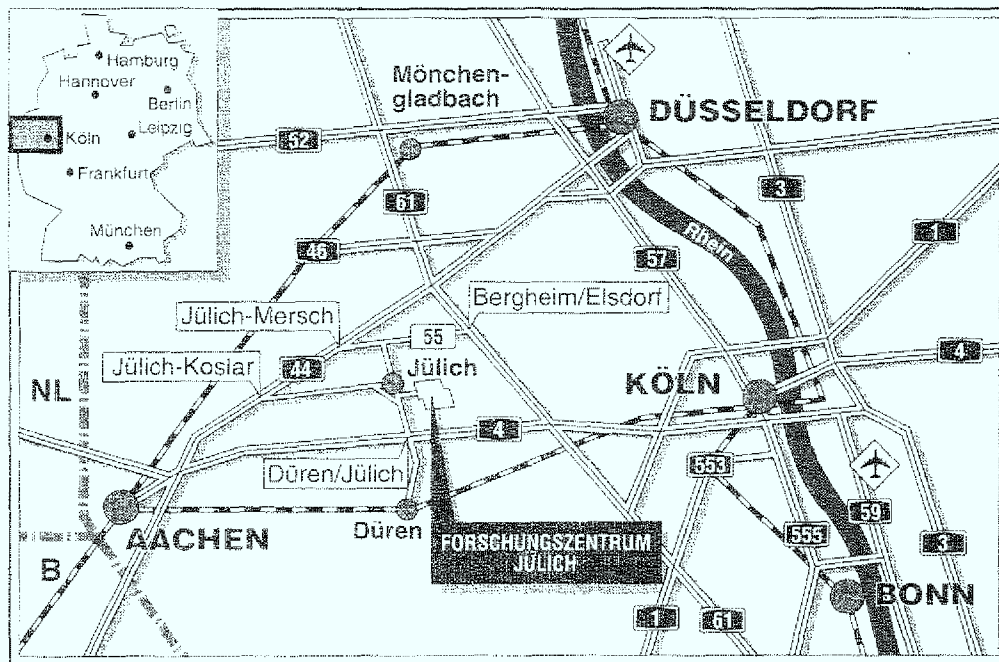


*Institut für Sicherheitsforschung
und Reaktortechnik*

**Modellierung des unterkühlten Siedens
in ATHLET und Anwendung in
wassergekühlten Forschungsreaktoren**

Ali Hainoun



Berichte des Forschungszentrums Jülich ; 2961

ISSN 0944-2952

Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik Jül-2961

D 294 (Diss. Universität Bochum)

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

Modellierung des unterkühlten Siedens in ATHLET und Anwendung in wassergekühlten Forschungsreaktoren

Ali Hainoun

VORWORT

Die vorliegende Arbeit entstand am Institut für Sicherheitsforschung und Reaktortechnik (ISR) des Forschungszentrums Jülich GmbH. Der hierzu abgefaßte Bericht ist eine von der Fakultät für Maschinenbau der Ruhr-Universität Bochum genehmigte Dissertation (Tag der mündlichen Prüfung 5. Juli 1994).

Herrn Professor Dr.-Ing. E. Hicken, Direktor am ISR, bin ich für die Themenstellung, das rege Interesse am Fortgang dieser Arbeit, für das mir entgegengebrachte Vertrauen und die wertvollen Hinweise bei der Abfassung der Arbeit zu besonderem Dank verpflichtet.

Herrn Professor Dr.-Ing. H. Unger danke ich für das Interesse an dieser Arbeit, für die Hilfe bei der Fertigstellung des Berichtes und die freundliche Übernahme des Koreferats.

Mein herzlicher Dank gilt Herrn Dr.-Ing. J. Wolters, Abteilungsleiter am ISR, für die Mitarbeit bei der Themenstellung, die ständige Begleitung und Betreuung der Arbeit und die intensiven und richtungsweisenden Gespräche.

Frau R. Koschmieder hat das Rechenprogramm ATHLET und die zugehörigen Routinen für Pre- und Postprocessing installiert und mich bei der Lösung von EDV-technischen Problemen unterstützt. Ihr sei an dieser Stelle herzlich gedankt.

Mein Dank gilt weiterhin Frau Begemann für die Fertigung einiger der zahlreichen Abbildungen und Herrn Dr. Mertens und Frau Bieger fürs Lesen der Korrekturen.

