigma_{r,0}(r=r_a) = \sigma_p = \sigma_{r,1}(r=r_i) \quad (6.6.5.2.22)$$

Abb. 51 zeigt die Verschiebungsgrößen zweier Schichten.

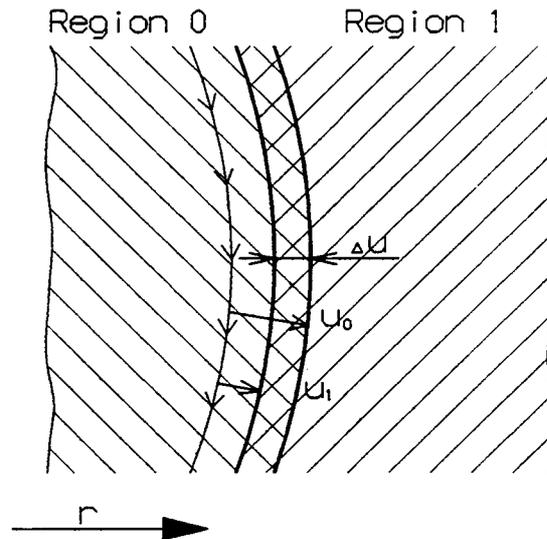


Abb. 51. Verschiebungsgrößen an der Grenzfläche zweier Schichten: Die Abbildung zeigt die Verschiebungen u_0 der Außenfläche der Schicht 0 und u_1 der Innenfläche der Schicht 1. Im dargestellten Fall ist die Verschiebung der inneren Schicht größer als die der äußeren Schicht, daher kommt es zur Überlagerung um den Betrag Δu .

Setzt man die Verschiebungen gleich, so ergibt sich mit der Gleichung (6.6.5.2.7):

$$\begin{aligned} u_0 = u_1 : \quad & \frac{\sigma_{t,0} - \mu_0(\sigma_{r,0} + \sigma_{t,0})}{E_0} + \alpha_0 \Delta T(r) \\ & = \frac{\sigma_{t,1} - \mu_1(\sigma_{r,1} + \sigma_{t,1})}{E_1} + \alpha_1 \Delta T(r) \end{aligned} \quad (6.6.5.2.23)$$

Daraus ergibt sich dann der Zusammenhang zwischen σ_p , $\sigma_{t,0}$ und $\sigma_{t,1}$:

$$0 = V_1 \sigma_{t,0} + V_2 \sigma_{t,1} + V_3 - V_4 \sigma_r \quad (6.6.5.2.24)$$

Für die Koeffizienten V_1, \dots, V_4 gilt entsprechend:

$$\begin{aligned} V_1 &= -\frac{1 - \mu_0}{E_0} \\ V_2 &= \frac{1 - \mu_1}{E_1} \\ V_3 &= (\alpha_1 - \alpha_0) \Delta T \\ V_4 &= \frac{\mu_1}{E_1} - \frac{\mu_0}{E_0} \end{aligned} \quad (6.6.5.2.25)$$

Allerdings ist bis hier vernachlässigt worden, daß die Tangentialspannungen von dem Verlauf der Radialspannung abhängen:

$$\sigma_{t,0/1} = f(\sigma_r) \quad (6.6.5.2.26)$$

Die Tangentialspannungen in der Grenzschicht lassen sich aber auch direkt in Abhängigkeit von den Randbedingungen p_i , p_a darstellen. Daher folgt aus Gleichung (6.6.5.2.16):

$$\sigma_{t,0} = ST_{1,R,0} + p_0 ST_{2,R,0} + p_1 ST_{3,R,0} \quad (6.6.5.2.27)$$

$$\sigma_{t,1} = ST_{1,L,1} + p_1 ST_{2,L,1} + p_2 ST_{3,L,1} \quad (6.6.5.2.28)$$

Die Koeffizienten ST sind von r_i und r_a der einzelnen Schichten abhängig. Der erste Koeffizient ST_1 enthält darüber hinaus die Temperaturabhängigkeit. Abb. 52 zeigt die Bedeutung der Indizes.

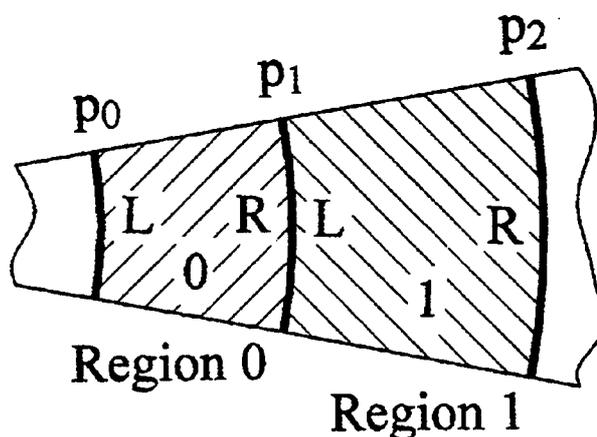


Abb. 52. Bedeutung der Indices

Die Pressspannung σ_p ist in diesen Gleichungen:

$$\sigma_p = p_1 \quad (6.6.5.2.29)$$

Daher ergibt sich aus den Gleichungen (6.6.5.2.24, 6.6.5.2.27, 6.6.5.2.28):

$$\begin{aligned} \sigma_p &= \frac{V_3 + V_1 (ST_{1,R,0} + p_0 ST_{2,R,0}) + V_2 (ST_{1,L,1} + p_2 ST_{3,L,1})}{V_4 - V_1 ST_{3,R,0} - V_2 ST_{2,L,1}} \\ &= f(p_0, p_2) \end{aligned} \quad (6.6.5.2.30)$$

In Gleichung (6.6.5.2.30) sind nur noch bekannte Koeffizienten vorhanden. Die Pressspannung σ_p stellt sich dementsprechend als Funktion des Innendrucks der inneren Schicht und des Außendrucks der äußeren Schicht ein. Für diesen Fall läßt sich diese Spannung unmittelbar bestimmen. Sind diese Spannungen p_0 , p_2 nicht konstant, sondern auch als Pressspannungen zu verstehen, so kann die gesamte Lösung nur durch einen iterativen Lösungsalgorithmus bestimmt werden. Die Iteration wird solange durchgeführt, bis entsprechende Genauigkeitskriterien, z.B. tolerierbare Abweichung bei den Verschiebungen oder Genauigkeit der Spannungswerte, erfüllt sind.

6.6.5.3 Darstellung des Coated Particles

Wie im vorhergehenden Kapitel beschrieben, besteht das Modell eines einzelnen Coated Particles aus verschiedenen Schichten, die, durch den Produktionsprozeß bedingt, aufeinander liegen. Um für dieses System eine Spannungsberechnung zu machen, ist eine sensible und sorgfältige Wahl der Stoffwerte für die Schichten zu machen. Hierbei sind die verschiedenen Einflußgrößen zu bestimmen und ggfs. ihre Auswirkungen abzuschätzen. Die Materialwerte Tab. 13 sind über die bekannten Werte gemittelt und dienen somit als Referenz für alle durchgeführten Rechnungen. Abweichungen einzelner Größen sind in „Anhang F. Stoffwerte der Coated Particles (Literaturwerte)“ auf Seite 179 dargestellt.

Detaillierte Informationen sind auch in „Anhang F. Stoffwerte der Coated Particles (Literaturwerte)“ auf Seite 179 zu finden. Für die Betrachtungen mittels des Programms FAST2 ist es schwierig, Materialwerte für ein charakteristisches Partikel zu definieren. Unterschiede sind z.B. gegeben in:

- Porosität des Stoffes (UO_2 , Puffer)
- Temperaturabhängigkeit
- Abhängigkeit von Abbrand und Dosisbelastung
- Abscheidetemperatur der Schicht
- Oxidationsgrad (UO_{2+x})
- aber auch durch Korrosionsgrad

Material	Elastizitätsmodul E [N/mm^2]	Querkontraktionszahl μ [-]	Längenausdehnungs- koeffizient α [$1/K$]
UO_2 -Kernel	$200 \cdot 10^9$	0.3	$15 \cdot 10^{-6}$
Buffer	$10.6 \cdot 10^9$	0.33	$4.0 \cdot 10^{-6}$
PyC-LTI	$22 \cdot 10^9$	0.329	$5.5 \cdot 10^{-6}$
SiC	$390 \cdot 10^9$	0.33	$5.0 \cdot 10^{-6}$
Matrix	$10.5 \cdot 10^9$	0.3	$2.56 \cdot 10^{-6}$

Tab. 13. Materialwerte: Die Tabelle zeigt die den Berechnungen zugrunde gelegten Materialdaten für die einzelnen Schichten des Coated Particles

6.6.6 Studien/Berechnungen mit dem Programm FAST2

6.6.6.1 Übersicht

Grundlegend läßt sich das Programm recht universal einsetzen. Für die Betrachtungen im Zusammenhang mit dem Behälterbersten sind einige Einschränkungen vorzunehmen. Auf der einen Seite sind die Belastungen eines Coated Particles zu bestimmen, die aus einer schnellen Reaktivitätstransiente folgen. Besonderer Beachtung bedarf hier auch der Vergleich zu einer langsamen Reaktivitätstransiente.

Auf der anderen Seite sind die Größen (Stoffwerte, Modellannahmen, Prozeßparameter, ...) zu betrachten, die eine Abweichung von dem Verhalten der Referenzwerte verursachen.

Daher ergeben sich folgende zu untersuchende Aufgaben:

- Verschiedene Reaktivitätswerte (-rampen), die entsprechend den Berechnungen mit dem Programm V.S.O.P. zu wählen sind
- Einfluß der Pufferschicht des Coated Particles auf das Versagen der Beschichtung
- Einfluß der Werkstoffparameter
- Einfluß der äußeren Randbedingungen
- Einfluß des Spaltgasdrucks
- Einfluß der Abscheidetemperatur
- Einfluß der Randbedingungen
- Einfluß der Geometrieänderungen

Natürgemäß können nur Abschätzungen bzgl. der Größen gemacht werden, die nicht Bestandteil der Grundidee des Gesamtmodells sind. Das heißt insbesondere die Einflüsse, die durch eine veränderte Geometrie des Coated Particles (Abweichungen von der Kugelsymmetrie) verursacht werden, können so nicht erfaßt werden. Das Gleiche gilt auch für die korrosionsgesteuerten Veränderungen der Stoffwerte einzelner Schichten.

6.6.6.2 Randbedingungen für die Berechnung der transienten Leistung

Die transiente Berechnung mit HTRKIN setzt die Kenntnis der stationären Temperaturverteilung im Coated Particle und Brennelement voraus. Für die verschiedenen Parameterfälle werden mit dem Programm FAST2 die stationären Temperaturmittelwerte bestimmt.

Für die Berechnung der Matrixtemperatur im Modell der Coated Particles gilt entsprechendes. Da der relevante Zeitbereich für die Betrachtungen den schnellen Transienten entspricht, ist eine Wechselwirkung der Brennelemente mit der Umgebung nicht zu berücksichtigen. Das heißt die Brennelemente werden als adiabat betrachtet. Unter dieser Annahme kann für die Coated Particles eine Randbedingung der Art 'adiabat' oder

'isotherm' vermieden werden. Vielmehr wird eine Randbedingung an dem Rand des Gitters der Art $T = f(t)$ zugrundegelegt.

Abb. 53 zeigt die stationäre Temperaturverteilung im Coated Particle. Als Auslegungswert gilt hier für die Wärmeleitfähigkeit der Pufferschicht $4 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$. Wird die Wärmeleitfähigkeit mit kleinerem Wert berücksichtigt, z.B. bedingt durch die hohe Porosität, so wird sich eine größere Temperaturüberhöhung Kern-Matrix einstellen. Die mittlere Particle-Leistung beträgt 47.9 mW . Bei gegebener mittlere Coretemperatur von 542°C ergibt sich so eine max. Zentraltemperatur im Coated Particle von 545.4°C .

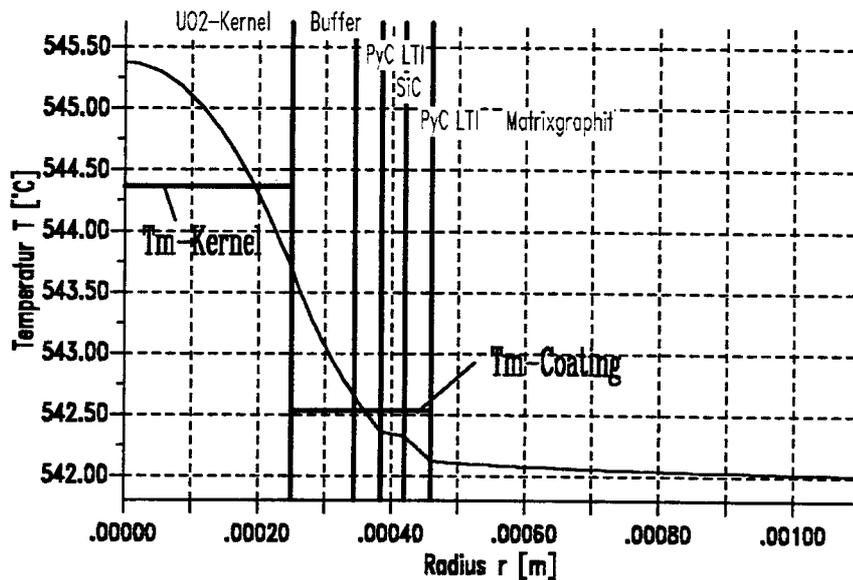


Abb. 53. Stationäre Temperaturverteilung im Coated Particle: Im stationären Betrieb ($\dot{q} = 47.9 \text{ mW}$) ist die mittlere Kerntemperatur 544.36°C . Dabei wurde für die Pufferschicht ein Wert von $4 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$ zugrundegelegt. T_m versteht sich dabei als mittlere Temperatur eines Bereiches.

6.6.6.3 Schnelle Reaktivitätstransienten (-rampen)

Mit dem dargestellten Modell soll nunmehr für verschiedene Vorgaben eine Analyse der Belastungen der Coated Particles erfolgen. Grundlage sind hier die Werte der zu berechneten Überschußreaktivitäten wie sie mit V.S.O.P. bestimmt wurden.

Für die Berechnungen mit FAST2 wurden folgende Werte gewählt:

Störfallreaktivität ρ_{\max} [Nile]	4.0	2.0	1.0
--	-----	-----	-----

Unter den gemachten Annahmen ist der Bereich der möglichen und sehr unwahrscheinlichen Reaktivitätswerte weitgehend abgedeckt⁵⁸ Die Reaktivitätswerte werden als Rampenfunktion ins Core eingebracht. Dabei steigt die Reaktivität von Null bis zum spezifizierten Wert nach Δt , sogenannte Einbringungszeit, an. Diese Zeitspanne ist durch die äußere Randbedingung des dynamischen Umformprozesses der Reaktorcores bedingt. Vergleichsweise gelten hier die Größenordnungen des Explosions- und Druckentlastungsvorganges des Reaktordruckbehälters. Um den Einfluß der Zeitvariation zu erfassen, wird hier folgender Bereich abgedeckt:

Einbringdauer Δt [sec]	0.1	1.0	10.0
--	------------	------------	-------------

Abb. 54 auf Seite 107 zeigt das Antwortverhalten der Gesamtreaktivität der Kugelschüttung bei verschieden großen Einbringzeiten ($\rho_{\max} = 4.0$ Nile). Für den Fall $\Delta t = 0.1$ sec schnell die Leistung in kurzer Zeit (0.18 sec) auf den 350-fachen Wert der stat. Leistung. Durch den verzögerten Wärmetransport aus dem Coated Particle durch die Beschichtung in den Matrixgraphit findet die Rückkopplung durch den neg. Temperaturkoeffizienten erst verspätet statt und die maximale Gesamtreaktivität des Systemes erreicht nahezu 4.0 Nile. Im Leistungsmaximum beträgt die Reaktivität noch 0.5 Nile. Der Nulldurchgang der Reaktivität erfolgt bei 2.0 sec und 50-facher Reaktorleistung. Im weiteren Verlauf ist der Reaktor unterkritisch und wird von diesem Niveau mehrfacher stationärer Leistung aus abgeschaltet.

Für eine Einbringzeit von $\Delta t = 1.0$ sec ergibt sich ein Leistungsmaximum vom 240-fachen Wert (1.01 sec) der stationären Leistung. Im Leistungsmaximum beträgt die Reaktivität dann $\rho = 0.44$ Nile. Der Maximalwert ρ_{\max} der Reaktivität erreicht vorher 1.35 Nile (0.4 sec). Bei konstanter (äußerer) Reaktivität sinkt die Leistung dann wieder ab. Nach 3 Sekunden ist das System abgeschaltet.

Größere Einbringzeiten für die gleiche maximale Reaktivität bedingen keinen ausgeprägten Leistungspeak mehr. So ergibt sich bei $\Delta t = 5$ sec ein Maximalwert von 81-facher Normalleistung. Für eine Verdopplung der Einbringzeit ergibt sich dann ein Leistungsfaktor von 46. Der Maximalwert wird hier nicht mehr mit dem Rampenende erreicht. Vielmehr erfolgt die Rückkopplung wesentlich schneller. Ist die Einbringzeit 10 sec, dann liegt das Leistungsmaximum bei 5.6 sec, also entsprechend bei $\rho = 2.4$ Nile. Die Anordnung wird nach 10 Sekunden fast unmittelbar unterkritisch. Das heißt ist die Störfallreaktivität vollständig zugeführt, schaltet sich das System sofort ab.

Abb. 55 auf Seite 107 zeigt den Einfluß verschieden großer Reaktivitäten bei gleichen Einbringzeiten. Im Vergleich zur Reaktivität von $\rho = 4.0$ Nile ergibt sich bei $\rho = 2.0$ Nile immer noch ein diskretes Leistungsmaximum vom 126-fachen Normalwert (0.35 sec). Wird eine kleinere Reaktivität gewählt, so ergibt sich kein scharf umrissenes Maximum mehr. Bei $\rho = 1.0$ Nile ergibt sich somit ein Leistungsfaktor 37.6 (0.7 sec) und hat damit die gleiche Größenordnung wie der Fall $\rho = 4.0$ Nile, $\Delta t = 10.0$ sec.

⁵⁸ Dies gilt z.B. nicht für zusätzlichen Wassereintrich, der gleichwohl einen starken Reaktivitätsschub bedingen kann, aber erst mit einiger Verzögerung wirksam wird.

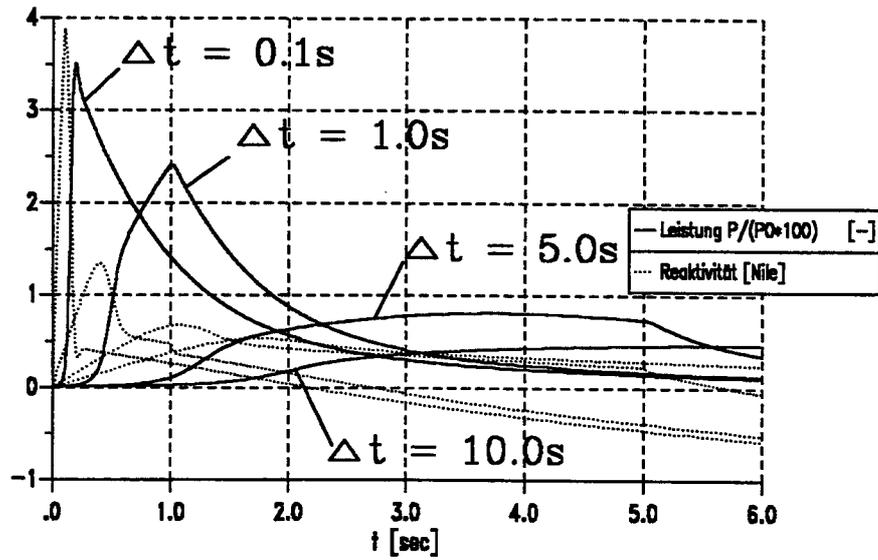


Abb. 54. Particleleistung bei verschiedenen Einbringzeiten

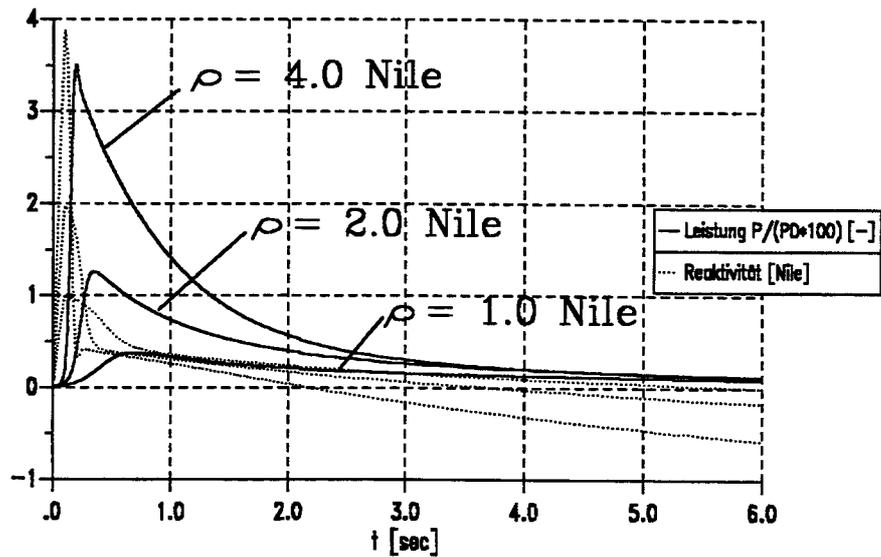


Abb. 55. Particleleistung bei verschiedenen Störfallreaktivitäten

Abb. 56 auf Seite 109 zeigt das berechnete Temperaturverhalten des Coated Particle als Antwort auf eine Überschußreaktivität von $\rho = 4.0$ Nile in 0.1 sec. Entsprechend der Kopplung der Programme FAST2 und HTRKIN müssen die Ergebnisse zur Deckung kommen. Die gestrichelte Kurve gibt den durch das Punktkinetikmodell ermittelten Wert der mittleren Temperatur eines unbeschichteten Teilchens wieder. Das heißt er ist als mittlere Kerntemperatur zu betrachten. Die anderen Kurven entsprechen der Temperaturverteilung im volldiskretisierten Modell von FAST2. Es ist zu erkennen, daß die mittlere Kerntemperatur etwas über dem Wert liegt, der sich aus der einfachen Rückkopplung mit dem Programm HTRKIN ergibt. Dies hängt damit zusammen, daß für das thermohydraulische Modell konstante Wärmeleitfähigkeiten und Wärmekapazitäten angenommen wurden. Offenbar erfolgt dieser Fehler allerdings in konservativer Weise, das heißt die Temperaturbelastungen des Coated Particles sind höher als sich aus der direkten Rückkopplung ergeben würde. Das heißt bei den berechneten höheren Temperaturen ist die Gegenkopplung etwas stärker, so daß die Leistungserzeugung stärker gebremst wird.

Weiterhin ist der berechnete Verlauf der Zentraltemperatur mit einem Maximum von 2200°C nach 0.2 sec und die Oberflächentemperatur des Kerns dargestellt.

Wie schon ausgeführt, gilt als Randbedingung an der äußeren Grenze des Rechenmodells, daß die Temperatur dem transienten Verlauf der mittleren Matrixtemperatur folgt. Entsprechend liegt die mittlere Temperatur der Beschichtung nur wenig über der Matrixtemperatur. Die Leistungsproduktion nimmt ab und beträgt nach 5 Sekunden noch 15-fache Normalleistung. In diesem Zustand stabilisiert sich die mittlere Gesamttemperatur bei 1250°C .

Nachdem also die schnellen, dynamischen Reaktionen auf die spontane Reaktivitätstransiente ausgeglichen sind, ist der Reaktivitätssprung in einen mittleren Temperatursprung auf $T = 1200^{\circ}\text{C}$ umgesetzt worden. Ohne Zugabe von negativer Reaktivität (Abschaltreaktivität) wird sich die Kugelschüttung bei dieser Temperatur stabilisieren.

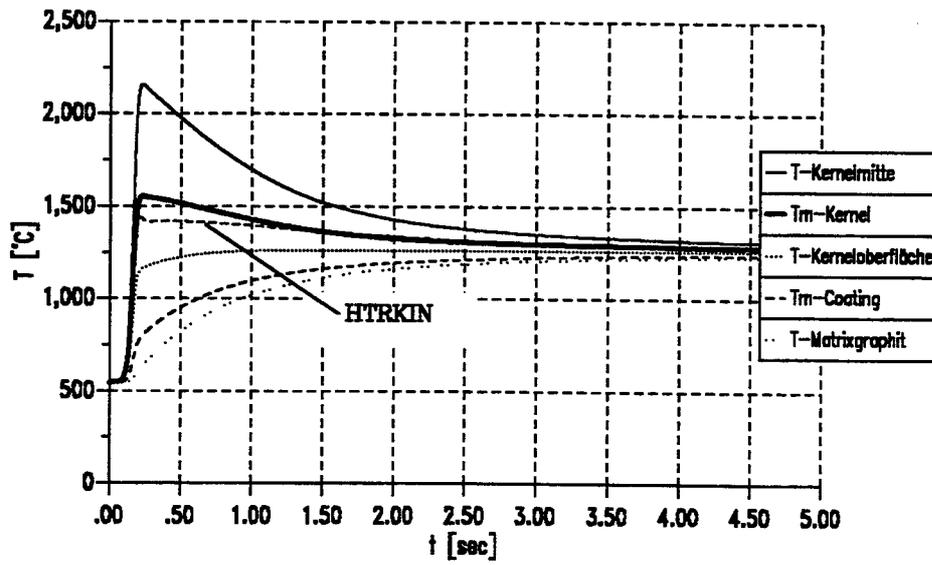


Abb. 56. Transiente CP-Temperaturen bei 4.0 Nile, 0.1 sec

Abb. 57 auf Seite 111 zeigt die charakteristischen Temperaturen im Coated Particle, die sich bei instationärer Belastung mit verschiedenen Einbringzeiten der gleichen Reaktivität ergeben.

Findet die Umformung des Cores zu einer überkritische Anordnung schnell statt, das heißt ist die Einbringzeit kurz, so werden die maximalen Temperaturen im Coated Particle erreicht. Im Zentrum des Coated Particle liegt dieser Maximalwert dann bei 2200°C. Im Vergleich zur Schmelztemperatur des UO₂ ist diese Temperatur immer noch um 500 K niedriger, so daß es nicht zum Schmelzen eines zentralen Bereiches des Brennstoffkerns kommt. Bei höheren Belastungen mit stärkeren Transienten und größeren CP-Leistungen ist dies dann nicht mehr auszuschließen. Unabhängig von der vorgegebenen Einbringzeit der maximalen Reaktivität stellt sich dann eine Gleichgewichtstemperatur von 1260°C ein. Die Überhöhung der mittleren Kerneltemperatur⁵⁹ im Vergleich zu dieser 'Gleichgewichtstemperatur' beträgt etwa 290 K. Größere Unterschiede ergeben sich für die Temperaturgradienten. Der maximale Temperaturgradient variiert von 27.000 K/sec bis zu 400 K/sec.

Abb. 58 auf Seite 111 zeigt den transienten Temperaturverlauf bei den verschiedenen betrachteten Reaktivitätswerten.

Eine wesentliche Überhöhung ist offenbar nur für den Fall $\rho_{\max} = 4.0$ Nile gegeben. Für die mittlere Kerneltemperatur beträgt dieser Temperatursprung 1000 K (bzw. eine Überhöhung von 290 K). Für Reaktivitätswerte von 2.0 Nile und 1.0 Nile zeigt sich keine Überhöhung der mittleren Kerneltemperatur.

Vielmehr steigt die mittlere Temperatur direkt auf den Gleichgewichtswert. Dieser beträgt für 2.0 Nile 1010°C und für 1.0 Nile 801°C.

Für $\rho_{\max} = 2.0$ Nile ergibt sich ein maximaler Gradient von 3.800 K/s.

⁵⁹ Gemeint ist der Peakwert der mittleren Kerneltemperatur bezogen auf die Gleichgewichtstemperatur.