Ferner möchte ich mich bei allen Kollegen und Mitarbeitern des Instituts bedanken, die durch ihre Mithilfe zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen haben.

Dem Forschungszentrum Jülich danke ich für die finanzielle Unterstützung.

Jülich, im Juli 1994

Ali Hainoun

Modelling of Subcooled Boiling in ATHLET and Application in Water Cooled Research Reactors

by Ali Hainoun

Abstract

For the analysis of leaks and transients in power reactors, the thermohydraulics code ATHLET has been developed at the GRS.

In order to extend the application area of this code to the safety analysis of research reactors, a model is implemented to describe the thermodynamic nonequilibrium effects in subcooled boiling regime. The aim is to simulate void distribution and thermodynamic instability, which is particularly pronounced in research reactors due to high power densities and low system pressures, and to include the influence of the steam formed in this boiling regime on the neutron balance.

The model developed as part of this work considers the competing effects of vaporization and condensation during subcooled boiling. It describes the rate of bubble generation on superheated surfaces and the subsequent condensation of steam in the subcooled liquid.

The installed model is validated by postcalculations of two extensive series of experiments. In the first series, the McMaster experiments on axial void distribution in the subcooled boiling regime are recalculated. The postcalculations show that the extended program is capable of calculating the axial void distribution in the subcooled boiling regime with a maximum deviation of approx. 23% from the experiment. The second series concern KFA experiment on thermohydraulic instability during subcooled boiling, which cover a wide parameter range of heat flux density, inlet temperature and channel width. The postcalculations of this experimental series show that the simulation of thermohydraulic instability is ensured by the program extension. The point of beginning instability is conservatively determined in 20 of a total of 27 recalculated experiments.

The extended and verified program is finally used to simulate the Jülich research reactor FRJ-2. For this purpose, a full-scale simulation model of the entire plant is developed ensuring, in particular, a precise reproduction of the geometry and the arrangement of the annular fuel element cooling channels. The modelled reactor plant is first used to simulate normal reactor operation. The resulting steady-state temperature and pressure

distributions assuming a thermal power of 23 MW show good agreement with real operating data.

Finally, safety investigations are conducted to examine plant behaviour under design-basis accident conditions. This includes failure of all three main coolant pumps with proper and delayed reactor scram. In both cases, the simulation shows that the fuel elements are not endangered in any phase of the transient, although in the event of a delayed scram initial signs of parallel channel instability due to steam formation in the central fuel element are to be observed which, however, only prevails for a short period of 30 ms.

Modellierung des unterkühlten Siedens in ATHLET und Anwendung in wassergekühlten Forschungsreaktoren

von Ali Hainoun

Kurzfassung

Zur Analyse von Lecks und Transienten bei Leistungsreaktoren wurde bei der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) der Thermohydraulik-Code ATHLET entwickelt. Um den Anwendungsbereich des Codes auf die Sicherheitsanalyse von Forschungsreaktoren zu erweitern, wird ein Modell implementiert, das die Beschreibung der thermodynamischen Ungleichgewichtseffekte beim unterkühlten Sieden erlaubt. Ziel der Erweiterung ist zum einen die Erfassung der thermohydraulischen Instabilität, die bei Forschungsreaktoren wegen hoher Leistungsdichten und niedriger Systemdrücke besonders ausgeprägt ist, zum anderen die Berücksichtigung des Einflusses des in diesem Siedebereich gebildeten Dampfes auf den Neutronenhaushalt.

Das im Rahmen dieser Arbeit entwickelte Modell berücksichtigt die beim unterkühlten Sieden gegenseitig konkurrierenden Verdampfungs- und Kondensationseffekte. Das Modell beschreibt die Dampfblasenerzeugungsrate an den überhitzten Heizflächen sowie die anschließende Kondensation der Dampfblasen in der unterkühlten Kernströmung.