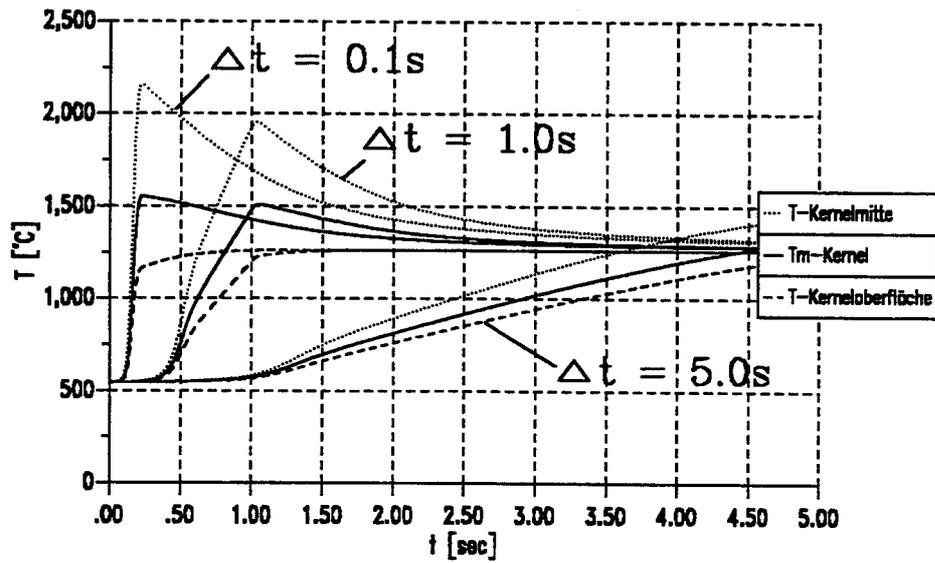


Abb. 57. Transiente CP-Temperaturen bei verschiedenen Einbringzeiten

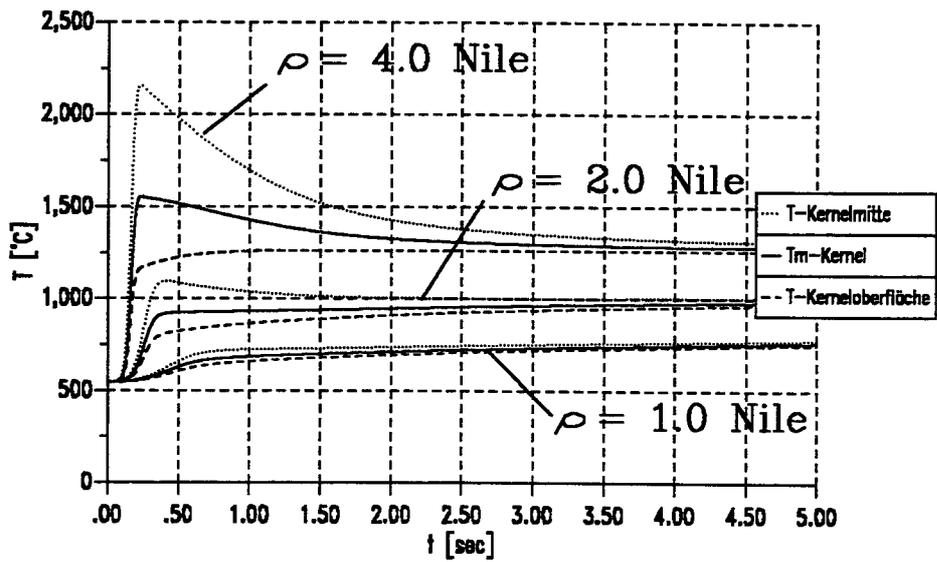


Abb. 58. Transiente CP-Temperaturen bei verschiedenen Reaktivitätswerten

Abb. 59 auf Seite 113 zeigt den zeitabhängigen Verlauf des Temperaturprofils im Coated Particle und dem angrenzenden Matrixgraphit ($\rho = 4.0$ Nile). Die einzelnen Profile sind jeweils um das Zeitintervall $\Delta t = 0.28$ sec versetzt aufgenommen. Der dargestellte Zeitbereich reicht daher von 0 bis 3.6 sec. Die gleiche Darstellungsweise gilt entsprechend für Abb. 60 auf Seite 113. Diese Abbildung zeigt die Ausbildung des Temperaturprofils für $\rho = 2.0$ Nile.

Bedingt durch die Wärmetransportbarriere der Beschichtung ergibt sich der Aufbau der Temperaturen im Coated Particle als Wechselspiel zwischen Wärmespeicherung und Wärmeleitung. Erhöht sich die Leistung des Coated Particle durch Zugabe großer Reaktivitätsmengen in kurzen Zeiträumen, so kann der Transport nur verzögert stattfinden. Dies äußert sich in der Ausbildung eines ausgeprägten Temperaturprofils, der Abfluß der Wärme in den Matrixgraphit erfolgt verzögert. Gleichzeitig sinken die Temperaturen im Kernel. Die größte Temperaturdifferenz wird für die Pufferschicht beobachtet und liegt bei etwa 300 K.

Für die große Reaktivität von 4.0 Nile ergibt sich so ein ausgeprägtes Speicherverhalten in der Struktur des UO_2 -Kernels. Die gespeicherte Wärme wird zeitlich versetzt in die äußeren Schichten weitergeleitet.

Bei 2.0 Nile ist der Speicherungsanteil von untergeordneter Bedeutung. Die produzierte Wärme wird unmittelbar an die Beschichtung und den Matrixgraphit abgegeben. Im Kernel selbst stellt sich nur eine geringe Überhöhung ein. Es ist ein nahezu stabiles ausgeprägtes Temperaturprofil gegeben.

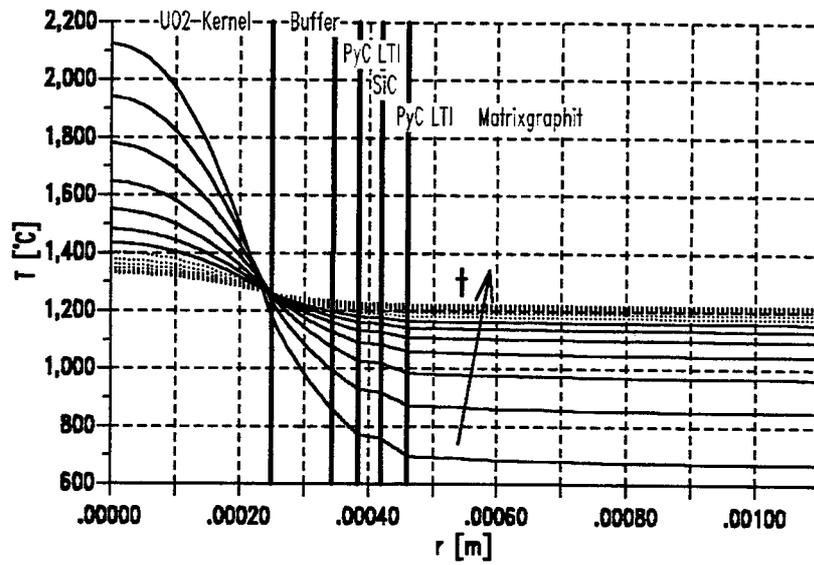


Abb. 59. Temperaturprofil des CP bei 4.0 Nile, 0.1 sec

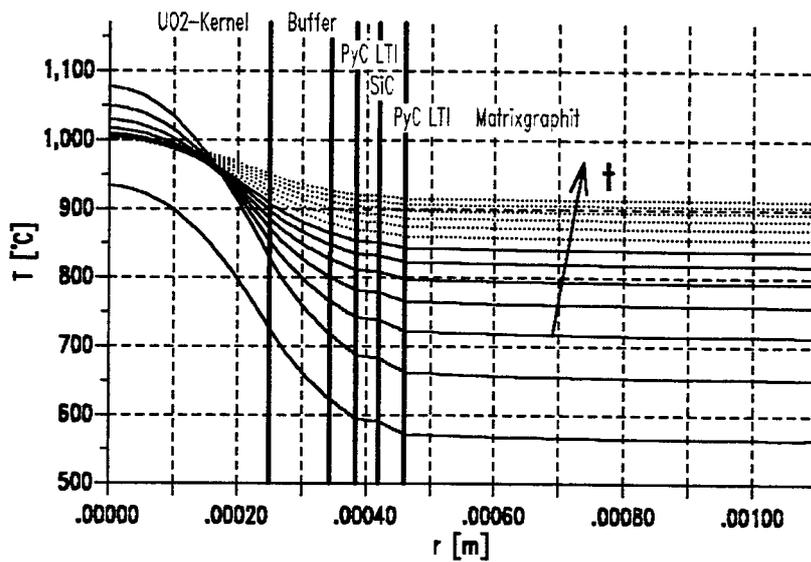


Abb. 60. Temperaturprofil des CP bei 2.0 Nile, 0.1 sec

Abb. 61 auf Seite 115 zeigt Wärmeproduktion, -speicherung und transiente Particle-Leistung. Dargestellt sind die Bilanzen für eine Überschußreaktivität von 4.0 Nile unter verschiedenen Einbringzeiten.

Ist die Einbringzeit kurz, so gewinnt der kurzzeitiges Speicherungseffekt an Bedeutung. Bezogen auf das UO₂-Kernel sind so maximal 323 J/gUO₂ gespeichert. Der Anteil der kurzzeitigen Speicherung läßt sich zu 93 J/gUO₂ ablesen.

Im Vergleich mit Experimenten in Pulsreaktoren ist das eine relativ geringe spezifische Wärmemenge. Als Auslegungskriterium wird zur Zeit eine obere Grenze von etwa 1000 J/gUO₂ betrachtet. Offenbar wird diese Grenze als Versagenskriterium bei den hier betrachteten schnellen Störfalltransienten nicht erreicht.

Abb. 62 auf Seite 115 zeigt eine entsprechende Darstellung für unterschiedliche Störfallreaktivitäten bei gleichen Einbringzeiten.

Deutlich zu erkennen ist, daß sich ein kurzzeitiger Speicherungseffekt nur bei 4.0 Nile ergibt. In den beiden anderen Fällen findet jeweils nur eine gleichmäßige Speicherung im UO₂-Kernel statt, bis der entsprechende Gleichgewichtszustand erreicht ist.

Tab. 14 zeigt die im Kernel gespeicherte Wärmemenge (Energiedeposition).

Einbringzeit $\Delta t = 0.1 \text{ sec}$	
ρ [Nile]	q [J/gUO ₂]
4.0	230. (323 max.)
2.0	147.
1.0	80.

Tab. 14. Im UO₂ –Kernel gespeicherte Wärmemenge

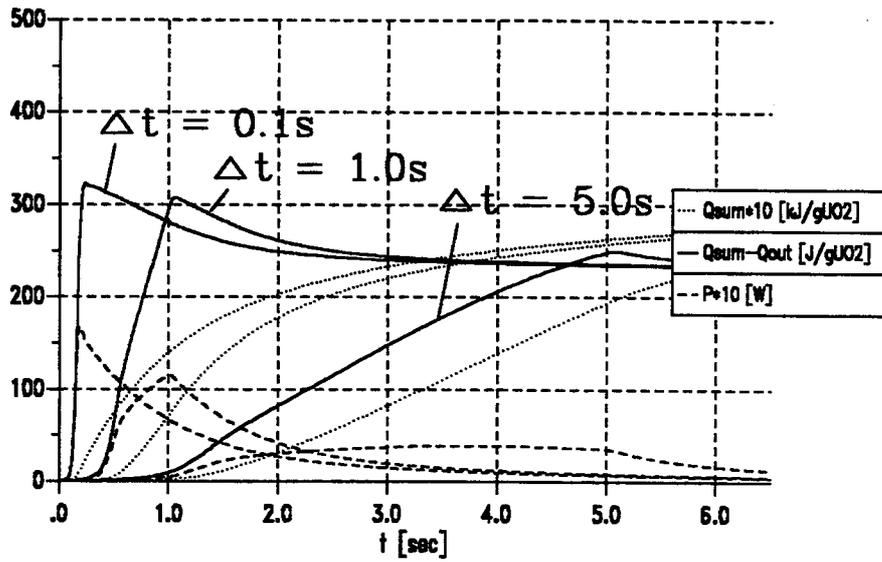


Abb. 61. Wärmespeicherung im UO_2 -Kernel

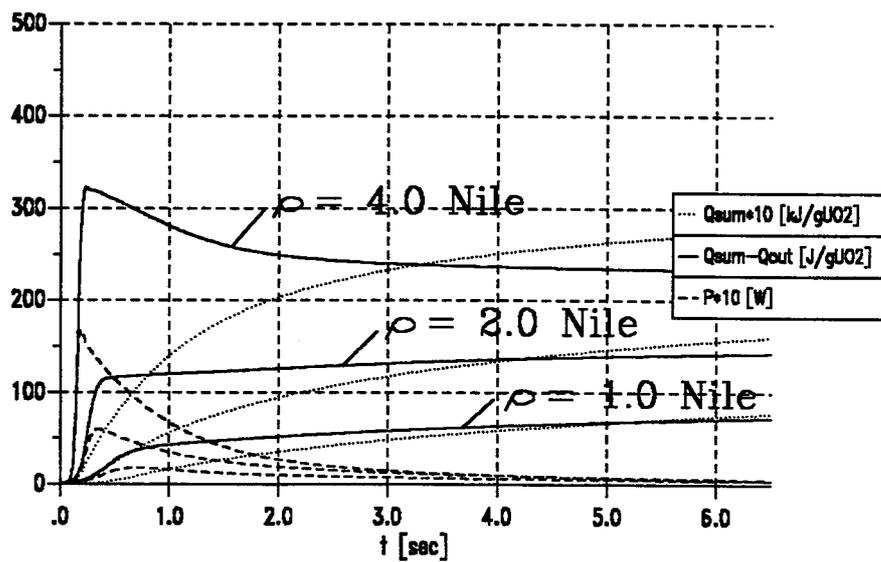


Abb. 62. Wärmespeicherung im UO_2 -Kernel

Das Schalenmodell des Coated Particles wird an die Struktur der Brennelementmatrix angeknüpft. Das heißt die Randbedingung wird durch den Verlauf der Matrixtemperatur vorgegeben. Sie ist also nicht 'adiabat' oder 'isotherm', sondern stellt einen ganz bestimmten Wärmefluß dar.

Im vorliegenden Fall wird die mittlere Matrixtemperatur des Brennelements vorgegeben. Abb. 63 auf Seite 117 zeigt den Verlauf der Temperaturen im Brennelement. Für Einzeluntersuchungen wäre z.B. eine Variation dieser Randbedingung von Interesse.

Abb. 64 auf Seite 117 zeigt die zugehörige Temperaturverteilung im Brennelement, daß nach außen hin als adiabatisch betrachtet wird. Die Vorgaben sind auch hier: 4.0 Nile, 0.1 sec, Zeitschrittweite 0.28 sec.

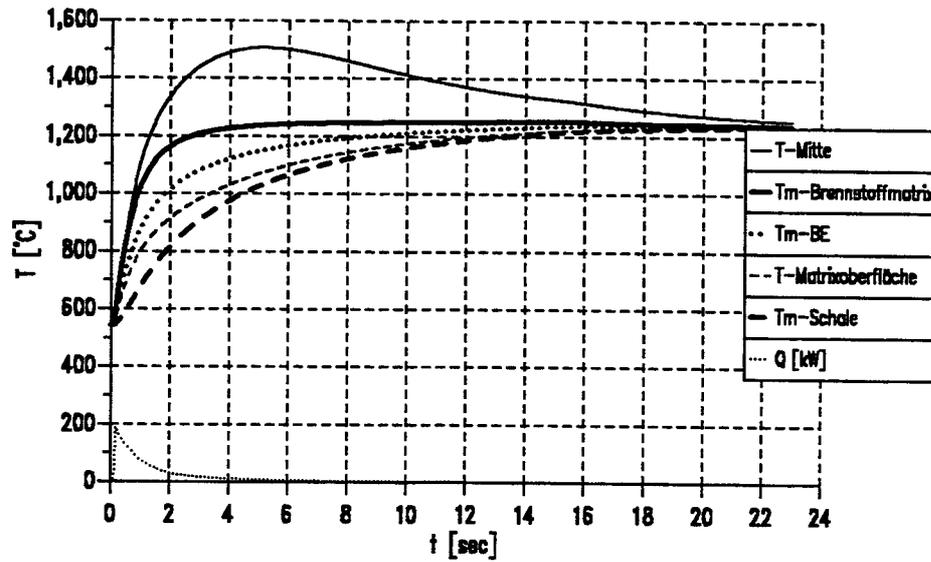


Abb. 63. Transienter Temperaturverlauf im Brennelement

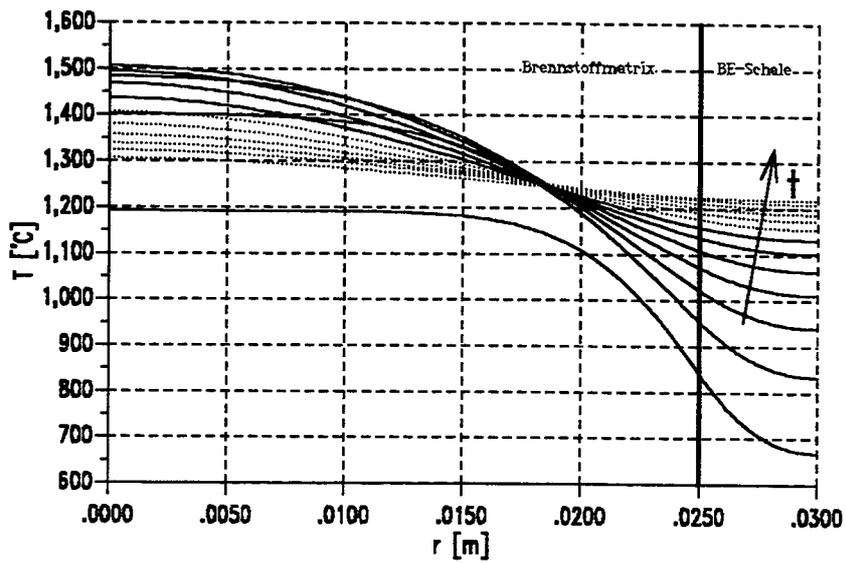


Abb. 64. Temperaturverteilung im Brennelement

Ein wichtiges Kriterium zur Analyse der Belastungen des Coated Particles ist die transiente Tangentialspannung der SiC-Schicht. Es wird davon ausgegangen, daß die SiC-Schicht versagt, sobald eine Normalspannung größer als die Zugfestigkeit des Werkstoffes ist.

Abb. 65 auf Seite 119 zeigt den Verlauf der Tangentialspannungen in der SiC-Schicht. Parameter ist die Einbringzeit der Reaktivität. Es ist deutlich zu erkennen, daß die Einbringzeit bei sonst gleichen Randbedingungen einen erheblichen Einfluß auf den transienten Verlauf der Spannung hat. Geht die Reaktivitätsänderung mit einer 'langsamen' Verformung des Cores einher, entsprechend einer langen Einbringzeit der Reaktivität, so sind die auftretenden Belastungen wesentlich geringer. Dies ist bedingt durch die Temperatúrausgleichsvorgänge, das heißt den Wärmetransport im Coated Particle selbst. Das Temperaturmaximum erreicht nicht mehr den gleichen Wert wie bei der schnellsten Transiente mit $\Delta t = 0.1$ sec (siehe auch Abb. 57 auf Seite 111). Der Maximalwert der Tangentialspannung variiert daher im betrachteten Reaktivitätsbereich von 850 bis 180 MPa.

Abb. 66 auf Seite 119 zeigt den transienten Spannungsverlauf in der SiC-Schicht für unterschiedliche Reaktivitätswerte. Wie zu erwarten sinkt der maximale Tangentialspannungswert für kleinere Reaktivitätswerte deutlich ab. Bei $\rho = 2.0$ Nile sind so nur 270 MPa zu erwarten.

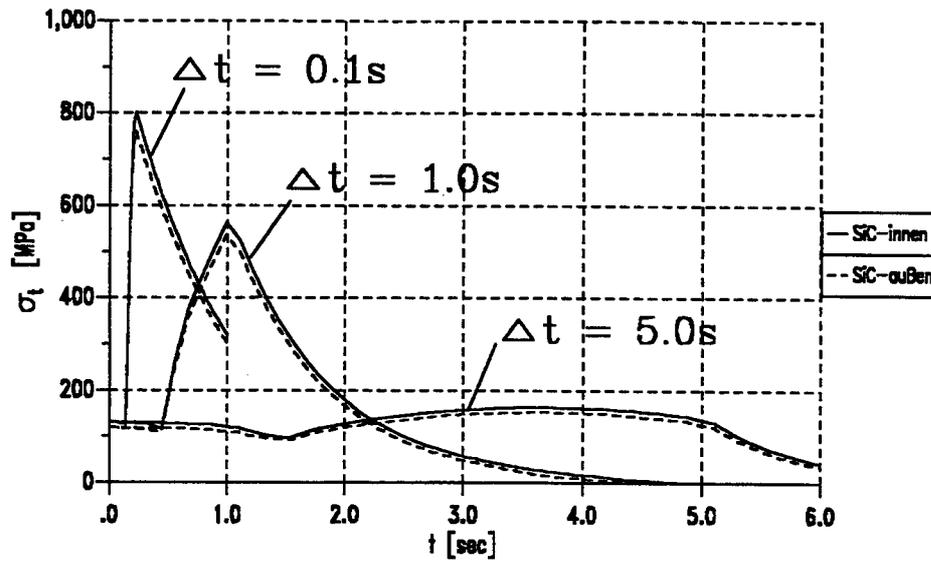


Abb. 65. Tangentialspannungen in der SiC-Schicht: Parameter ist die Einbringzeit der Reaktivität.

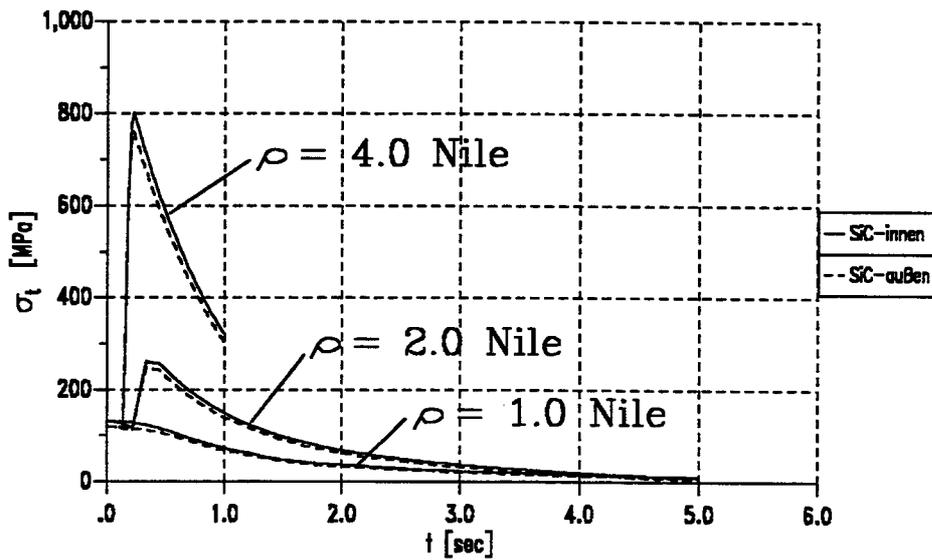


Abb. 66. Tangentialspannungen in der SiC-Schicht: Parameter ist die Reaktivität bei gleicher Einbringzeit.

Die Abb. 67 auf Seite 121 zeigt den Radial- und Tangentialspannungsverlauf in allen Schichten des Coated Particles. Die Abszissenwerte geben jeweils den Knotenpunkt des Rechengitters an, das heißt die Schichten sind nicht proportional zu ihrer Ausdehnung, sondern entsprechend ihrer Stützpunktzahl im Rechengitter dargestellt.

Die größten Belastungen treten im UO_2 -Kernel und in der SiC-Schicht auf. Alle anderen Schichten stehen nahezu ausschließlich unter Druckbelastung. Vor allem das UO_2 -Kernel steht unter starker Belastung. Im Zentralpunkt sind es maximal 2100 MPa und an der Oberfläche beträgt die Tangentialspannung maximal 1100 MPa.

Allerdings kann mit dem existenten Modell keine Aussage über ein Versagensablauf als Spezialfall gemacht werden. Kommt es zu einer Fragmentierung einer (beliebigen) Schicht, so ist die Tangentialspannung in dem Bereich Null. Dies aber bedeutet, daß sich ein modifizierter Verlauf für die Radialspannung einstellt. Unter diesen neuen Belastungen kann dann z.B. eine andere Schicht einer unzulässig hohen Belastung ausgesetzt sein, so daß es zu einem Folgeversagen kommt.

Abb. 68 auf Seite 121 zeigt den Verlauf der Tangentialspannung in den beiden PyC-Schichten. Die äußere PyC-Schicht steht zum Zeitpunkt $t=0$ unter Zugspannung, die innere steht unter Druckspannung.

Unter Einwirkung der schnellen Reaktivitätstransiente kommt es ohne Berücksichtigung einer Fragmentierung zu einer Verringerung der Belastungen auf ein stabiles Niveau von etwa 65 MPa (Druckspannung). Die äußere Schicht durchläuft dabei ein kleines Maximum von etwa 33 MPa (Zugspannung).

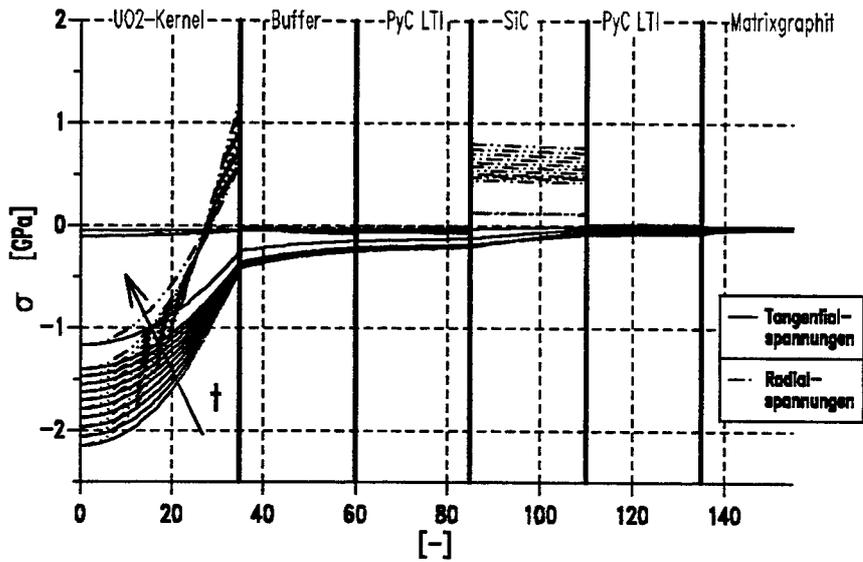


Abb. 67. Radial- und Tangentialspannungsverlauf im Coated Particles: (Zeitschrittweite 280 ms)

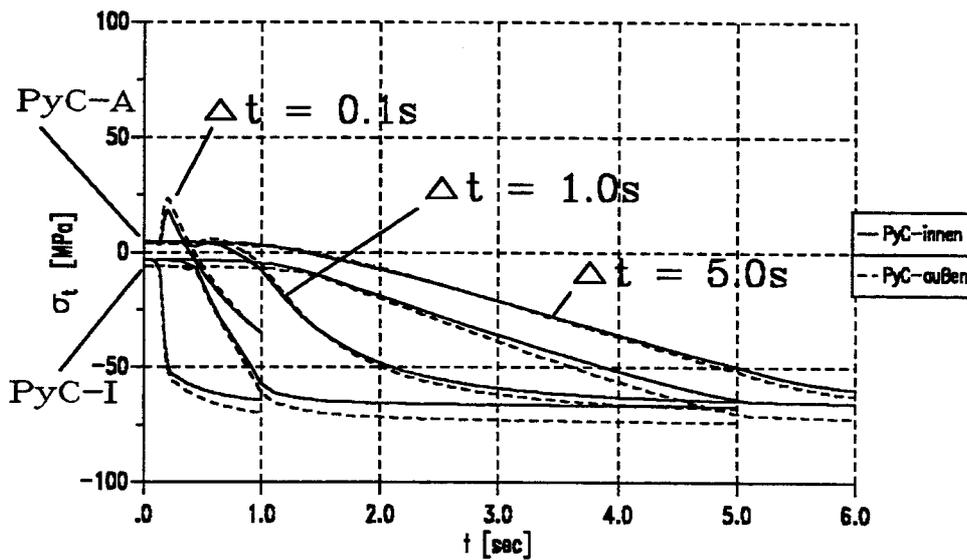


Abb. 68. Tangentialspannungen in der PyC-Schicht: Die Kurvenschar 'PyC-A' bezieht sich auf die äußere PyC-Schicht, entsprechend 'PyC-I' auf die innere PyC-Schicht ($\rho = 4.0 \text{ Nile}$).

6.6.6.4 Einfluß der Wechselwirkung Puffer - PyC-Schicht

In den vorgestellten Betrachtungen der schnellen Reaktivitätstransienten wird davon ausgegangen, daß die einzelnen Schichten immer miteinander in Kontakt stehen. Exakter dargestellt heißt das, daß die Pressspannungen übertragen werden, wenn die Schichten aneinanderliegen. Gleichermaßen ist auch eine Ablösung der Schichten möglich.

Nun ist aber über die Materialeigenschaften und das Verhalten der Pufferschicht nicht viel bekannt. Die Pufferschicht ist eine poröse Struktur, ob es bei einer schnellen Leistungstransiente mit implizierter Ausdehnung des Kernels zu einer Kraftübertragung, wie im Modell angenommen, kommt, oder ob ein Teil zu plastischen Verformungen benutzt wird, ist nur schwerlich vorherzusagen.

Gleichwohl kann mit dem Modell der globale Einfluß untersucht werden, wenn die Kopplung der beiden Schichten in dem Modell deaktiviert wird. Das heißt, daß die Spannungen in der SiC-Schicht nicht durch das Ausdehnungsverhalten des Kernels beeinflusst werden.

Abb. 69 auf Seite 123 (Spannungsverteilung im CP) zeigt für diesen Fall, daß die Radialspannung an der Grenzstelle Puffer-PyC nur noch der Druckspannung, bedingt durch den Spaltgasdruck, entspricht. Im zeitlichen Verlauf kommt es zu sehr hohen Tangentialspannungen in dem oberflächennahen Bereich des UO_2 -Kernels. Selbst die Pufferschicht steht unter tangentialer Zugspannung. Die SiC-Schicht wird dagegen von innen her nicht nennenswert mit Spannungen beaufschlagt. Somit stellen sich große tangentiale Druckspannungen in der SiC-Schicht ein.

Abb. 70 auf Seite 123 zeigt den transienten Verlauf der Tangential- und Radialspannung in der SiC-Schicht.

Es ist also festzustellen, daß der Hauptverursacher der Spannungsbelastungen in der SiC-Schicht die Übertragung des Ausdehnungsverhaltens des Kernels durch die Pufferschicht ist. Das heißt, daß das Übertragungsverhalten der Pufferschicht bei der allgemeinen thermischen⁶⁰ Ausdehnung des Kernels von entscheidender Rolle ist.

Eine geringe Belastung der SiC-Schicht ist also zu erwarten, wenn die Pufferschicht möglichst porös ist und so sowohl die Spaltgase aufnimmt, aber auch unter spontanen Druckbelastungen zumindest teilfragmentiert und die Belastung nur teilweise an die angrenzende PyC-Schicht weitergibt.

Für die theoretischen Betrachtungen kommt allgemein erschwerend hinzu, daß bei der Fragmentierung einer Schicht unter der vorliegenden Tangentialspannung, diese Spannungs Komponente in der Kräftebilanz entfällt. So ergibt sich eine modifizierte analytische Darstellung für den Radialspannungsverlauf in einer einzelnen Schicht.

⁶⁰ Das neutroneninduzierte Brennstoffschwellen ist hier ein zusätzlicher Effekt.

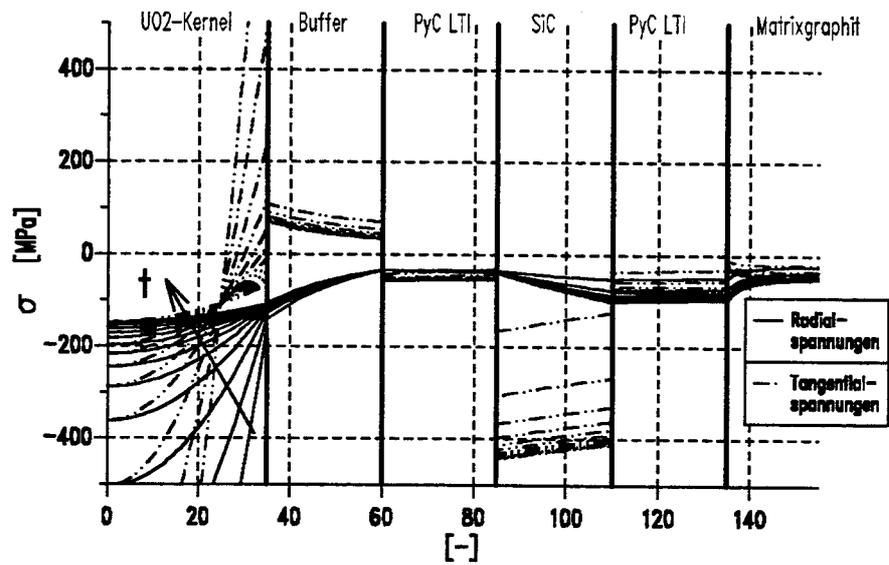


Abb. 69. Spannungsverteilung im CP unter Vernachlässigung der Kopplung Puffer - PyC: (Zeitschrittweite 280 ms)

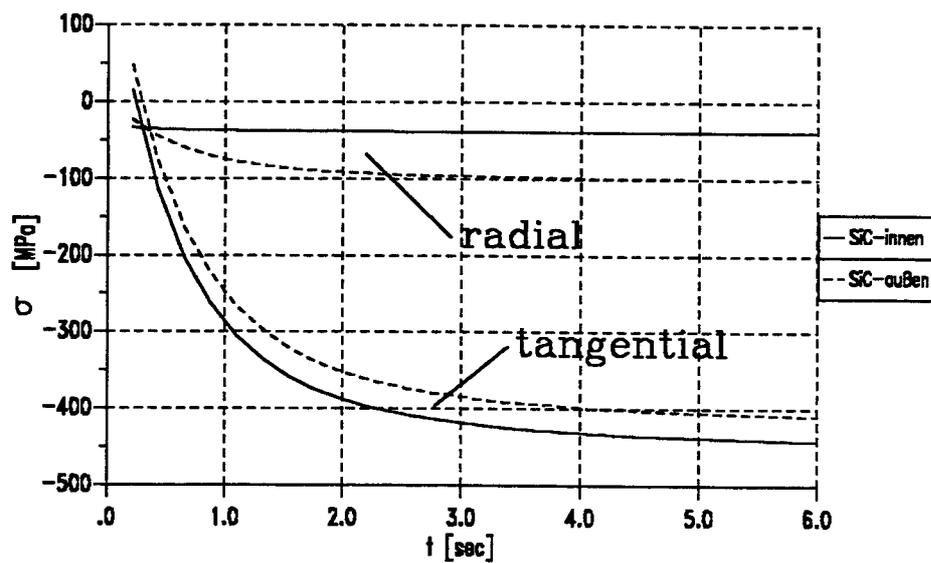


Abb. 70. Transienter Spannungsverlauf in der SiC-Schicht

6.6.6.5 Einfluß der Wärmeleitfähigkeit der Pufferschicht

Die Pufferschicht ist die unmittelbar an das Kernel angrenzende Schicht, so daß ihr aufgrund dieser Tatsache die primäre Bedeutung bei dem Abtransport der erzeugten Wärme zukommt.⁶¹

Ist die Wärmeleitfähigkeit groß, so wird die Wärme schnell abtransportiert und die Maximaltemperatur wird geringer sein. Ist der Wärmetransport behindert, so stellt dementsprechend eine höhere Maximaltemperatur ein. Dieses bekannte Verhalten gilt aber nur unter Nichtbeachtung des eigentlichen Wärmeerzeugungsprozesses.

So zeigt Abb. 71 auf Seite 125 ein geringeres Temperaturmaximum bei verminderter Wärmeleitfähigkeit. Durch den reduzierten Wärmetransport kommt es zu einer stärkeren und effektiveren Rückkopplung über den negativen Temperaturkoeffizienten. Dadurch wird die Particle-Leistung entsprechend verringert (Abb. 72 auf Seite 125). Der Maximalwert beträgt so nur das 155-fache der Normalleistung.

Gleichzeitig ist das Temperaturprofil über dem UO₂-Kernel ausgeglichener, das zentrale Maximum ist nicht so ausgeprägt. Das führt dazu, daß die Belastung der SiC-Schicht im Vergleich dennoch größer ausfallen. Abb. 73 auf Seite 127 zeigt den Verlauf der Tangentialspannungen in der SiC-Schicht. Bemerkenswert ist nicht nur das überschwingende Verhalten, sondern auch der kleinere Gradient im zeitlichen Verlauf, so daß die Spannungen nur vergleichsweise langsam abgebaut werden.

Abb. 74 auf Seite 127 zeigt die Spannungsverteilung im Coated Particle für $\lambda = 0.5 \text{ W/(mK)}$.

⁶¹ Triviale Bedeutung hat hier die Wärmeleitfähigkeit des UO₂-Kernels, die ja nicht frei zu wählen ist.

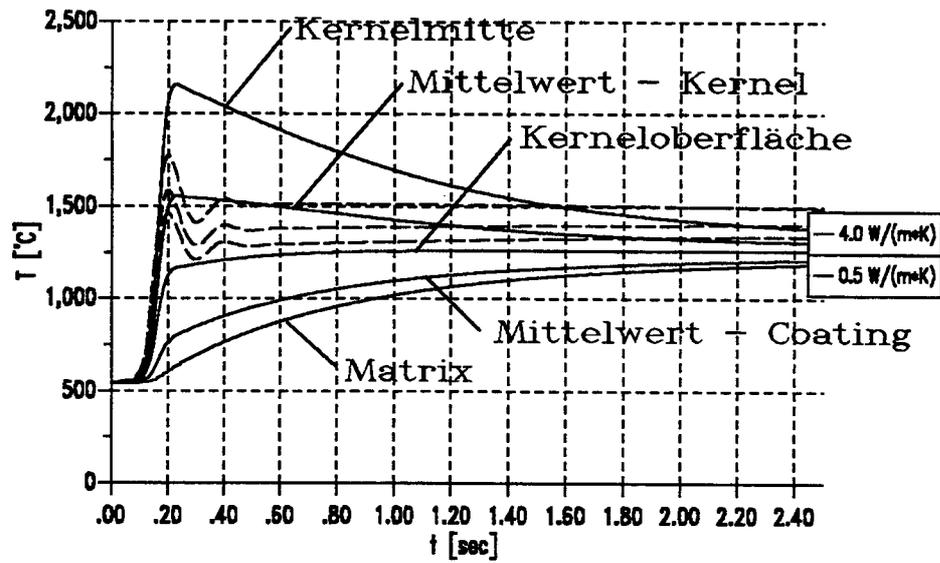


Abb. 71. Transiente Temperaturen bei unterschiedlichen Puffer-Leitfähigkeiten

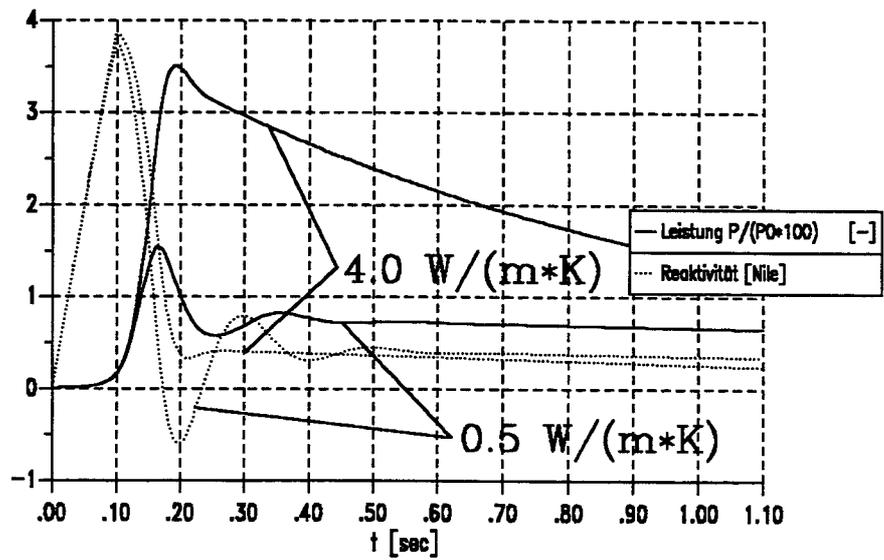


Abb. 72. Transienter Verlauf der Particle-Leistung bei $\lambda = 0.5 \text{ W}/(\text{m}\cdot\text{K})$

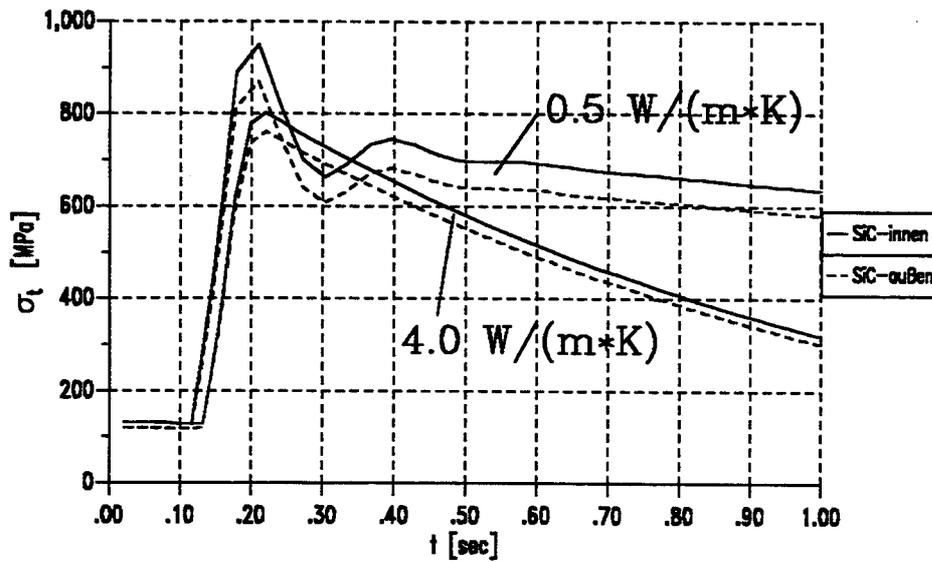


Abb. 73. Verlauf der Tangentialspannung in der SiC-Schicht bei $\lambda = 0.5 \text{ W/(mK)}$

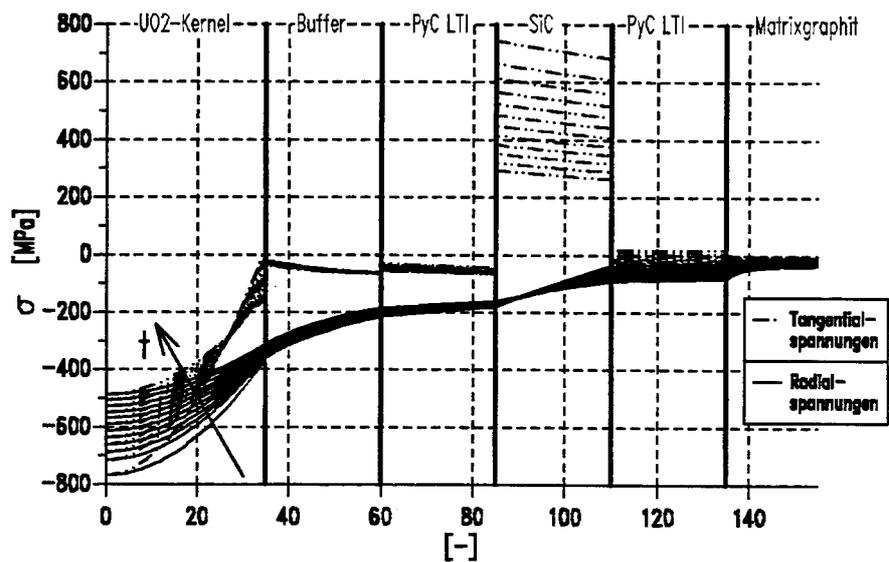


Abb. 74. Spannungsverteilung im CP bei $\lambda = 0.5 \text{ W/(mK)}$: (Zeitschrittweite $\Delta t = 280 \text{ ms}$)

6.6.6.6 Wechselwirkung der PyC-Schicht mit dem Matrixgraphit

Die äußere Randbedingung des Coated Particle Modells in FAST2 ist durch die Art der Ankopplung an die Umgebung (z.B. Matrixgraphit) gegeben. Betrachtet man ein freies Particle, so ist die Verschiebung der Oberfläche nicht beschränkt. Die Randbedingung wird dann durch die Radialspannung an der Oberfläche definiert. Das heißt sie ist dann gleich dem Außendruck der Umgebungsatmosphäre. Diese ist unter Standardumgebungsbedingungen ohne Einfluß auf das Particle.

In den vorliegenden Fällen wurde immer die äquivalente Matrixgraphitmenge als äußere Randzone betrachtet. Besteht zwischen dem Particle und dem Matrixgraphit eine innige Verbindung, was durch die Art des Herstellungsprozesses gegeben ist, so ist die Verschiebung an der Grenzstelle stetig und ebenfalls behindert. Diese Einspannung führt zu einer Entlastung der inneren Schichten, speziell der Tangentialspannungen in der SiC-Schicht.

Abb. 75 auf Seite 129 zeigt deutlich eine Erhöhung um etwa 200 MPa, wenn das Particle nicht an den Matrixgraphit gekoppelt ist.

Dieses Verhalten wird prinzipiell auch durch Untersuchungen einzelner (loser) Coated Particles in Pulsreaktoren gestützt. Das bedeutet aber auch, daß einzelne Particles hinsichtlich des Versagens der Umschließungsschichten gefährdeter sind.

6.6.6.7 Einfluß des Spaltgasinnendrucks

Als weiterer Parameter kann der Spaltgasdruck untersucht werden. Während der Einsatzzeit im Reaktor werden bei der Spaltung gasförmige Nuklide erzeugt, die sich in den angrenzenden Hohlräumen des Puffers sammeln. Dieser Druckaufbau erreicht sein Maximum bei Ende des Brennelementbetriebszyklus und hängt u.a. von der Geometrie und Beschaffenheit des Puffers ab.

In allen Berechnungen wurde von einem mittleren Spaltgasdruck von 350 bar ausgegangen. Abb. 76 auf Seite 129 zeigt eine Vergleichsrechnung mit 700 bar Spaltgasdruck. Offenbar ist der Einfluß in dieser Größenordnung des Druckes nur gering und führt zu keiner Veränderung der Belastungen der SiC-Schicht. Der Vergleich mit dem transienten Radialspannungsverlauf (Abb. 67 auf Seite 121) zeigt, daß der Spaltgasdruck eine Größenordnung kleiner als die induzierten Spannungen ist.⁶²

⁶² Ein umfassendes Modell, das das Versagen von Coated Particles unter anderen Randbedingungen betrachtet wurde von Verfondern /62/ mit dem Programm PANAMA formuliert. Einer der Faktoren ist auch hier der Spaltgasdruck, der auf komplexe Weise ermittelt wird.

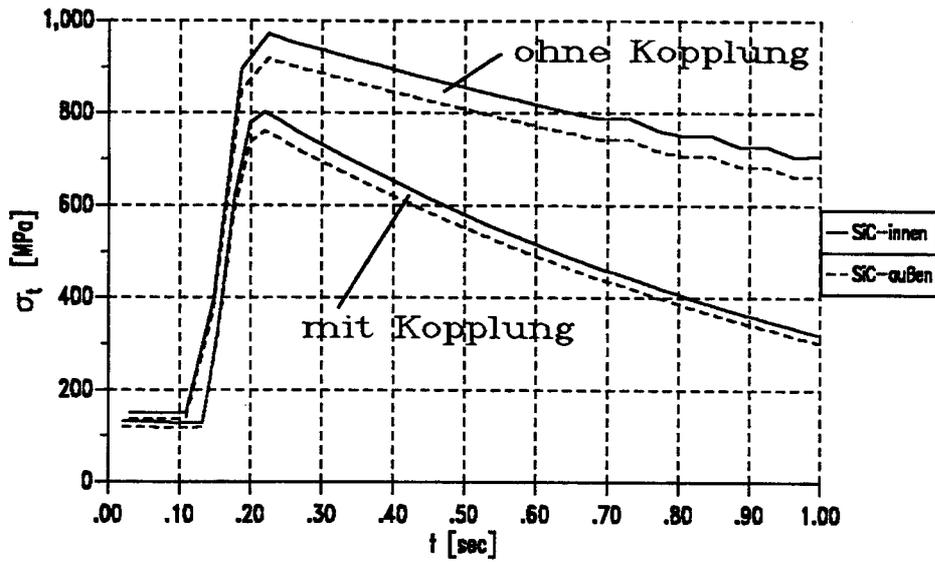


Abb. 75. Einfluß der Ankopplung an den Matrixgraphit: Tangentialspannungsverlauf in der SiC-Schicht (4.0 Nile, 0.1 sec)

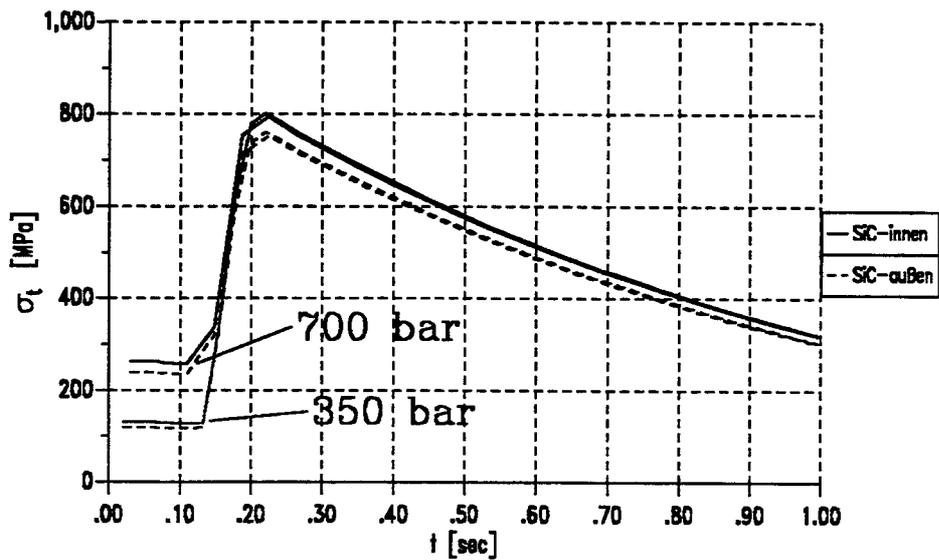


Abb. 76. Einfluß des Spaltgasinnendruckes: Tangentialspannungsverlauf in der SiC-Schicht (4.0 Nile, 0.1 sec)

6.6.6.8 Einfluß der Abscheidetemperatur

Die Berechnung des transienten Radial- und Tangentialspannungsverlaufs ist immer auf eine bestimmte Temperatur bezogen (siehe auch Gl. 5.2.2.17, 5.2.2.18) Es wird davon ausgegangen, daß alle Spannungen im Betriebszustand normalisiert sind und lediglich der Spaltgasinnendruck Belastungen der Beschichtung impliziert.

Dies kann aber mitunter zu einer Verfälschung der Ergebnisse führen, wenn dieser normalisierte Zustand noch nicht erreicht ist.

Die Beschichtung wird bei hohen Temperaturen (siehe auch „Herstellung der Brennelemente“ auf Seite 77) aufgetragen. Dadurch ergibt sich eine Vorspannungsbelastung der Coated Particle. Exakter ausgedrückt heißt das, daß das Kernel entlastet wird, da es beim Abkühlen stärker kontrahiert als die Beschichtung. Durch stetigen Betrieb (bei wechselnden Temperaturen von 200 bis 700°C) können diese Spannungen durch Relaxation und Kriechen abgebaut werden.

Entsprechend führt dann eine Betrachtung einer kleineren Referenztemperatur zu geringeren Belastungen der SiC-Schicht. Abb. 77 auf Seite 131 zeigt den Spannungsverlauf innerhalb der SiC-Schicht für eine Referenztemperatur von 1200°C.

6.6.6.9 Einfluß der Beschichtungsdicke der SiC-Schicht

Während des Reaktorbetriebs sind die Brennelemente und somit die Coated Particles vielen unterschiedlichen Belastungen ausgesetzt. Materialeigenschaften sind Veränderungen unterworfen, die durch den Neutronenfluß, Korrosion oder thermischer Zersetzung hervorgerufen werden.

Ohne Beachtung einer Festigkeitsänderung der SiC-Schicht, wurden Berechnungen für unterschiedliche Schichtdicken gemacht. Abb. 78 auf Seite 131 zeigt den Verlauf der Tangentialspannung für eine Reaktivitätsrampe von 4.0 Nile, 0.1 sec. Untersucht wurden die Beschichtungsdicken von SiC für 35 μm , 30 μm und 25 μm .

Eine Verringerung der Schichtdicke um 10 μm ergibt eine Erhöhung der Belastung um 200 MPa.

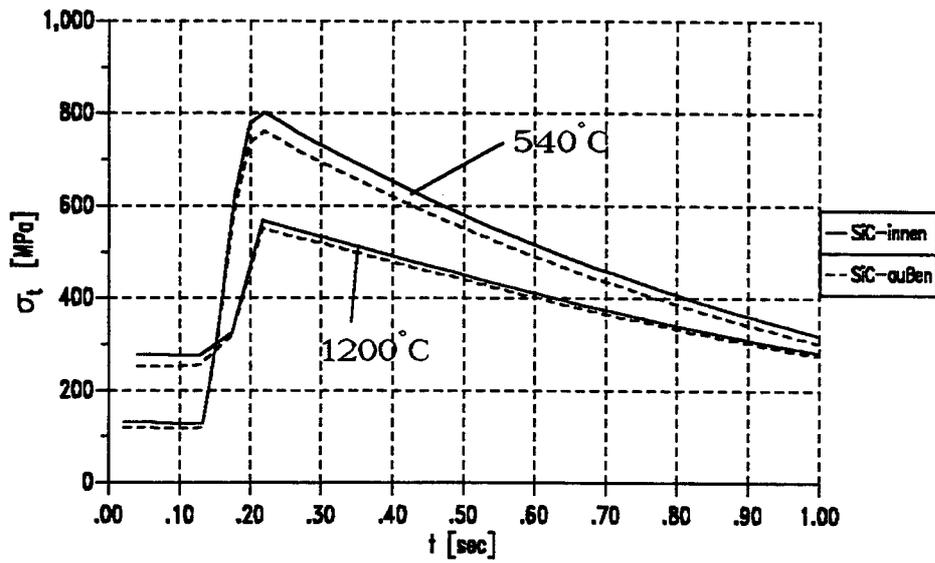


Abb. 77. Einfluß der Bezugstemperatur

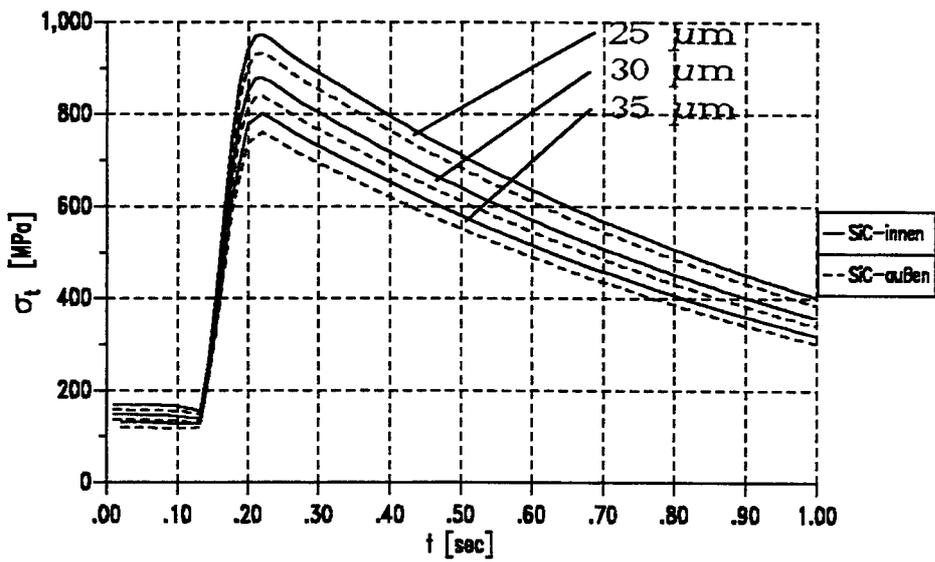


Abb. 78. Tangentialspannungsverlauf in der SiC-Schicht bei unterschiedlichen Schichtdicken

6.6.6.10 Bewertung der Ergebnisse

Anhand der vorliegenden Ergebnisse muß kurz diskutiert werden, welcher Informationsgehalt ihnen zukommt und welche Schlüsse daraus gezogen werden können.