Das eingebaute Modell wird durch Nachrechnung von zwei umfangreichen Versuchsreihen validiert. In der ersten Versuchsreihe werden die McMaster-Experimente zur axialen Voidverteilung im unterkühlten Siedebereich nachgerechnet. Die Nachrechnung zeigt, daß das erweiterte Programm in der Lage ist, die axiale Voidverteilung im unterkühlten Siedebereich mit einer maximalen Abweichung zum Experiment von ca. 23% zu berechnen. Die zweite Versuchsreihe befaßt sich mit den KFA-Experimenten zur thermohydraulischen Instabilität beim unterkühlten Sieden, die einen weiten Parameterbereich von Wärmestromdichte, Eintrittstemperatur und Kanalweite umfassen. Die Nachrechnung dieser Versuchsreihe zeigt, daß durch die Erweiterung des Programms die Simulation der thermohydraulischen Instabilität gewährleistet wird. Der Einsatzzpunkt der Instabilität wird bei 20 von insgesamt 27 nachgerechneten Versuchen konservativ erfaßt.

Das erweiterte und in dieser Weise verifizierte Programm ATHLET wird schließlich zur Modellierung des Jülicher Forschungsreaktors FRJ-2 eingesetzt. Zu diesem Zweck wird ein umfassendes Abbildungsmodell der Gesamtanlage entwickelt. Dabei wird besonderes Gewicht auf die genaue Nachbildung der Geometrie und der Anordnung der annularen

Brennelemente gelegt. Mit der abgebildeten Reaktoranlage wird zuerst der Normalbetrieb des Reaktors simuliert. Die sich einstellenden stationären Temperatur- und Druckverteilungen bei einer thermischen Reaktorleistung von 23 MW zeigen gute Übereinstimmung mit den Betriebsdaten. Schließlich werden Sicherheitsuntersuchungen durchgeführt, um das Verhalten der Anlage bei Auslegungsstörfällen zu überprüfen. Dazu zählt der Ausfall aller drei Hauptkühlmittelpumpen mit rechtzeitiger und verzögerter Reaktorabschaltung. In beiden Störfällen zeigt die Simulation, daß die Brennelemente in keiner Phase der Transiente gefährdet werden, obwohl beim Störfall der verzögerten Abschaltung infolge Dampfbildung im zentralen Brennelement erste Anzeichen der Parallelkanal-Instabilität zu beobachten sind, die allerdings nur für eine kurze Zeitspanne von 30 ms andauert.

Inhaltsverzeichnis

1.0	Einleitung und Aufgabenstellung	1
2.0	Die Erhaltungssätze der Zweiphasen-Strömung	7
2.1	Die integrale Form der Erhaltungssätze	7
2.1.1	Massenerhaltungssatz	7
2.1.2	Impulserhaltungssatz	7
2.1.3	Energieerhaltungssatz	7
2.1.4	Entropiesatz	8
2.2	Die Erhaltungssätze der Zweiphasenströmungen	9
2.3	Das Computerprogramm ATHLET	12
2.3.1	Grundgleichungssystem der Thermofluiddynamik	13
2.3.2	Wärmeübergangsmodelle in ATHLET	14
2.3.3	Regelungs- und Kontrollmodell	15
2.3.4	Eignung des Codes zur Simulation von Forschungsreaktoren	15
3.0	Thermohydraulische Instabilität bei Zweiphasen-Strömungen	17
3.1	Druckabfall der Zweiphasenströmung	17
3.1.1	Druckabfall durch Gravitation	18
3.1.2	Druckabfall durch Reibung	18
3.1.3	Druckabfall durch Beschleunigung	20
3.2	Thermohydraulische Instabilität (THI)	21
3.3	Parallelkanal-Instabilität	23
3.4	KFA-Versuche zur thermohydraulischen Instabilität	24
3.4.1	Beschreibung der Versuchsanlage	25
3.4.2	Die Teststrecke	25
3.4.3	Versuchsparameter	28
3.4.4	Durchführung der Versuche	28
3.4.5	Auswertung der Versuche und Diskussion der Ergebnisse	30
3.5	Nachrechnung der KFA-Versuche mit dem Programm ATHLET	35
3.5.1	Nodalisation der Teststrecke	35
3.5.2	Ausführung der Rechnung	35
3.5.3	Auswertung und Diskussion der Rechenergebnisse	37
4.0	Wärmeübergangsbereiche der Zweiphasen-Strömung	39
4.1	Grundlagen	39
4.2	Dynamik der Zweiphasen-Strömung beim unterkühlten Sieden	43
4.3	Vorhandene Modelle zur Voidbestimmung beim unterkühlten Sieden	45
4.4	Schlußfolgerung zu den vorhandenen Modellen	50
5.0	Entwicklung eines Modells zur Voidbestimmung beim unterkühlten Sieden	51
5.1	Einsatzpunkt des unterkühlten Siedens (ONB)	51
5.2	Blasenwachstum und Blasenablösung	53
5.3	Blasenerzeugungsrate	56
5.4	Blasenablösepunkt und Blasenablöseradius	62
5.5	Blasenkondensation	64