Die mit dem Programmpaket V.S.O.P. durchgeführten Analysen zur Bestimmung der Überschußreaktivität einer veränderten Coregeometrie zeigen, daß im Rahmen der Störfallbetrachtung eines hypothetischen Reaktordruckbehälterversagens mit einer maximalen Überschußreaktivität von etwa 2.7 Nile zu rechnen ist. Eine Reaktivität von etwa 4 Nile ist nur denkbar, wenn die Seitenreflektorstruktur die gleiche Nuklidichte wie im Auslegungsfall aufweist.⁶³

Die für eine Reaktivität von 4.0 Nile auftretenden Maximalbelastungen liegen bei etwa 800 MPa in der SiC-Schicht und liegen damit in der Größenordnung der Festigkeitswerte von etwa 850 MPa. /91/ gibt Werte zwischen 750 bis 970MPa an. Der Festigkeitswert wird offenbar in Abhängigkeit von der Meßmethode unterschiedlich bestimmt.

Es ist zu beachten, daß es sich hier um Belastungen eines einzelnen Coated Particles mit mittleren Eigenschaften handelt /92/. Will man das ungünstigste Particle betrachten, so muß ausreichende Kenntnis über folgende Parameter herrschen:

- Position des Particles im Brennelement, in der Schüttung
- Ausgangstemperatur
- Abbrand
- Zeitverhalten
- Räumliche Flußverteilung
- Korrosionszustand

Dies erfordert prinzipiell eine mindestens zwei-, besser eine dreidimensionale Betrachtung der Rückkopplung Reaktivität - Temperatur anstelle eines Punktkinetikmodells.

Eine Abschätzung mit dem vorliegenden Modellansatz für das max. Particle ist möglich: Die max. Particleleistung ergibt sich aus dem Formfaktor (Shaping) für die axiale und radiale Leistungsverteilung in der Kugelschüttung und dem Formfaktor im Brennelement. Für die schnelle Transiente wird dann das mittlere Leistungsprofil zugrundegelegt. Da der Spannungszustand des Particles bei diesen höheren Temperaturen ausgeglichen ist, ergeben sich ähnliche Spannungswerte wie bei einem Particle mit mittleren Eigenschaften.

⁶³ Dies ist physikalisch nicht herzuleiten und nur (im Langzeitbereich, nicht im Kurzzeitbereich) durch Sabotage zu erklären.

Einen wesentlichen Einfluß auf die Belastungen der Beschichtung des Coated Particles übt die Pufferschicht aus. Für weitere Untersuchungen wären dementsprechend ein besseres Verständnis für das Verhalten der Pufferschicht unter mechanischer und thermischer Belastung, aber auch unter dem Einfluß von Bestrahlung wichtig.

Es ist festzuhalten, daß für eine Einschätzung des Störfallverlaufs des Druckbehälterberstens, das heißt Betrachtung realistischer Überschußreaktivitäten, mit keinen unzulässig großen Spannungen in den Coated Particles zu rechnen ist.

Unter Betrachtung eines mehr globalen Aspekts, der Wärmespeicherung im Kernel, sind mit den berechneten Werten der Energiedeposition keine auslegungüberschreitende Resultate zu verzeichnen. Abb. 79/68/, /81/ zeigt die experimentell gemessenen Versagensrate in Abhängigkeit von der gespeicherten Wärmemenge. Die maximal berechnete Größe liegt bei 323 J/gUO_2 , der zu erwartende Partikelbruch ist somit kleiner als 10^{-5} .

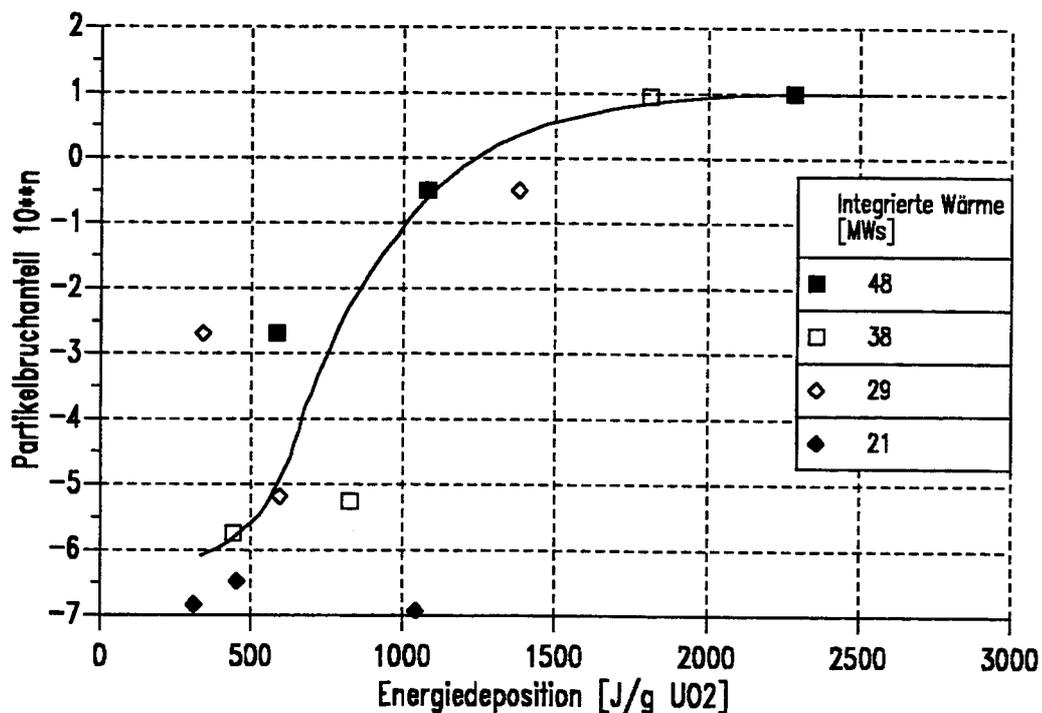


Abb. 79. Partikelbruch in Abhängigkeit von der Energiedeposition

6.7 Langzeitverhalten nach Einbringung einer Überschubreaktivität

Im Gegensatz zum schnellen Verhalten der Kurzzeittransiente sind bei der Langzeittransiente wesentlich andere Effekte zu berücksichtigen. Entsprechend der Definition der Kurzzeittransiente sind alle schnellen dynamischen Prozesse weitgehend abgeklungen. Das Verhalten wird im wesentlichen durch physikalisch inhärente Mechanismen gesteuert.

In /93/ ist die Aufheiz-Analyse unterschiedlich deformierter Coregeometrien im Langzeitbereich beschrieben. Die Ergebnisse gelten für den Fall, daß allein die Nachzerfallswärme die Aufheizung der Brennelemente besorgt. Offenbar wird die Auslegungstemperatur der Brennelemente in den dargestellten Szenarien nicht überschritten. Das heißt zu einer Überschreitung der Temperatur wird es nur kommen, wenn zusätzliche Wärmequellen vorhanden sind.

Die durch das Behälterversagen eingebrachte (postulierte) Überschubreaktivität wird durch die Rückkopplung über den negativen Reaktivitätskoeffizienten der Temperatur in einen äquivalenten Temperatursprung in Coated Particles und Brennelement umgesetzt. Im Rahmen der 'kurzzeitigen' Betrachtungen ist eine thermohydraulische Wechselwirkung mit der Umgebung zunächst ausgeschlossen. In Folge wird über Wärmestrahlung und -leitung gespeicherte und produzierte Wärme aus der Kugelschüttung abgeführt.

Da sich nun bzgl. des Unfallherganges, aber auch der letztlich vorliegenden Geometrie Unklarheit herrscht, muß mit Hilfe entsprechender Postulate eine Randbedingung gesetzt werden. Sodann ist es möglich für diesen konkreten Fall Aussagen zu machen.

Die Randbedingungen ergeben sich z.B. direkt aus der unmittelbaren Zeit nach dem Unfallereignis. Die eingebrachte Reaktivität muß kompensiert werden, so daß der Reaktor abgeschaltet werden kann. Hier steht die Kaltabschaltung im Vordergrund. Wird der Kugelhaufen nicht abgeschaltet, so wird sich das System auf höherer mittlerer Coretemperatur selbsttätig stabilisieren. In diesem Fall werden die Brennelemente einem Ausheizexperiment unterzogen (wie noch zu zeigen ist...). Im betrachteten Fall gilt als Randbedingung, daß die Reaktivität zwar eingebracht wurde, aber nur einmal wirksam wird. Das heißt es wird postuliert, daß die Überschubreaktivität kompensiert wird und der Reaktor abgeschaltet ist.

Es wird davon ausgegangen, daß durch die kurzzeitige Leistungsvervielfachung keine Beeinflussung der Nachzerfallswärme vorliegt.

Das Langzeitverhalten wurde mit dem Programmpaket THERMIX/DIREKT (/82/) untersucht /94/. Ähnlich wie bei den Berechnungen der Überschubreaktivitäten, wird hier in zwei Schritten vorgegangen.

Im ersten Schritt wird die stationäre Temperaturverteilung bestimmt.

Im zweiten Schritt wird die Modellgeometrie des Reaktors deformiert, so daß das sich für dieses H/D-Verhältnis eine Rekritikalität einstellt. Der Startzeitpunkt der Rechnungen ist hier das charakteristische Ende der schnellen, dynamischen Prozesse. Weiterhin ist die Anordnung unterkritisch gemacht worden. Die Temperaturverteilung aus dem Regelbetrieb wird übernommen. Im Corebereich wird die Temperaturverteilung um den Betrag erhöht, der sich aus der Rückkopplung der Überschubreaktivität ergibt. Dies entspricht der Energiemenge, die durch die mehrfache Reaktorleistung erzeugt wird.

6.7.1 Das Rechenprogramm THERMIX-DIREKT

Die Berechnung der Langzeittransienten erfolgte mit dem in dem ISR vorhandenen Programmpaket THERMIX-DIREKT (siehe auch „Anhang H. Das Programmpaket THERMIX-DIREKT“ auf Seite 185). Die beiden gekoppelten Teilprogramme betrachten jeweils voneinander getrennt die Berechnung der Feststofftemperaturen und des Konvektionsverhaltens.

Im betrachteten Fall wird davon ausgegangen, daß der konvektive Transport von Nachzerfallswärme aus der (druckentlasteten) Kugelschüttung, in konservativer Weise, zu vernachlässigen ist. Das heißt die anfallende Nachzerfallswärme wird mittels Wärmeleitung und -strahlung an die Umgebung weitergeleitet. THERMIX löst die Fouriersche Differentialgleichung in einem orthogonalen Koordinatensystem. Die Modellstrukturen werden daher in einem 2-dimensionalen Gitter, z.B. r-z-Geometrie, abgebildet.⁶⁴ Beliebige Bereiche des Rechengitters können mit gleichen Materialeigenschaften 'belegt' werden. Diese sogenannten Kompositionen verstehen sich also als Bereiche mit homogenisierten Feststoffeigenschaften.

Die Wärmequellendichte \dot{q}''' für jeden Gitterpunkt ist dabei eine Summe aus der nuklear erzeugten Leistung \dot{q}'''_N (Spaltleistung oder Nachzerfallswärmeleistung) und einer konvektiven Wärmequelle \dot{q}'''_K . Die Nachzerfallsleistung kann z.B. durch die Way-Wigner-Formel vorgegeben werden, oder als expliziter Datensatz, der z.B. mit V.S.O.P.-LIFE für diesen Fall berechnet wurde. In den Berechnungen wurde davon ausgegangen, daß die Nachzerfallswärmeleistung durch die anfängliche Rekritikalität nicht beeinflußt wird.

Der Konvektionsanteil wird, wie schon erläutert vernachlässigt, braucht also nicht dargestellt zu werden.

Zur Darstellung des HTR-Moduls wurde ein Rechengitter von 44*41 Maschen gewählt. Abb. 80 auf Seite 136 zeigt die Belegung des Gitters mit den Kompositionen. Entsprechend den Restriktionen (Orthogonale Strukturen, Rotationssymmetrie, begrenzte Auflösung, ...) wird dieses Kompositionsmodell den verschiedenen Geometrien eines deformierten Reaktorcores mit dem Programm AENDGEOM /94/ angepaßt.

Die äußeren Randbedingungen sind in THERMIX frei wählbar. In den dargestellten Rechnungen wurde das Kriterium 'konstante Temperatur' benutzt. Unter der Voraussetzung eines beschädigten Flächenkühlersystems ist das nicht exakt, es konnte aber schon mehrfach gezeigt werden, daß diese Randbedingung auf das Verhalten der Maximaltemperaturen in der Kugelschüttung nur minimalen Einfluß hat.

⁶⁴ Die Restriktionen bei der Modellbildung sind also ähnlich wie im V.S.O.P.-Modell.

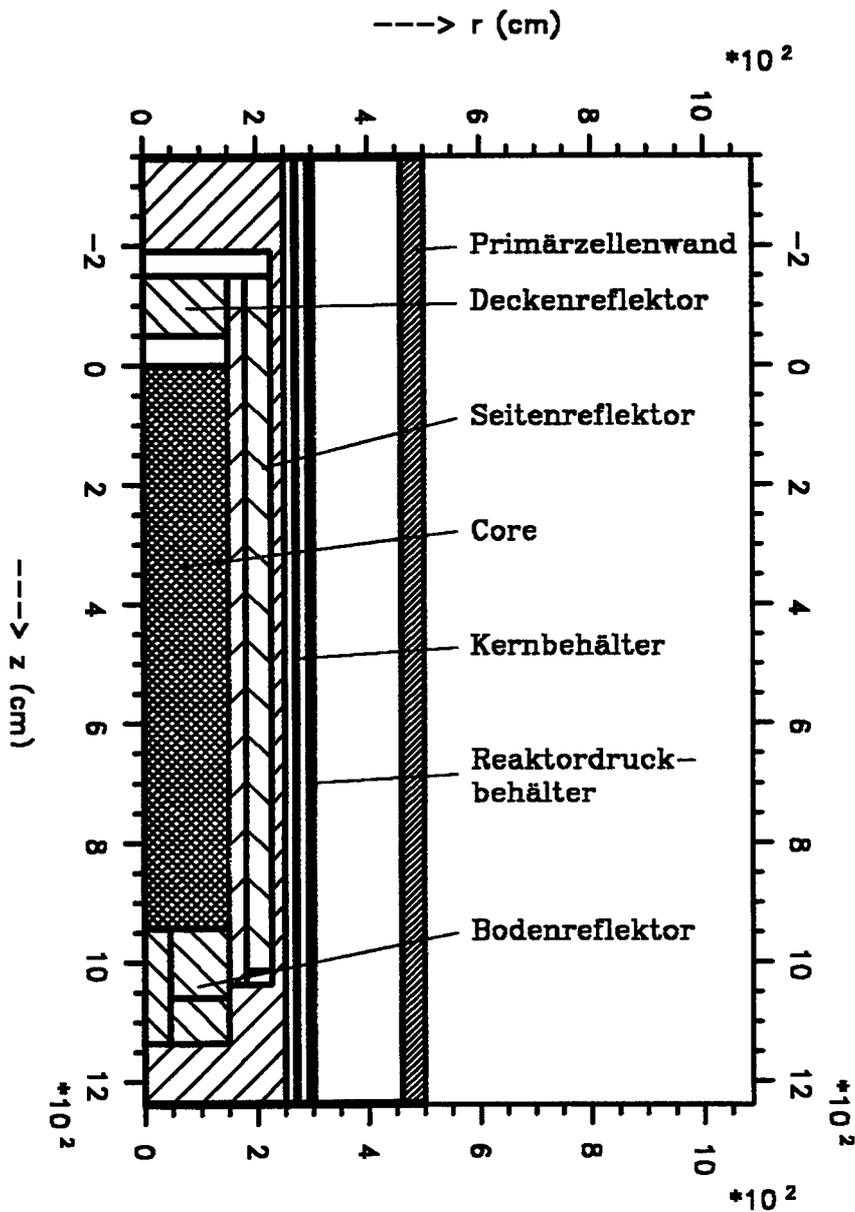


Abb. 80. Kompositionsanordnung des HTR-Moduls: Die Abbildung zeigt die Darstellung des HTR-Moduls als Kompositionsanordnung für das Programm THERMIX. Wie zu erkennen ist, wurde der zentrale Bereich des Reaktordruckbehälters mit Primärzelle als Ausschnitt in das Rechengitter übertragen. Die Modellierung einer zerstörten Reaktorgeometrie erfolgt unter vielen Annahmen. Für die verschiedenen betrachteten Fälle sind jeweils Variationen dieser Grundform (Fall: E1) erstellt worden.

6.7.2 Fallstudien

Das Modell des HTR-Moduls wurde benutzt, um die Temperaturbelastungen im Core für verschiedene Parameterfälle zu berechnen. Neben den verschiedenen Geometrieformen (Fälle E1 bis E7) der Kugelschüttung wurden unterschiedliche Annahmen bzgl. der Randbedingungen getroffen. Entsprechend den Berechnungen der Überschußreaktivitäten mit V.S.O.P. wurden hier drei grundlegende Szenarios betrachtet:

- Szenario 1** Die Deckenreflektorstruktur bleibt in gleicher Form auf der Kugelschüttung, die Materialdichten im Seitenreflektor bleiben gleich.
- Szenario 2** Entsprechend Szenario 1, jedoch werden die Materialdichten dem vergrößerten Volumen angepaßt (effektive Dichten)
- Szenario 3** Entspricht dem Szenario 2, allerdings ist die Deckenreflektorstruktur nicht mehr oberhalb der Kugelschüttung, sondern ist durch den Berstvorgang von der Struktur getrennt

Üblicherweise wird der erste Berechnungsschritt, die stationäre Rechnung, mit THERMIX zur Bestimmung der Ausgangstemperaturen durchgeführt. Für die Betrachtungen zum Behälterbersten ist eine solche Bestimmung der Temperaturverteilung nicht möglich. Unsicherheiten sind hier z.B. in der Anordnung der Brennelemente, aber auch in der Temperaturverteilung der Reflektorstrukturen gegeben. Es wurden daher Berechnungen mit unterschiedlichen Annahmen durchgeführt. Die nachfolgend dargestellten Ergebnisse beziehen sich auf die Annahme, daß der Corebereich die einheitliche, mittlere Temperatur besitzt. Der reaktivitätsbedingte Temperatursprung $\Delta\bar{T}$ wird an allen Gitterpunkten des Kugelhaufens aufaddiert. Die weiteren Annahmen Rampenverlauf, Temperaturprofil gehen über eine Skizzierung des prinzipiellen Verhaltens hinaus und sind hier nicht dargestellt.

Die grundlegenden Parametergrößen sind in Tab. 15 auf Seite 138 zusammengestellt. Für die verschiedenen H/D-Verhältnisse sind die für die entsprechenden Szenarien zu erwartenden Reaktivitätswerte und verbleibenden Temperatursprünge aufgelistet. Diese ergeben sich aus den Berechnungen mit den Programmen V.S.O.P. und HTRKIN. Für das Ausgangsmodell des HTR-Moduls ergibt sich keine Formveränderung, somit auch keine Überschußreaktivität und kein Temperatursprung. Der dargestellte Fall skizziert also das bekannte Verhalten des Reaktors in einem Druckentlastungsstörfall. Der größte mittlere Temperatursprung ist also mit etwa 670 K zu erwarten.

H/D	Fall	eff. Multiplikationskonstante k_{eff} [-]		
		mittlerer Temperatursprung $\Delta \bar{T}$ [K]		
		Szenario 1	Szenario 2	Szenario 3
		mit Deckenreflektor, ursprüngliche Reflektordichten	mit Deckenreflektor, effektive Reflektordichten	ohne Deckenreflektor, effektive Reflektordichten
3.14	E1	1.0	1.0	1.0
		-	-	-
1.68	E4	1.035	1.026	1.013
		612.0	494.0	272.0
1.20	E6	1.04	1.028	1.009
		669.0	521.5	182.0
0.90	E5	1.037	1.023	0.999
		633.0	454.0	0.0
0.68	E3	1.029	1.015	0.986
		530.0	301.0	0.0
0.5	E7	1.007	-	-
		141.0	0.0	0.0
0.23	E2	0.934	-	-
		0.0	0.0	0.0

Tab. 15. Parametergrößen für die THERMIX-Berechnung

6.7.3 Ergebnisse

Die Abb. 81 auf Seite 139 zeigt die Kompositionsanordnung des deformierten Reaktorcores als Ergebnis des Programms AENDGEOM. Die Seitenreflektorstruktur ist aufgeweitet und der Deckenreflektor (in bekanntem Aufbau) auf den Kugelhaufen gestürzt. Teile des Seitenreflektors sind nicht mehr in dem Modell berücksichtigt. Prinzipiell ist genausogut jede andere Darstellung zulässig, die zu dem geforderten H/D-Verhältnis führt. Über die physikalisch/technische Plausibilität einer Umformung dieser Art ist bisher nichts ausgesagt worden.

Die Abbildung zeigt den Verlauf der Isothermen nach 20h. Betrachtet wurde das Szenario 2 für den Fall: E5. Die maximale Temperatur ist noch nicht erreicht, der Kugelhaufen befindet sich weiterhin in der Aufheizphase. Die Bilanzierung der verschiedenen Temperaturbereiche im Core zeigt, daß nahezu 10% der Brennelemente Temperaturen von mehr als 1600°C ausgesetzt sind.

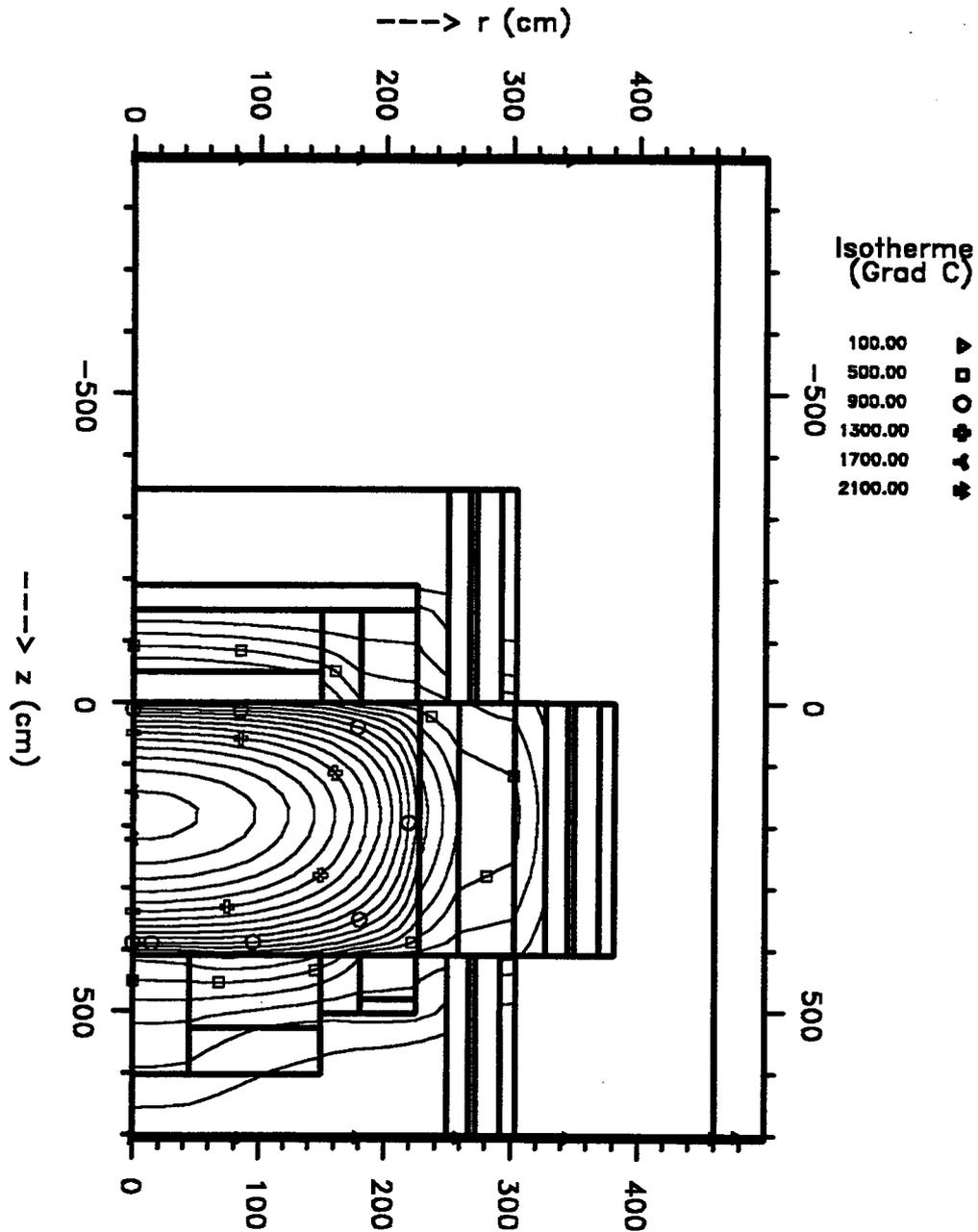


Abb. 81. Isothermenverlauf Fall: E5 nach 20 Stunden: Die Abbildung zeigt die Anordnung des deformierten Reaktorcores mit umgebenden Reflektorstrukturen. Entsprechend den Restriktionen des benutzten Programms ist alles in orthogonaler Struktur dargestellt. Der modellierte Fall entspricht dem Szenario 2, das heißt die verbleibenden Seitenreflektorstrukturen enthalten die Risse und Öffnungen, so daß unter Beachtung der Rotationssymmetrie geringere Stoffdichten (effektive Dichten) berücksichtigt werden. Das neue H/d-Verhältnis ist 0.9, der Zeitpunkt ist 20 Stunden nach dem Behälterbersten.

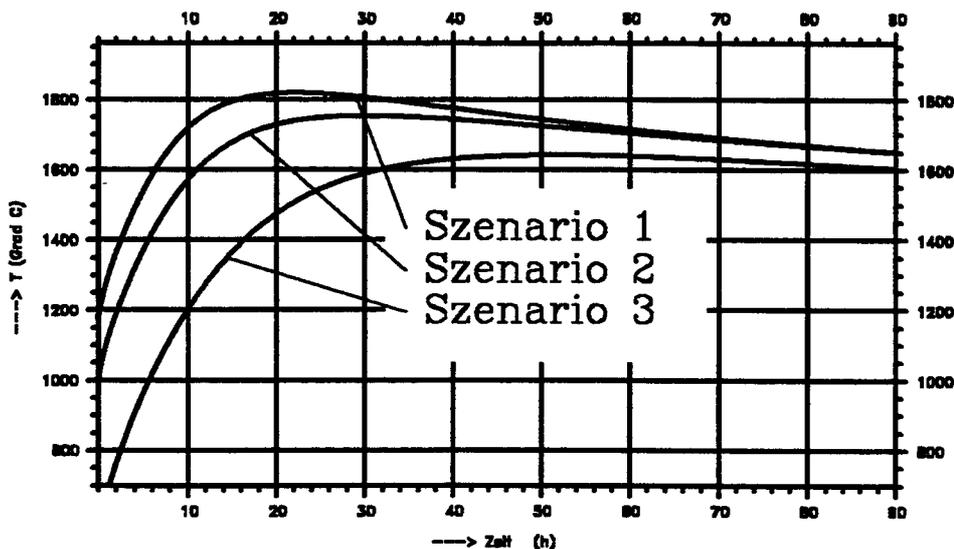


Abb. 82. Maximale Coretemperaturen für den Fall: E5: Die Abbildung zeigt den zeitlichen Verlauf der Maximaltemperatur. Ausgangsbasis ist der Fall: E5 mit $H/D = 0.9$. Es ist zu erkennen, daß sich die absolute Maximaltemperatur mit zunehmendem Temperatursprung, bedingt durch unterschiedliche Störfallszenarien, zu früheren Zeiten verlagert.

Abb. 82 zeigt den zeitabhängigen Verlauf Maximaltemperatur in der Kugelschüttung. Die stärkste Belastung ergibt sich für das Szenario 1 mit einer Maximaltemperatur von 1830°C . Ähnlich dem Szenario 2 überschreitet die Maximaltemperatur schon nach wenigen Stunden die 1600°C . Auch wenn nur ein kleiner Teil des Cores ($< 10\%$) diesen hohen Temperaturen ausgesetzt ist, so muß doch berücksichtigt werden, daß diese für einen Zeitraum von mehr als 90 Stunden anstehen.

Szenario 3 zeigt in diesem Fall das normale Aufheizverhalten der Kugelschüttung bei Druckentlastung, da diese Anordnung gerade nicht kritisch ist. Ohne Berücksichtigung einer Rekritikalität der Kugelschüttung wird also unter den gemachten Annahmen die 1600°C -Grenze in einem flachen Maximum überschritten. Diese erhöhten Temperaturen sind etwa für 60 Stunden in der Kugelschüttung. Die Maximaltemperatur beträgt 1650°C .

Die Belastungen die durch die 3 verschiedenen Szenarien hervorgehen sind also grundsätzlich verschieden:

Szenario 1 + 2 Anfänglich schnelle Reaktivitätstransiente, zusätzliche Belastungen durch langzeitiges hohes Temperaturniveau

Szenario 3 Keine Rekritikalität, relativ geringfügige Überschreitung der Auslegungstemperatur

Für die Szenarien 1 und 2 ist also eine zweifache Belastung gegeben. Szenario 3 dagegen zeigt die Belastungen eines typischen Aufheizstörfalles. Die Maximaltemperatur wird nach mehr als 2 Tagen erreicht.

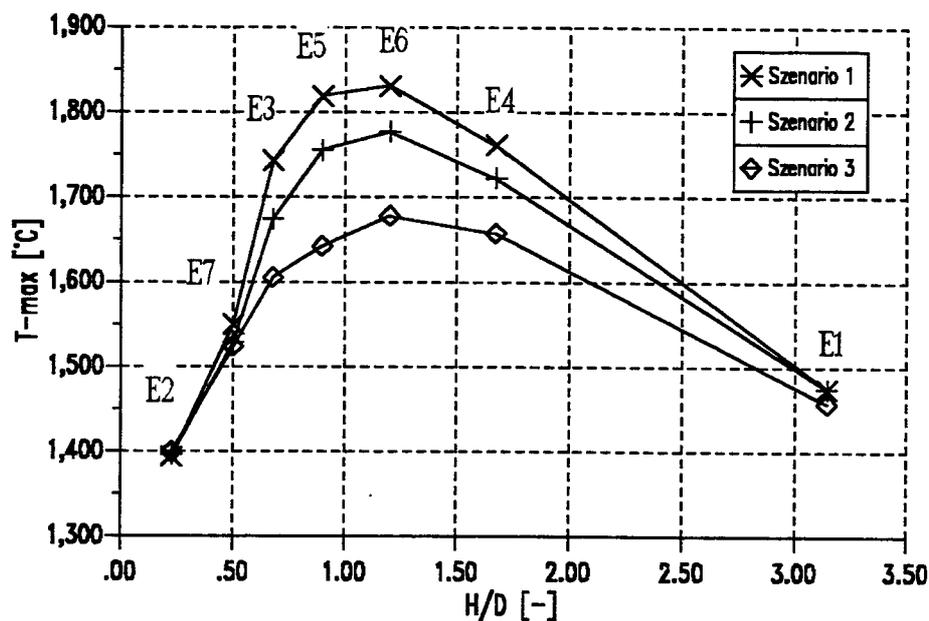


Abb. 83. Maximale Coretemperaturen im Langzeitbereich: Die Abbildung zeigt eine Zusammenstellung der Maximaltemperaturen, die für die verschiedenen Fälle und Szenarien mittels THERMIX berechnet wurden. Als max. Temperatur ergibt sich so eine Bandbreite von 1680-1830°C, abhängig von dem zugrundegelegten Szenario.

Abb. 83 zeigt die Maximaltemperaturen für die verschiedenen Szenarien in Abhängigkeit vom H/D-Verhältnis.

Entsprechend dem Verlauf der k_{eff} -Werte ergibt sich hier der Maximalwert für den Fall E6. In Abhängigkeit von dem betrachteten Szenario ergibt sich so eine Bandbreite von 1680 - 1830°C für die max. Temperatur in der Kugelschüttung.

Offenbar bleibt die Maximaltemperatur nur für kleinere Veränderungen des H/D-Verhältnisses (bis etwa 2.5, entsprechend $r_0 + 10$ cm) unterhalb von 1600°C. Erst bei größeren Deformationen wird diese Temperatur wieder unterschritten.

Es ist hervorzuheben, daß die Temperaturbelastungen nicht mit denen eines Druckentlastungsstörfalles gleichzusetzen sind. In Abhängigkeit von der Überschußreaktivität und der Einbringzeit sind die Coated Particles durch die schnelle Transiente erheblich

belastet. Darüberhinaus werden diese Brennelemente dann im Langzeitbereich über die Auslegungsgrenze belastet.

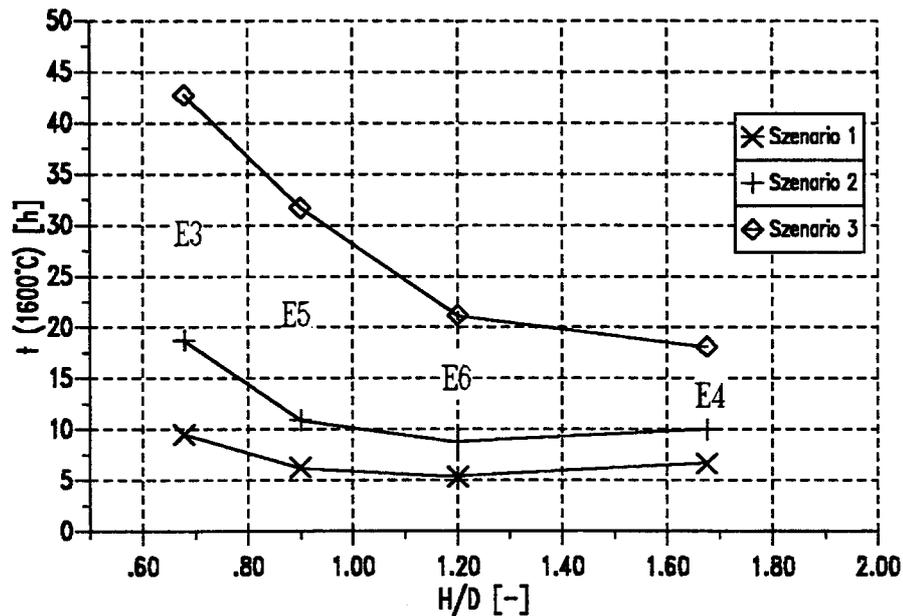


Abb. 84. Zeitintervalle für $T < 1600^{\circ}\text{C}$: Für die drei betrachteten Szenarien sind in der Abbildung die Zeiten aufgetragen, die den Zeitraum bis zur Überschreitung des 1600°C -Kriteriums verstreicht. Berücksichtigt wurden nur diejenigen Parameterfälle, die zur Überschreitung führen. Offenbar wird unter der Randbedingung einer Rekritikalität des Cores nach dem Behälterbersten für die Szenarien 1 und 2, aber auch bei geringen Veränderungen des H/D-Verhältnisses bei Szenario 3 eine Überschreitung des Kriteriums innerhalb von 24 Stunden gegeben sein.

Abb. 84 zeigt die Zeiten bis 1600°C als Maximaltemperatur im Core erreicht werden als Funktion des H/D-Verhältnisses.

Das Erreichen dieser Grenztemperatur findet umso eher statt, je mehr Energie in der schnellen Transiente in die Kugelschüttung eingebracht wird. Entsprechend den verschiedenen Szenarien wird für das Szenario 1 mehr Energie eingebracht. Unter diesen Annahmen werden 1600°C schon nach 5 Stunden in der Kugelschüttung überschritten. Für das Szenario 3 wird für diese Geometrie die Temperatur nach 21 Stunden überschritten. Allgemein ist zu berücksichtigen, daß im Szenario 3 nur die Fälle E4 und E6 zu einer Rekritikalität führen. Die Fälle E3 und E5 entsprechen also dem normalen Aufheizvorgang der Kugelschüttung. Der Fall E4 beschreibt also schon das minimale Zeitintervall. Bei geringeren Veränderungen der Geometrieform wird die Grenztemperatur nicht erreicht.

7.0 Gesamtbewertung eines Reaktordruckbehälterversagens

7.1 Ergebnis der Betrachtungen

Wie eingangs geschildert, gliedert sich der Vorgang des Reaktordruckbehälterversagens in viele einzelne, voneinander abhängige und voneinander unabhängige Schritte.

Bedingt durch die starken Strömungskräfte und die Gestaltveränderung der Reaktorgeometrie, wird es zu einer Freisetzung von Spaltprodukten kommen. Freigesetzt wird dabei einerseits die Aktivität, die an das Primärkühlmittel gebunden ist (stationäre Kühlmittelkontamination), andererseits aber die staubgebundene Aktivität, die sich in den Strömungstoträumen angesammelt hat. In konservativer Weise ist davon auszugehen, daß diese Aktivität vollständig freigesetzt wird.

Zusätzlich sind Beiträge aus der Desorption und dem Abscheren (Liftoff) von Spaltprodukten von Oberflächen zu erwarten.

Diese radiologischen Folgen sind schon weitgehend durch die Analyse von Brüchen großer Anschlußleitungen untersucht worden (bis DN 65).

Ist von den schnellen Transienten keine wesentliche radiologische Belastung zu erwarten, so ist doch zu überlegen, ob die nach Beendigung der schnellen Vorgänge vorliegenden Randbedingungen nicht Ausgangspunkt für radiologisch bedeutsame Folgen sein können.

Für die betrachteten Langzeittransienten ergeben sich zwar Temperaturmaxima die nur 200 K über der Auslegungstemperatur liegen, was also keine vehemente, sondern eine langsam einsetzende Freisetzung bedeutet, dennoch ist es ungleich schwieriger eine konkrete Aussage zu treffen, da der Grad einer Vorschädigung durch eine mögliche Leistungstransiente in diesem speziellen Fall nur schwer zu erfassen ist. Im allgemeinen ist wohl nicht davon auszugehen, daß die gleichen Randbedingungen wie beim normalen Coreaufheizstörfall vorliegen werden.

Für die Gesamtbetrachtung des Langzeitbereichs ist zusätzlich der Einfluß der Korrosion von entscheidender Bedeutung. Unter Einwirkung von Luft und Wasser (Sekundärkreislauf, Flächenkühler, kontinuierliche Zersetzung der Primärzellenwand) werden die Brennelemente dem Korrosionsangriff ausgesetzt sein /95/, /96/. Die Folgen sollen nur kurz angedeutet werden:

- Freisetzung von Spaltprodukten, die in der graphitischen Struktur eingelagert sind.
- Direkte Freisetzung von Spaltprodukten mittels Hydrolyse
- Kompaktierung des Kugelhaufens mit nachfolgender weiterer Kritikalität
- Erreichen der Kritikalität durch Wasseranteil

Unter diesen Gesichtspunkten ist es zweckmäßig, eine mögliche Korrosion im weiteren Verlauf des Geschehens zu stoppen.

Ein denkbares Accident Management wäre also darauf gerichtet, die Öffnung (-en) der Primärzelle zu verschließen und den Luftzutritt einzuschränken.

Legt man das vorhandene Aktivitätsinventar des HTR-Moduls zugrunde, so ist einsichtig, daß eine vollständige Freisetzung der Spaltprodukte eines einzelnen Brennelements die Auslegung bzgl. radiologisch wirksamer Nuklide nach §28.3 StrlSchV überschreitet. Eine Beachtung dieser Tatsache zeigt die Schwierigkeiten zur Reduktion der Störfallfolgen auf. Tab. 16 zeigt Aktivitätsinventar und zulässige Maximalfreisetzung bei Betrachtung eines Punktes in 100 m Entfernung vom Freisetzungsort.

Nuklid	Inventar [GBq]	BMI-Berechnungsgrundlage (§28.3 StrlSchV) für eine Emmissionshöhe von	
		20 m	50 m
Kr-88	$2.22 \cdot 10^8$	$1.1 \cdot 10^6$	$2.1 \cdot 10^6$
Sr-90	$1.37 \cdot 10^7$	1.4	2.2
Ag-110m	$1.89 \cdot 10^5$	270.	410.
I-131	$2.07 \cdot 10^8$	5.5	10.
Xe-133	$4.44 \cdot 10^8$	$5.7 \cdot 10^7$	$1.1 \cdot 10^8$
Cs-134	$1.45 \cdot 10^7$	110.	180.
Cs-137	$1.67 \cdot 10^7$	30.	50.

Tab. 16. Maximale zulässige Freisetzung von Spaltprodukten: Die Tabelle zeigt das Aktivitätsinventar des 200 MW_{th}-Reaktors und gibt gleichzeitig Hinweise auf die maximale Emission der genannten Nuklide bei Einhaltung der §28.3 StrlSchV in mehr als 100 m Entfernung /97/.

Aus den durchgeführten Untersuchungen ergibt sich, daß die Belastungen, die durch das spontane Versagen des Reaktordruckbehälters entstehen würden, weitgehend auf die Anlage beschränkt blieben.

7.2 Vorschläge zur Konzeptgestaltung des HTR-Moduls

Wie im ersten Teil dargestellt, ist mit einer Verteilung der Fragmente und Einbauten des Reaktordruckbehälters im Reaktorschutzgebäude zu erwarten. Es ist nicht auszuschließen, daß in bestimmten Störfallsituationen Fragmente das Reaktorschutzgebäude perforieren können und das Gebäude mit einer Restgeschwindigkeit verlassen. Damit ist eine Öffnung in der Umschließung vorhanden, die den Korrosionsangriff durch Luft zumindest begünstigen kann.

Sind für die schnellen Transienten keine schwerwiegenden direkten Konsequenzen zu erwarten, so muß in besonderem Umfang Augenmerk auf die Langzeitbeherrschung des Störfalls gerichtet werden. Offenbar ist dies in erster Linie die Nachwärmeabfuhr und Einschränkung der Korrosion.

- Als primäre Lösung bieten sich jene Systeme an, die eine Verteilung der Fragmente innerhalb des RSG unter den berechneten Lastannahmen ausschließen und das Bersten (die Fragmentwirkung) auf die Primärzelle der betroffenen Moduleinheit beschränken (vgl. /98/).

Denkbar wäre eine Verspannung einer entsprechend dimensionierten Primärzellenabdeckung mittels eines Spannkabel-Feder-Dämpfer-Systems, das sich in der Wand der Primärzelle befindet. Unter Belastung hebt die Abdeckung ab, so daß ein Entlastungsquerschnitt für das austretende Primärkühlmittel geschaffen wird. Alle Fragmente und Reaktoreinbauten (Brennelemente) befinden sich so in der Primärzelle. Ein vergleichbarer Vorschlag befindet sich in /99/. Ein schneller Abschluß des Primärzellenvolumens von der Umgebung sollte so möglich sein.

Mit entsprechenden Fördersystemen (z.B. Rohr-Saugförderern), wäre mittelfristig eine Verladung der Brennelemente in Behälter möglich. Dies ist sicherlich keine leichte Aufgabe, jedoch besteht bei den keramischen, kugelförmigen kleinen (6cm Durchmesser) Brennelementen der Vorteil der Handhabbarkeit. 'Zugänglichkeit', die durch Bruchstücke des RDB und anderer Bauteile erschwert ist, ist ein anderer Aspekt.

- Als prinzipieller trivialer Ansatz ist hier die vollständige Änderung des Konzeptes zu nennen. Das bedeutet physikalisch verankerter Ausschluß eines spontanen Reaktordruckbehälterversagens.

Druckbehälterkonzepte, die dieser Forderung genügen sind seit längerer Zeit bekannt, erprobt und in Gebrauch. Auch für den HTR-Modul wurden schon alternativ Konzepte mit 'berstsicheren' RDBs vorgestellt /53/, /100/. Zur Auswahl stehen:

- SBB - Spannbetonbehälter
- VGD - vorgespannter Sphärogußdruckbehälter
- VSGD - vorgespannter Stahlgußdruckbehälter

8.0 Zusammenfassung

Der von Siemens-Interatom entwickelte Hochtemperaturreaktor HTR-Modul zur kombinierten Strom-Wärmeerzeugung vereint die neuen Sicherheitsgrundsätze inhärent passiv sicherer Reaktorgenerationen in sich. Die Auslegung ist streng auf die Erhaltung der Sicherheitsbarrieren gegen eine Freisetzung von Spaltprodukten aus den Brennelementen gerichtet.

In Risikoanalysen wurde untersucht, welche Folgen Störfälle mit geringen Eintrittswahrscheinlichkeiten haben. Für auslegungsüberschreitende Ereignisse erlangen solche Betrachtungen ein ganz besonderes Interesse, da die Folgen mitunter beachtlich sein können. Diese Betrachtungen sind nur unter der Annahme äußerst konservativer Randbedingungen möglich.

Für den HTR-Modul ist das spontane Druckbehälterversagen ein solches auslegungsüberschreitendes Ereignis, das bei sehr geringer Eintrittswahrscheinlichkeit und entgegen allen bekannten Versagensvorgängen (unter Zugrundelegung der Basissicherheit) als Auslöser für ein Freisetzungsszenario postuliert wird, das heißt welche Folgen und Belastungen sind zu erwarten, wenn es zu einem Zerknall des RDB kommt. In der so geschilderten Weise wurde in der vorliegenden Arbeit der Berstvorgang als Randbedingung postuliert.

Besondere Beachtung gewinnen die schnellen Vorgänge, da sie nicht durch Accident Management beeinflusst werden können. In der vorliegenden Arbeit wurde daher der Schwerpunkt der Betrachtungen auf die Analyse der durch das Bersten implizierten Vorgänge gelegt, die unmittelbar durch das RDB-Versagen ausgelöst werden. Im ersten Teil wurden daher die Aufprallgeschwindigkeiten der Bruchstücke des Reaktordruckbehälters auf die Wand des Reaktorschutzgebäudes mit dem Programm XerXes ermittelt. Unter den gemachten Annahmen ist davon auszugehen, daß die Belastungen der Wandstruktur in der Größenordnung der Auslegung liegen werden. Das heißt eine Perforation ist nicht auszuschließen. Gleichwohl werden die resultierenden Geschwindigkeiten gering sein und die Fragmente keine große Reichweite haben. Der Einflußradius der Fragmentwechselwirkung beschränkt sich auf das Anlagengelände. Gleiches gilt für die Ausbreitung der resultierenden Druckwelle, deren Amplitude nur im begrenzten Umkreis der Anlage zu Beschädigungen führen wird. Durch die Perforation des Reaktorschutzgebäudes entfällt diese Barriere. Dies gilt, ohne Störfallmaßnahmen zur Wiederherstellung zu berücksichtigen.

Im zweiten Teil wurden Veränderungen der Coregeometrie, bedingt durch eine Verformung des Reaktordruckbehälters beim Bersten, untersucht, die eine Rekritikalität zur Folge haben können. Die mit V.S.O.P. bestimmten Reaktivitätswerte sind so Eingangsgröße für eine Analyse der auftretenden Belastungen der Coated Particles bei derartigen schnellen Reaktivitätstransienten.

Die Berechnungen zeigen, daß, unter physikalisch sinnvollen Annahmen, mit einer positiven Überschußreaktivität von etwa 2.7 Nile zu rechnen ist. Die daraus resultierenden Tangentialspannungen der SiC-Beschichtung des betrachteten Particles liegen unterhalb der Festigkeitswerte. Unter diesen Randbedingungen ist davon auszugehen, daß ein

solches Particle mit diesen mittleren Eigenschaften nicht versagt und die Beschichtung als Barriere erhalten bleibt.

Inwiefern diese schnellen Transienten als Randbedingung für die nachfolgende Langzeittransiente einen wichtigen Einfluß ausüben, kann a priori nicht ermittelt werden, eine Aussage wäre dementsprechend gewagt. Die Langzeittransiente führt unter den gemachten Annahmen (zylindrische Coregeometrie, schnelle Veränderung des Cores, keine Korrosion, ...) zu einer maximalen Temperatur von etwa 1800°C nach 10 Stunden (Höhe : Durchmesser = 1.2) in der Kugelschüttung.

Bei einer Gesamtbewertung des Behälterberstens ist somit zu folgern, daß die Kurzzeittransienten, die nicht durch Accident Management beeinflusst werden können, offenbar nur wenig Beitrag zum Gefahrenpotential liefern.

Literaturverzeichnis

- /1/ W. Rehm, H. Unger (Hrsg.)
Sicherheit von Hochtemperaturreaktoren, Tagungsbericht der Fachtagung am 19. und 20. März 1985 in Jülich, Jül-Conf-53, Juni 1985
- /2/ K. Kugeler, R. Schulten
Hochtemperaturreaktortechnik, Springer-Verlag, 1989
- /3/ INTERATOM
Verhalten des HTR-Moduls bei hypothetischen Ereignisabläufen
- /4/ Siemens - INTERATOM
Hochtemperaturreaktor - Modul - Kraftwerksanlage, Kurzbeschreibung, November 1988
- /5/ Siemens - INTERATOM
Hochtemperaturreaktor - Modul - Kraftwerksanlage, Sicherheitsbericht, 1988
- /6/ W.E. Baker
Post-Test Assessment of Blast and Fragment Effects of Explosive Failure of a Large Steel Containment Shell Model during Pneumatic Testing, Proceedings of the 1985 Pressure Vessel and Piping Conference, PVP v 98-6, ASME, New York, June 1985
- /7/ Y. Watanabe
Explosion eines Reaktionsgefäßes bei Dichtigkeitsprüfung, Der Maschinenschaden 56, 1983, Heft 3, S. 98 ff.
- /8/ C.R. Sundararajan, J.R. Rooker
Probabilistic Assessment of Pressure Vessel Missile Generation and Damage Potential, Pressure Vessel and Piping Conference, PVP.82, ASME, New York, June 1984
- /9/ H. Eiden, F.O. Krämer, K.P. Meyer, H. Schaper, D. Schlegel
Bauteilschäden: Erfahrungen aus der Sachverständigentätigkeit, Verlag TÜV Rheinland, Köln 1986
- /10/ W.E. Baker
Explosion Hazards and Evaluation, Elsevier Scientific Publishing Company, Amsterdam 1983
- /11/ Brockhaus
Brockhaus Enzyklopädie, 19. Auflage, Band 3, Brockhaus, Mannheim 1987
- /12/ Th. Jaeger
Sicherheitseinschluß von Leistungsreaktoren, Atomkernenergie, 5. Jg, 1960, S. 15ff
- /13/ W. Kröger
Schutzbehälter für Hochtemperaturreaktoren unter Berücksichtigung von Umwelt- und Sicherheitsaspekten, KFA-Jülich IRE, Jül-1098-RG, August 1974
- /14/ R. Stein
Vorstudie zur Abschätzung möglicher Schäden an HTR-Brennelementen bei einem unterstellten Abriß des Kugelabzugrohres, Forschungszentrum Jülich KFA-ISR, interner Bericht KFA-ISR-IB-6/91, Juni 1991
- /15/ Gaballah, Vogt
Forschungsprogramm "Behälterversagen", HRB Hochtemperatur-Reaktorbau GmbH, PNP-3420-BF-GHRA 000819, Juni 1984
- /16/ G. Husmann
Untersuchung des Druckwelleneinflusses bei Explosionsvorgängen auf die Umgebung und dessen Relevanz beim hypothetischen Druckbehälterversagen des HTR-Modul, Forschungszentrum Jülich GmbH ISR, ISR-IB-12-92, September 1992
- /17/ E.H. Jager
Parameterstudie über Blastwellengrößen, HRB-PNP, technischer Bericht, TN-AF2402-427/78, Dezember 1978
- /18/ --
Zerknall eines Wasserstoffbehälters, Druckbehälterverordnung, Teil 13 Kapitel 5.3, April 1992

- /19/ --
Zerknall eines Wasserstofftanks, Druckbehälterverordnung, Teil 13 Kapitel 7.2, April 1992
- /20/ A.M.M. van Leest
Bestrijding van ongevallen, waarbij ontplofbare stoffen zijn betrokken, Directie Brandweer/
Inspectie voor het Brandweerwezen, Ministerie van Binnenlands Zaken
- /21/ INTERATOM
PSS3 - Eingabedaten für Rohrbruchanalysen und Reaktorgebäude-Belastung (Strömungs-
widerstände und Wärmeübergänge), INTERATOM, interner Bericht, 76.00702.9, Februar
1989
- /22/ B.E. Gel'fand, S.M. Frolov, A.M. Bartenev
Calculation of the Rupture of a High-Pressure Reactor Vessel, Combustion, Explosion and
Shock Waves, V 24, Januar 1989, S. 488-496
- /23/ A.M. Bartenev, B.E. Gel'fand, S.P. Medvedev, A.N. Polenov, S.M. Frolov
Kinematics of Fragments from Disintegrating Pressure Vessels, Fluid Dynamics, v 23 n 6,
Mai 1989, S. 874-878
- /24/ H. Barnert
Druckausgleichsvorgänge zwischen Behältern, Jül-823-RG, Januar 1972
- /25/ G. Breitbach, H.P. David, M. Nickel, J. Wolters
Ausström- und Gasaustauschvorgänge nach Lecks im Primärkreislauf von Hochtempera-
tureaktoren, KFA-Jülich, Jül-Spez-469, Oktober 1988
- /26/ K.D. Küper, J. Langhans
Ein Programm zur dynamischen Berechnung des Druckverlaufs in gekoppelten Volumina,
Atomkernenergie, Bd. 17 1971
- /27/ D.R. McIntyre
Analyzing Explosions and Pressure Vessel Ruptures, 1984 PVP Conference and Exhibition
(Pressure Vessel & Piping), 84-PVP-76, ASME, New York, June 1984
- /28/ C.H. Vervalin (Hrsg.)
Fire Protection Manual (For Hydrocarbon Processing Plants), Vol. 1 + 2, Gulf Publishing
Company, 1981
- /29/ M. Schäfer
Untersuchung zum Druckentlastungsvorgang im Primärkreis eines Kugelhaufen-
Hochtemperaturreaktors nach Abriss einer Hauptkühlmittelleitung, KFA-Jülich, Jül-1404,
März 1977
- /30/ Chatterjee
Eingabebesreibung für das Programm PSS3, INTERATOM, technische Notiz, Oktober
1988
- /31/ Harwell Subroutine Library HSL
Version 1993 (Release 11)
- /32/ R.B. Bird, W.E. Stewart, E.N. Lightfoot
Transport Phenomena, New York 1960
- /33/ B. Eck
Technische Strömungslehre: Band 1 Grundlagen, 8. Auflage, Springer Verlag, Berlin 1978
- /34/ L. Prandtl, K. Oswatitsch, K. Wieghardt
Führer durch die Strömungslehre, 9. Auflage, Vieweg Verlag, 1990
- /35/ VDI
Druckverlust bei der Strömung durch Leitungen mit Querschnittsveränderungen,
VDI-Wärmeatlas, Lc, 6. Auflage 1991
- /36/ R.E. Kutterer
Ballistik, Braunschweig, 1942
- /37/ W. Schiller
Überkritische Entspannung kompressibler Flüssigkeiten, Forschung, 4, 1933, S. 128-137