5.5.1	Kondensationszeit von Dampfblasen	64
5.5.1.1	Trägheitsgesteuerte Kondensation	67
5.5.1.2	Wärmeübergangsgesteuerte Kondensation	68
5.5.2	Blasenkondensationsrate	70
5.6	Bestimmung des Dampfgehaltes im unterkühlten Siedebereich	71
5.7	Implementierung und Realisierung des entwickelten Modells in ATHLET	71
6.0	Testen und Verifizieren des implementierten Modells	75
6.1	Die Verifikationsmatrix	75
6.2	Nachrechnung der McMaster-Experimente	75
6.3	Glättung der Voidverteilung für $\alpha \rightarrow 0$	81
6.4	Nachrechnung der KFA-Experimente	82
6.5	Schlußfolgerung aus der Erweiterung	88
7.0	Modellierung des FRJ-2 mit dem erweiterten ATHLET-Code	89
7.1	Grundlagen und Einsatzbereich von Forschungsreaktoren	89
7.1.1	Mittelflußreaktoren	90
7.1.2	Hoch- bzw. Höchstflußreaktoren	90
7.1.3	Besonderheiten und spezielle Sicherheitsaspekte von Forschungsreaktoren	92
7.2	Der Jülicher Forschungsreaktor FRJ-2 (DIDO)	93
7.3	Das tubulare Brennelement des FRJ-2	96
7.4	FRJ-2-Modellierung mit ATHLET	98
7.4.1	Core-Modell	100
7.4.2	Modellierung des Primärkreislaufes und der Wärmetauscher	103
7.5	Simulation des Normalbetriebes	109
7.5.1	Anfangs- und Randbedingungen	110
7.5.2	Ablauf und Ergebnis der Anlaufrechnung	110
8.0	Simulation transienter Störfälle	115
8.1.1	Ausfall der Hauptpumpen (Loss of Main Pumps)	115
8.1.2	Ausfall der Hauptpumpen bei abgeschaltetem Reaktor	115
8.1.3	Ausfall der Hauptpumpen im Leistungsbetrieb mit Reaktorabschaltung	120
8.1.4	Ausfall der Hauptpumpen mit verzögerter Reaktorabschaltung	124
9.0	Zusammenfassung und Schlußfolgerungen	129
10.0	Literatur	133

Nomenklatur

Symbole

Zeichen	Bezeichnung	Dimension
A	Fläche	[m ²]
a	Temperaturleitfähigkeit	[m ² /s]
c_p	spezifische Wärmekapazität	[J/kg K]
C_{Ev}	Verdampfungsparameter	[-]
C_{kon}	Kondensationsparameter	[-]
d	Durchmesser	[m]
e	spezifische Gesamtenergie	[J/kg]
f	Ablösefrequenz	[1/s]
Fo	Fourierzahl $\frac{a t}{(2R_{BA})^2}$	[-]
F	Kraft	[N]
g	Erdbeschleunigung	[m/s ²]
G	Durchsatzrate	[kg/s]
h	Wärmeübergangskoeffizient	[W/m ² K]
h_{ev}	Verdampfungsenthalpie	[J/kg]
Ja	Jakobzahl $\frac{\rho_l c_{pl} (T_s - T_l)}{\rho_v h_m}$	[-]
L	Leistung	[W]
M	Massenstrom	[kg/s]
$\dot{m}$	Massenstromdichte	[kg/s m ²]
n	Blasenzahl pro Fläche	[1/m ²]
N	Blasenzahl pro Volumen	[1/m ³]
Nu	Nusseltzahl $\frac{h R_{BA}}{\lambda}$	[-]
p	Druck	[Pa]
Δp	Druckdifferenz	[Pa]
Pe	Pecletzahl $Re Pr$	[-]
Pr	Prandtlzahl $\frac{\mu}{\rho a}$	[-]
$\dot{q}$	Wärmestromdichte	[W/m ²]
$\dot{Q}$	Wärmestrom	[W]
R	Blasenradius	[m]
r	Nelson-Martinelli-Parameter	[-]
$\dot{R}$	Kondensationsgeschwindigkeit	[m/s]
R_{BA}	Blasenablöseradius	[m]
Re	Reynoldszahl $\frac{w_{rel} 2R_{BA}}{\nu}$	[-]
S	Kanalspaltweite	[m]
t	Zeit	[s]
T	Temperatur	[K]
ΔT	Temperaturdifferenz	[K]