- /38/ W. Gretler
Zwischenballistische Untersuchungen bei gewöhnlichen flügelstabilisierten Geschossen, Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht 67-92, Dezember 1967
- /39/ K. Oswatitsch
Zwischenballistik, Deutsche Versuchsanstalt für Luft- und Raumfahrt, Forschungsbericht 64-37, Dezember 1964
- /40/ H. Kratz
Beitrag zur Untersuchung der Ausströmvorgänge von Gasen unter hohem Anfangsdruck aus Rohren, wenn die Strömung durch die Beschleunigung eines festen Körpers eingeleitet wird, Zeitschrift für Flugwissenschaften, 14.Jg. Heft 10, Oktober 1966, S. 421 ff.
- /41/ H. Kratz
Vereinfachte Methode zur Berechnung der Ausströmvorgänge bei Gasen unter hohem Druck aus Rohren, wenn die Strömung durch die Beschleunigung eines festen Körpers eingeleitet wird, Zeitschrift für Flugwissenschaften, 16.Jg. Heft 4, 1968, S. 123 ff.
- /42/ Schulte
Geschwindigkeit und Impuls der Bruchstücke berstender Behälter, technische Notiz INTERATOM 73.1274.1, Februar 1979
- /43/ M.Y.H. Bangash
Impact and Explosion - Analysis and Design, Blackwell Scientific Publications, Oxford 1993
- /44/ P. Barr
Guidelines for the design and assessment of concrete structures subjected to impact, SRD - AEA Technology, SRD-R-439 issue 3, Mai 1990
- /45/ H. Baues, G. Kistenmacher, W. Nachtsheim
Dynamische und thermische Lastfälle bei baulichen und maschinentechnischen Anlagen insbesondere der Kerntechnik: Berechnung und Bewertung, Seminar Lehr- und Forschungsgebiet für Festigkeitsfragen des konstruktiven Ingenieurbaues der RWTH Aachen, August 1983
- /46/ E. Teuchert, H. Rütten, K.-A. Haas
Programmpaket V.S.O.P., pers. Mitteilung, Juli 1992
- /47/ E. Teuchert, K.A. Haas, H.J. Rütten, H. Brockmann, H. Gerwin, U. Ohlig, W. Scherer
V.S.O.P. ('93), Computer Code System for Reactor Physics and Fuel Cycle Simulation, Input Manual and Comments (Draft), KFA-Jülich ISR, Juni 1993
- /48/ E. Teuchert, H.J. Rütten, K.A. Haas
Rechnerische Darstellung des HTR-Modul-Reaktors, Jül-2618, Mai 1992
- /49/ A.W. Eitz
Einführung in die Reaktortheorie, Vorlesungsumdruck RWTH Aachen, 1982
- /50/ D. Smidt
Reaktortechnik, Band 1 + 2, 1976
- /51/ G.H. Lohnert, H. Nabielek, W. Schenk
The Fuel Element of the HTR-Module, a Prerequisite of an Inherently Safe Reactor, Nuclear Engineering and Design 109, S. 257-263, 1988
- /52/ M. Hrovat, H. Huschka, A.-W. Mehner, W. Warzawa
Spherical Fuel Elements for Small and Medium Sized HTR, Nuclear Engineering and Design 109, S. 253-256, 1988
- /53/ K. Kugeler, R. Schulten
Hochtemperaturreaktortechnik, Springer Verlag, 1989
- /54/ H.A. Schulze
Eigenschaften und Bestrahlungsverhalten von unverspanntem Pyrokohlenstoff, abgeschieden aus Methan, Äthin und Propen, Forschungszentrum Jülich GmbH, Jül-1347, Oktober 1976
- /55/ H.-J. Penkalla, E. Gyarmati, H. Nickel
Pyrolyse und Stoffaustausch von Kohlenwasserstoffen im konischen Fließbett bei der Beschichtung von Kernbrennstoffteilchen, KFA-Jülich IRW, Jül-1555, November 1978

- /56/ H.-J. Hantke
Performance of High Quality HTR - LEU Fuel Elements with TRISO Coated Particles, interner Bericht Forschungszentrum Jülich, HTA-IB-7/92, Dezember 1992
- /57/ R. Gontard, H. Nabelek
Performance Evaluation of Modern HTR TRISO Fuels, HTA-IB-05/90, Juli 1990
- /58/ W. Schenk, D. Pitzer, H. Nabelek
Fission Product Release Profiles from Spherical HTR Fuel Elements at Accident Temperatures, KFA-Jülich IRW, Jül-2234, September 1988
- /59/ K. Verfondern, R.C. Martin, R. Moormann
Methods and Data for HTGR Fuel Performance and Radionuclide Release Modeling during Normal Operation and Accidents for Safety Analysis, Jül-2721, Januar 1993
- /60/ W. Schenk, D. Pitzer, H. Nabelek
Spaltproduktfreisetzungverlauf von Kugelbrennelementen bei Störfalltemperaturen, Jül-2091, Oktober 1986
- /61/ W. Schenk, H. Nabelek
Kugelbrennelemente mit TRISO-Partikeln bei Störfalltemperaturen, KFA Jülich IRW, Jül-Spez-487, Januar 1989
- /62/ K. Verfondern, H. Nabelek
PANAMA - Ein Rechenprogramm zur Vorhersage des Partikelbruchanteils von TRISO-Partikeln unter Störfallbedingungen, KFA Jülich ISF, Jül-Spez-298, Februar 1985
- /63/ H. Ley
Berechnung des Spaltprodukttransportes in SiC-beschichteten Brennelementen für Hochtemperaturreaktoren, Dissertation in Vorbereitung, RWTH Aachen, 1993
- /64/ R. Moormann, K. Verfondern
Methodik umfassender probabilistischer Sicherheitsanalysen für zukünftige HTR-Anlagenkonzepte - Ein Statusbericht (Stand 1986), Band 3: Spaltproduktfreisetzung, Jül-Spez-388/Bd.3, Mai 1987
- /65/ W. Scherer
HTRKIN, pers. Mitteilung, Januar 1993
- /66/ St. Drecker
Fast Reactivity Transients, Temperature Distribution and Stresses in the Coated Particles of HTR - Modul Fuel Elements, Forschungszentrum Jülich KFA-ISR, Beitrag zur '1st Research Coordination Meeting on Validation of Predictive Methods for Fuel and Fission Product Behaviour in Gas-Cooled Reactors', Vienna, 23-25 Juni 1993
- /67/ H. Nabelek, K. Fukuda, et al.
Calculation of Particle Temperatures in NSRR Tests, März 1992
- /68/ H. Nabelek, K. Fukuda, K. Minato, T. Ogawa
Calculation of Particle Temperatures in NSRR Tests, JAERI Fuel Irradiation and Analysis Laboratory, March 1992
- /69/ H. Nabelek
FASTRANS, pers. Mitteilung, Januar 1993
- /70/ K. Fukuda, K. Hayashi, K. Shiba
Fuel Behaviour and Fission Product Release under HTGR Accident Conditions, JAERI Department of Fuels and Materials Research, no date
- /71/ Y. Degaltsev, A. Chernikov, A. Khrulev
HTR Fuels Experiments Simulating Reactivity Increase in Pulse Reactors, IAEA Technical Workshop, December 1991
- /72/ St. Drecker
Betrachtungen zur numerischen Darstellung von Schmelzvorgängen, Forschungszentrum Jülich, KFA-ISR, Februar 1993
- /73/ A. J. Chapman
Heat Transfer, 1984

- [74/ Y. Jaluria, K.E. Torrance
Computational Heat Transfer, Springer Verlag, Berlin 1986
- [75/ U. Renz
Wärmeübertragung, Vorlesung an der RWTH Aachen, Lehrstuhl für Wärmeübertragung und Klimatechnik
- [76/ U. Grigull, H. Sandner
Wärmeleitung, Springer Verlag, 2. Auflage, Berlin 1990
- [77/ J. Banaschek
Berechnungsmethoden und Analysen zum dynamischen Verhalten von Kraftwerksanlagen mit Hochtemperaturreaktor, Dissertation KFA-Jülich, Jül-1841, April 1983
- [78/ J. Vigassy
Theoretische Untersuchungen über die Thermodynamik einer Coated Particle - Grafitmatrix Feinstruktur, KFA Jülich IRE, Jül-1312, Juli 1976
- [79/ Gmelin
Handbook of Inorganic Chemistry
U Uranium, Supplement Volume C5, Uranium Dioxide, UO₂. Physical Properties, Electrochemical Behaviour, 8th Edition, 1986
- [80/ K. Keller
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur Thermoermüdung keramischer Werkstoffe, Dissertation Universität Karlsruhe, Juli 1989
- [81/ S.M. Bashkirtsev
Calculation Method for Transient Temperature Fields in Fuel Elements and Coated Particles with Pulsed Neutron Flux, Moscow 1984
- [82/ St. Struth
THERMIX-DIREKT, Eingabebeschreibung, September 1992
- [83/ K. Verfondern
Experimentelle Überprüfung des Thermohydraulikprogramms "Thermix" und rechnerische Analyse der transienten Temperatur- und Strömungsfelder im Core-Bereich des THTR-Reaktors nach Ausfall der Nachwärmeabfuhr, Diplom-Arbeit, Rhein. Friedrich-Wilhelm-Universität Bonn, Mai 1987
- [84/ J.W. Prados, J.L. Scott
Analysis of stress and strain in spherical shells of pyrolytic carbon, Oak Ridge National Laboratory, ORNL-3553, Juni 1964
- [85/ K. Bongartz
Status of the Fuel Stress and Failure Rate Calculations at KFA, KFA Jülich IRW, Jül-1686, November 1980
- [86/ Timoshenko, Lessells
Festigkeitslehre, Springer Verlag, Berlin 1928
- [87/ F.V. Warnock, P.P. Benham
Mechanics of Solids and Strength of Materials, Pitman Paperbacks, London 1970
- [88/ A. Kunz
Formelsammlung: TEIL I: Formeln der Festigkeitslehre, Teil II: Unterlagen für die Festigkeitsberechnung von Konstruktionselementen des Behälter-, Apparate- und Rohrleitungsbaues, VGB Technische Vereinigung der Großkraftwerksbetreiber E.V., 3. Auflage, Essen 1981
- [89/ D. Radaj
Das Randwertproblem bei der Errechnung der Wärmespannungen in Kernreaktordruckgefäßen, Atomkernenergie 5, 1960, S. 53 ff.
- [90/ E. Knoglinger
Thermische Belastbarkeit von homogenen und heterogenen Graphit-Brennstoffkugeln, Atompraxis 8, 1962, S. 414 ff.

- /91/ K. Bongartz, A. Scheer, H. Schuster, K. Täuber
The Significance of Strength of Siliconcarbide for the Mechanical Integrity of Coated Fuel Particles for HTRs, C 1/2
- /92/ W. Scherer
Leistungsentwicklung und Temperaturtransienten im mehrfach prompt überkritischen Bereich (Analogiebetrachtungen zum prompten Behälterversagen beim HTR-Modul), Forschungszentrum-Jülich, technische Notiz KFA-ISR, Juni 1993
- /93/ W. Jahn, W. Rehm
Untersuchungen zur Corethermodynamik und zum Primärkreislaufverhalten des HTR-Modul bei schweren Kernaufheizstörfällen, Interner Bericht KFA-ISR, KFA-ISR-IB-15/1991, September 1991, erweiterte Fassung Februar 1992
- /94/ A.E. Lopez
Berechnungen zum Langzeitverhalten nach Reaktivitätsstörfällen, Studienarbeit im Rahmen des ANS-ENS-Austauschprogramms, Forschungszentrum Jülich KFA-ISR, September 1993
- /95/ J. Wolters, R. Bongartz, W. Jahn, R. Moormann
The Significance of Water Ingress Accidents in Small HTRs, Nuclear Engineering and Design 109, S. 289-294, 1988
- /96/ N. Iniotakis, C.B. von der Decken
Radiological Consequences of a Depressurization Accident combined with Water Ingress in a HTR Module-200, Nuclear Engineering and Design 109, S. 299-305, 1988
- /97/ R. Moormann
pers. Mitteilung, März 1991
- /98/ IAEA
Protection against internally generated missiles and their secondary effects in nuclear power plants: A Safety Guide, IAEA Safety Series No. 50-SG-D4, Wien, 1980
- /99/ H.-H. Hennies, G. Keßler, J. Eibl
Improved Containment Concept for Future PWR, IAEA-TECDOC 550, 1990, S. 361-371
- /100/ A. Stoltz
Untersuchungen zur konstruktiven Gestaltung und Auslegung eines vorgespannten Stahl-
gußdruckbehälters für den HTR-Modul, Dissertation Forschungszentrum Jülich, Jül-2502,
Juli 1991
- /101/ G. Neumann, K. Heidt, K. Dumm, H. Rothfuß
'Pressure vessel unit of the Modular High Temperature Reactor Power Plan design criteria
and safety philosophy', Vortrag Jahrestagung Kerntechnik 1990, Nürnberg
- /102/ VDI
Druckverlust, VDI-Wärmeatlas, La, 6. Auflage 1991
- /103/ VDI
Druckverlust bei der Strömung durch Schüttungen, VDI-Wärmeatlas, Le, 6. Auflage 1991
- /104/ VDI
Druckverlust bei der Strömung durch Rohre, VDI-Wärmeatlas, Lb, 6. Auflage 1991
- /105/ VDI
Druckverlust bei der Strömung quer zu Rohrbündeln, VDI-Wärmeatlas, Ld, 6. Auflage
1991
- /106/ INTERATOM
Belastungen des Reaktorgebäudes nach Rohrleitungsbrüchen, INTERATOM, interner Be-
richt, 76.00679.*, September 1988
- /107/ St. Struth
Untersuchungen zur Thermohydraulik des Druckentlastungsvorgangs bei Hochtempera-
tureaktoren, Diplom-Arbeit RWTH-Aachen, Februar 1988

- /108/ B. Stöcker
 Untersuchungen zu Druckentlastungs- und Diffusionsvorgängen im Primärkreis eines HTR-Moduls, Diplomarbeit, Lehrstuhl für Reaktorsicherheit und -technik, RWTH Aachen, Dezember 1993
- /109/ H.-J. Heinrich
 Zum Ablauf von Gasexplosionen in mit Rohrleitungen verbundenen Behältern, BAM-Berichte Nr.28 BAM-BR 028, Bundesanstalt für Materialprüfung, Berlin, August 1974
- /110/ H.-J. Heinrich
 Beitrag zur Kenntnis des zeitlichen und örtlichen Druckverlaufs bei der plötzlichen Entlastung unter Druck stehender Behälter und Behälterkombinationen, Forschungsbericht 75, Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM), Berlin, November 1980
- /111/ H.-J. Heinrich
 Beitrag zur Kenntnis des zeitlichen und örtlichen Druckverlaufs bei der plötzlichen Entlastung unter Druck stehender Behälter und Behälterkombinationen, Bundesanstalt für Materialprüfung BAM, Forschungsbericht 75, Berlin, November 1980
- /112/ Dragon Project
 Review of Fuel Particle Endurance, OECD High Temperature Reactor Project (Dragon), Fuel Performance Information Meeting, Paper 4, London 4./5. December 1973
- /113/ J.W. Prados, J.L. Scott
 Mathematical Model for Predicting Coated-Particle Behaviour, Nuclear Applications, Volume 2, October 1966
- /114/ P.L. Walker
 Chemistry and Physics of Carbon, Volume 5, M. Dekker Inc., New York 1969
- /115/ J.L. Kaae
 A Mathematical Model for Calculating Stresses in a Pyrocarbon- and Silicon-coated Fuel Particle, Journal of Nuclear Materials 29, 1969, S. 249-266
- /116/ P. Krautwasser, H. Nickel, K. Täuber
 Influence of Microporosity on Fracture Stress of Pyrocarbon Coatings, C 1/3
- /117/ C. David, P. Sublet, A. Auriol, J. Rappeneau
 Propriétés Structurales Des Carbones Pyrolytiques Deposés Entre 1100 et 1800°C, Carbon, Volume 2, S. 139-148, 1964
- /118/ M. Yarahmadi
 Gefüge und mechanische Eigenschaften von SiC-Werkstoffen, Dissertation Technische Universität Berlin, Berlin 1985
- /119/ P. Popper, I. Mohyuddin
 The Preparation and Properties of Pyrolytic Silicon Carbide, Special Ceramics 1964, Proceedings of a Symposium held by the British Ceramic Research Association, S. 45-59, 1965
- /120/ M.F. Ashby, D.R.H. Jones
 Engineering Materials 2, International Series on Materials Science and Technology, Volume 39
- /121/ M.F. O'Connor, G. Haag, L. Binkele, D. Mindermann
 Vorläufiger Datensatz für ATR-2E, Kernforschungsanlage Jülich, HBK-Projekt, KFA HBK-IB-3/79, KFA-IRW, Juni 1979
- /122/ E. Teuchert, K.A. Haas, H.J. Rütten, H. Brockmann, H. Gerwin, U. Ohlig, W. Scherer
 V.S.O.P. ('94), Computer Code System for Reactor Physics and Fuel Cycle Simulation, Input Manual and Comments, Forschungszentrum Jülich GmbH, KFA ISR Jül-2897, April 1994

Anhang A. Sicherheitskonzept der HTR-Modul Druckbehältereinheit

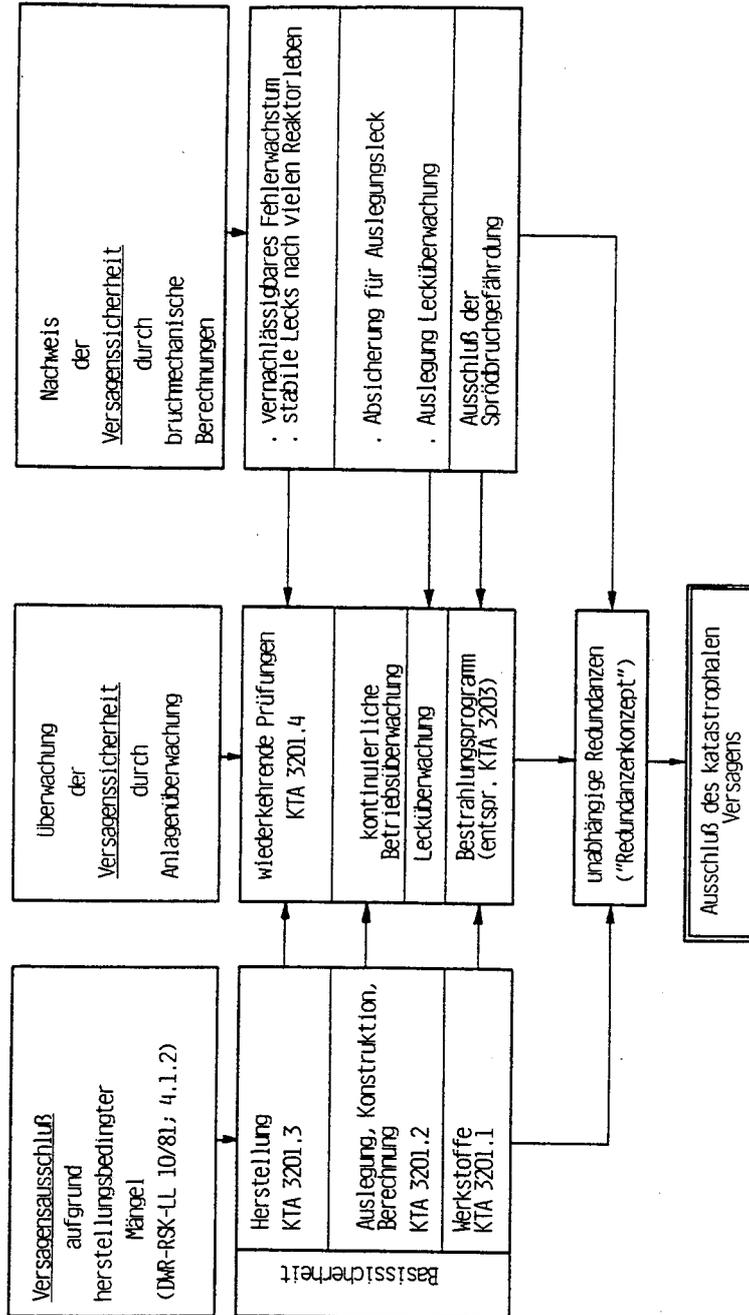


Abb. 85. Sicherheitskonzept der Druckbehältereinheit nach /101/

Anhang B. Die Strahlenschutzverordnung §28

(Auszug aus der Fassung vom 27.5.1989)

Strahlenschutzgrundsätze

- (1) Wer eine Tätigkeit nach §1 dieser Verordnung ausübt oder plant, ist verpflichtet,
1. jede unnötige Strahlenexposition oder Kontamination von Personen, Sachgütern oder der Umwelt zu vermeiden,
 2. jede Strahlenexposition oder Kontamination von Personen, Sachgütern oder der Umwelt unter Beachtung des Standes von Wissenschaft und Technik und unter Berücksichtigung aller Umstände des Einzelfalles auch unterhalb der in dieser Verordnung festgesetzten Grenzwerte so gering wie möglich zu halten.
- (2) Bei der Ermittlung der Körperdosen sind die natürliche Strahlenexposition, die Strahlenexposition des Patienten durch ärztliche oder zahnärztliche Untersuchungen oder Behandlungen sowie andere, außerhalb des beruflichen Tätigkeitsbereichs liegende Strahlenexpositionen nicht zu berücksichtigen.
- (3) Bei der Planung baulicher oder sonstiger technischer Schutzmaßnahmen gegen Störfälle in oder an einem Kernkraftwerk dürfen unbeschadet der Forderungen des Absatzes 1 Nr. 2 als Körperdosen in der Umgebung der Anlage im ungünstigsten Störfall höchstens die Werte der Anlage X **Tabelle X1 Spalte 2**, ausgenommen den dort angegebenen Wert für die Schilddrüse, zugrunde gelegt werden. Für die Schilddrüse darf höchstens eine Teilkörperdosis von 150 Millisievert zugrunde gelegt werden. Maßgebend für eine ausreichende Vorsorge gegen Störfälle nach den Vorschriften der Sätze 1 und 2 ist der Stand von Wissenschaft und Technik. Die Genehmigungsbehörde kann diese Vorsorge insbesondere dann als getroffen ansehen, wenn der Antragsteller bei der Auslegung der Anlage die Störfälle zugrunde gelegt hat, die nach den vom Bundesminister für Umwelt, Naturschutz und Reaktorsicherheit nach Anhörung der zuständigen obersten Landesbehörden im Bundesanzeiger veröffentlichten Sicherheitskriterien und Leitlinien für Kernkraftwerke die Auslegung eines Kernkraftwerkes bestimmen müssen. Für Kernkraftwerke mit Demonstrations- und Prototypcharakter sowie für andere Anlagen nach §7 des Atomgesetzes kann die Genehmigungsbehörde unter Berücksichtigung des Einzelfalles, insbesondere des Gefährdungspotentials der Anlage und der Wahrscheinlichkeit des Eintritts eines Störfalles, auch andere Werte der Körperdosen in der Umgebung der Anlage festlegen.

Anlage X

Grenzwerte⁶⁵ der Körperdosen im Kalenderjahr für beruflich strahlenexponierte Personen und Bruchteile dieser Grenzwerte in mSv

Tabelle X1

Körperdosis	Grenzwerte der Körperdosis für beruflich strahlenexponierte Personen im Kalenderjahr		
	Kategorie A	Kategorie B	1/10 Kategorie A
1	2	3	4
1. effektive Dosis, Teilkörperdosis: Keimdrüsen, Gebärmutter, rotes Knochenmark	50	15	5
2. Teilkörperdosis: Alle Organe und Gewebe, soweit nicht unter 1., 3. oder 4. genannt	150	45	15
3. Teilkörperdosis: Schilddrüse, Knochenoberfläche, Haut, soweit nicht unter 4 genannt	300	90	30
4. Teilkörperdosis: Hände, Unterarme, Füße, Unterschenkel, Knöchel, einschl. der dazugehörigen Haut	500	150	50

⁶⁵ Zur Berechnung der effektiven Dosis bei einer Ganz- oder Teilkörperexposition werden die Äquivalentdosen der in Tabelle 2 genannten Organe und Gewebe mit den Wichtungsfaktoren der Tabelle 2 multipliziert und die so erhaltenen Produkte addiert.

Die Summe der aus Ganzkörper- und Teilkörperexpositionen bei äußerer und innerer Strahlenexposition errechneten Beiträge zur effektiven Dosis darf den Grenzwert der effektiven Dosis nicht überschreiten. Daneben darf die Summe der durch Ganz- und Teilkörperexpositionen bei äußerer und innerer Strahlenexposition erhaltenen Teilkörperdosen eines Körperteils den zugehörigen Grenzwert der Teilkörperdosis nicht überschreiten.

Anhang C. Dreidimensionale Druckwellenausbreitung

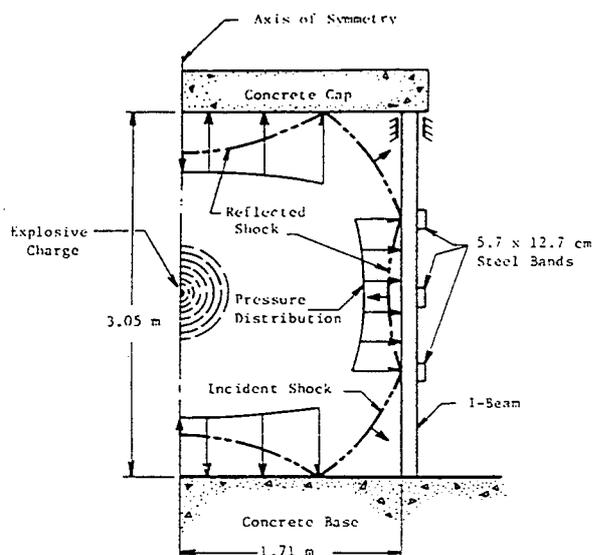


Abb. 86. **Schematische dreidimensionale Druckwellenausbreitung:** Die Abbildung zeigt die schematische Druckwellenausbreitung in einer Kammer. Die Druckwellenfronten werden an den Wänden reflektiert und führen so zu vielfältigen komplexen Überlagerungen des Druckverlaufes /10/.

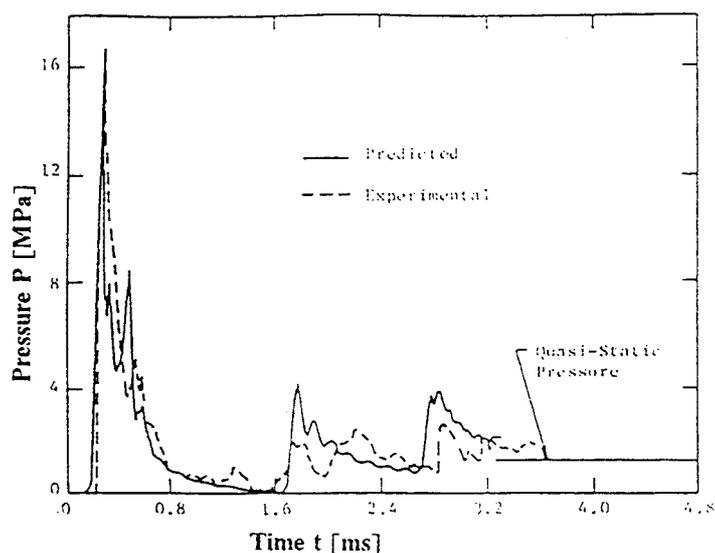


Abb. 87. **Realer Druckverlauf in dreidimensionaler Betrachtung:** Die Abbildung zeigt den Druckverlauf einer entsprechend der oberen Abbildung nachgebildeten Anordnung. Dargestellt ist der gemessene Druckverlauf und der für die vorliegende Geometrie gerechnete Druckverlauf /10/.

Anhang D. Die Programme FRAG / XerXes

D.1 Fließschema des Programms FRAG2

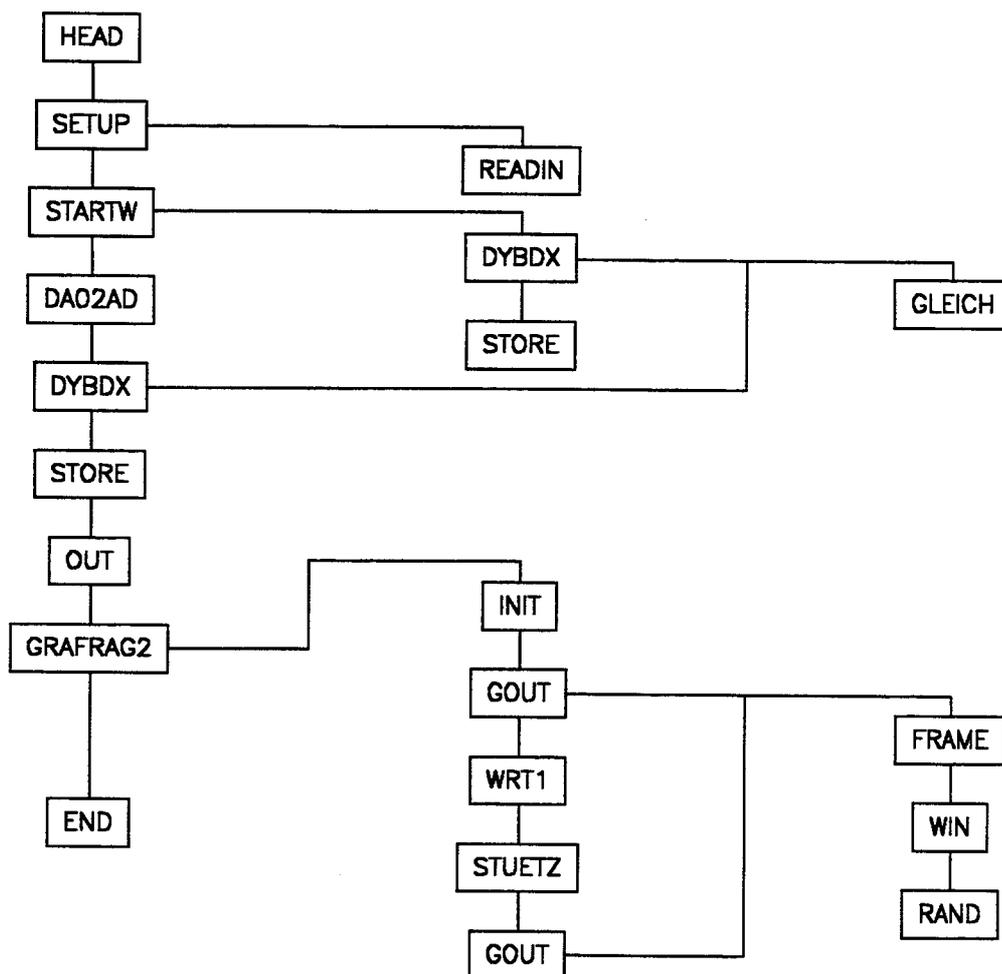


Abb. 88. Fließschema des Programms FRAG2

D.2 Das Programm XerXes

D.3 Druckverlustgesetze in XerXes

Die allgemeine Form des Druckverlustes Δp lautet /102/:

$$\Delta p = \zeta a \frac{\rho v^2}{2} \quad (\text{D.3.1})$$

Im einfachsten Fall sind die Widerstandsbeiwerte ζ konstant und können entsprechend der Geometrie des Bauteils Tabellen entnommen werden. a ist ein Parameter, der für Armaturen und Formstücke gleich eins ist. Bei Rohren und Leitungen ist $a = f(l/d)$.

Druckverlust in der Kugelschüttung , $NVT = 1/103/$

Der angepaßte Ansatz für den Druckverlust in der Kugelschüttung lautet:

$$\Delta p = \xi \frac{1}{d} \frac{\rho}{2} v^2 \quad (D.3.2)$$

Der Durchmesser d der Schüttung entspricht dann gerade dem hydraulischen Durchmesser d_h . Unter Beachtung des Porositätsgrades ψ in der Schüttung folgt für d_h :

$$d_h = \frac{2}{3} \frac{\psi}{(1 - \psi)} d_{\text{Kugel}} \quad (D.3.3)$$

Durch die Kugelschüttung werden die Strömungspfade länger, dementsprechend wird die Geschwindigkeit angepasst:

$$v = \frac{v_{\text{ohne Schüttung}}}{\psi} \quad (D.3.4)$$

Die Höhe h ($\equiv l_n$) der Schüttung wird über den Korrekturwert μ modifiziert. Also ergibt sich für den Druckverlust Δp :

$$\Delta p = \frac{1}{\psi^2} \mu \xi \frac{l_n}{d_h} \frac{\rho}{2} v_{\text{ohne Schüttung}}^2 \quad (D.3.5)$$

Für die Reynolds-Zahl gilt entsprechend:

$$Re = \frac{\rho d_h v_{\text{ohne Schüttung}}}{\psi \eta} \quad (D.3.6)$$

Für eine Schüttungsporosität von $0.37 \leq \psi \leq 0.42$ und Kugeldurchmesser $0.3\text{mm} \leq d_k \leq 80\text{mm}$ gilt für $\mu \xi$:

$$\mu \xi = 2.2 \left(\frac{64}{Re} + \frac{1.8}{Re^{0.1}} \right) \quad (D.3.7)$$

Druckverlust in Rohren , NVT = 2 /104/

Allgemein lautet der Ansatz für den Druckverlust Δp :

$$\begin{aligned}\Delta p &= \xi \frac{1}{d} \frac{\rho v^2}{2} \\ &= \frac{\xi}{2} \frac{l_n}{d_h} \frac{\dot{m}_n^2}{A_n^2} \frac{\overline{RT}}{\overline{p}}\end{aligned}\quad (\text{D.3.8})$$

Die auftretenden Größen sind entsprechend auf den mittleren Zustand im Rohr zu beziehen. Der Durchmesser des Rohres d wird bei nichtkreisförmigen Rohren durch den hydraulischen Durchmesser $d_h = 4 \times \text{Fläche} / \text{Umfang}$ substituiert.

Der Widerstandsbeiwert hängt von der Reynoldszahl ab:

$$\text{Re} = \frac{\rho v d}{\eta} \quad (\text{D.3.9})$$

Für den laminaren Bereich $\text{Re} < 2320$ wird ξ wie folgt berechnet:

$$\xi = \frac{64}{\text{Re}} \quad (\text{D.3.10})$$

Im Intervall von $2320 < \text{Re} < 20.000$ gilt nach Blasius:

$$\xi = \frac{0.3164}{\text{Re}^{1/4}} \quad (\text{D.3.11})$$

Im Intervall von $20.000 < \text{Re} < 2.000.000$ ist nach Hermann:

$$\xi = 0.00540 + \frac{0.3964}{\text{Re}^{0.3}} \quad (\text{D.3.12})$$

Oberhalb von 2.000.000 ergibt sich nach Prandtl und v. Karman:

$$\frac{1}{\sqrt{\xi}} = -0.8 + 2 \lg(\text{Re} \sqrt{\xi}) \quad (\text{D.3.13})$$

Druckverlust bei Queranströmung von Rohrbündeln , NVT = 4 /105/

In dem Modell des HTR-Moduls ist im Bereich des Dampferzeugers die Strömung durch die Rohrbündel zu berücksichtigen.

Der grundlegende Ansatz für den Druckverlust lautet hier:

$$\Delta p = \xi N_w \frac{\rho v^2}{2} \quad (\text{D.3.14})$$

Die Geschwindigkeit v bezieht sich dabei auf den engsten Querschnitt entlang des Strömungspfades. N_w bezeichnet die Anzahl der Hauptwiderstände in Strömungsrichtung. Die Reynoldszahl wird wie bekannt gebildet, s. Gleichung (x.x).

Für die gegebene Geometrie sind die Parameter des Querteilungsverhältnisses und des Längsteilungsverhältnisses zu definieren. Für den HTR-Modul Dampferzeuger: $a = 1.5$, $b = 1.5$.

Der Widerstandsbeiwert für die fluchtende Anordnung der Rohrreihen ist gegeben durch:

$$\xi = \xi_l + \xi_t \left[1 - \exp\left(-\frac{\text{Re} + 1000}{2000}\right) \right] \quad (\text{D.3.15})$$

Dabei ist ξ_l , ξ_t gegeben durch (laminarer Anteil):

$$\begin{aligned} \xi_l &= \frac{f_{a,l,f}}{\text{Re}} \\ f_{a,l,f} &= \frac{280 \pi [(b^{0.5} - 0.6)^2 + 0.75]}{(4ab - \pi) a^{1.6}} \end{aligned} \quad (\text{D.3.16})$$

und (turbulenter Teil der Strömung):

$$\begin{aligned} \xi_t &= \frac{f_{a,t,f}}{\text{Re}^{0.1(b/a)}} \\ f_{a,t,f} &= \left[0.22 + 1.2 \frac{\left(1 - \frac{0.94}{b}\right)^{0.6}}{(a - 0.85)^{1.3}} \right] 10^{0.47(b/a - 1.5)} \\ &\quad + [0.03(a - 1)(b - 1)] \end{aligned} \quad (\text{D.3.17})$$

D.4 Fließschema des Programms XerXes

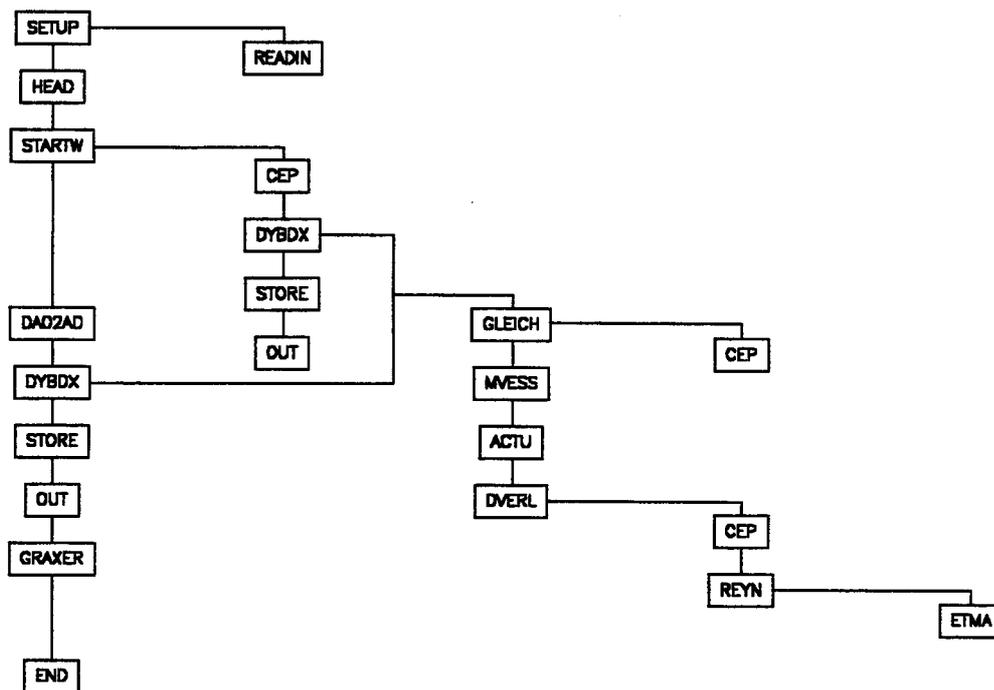


Abb. 89. Fließschema des Programms XerXes: Die Abbildung zeigt den strukturellen Aufbau des Programmes XerXes.

D.5 Das Modell des HTR-Modul im Programm XerXes

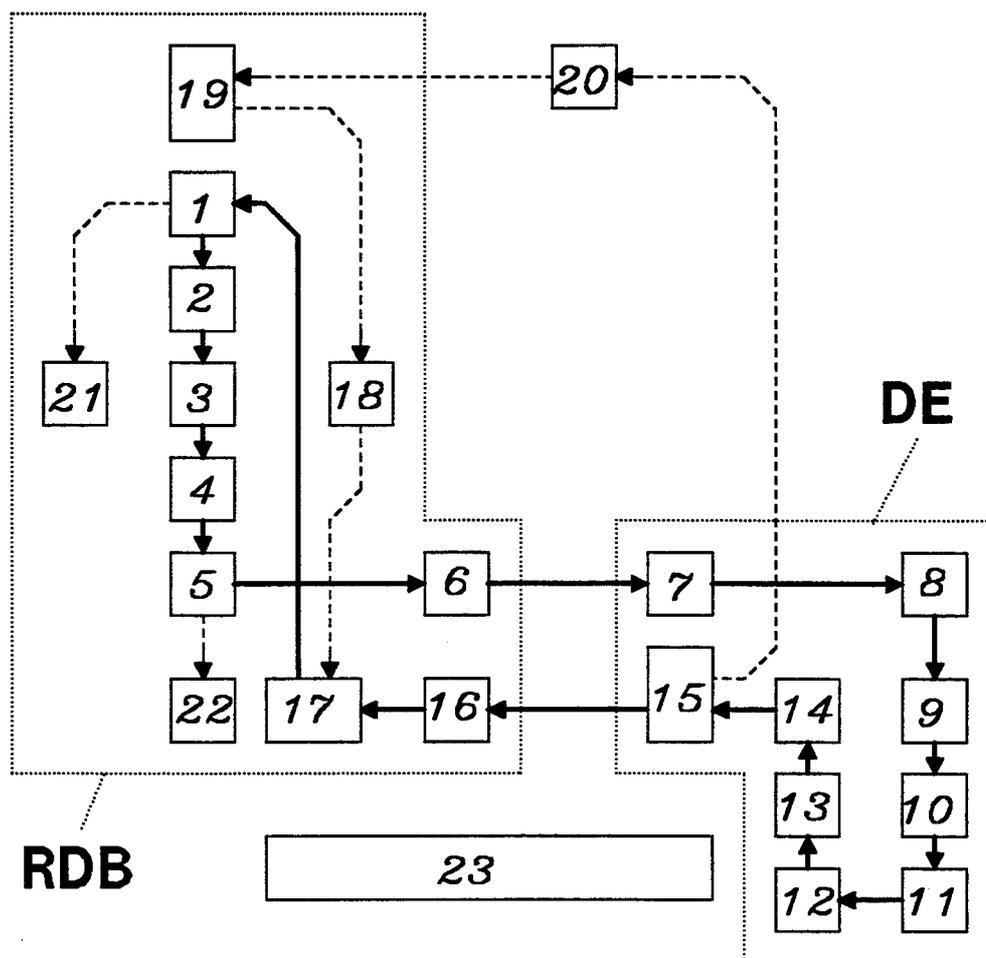


Abb. 90. XerXes-Modell des HTR-Moduls: Die Abbildung zeigt die 23 Volumina des Standardmodells und deren Verbindungen.⁶⁶ Neben dem Hauptströmungspfad des Primärkreislaufmediums Helium (durchgezogene Pfeile) sind die innere Druckausgleichsleitung (19 → 18 → 17), die äußere Druckausgleichsleitung (15 → 20 → 19), der Brennelementabzug (5 → 22) und der Ringraum am Kernbehälter (1 → 21) berücksichtigt. Die Umgebung wird durch das Volumen 23 abgebildet. In den einzelnen Parameterstudien wird dieses Volumen in geeigneter Weise mit den Kreislaufvolumina verbunden. (RDB = Volumina des Reaktordruckbehälters, DE = Volumina des Dampferzeugers)

⁶⁶ Aus Gründen der Übersichtlichkeit sind die Verbindungen in der Abbildung nicht nummeriert. Die Zuordnung geht aus Tab. 18 auf Seite 170 hervor.

Bezeichnung des Hohlraumes	Volumenindex i	Volumen V_i [m ³]	Temperatur T_i [°C]
<i>Kaltgassammelraum</i>	1	9.9200	245.
<i>Core</i>	2	6.3000	358.
<i>Core</i>	3	6.3000	472.
<i>Core</i>	4	6.3000	586.
<i>Core</i>	5	6.7000	700.
<i>Kaltgasleitung</i>	6	9.1000	700.
<i>Kaltgasleitung</i>	7	7.0000	700.
<i>Dampferzeugerbündel</i>	8	2.4500	586.
<i>Dampferzeugerbündel</i>	9	2.4500	472.
<i>Dampferzeugerbündel</i>	10	2.4500	359.
<i>Dampferzeugerbündel</i>	11	2.4500	245.
<i>Dampferzeugerboden</i>	12	19.8600	245.
<i>Dampferzeugerringspalt</i>	13	13.5500	245.
<i>Dampferzeugerringspalt</i>	14	15.8000	245.
<i>Heißgasleitung</i>	15	70.7000	245.
<i>Heißgasleitung</i>	16	8.6100	245.
<i>Kaltgassammler (unten)</i>	17	69.0000	245.
<i>innere Druckausgleichsleitung</i>	18	0.6280	245.
<i>Hohlraum Stabantriebe</i>	19	150.8500	190.
<i>äußere Druckausgleichsleitung</i>	20	0.1330	245.
<i>Gasspalt Kernbehälter</i>	21	49.3500	225.
<i>BE-Abzugsrohr</i>	22	0.8800	700.
<i>Primärzelle (Umgebung)</i>	23	9999999.0	90.

Tab. 17. Definition der Volumina im XerXes-Modell des HTR-Moduls: Die Tabelle zeigt die Definitionen der Volumina im Standardmodell des HTR-Moduls.

Verbindungsindex n	Verbindung		Typ	Fläche A _n [m ²]	Länge L _n [m]	Druckverlustbeiwert ζ [-]
	von i	nach ii				
1	1	2	Kugelschüttung	7.06	1.179	
2	2	3	Kugelschüttung	7.06	2.358	
3	3	4	Kugelschüttung	7.06	2.358	
4	4	5	Kugelschüttung	7.06	2.358	
5	5	6	Zeta ζ	.895	0.663	10.58
6	7	8	Rohrbündel	1.19	5.418	
7	8	9	Rohrbündel	1.19	2.608	
8	9	10	Rohrbündel	1.19	2.608	
9	10	11	Rohrbündel	1.19	2.608	
10	11	12	Rohrbündel	1.19	1.355	
11	12	13	Rohrströmung	1.44	8.930	
12	13	14	Rohrströmung	1.44	13.95	
13	14	15	Zeta ζ	0.5	1.	1.000
14	16	17	Zeta ζ	.900	7.377	2.916
15	17	1	Zeta ζ	.960	10.	3.1334
16	5	22	Kugelschüttung	.196	5.75	
17	15	20	Zeta ζ	.00373	22.47	8.55
18	20	19	Zeta ζ	.00373	22.47	5.45
19	21	1	Zeta ζ	13.66	363.3	976641.
20	19	18	Zeta ζ	.0314	10.	13.32
21	18	17	Zeta ζ	.0314	10.	1.68
22	6	7	Rohrströmung	.442	6.64	
23	15	16	Zeta ζ	.982	6.64	1.69
24	19	23	Kugelschüttung	19.07		
25	1	23	Rohrströmung	17.12		

Tab. 18. Definition der Verbindungen im XerXes-Modell des HTR-Moduls: Die Tabelle zeigt die Definitionen der Verbindungen im Standardmodell des HTR-Moduls.

D.6 Vergleichsrechnungen

Die Aussagekraft eines beliebigen Programms ist nur dann gegeben, wenn geeignete Überprüfungen durchgeführt wurden. Dies erstreckt sich nicht allein auf die technische Funktionstüchtigkeit eines neuen oder modifizierten Programms, sondern auch auf die Plausibilität und Anwendbarkeit der Ergebnisse. Diese Validierung genannte Kontrolle kann auf viele Arten erfolgen. Dies ist im geeigneten Modellfall eine Messung der relevanten Größen an einer existenten Apparatur. Dies ist im allgemeinen nicht möglich. Daher werden Experimente benötigt, um Detailfragen zu klären oder um prinzipielles Verhalten zu bestätigen (z.B. in anderem Maßstab) und physikalische Mechanismen zu belegen.

Im gegebenen Fall ist eine Kontrolle der Ergebnisse der Modellrechnungen am Objekt nicht möglich, vielmehr muß eine Beschränkung auf Detailaussagen erfolgen und daraus auf das Gesamtverhalten extrapoliert werden.

Für das Modell XerXes wurden folgende Validierungsbetrachtungen durchgeführt:

1. Ein Volumen, isentrope Expansion bei konstantem Ausströmquerschnitt
2. XerXes-Modell des HTR-Moduls, Vergleich mit Rechnungen des Programms PSS3 bei Bruch des Verbindungsdruckbehälters unter Annahme gleicher Modellparameter /106/
3. Vergleich mit Rechnungen des Programmkomplexes THERMIX-DIREKT bei Bruch des Verbindungsdruckbehälters (abweichende mathematische Formulierung) /107/, /82/, /108/
4. Vergleich mit Experimenten der Bundesanstalt für Materialprüfung /109/, /110/, /111/
5. Vergleich von Fragmentbewegungen eines Ein-Volumenmodells mit Ergebnissen von Baker /10/

Im folgenden sind nur kurz die Ergebnisse der Punkte 3 und 4 dargestellt.

D.6.1 Vergleichsrechnungen XerXes-DIREKT

Die Plausibilität der Rechenergebnisse läßt sich kontrollieren, wenn diese mit Ergebnissen verglichen werden, die mit anderen Programmen, also anderen Algorithmen, aber weitgehend gleichen Modellparametern berechnet wurden. Im Idealfall sind die so erzielten Ergebnisse identisch und entsprechend den Beobachtungen der Realität. Dieses Verhalten ist durch entsprechende Modellierung zu approximieren.

Für den vorliegenden Fall wurde ein Vergleichsrechnung mit dem Programm THERMIX-DIREKT /82/ gewählt. Das betrachtete Szenario stellt den Bruch des Ver-

bindungsdruckbehälters dar. Im folgenden sollen dann einige ausgewählte Drücke verschiedener Hohlräume miteinander verglichen werden.

Das Modell des HTR-Moduls im Programmzyklus THERMIX-DIREKT beschränkt sich auf den Bereich des Reaktordruckbehälters. Die inneren Strukturen des RDB werden in einem Maschengitter als rotationssymmetrische Strukturen (2-dimensional, quasi-3-d) definiert. Das heißt das die Strömungspfade nicht explizit formuliert werden können. Die Modelldarstellung ist also vollständig unterschiedlich zu der Modellierung im Programm XerXes. Der Programmteil THERMIX übernimmt die Berechnung der Feststofftemperaturen (die bei kurzen Simulationszeiträumen von untergeordneter Bedeutung ist). Die Berechnung des Strömungsverhaltens erfolgt im Programmteil DIREKT. Abb. 91 auf Seite 173 zeigt das Kompositionsmodell des HTR-Modul für DIREKT.

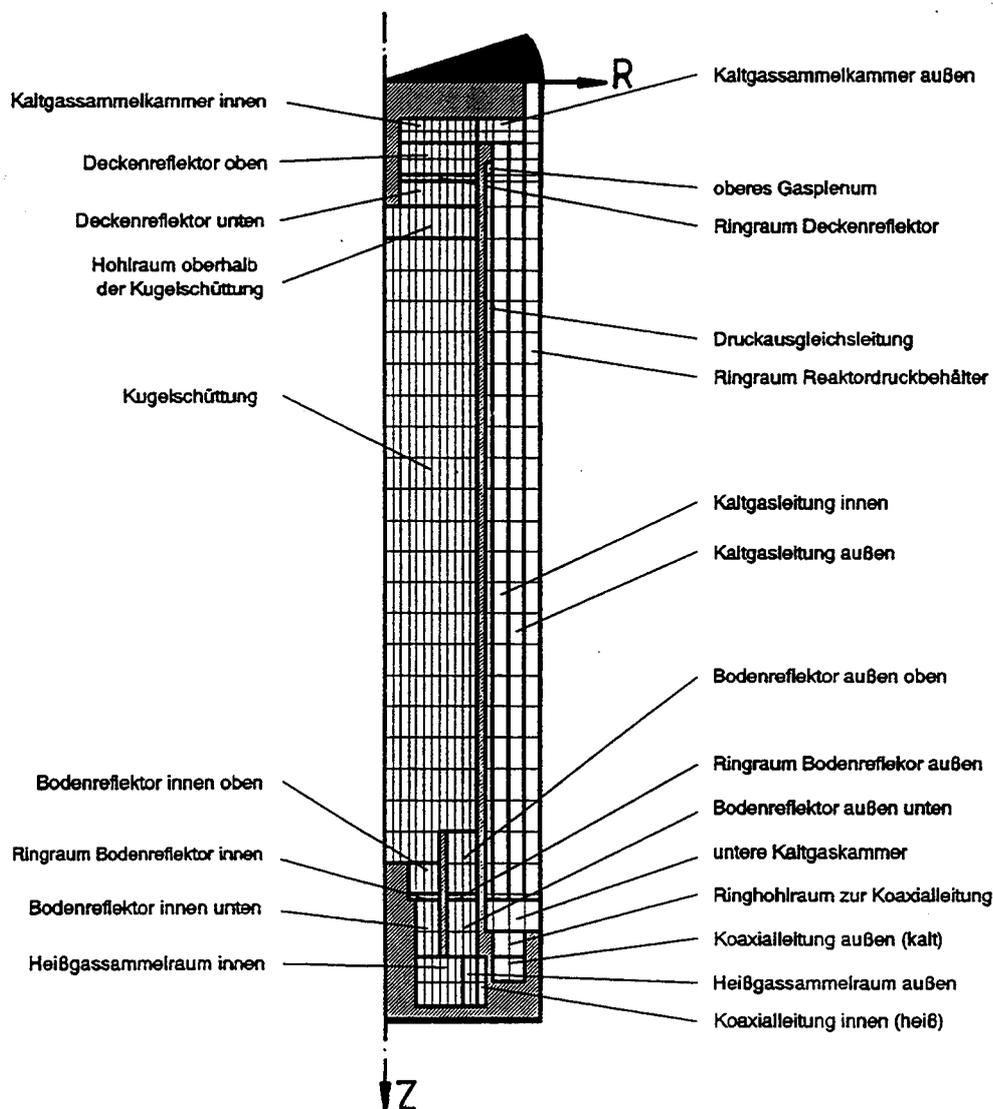


Abb. 91. **Kompositionsanordnung im Fluidrechenmodell DIREKT:** Die Abbildung zeigt das DIREKT-Modell des HTR-Moduls als Zylinderschnitt. Aufgrund der notwendigen Rotationssymmetrie ergeben sich somit ganz andere Randbedingungen als im XerXes-Modell.

Im Gegensatz zum XerXes-Modell des HTR-Moduls sind die stärksten Beschränkungen durch die rotationssymmetrischen Matrixelemente des Gitters vorgegeben. Das heißt vor allem, daß eine Überschneidung von unabhängigen Strömungspfaden nicht möglich ist. Daher sind in dem Seitenreflektorbereich des Modells vier unabhängig voneinander durchströmte Bereiche angeordnet. Von innen nach außen sind das: innere Druckausgleichsleitung, innere Kühlgasbohrungen, äußere Kühlgasbohrungen, Reaktordruckbehälterringraum.

Da Durchdringungen nicht möglich sind, wird einzelnen Maschen (Gitterelementen) ein virtuelles Hohlraumvolumen zugewiesen, unabhängig von der Dimension des Gitters.

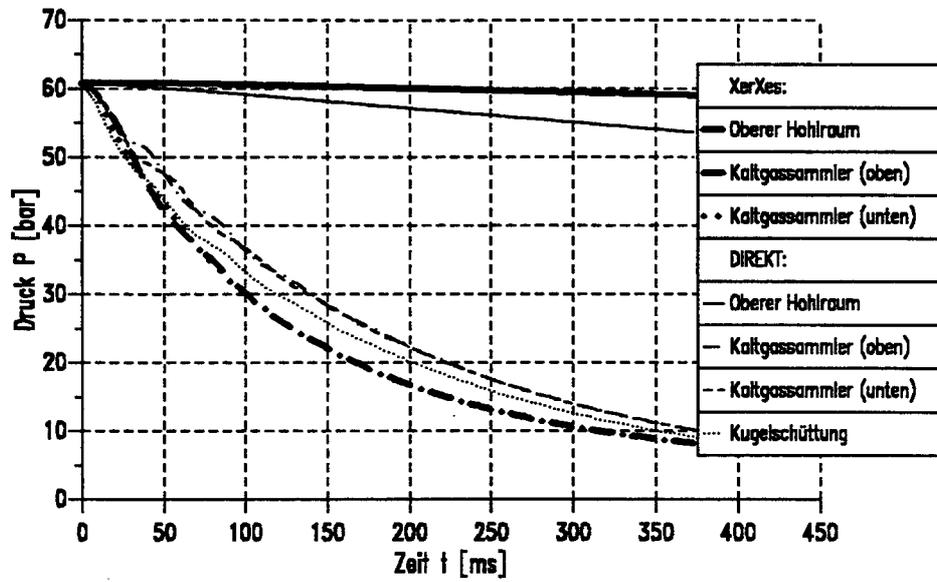


Abb. 92. Vergleich XerXes-DIREKT: Die Abbildung zeigt den Druck im Hohlraum oberhalb des thermischen Schildes (stagnierender Bereich, Stabantriebe) bei 2-F-Bruch des Verbindungsdruckbehälters.

D.6.2 Vergleiche mit Experimenten der BAM

In /110/, /111/ sind einige Versuche dargestellt, die das Druckentlastungsverhalten mehrerer gekoppelter Behälter untersuchen. Neben der Darstellung der Ergebnisse des Experiments wird eine (analytische) Lösung für den transienten Druck in den Kammern gegeben.

In der Einführung wird darauf hingewiesen, daß diese Ergebnisse der Versuche mit Luft unter definierten Ausgangszuständen nicht ohne weiteres auf die Druckentlastung von Explosionen angewandt werden kann. Praktische Bedeutung gewinnen die Untersuchungsergebnisse dagegen schon jetzt bei der plötzlichen Entspannung von Systemen unter konstantem oder langsam veränderlichem Überdruck.⁶⁷

Untersucht wurden bis zu drei miteinander gekoppelte Volumina. Die würfelförmigen Stahlkammern sind über runde Öffnungen in den Wänden miteinander verbunden. Die Öffnungsquerschnitte sind konstruktiv bedingt in bestimmten Dimensionen frei wählbar. Zu Beginn des Versuchs ist der Behälter mit Überdruck (V_1 durch eine geeignete Folie in der Öffnung verschlossen. Für $t = 0$ wird die Folie mechanisch angeritzt. Die weitere Öffnung des Querschnitts erfolgt durch die Wirkung des Überdrucks.

Im dargestellten Fall wurde folgende Behälterkonstruktion, Abb. 93, untersucht.

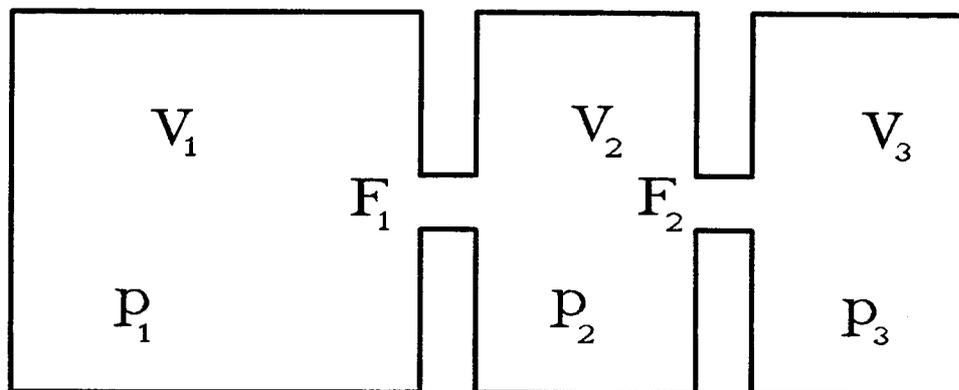


Abb. 93. Versuchsanordnung des Mehrbehälterexperiments

Die Versuchsparameter sind:

V_1	=	51.5 l	Seitenlänge 37 cm
V_2	=	12.1 l	Seitenlänge 23 cm
V_3	=	51.5 l	Seitenlänge 23 cm
p_1	=	3. bar	
p_2	=	1.01 bar	
p_3	=	1.01 bar	

⁶⁷ H.-J. Heinrich, Beitrag zur Kenntnis des zeitlichen und örtlichen Druckverlaufs bei der plötzlichen Entlastung unter Druck stehender Behälter und Behälterkombinationen, Forschungsbericht 75, Bundesanstalt für Materialprüfung (BAM), Berlin, November 1980, Seite 1

$$F_1 = 41.8 \text{ cm}^2$$

$$F_2 = 10.4 \text{ cm}^2$$

Das Druckgas ist Luft bei 20°C Standardtemperatur.

Diese Anordnung wurde ebenfalls unter der Benutzung obengenannter Parameter mit dem Programm XerXes modelliert.

Die Ergebnisse sind in Abb. 94 dargestellt. Offenbar kann der zweifache Auströmvorgang mit ausreichender Genauigkeit dargestellt werden. Es ist zu berücksichtigen, daß in der Berechnung mit XerXes keine Strahleinschnürung betrachtet wurde. Ebenfalls wird in XerXes ein isentropes Auströmen betrachtet. Nach etwa 10ms ist der Druckausgleich zwischen Kammer 1 und 2 gegeben. Im weiteren Verlauf ist der Massenstrom durch beide Öffnungen gleich und der Druck nimmt in Kammer 1 und 2 ab. Dies führt zu dem abknickenden Ast in der Abbildung. Nach etwa 30ms ist der ganze Druckentlastungsvorgang abgeschlossen.

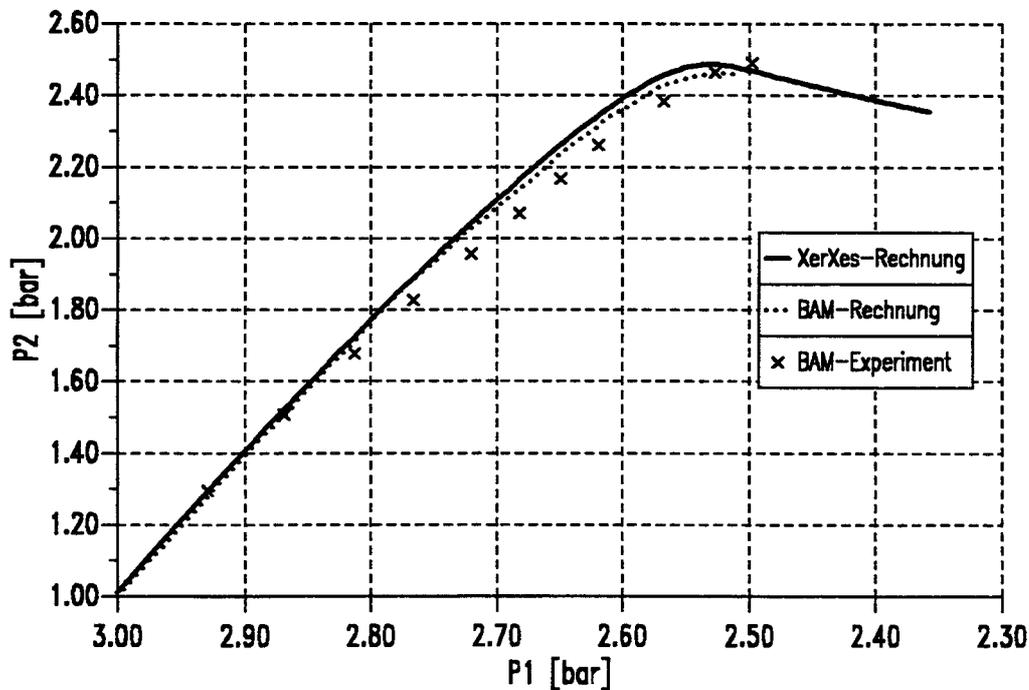


Abb. 94. Druckverlauf p_2/p_1 im 3-Kammer-Experiment: Die Abbildung zeigt den Verlauf des Drucks p_2 als Funktion des Drucks p_1 der Kammer mit dem anfänglichen Überdruck.

Anhang E. Das Programm FAST2 (Fließschema)

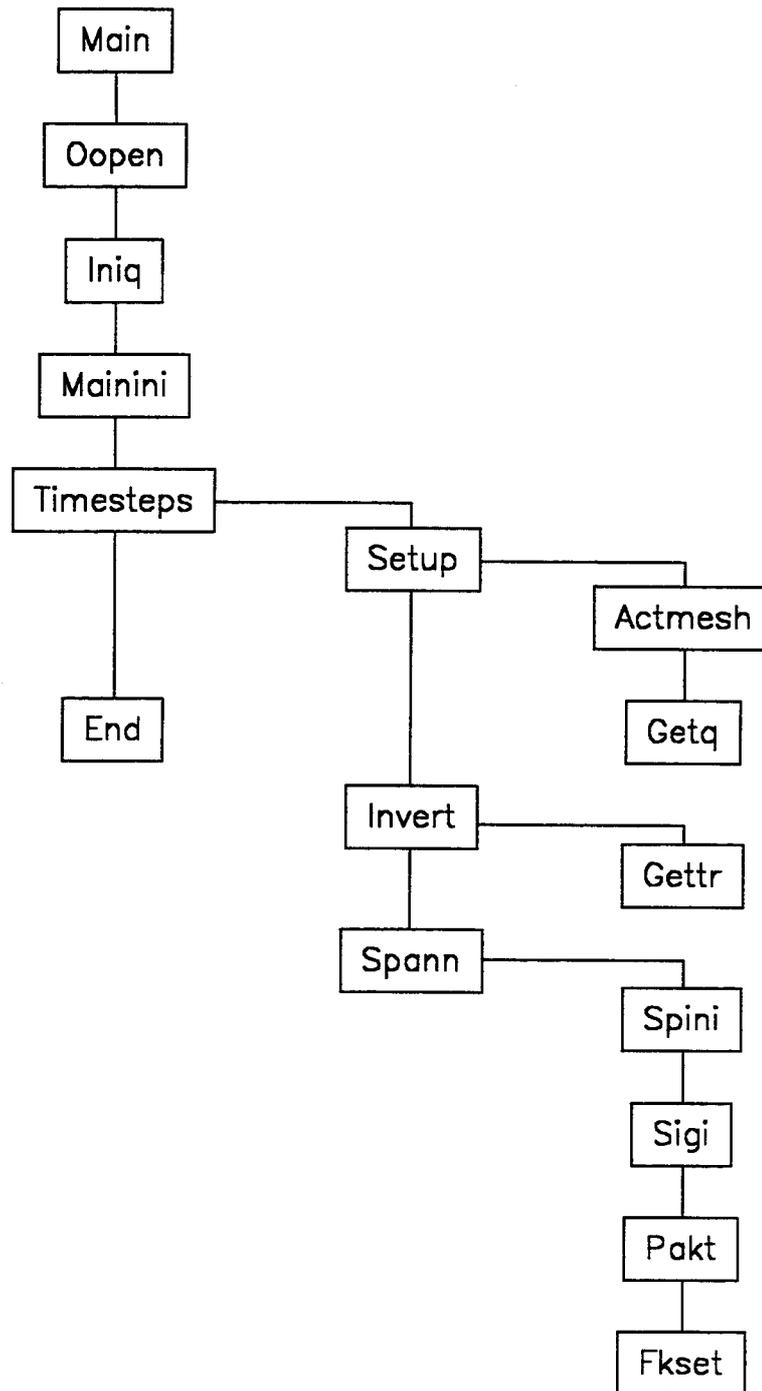


Abb. 95. Fließschema des Programms FAST2

Anhang F. Stoffwerte der Coated Particles (Literaturwerte)

UO ₂ -Kernel	Elastizitätsmodul E [Pa]	229.48(1 - 3.1 P)·10 ⁹	/79/
		196·10 ⁹	/112/
		200·10 ⁹	/113/ ⁶⁸
	Querkontraktionszahl μ [-]	0.317	/79/
		0.3	/112/
		0.3	/113/
	Längenausdehnungskoeffizient α [K ⁻¹]	1 - 2.2·10 ⁻⁵	/79/
		0.1·10 ⁻⁴	/112/
		1.58·10 ⁻⁵	/113/

Tab. 19. Materialwerte für UO₂

Pyrokohlenstoff PyC	Elastizitätsmodul E [Pa]	28.6·10 ⁹	/58/
		13.82 - 29.73·10 ⁹	/112/
		13.8·10 ⁹	/113/
		20.69 - 48.27·10 ⁹	/114/
		12.4 - 18.6·10 ⁹	/114/
		27.58·10 ⁹	/115/
		11 - 47·10 ⁹	/116/
		11.89·10 ⁹	/117/
		Querkontraktionszahl μ [-]	0.324 - 0.333
	0.25		/113/
	0.33		/115/
	Längenausdehnungskoeffizient α [K ⁻¹]	5.5·10 ⁻⁶	/112/
		2.2·10 ⁻⁵	/113/
		1.3·10 ⁻⁶	/113/
		5.4·10 ⁻⁶	/115/
		4.6 - 5.3·10 ⁻⁶	/117/
		3.1 - 3.5·10 ⁻⁶	/117/

Tab. 20. Materialwerte für Pyrokohlenstoff PyC

⁶⁸ Polykristallines UO₂ wird im allgemeinen durch Sintern hergestellt. Dieser Prozeß impliziert immer eine gewisse Porosität P. In /79/ wird diese Abhängigkeit des Elastizitätsmoduls von der Porosität P berücksichtigt.

Siliziumkarbid SiC	Elastizitätsmodul E [Pa]	386·10 ⁹	/58/
		421·10 ⁹	/112/
		413.7·10 ⁹	/115/
		350 – 400·10 ⁹	/118/
		398 – 455·10 ⁹	/119/
		410·10 ⁹	/120/
	Querkontraktionszahl μ [–]	0.3304	/112/
		0.33	/115/
	Längenausdehnungskoeffizient α [K ⁻¹]	5.0·10 ⁻⁶	/112/
		5.5·10 ⁻⁶	/115/
3.7 – 4.2·10 ⁻⁶		/119/	
4.3·10 ⁻⁶		/120/	

Tab. 21. Materialwerte für Siliziumkarbid SiC

Puffer (PyC porös)	Elastizitätsmodul E [Pa]	7 – 16.4·10 ⁹	/112/
		10.6·10 ⁹	/112/
	Querkontraktionszahl μ [–]	0.329 – 0.33	/112/
	Längenausdehnungskoeffizient α [K ⁻¹]	3.5·10 ⁻⁶	/117/

Tab. 22. Materialwerte für Pufferschicht PyC

Matrixgraphit	Elastizitätsmodul E [Pa]	10.5·10 ⁹	/57/ A3-27
		8.6·10 ⁹	/121/
	Querkontraktionszahl μ	0.15	/121/
	Längenausdehnungskoeffizient α [K ⁻¹]	2.56·10 ⁻⁶	/57/ A3-27
		4.3·10 ⁻⁶	/121/
	Zugfestigkeit σ_z [N/mm ²]	13.2	/57/ A3-27
		10.8	/121/
	Druckfestigkeit σ_d [N/mm ²]	46.6	/57/ A3-27
53.8		/121/	

Tab. 23. Materialwerte für Matrixgraphit

Anhang G. Das Programmpaket V.S.O.P.

V.S.O.P. (Very Superior Old Programs) ist ein System von Computerprogrammen die weitgehend unabhängig von einander entwickelt und überprüft wurden. In langer Arbeit wurde daraus ein Gesamtsystem aufeinander abgestimmter Programme. Dabei ist das System kein starres Paket, sondern wurde im Laufe der Jahre immer wieder aktualisiert, Fehlerquellen beseitigt, Libraries angepasst, neuen Forderungen unterworfen und entsprechend dem Stand der Computertechnik verfügbar gemacht.

Die zur Zeit aktuellste und umfassendste Darstellung des Programmpakets findet sich in /122/.

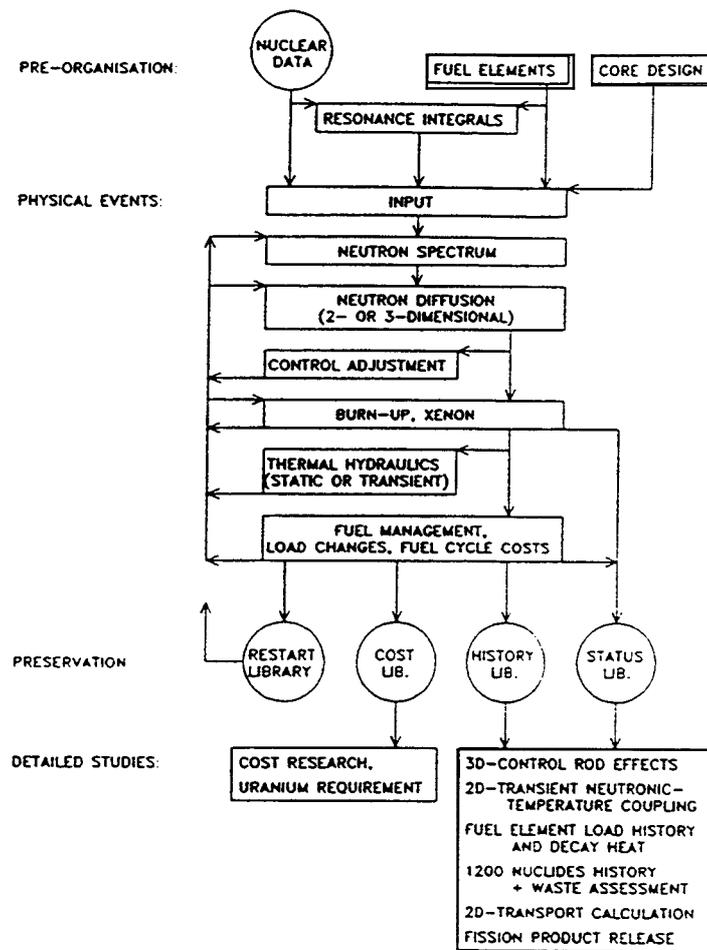


Abb. 96. Flußdiagramm zur Simulation der Reaktorphysik

Abb. 96 zeigt den Aufbau des des Programmpakets zur numerischen Simulation des neutronenphysikalischen Verhaltens von Reaktoren. Die Berechnung umfasst kechen-schritte wie Bereitstellung der Wirkungsquerschnitte (cross sections), Beschreibung des Reaktor- und Brennstoffdesigns, Abbrandverhaltens, Brennelementladezyklen, Bestimmung des Neutronenspektrums, 2- oder 3-dimensionale Diffusionsrechnung, Berück-

sichtigung von Reaktorregelung als auch Thermohydraulik für stationäre und instationäre Problemstellungen.

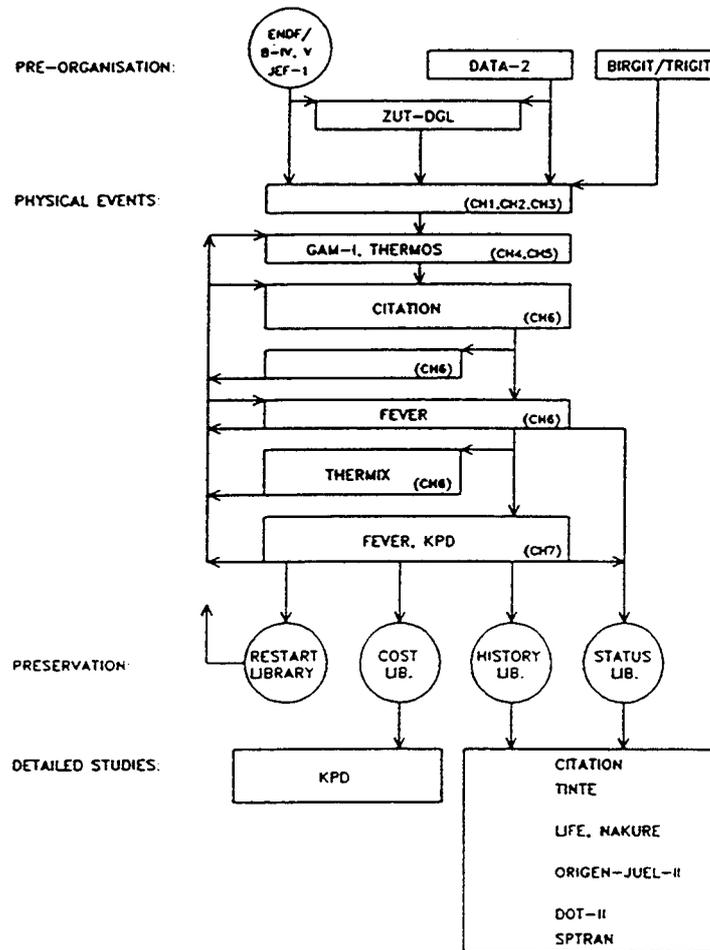


Abb. 97. Vernetzung der einzelnen Programme in V.S.O.P.

Abb. 97 zeigt den entsprechenden Aufbau in V.S.O.P. Die einzelnen Programme erfüllen jeweils Teilaufgaben entsprechend der Darstellung in der vorhergehenden Abbildung.

Das Reaktordesign wird in dem Teil **BIRGIT/TRIGIT** so aufbereitet und zur Verfügung gestellt, daß alle nachfolgenden Teilprogramme ihre notwendigen Eingangsgrößen (aus dem Reaktordesign) erhalten. **DATA-2** liefert die entsprechenden Größen aus dem Brennstoffdesign.

Neutronenphysikalische Wirkungsquerschnitte werden den Libraries ENDF/-B-IV, -V, JEF-I entnommen. Aufgelöste und nichtaufgelöste Resonanzwirkungsquerschnitte werden von **ZUT-DGL** bereitgestellt.

In der eigentlichen Berechnung werden wesentliche Schritte, die in Realität simultan ablaufen, in diskrete Zeit-, Orts- und Verfahrensschritte überführt. Die Berechnung des Neutronenspektrums wird für eine vorher definierte Zahl von Spektrumszonen von **GAM-I** im epithermischen und durch **THERMOS** im thermischen Energiebereich

durchgeführt. GAM-I legt der Betrachtung dabei 68 und THERMOS 30 Energiegruppen zugrunde. Die Diffusionsrechnung erfolgt dann anschließend durch den Teil CITATION (je nach Modellierung 2- oder 3-dimensional).

Entsprechend der gewählten Diskretisierung wird in **FEVER** der (zeitabhängige) Abbrand ermittelt und die gewünschte Brennstoffbewegung (entweder diskontinuierliche Beschickung (z.B. LWR) oder quasi-kontinuierliche Beschickung (z.B.HTR)) berücksichtigt. Die Ergebnisse modifizieren so die Randbedingungen für die vorhergenannten anderen Programme im nächsten Diskretisierungsschritt.

Aus allgemeiner Sicht schließt sich die Simulation, wenn die Modellierung des Primärkreislaufs in diesem Fall durch **THERMIX** aus thermohydraulischer Sicht auf Wärmeübertragungsfragen hin vervollständigt wird. Zwischen Temperatur der beteiligten Materialien und den neutronenphysikalisch relevanten Größen besteht eine in der Reaktortechnik wichtige Beziehung. Daher ist die Erfassung der wärmetechnischen Stoffgrößen von gleicher Wichtigkeit wie zuverlässige Libraries der neutronenphysikalischen Größen. Dies gilt in gleicher Weise für die vorzunehmenden Diskretisierungen bei der räumlichen Verteilung.

Durch eine umfassende Anzahl von nachgeschalteten Programmen lassen sich weitere Auswertungsschritte des simulierten Reaktorbetriebs (z.B. Simulation von Reaktorzyklen über mehrere Jahre) oder auch von Störfalltransienten vornehmen. Dies sind z.B. Brennstoffkostenbetrachtungen, Brenn- und Spaltstoffbilanzierungen, weitergehende Störfallbetrachtungen, Ermittlung der zu erwartenden Nachwärme, ...

Anhang H. Das Programmpaket THERMIX-DIREKT

Das Programmpaket THERMIX-DIREKT dient zur Berechnung von thermohydraulischen Wärmetransportprozessen bei Hochtemperaturreaktoren. Die vorliegenden Reaktorgeometrien werden dabei vorwiegend 2-dimensional in r-z-Geometrie (Zylinderkoordinaten) abgebildet (neben r- ϕ (Polarkoordinaten) und x-y (kartesische Koordinaten) Geometrie).

Der Programmteil THERMIX löst die Fourier'sche Differentialgleichung in dem vorgegebenen Berechnungsgitter aus orthogonalen Gitterlinien. Die vorhandenen Gittermaschen sind mit verschiedenen Materialeigenschaften belegt. Mehrere Gittermaschen sind zu größeren Bereichen zusammengefasst ('Kompositionen') und stellen homogenisierte Feststoffbereiche dar. Bei geeigneter Wahl der Bereiche und rotationssymmetrischer Anpassung (Wärmeaustauschprozesse in Umfangsrichtung werden nicht berücksichtigt) lässt sich so ein Modell eines Reaktors erstellen. Dabei wird sowohl Wärmeleitung als auch Wärmestrahlung berücksichtigt.

Die formulierten Modellgleichungen werden dann durch finite Differenzen gelöst. Bestimmt werden die Feststofftemperaturen an den Knotenpunkten der Gitterlinien. Entsprechend dem betrachteten Simulationsfall kann die Wärmequellverteilung stationär oder auch instationär sein. Für Sicherheitsbetrachtungen wird üblicherweise die Nachwärmefunktion benutzt, die entweder als Standardformel (Breit-Wigner) oder z.B. als Tabellenfunktion aus expliziter neutronenphysikalischer Berechnung vorliegt. So kann dann auch eine unterschiedliche Beschickungsweise von Reaktoren berücksichtigt werden.

Eine weitere Wärmequelle wird dem THERMIX-Gitter aus dem Programmteil DIREKT zugeführt. DIREKT beschreibt den zugehörigen Konvektionsteil in einem eigenen, dem THERMIX-Gitter überlagerten Rechengitter (Teilausschnitt). Dabei beschreibt DIREKT in getrennten Schritten die Gastemperatur- und die Druckfeldberechnung.

Die verschiedenen Maschenvolumina können dabei unterschiedliche Charakteristika haben: zweidimensional durchströmte Kugelschüttungen, eindimensional durchströmte Gebiete, Hohlräume, Wärmetauscher und undurchströmte Bereiche.

Abb. 98 auf Seite 186 zeigt den schematischen Aufbau bei stationärer Berechnung von Temperaturfeldern.

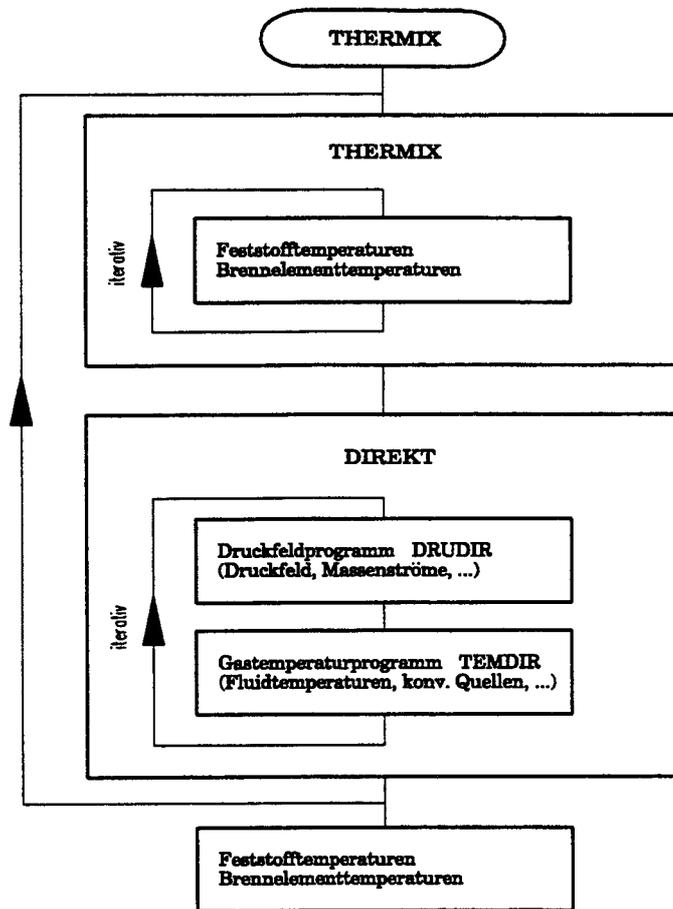


Abb. 98. Schematischer Ablauf der stationären Rechnung von THERMIX-DIREKT

Jül-3067

Mai 1995

ISSN 0944-2952