U_{beh}	beheizter Umfang	[m]
U_n	benetzter Umfang	[m]
V	Volumen	[m ³]
V_B	Blasenvolumen	[m ³]
V_{BA}	Blasenablösevolumen	[m ³]
w	Geschwindigkeit	[m/s]
$\dot{x}$	Massendampfgehalt	[-]
x_h	Enthalpiedampfgehalt	[-]
X	Zweiphasen-Kennzahl nach Martinelli	[-]
x	Koordinate	[m]
z	Koordinate	[m]

Griechische Symbole

Zeichen	Bezeichnung	Dimension
α	Volumendampfgehalt	[-]
α_{osv}	Volumendampfgehalt am Ablösepunkt	[-]
β	dimensionsloser Radius	[-]
δ	Dicke der thermischen Grenzschicht	[m]
λ	Wärmeleitfähigkeit	[W/m K]
ν	kinematische Viskosität	[m ² /s]
μ	dynamische Viskosität	[kg/m s]
ρ	Dichte	[kg/m ³]
σ	Oberflächenspannung	[N/m]
τ	Schubspannung	[N/m ²]
τ_c	Kondensationszeit	[s]
ϕ	Leistungsformfaktor	[-]
Φ	Zweiphasenmultiplikator	[-]
θ	Winkel	[Grad]
Ψ_{Er}	Verdampfungsrate pro Fläche	[kg/s m ²]
Ψ_C	Kondensationsrate pro Volumen	[kg/s m ³]
Γ	Massenaustauschrate pro Volumen	[kg/s m ³]
ζ	Reibungskoeffizient	[-]

Indizes

a	Austritt
B	Blase
beh	beheizt
e	Eintritt
G	Gravitation
GS	Grenzschicht

h	hydraulisch
l	Wasser
2Ph	zweiphasig
R	Reibung
rel	relativ
S	Sättigung
sat	Sättigung
t	turbulent
U	Unterkühlung
Ü	überhitzt
v	Dampf
W	Wand
Wsat	Wandüberhitzung
ZK	Zwangskonvektion

Abkürzungen

ATHLET	Analysis of Thermohydraulics of Leaks and Transients
CATHARE	Code for Analysis of Thermal-Hydraulics during an Accident of Reactor and Safety Evaluation
DNB	Departure from Nucleate Boiling
DWR	Druckwasserreaktor
FR	Forschungsreaktor
GRS	Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit
KFA	Forschungszentrum Jülich
KHB	Kritische Heizflächenbelastung
MTR	Material-Test-Reaktor
OFI	Onset of Flow Instability
ONB	Onset of Nucleate Boiling
OSV	Onset of Significant Void
PKI	Parallelkanal-Instabilität
RELAP	Reactor Excursion and Leak Analysis Program
SWR	Siedewasserreaktor
THI	Thermohydraulische Instabilität
US	Unterkühltes Sieden

1.0 Einleitung und Aufgabenstellung

Die nach dem Atomgesetz erforderliche Vorsorge gegen Schäden durch den Betrieb einer kerntechnischen Anlage bedeutet in ihrer konkreten Ausgestaltung, daß die in der Strahlenschutzverordnung vorgegebenen Grenzwerte für die zulässige Dosisbelastung innerhalb und außerhalb der Anlage unter allen der Anlagenauslegung zugrunde liegenden Umständen nicht überschritten werden dürfen. Folglich müssen die Sicherheitsmaßnahmen so beschaffen sein, daß die Erhaltung einer kühlfähigen Kerngeometrie selbst bei Störfällen gewährleistet ist, da bei einer Zerstörung der Brennelemente mit der zwangsläufigen Folge der Freisetzung radioaktiver Spaltprodukte die Einhaltung der Grenzwerte nicht mehr garantiert werden kann.

Wassergekühlte Leistungsreaktoren werden so ausgelegt, daß auch bei Störfällen ohne Kühlmittelverlust die Kritische Heizflächenbelastung (KHB) nicht überschritten wird. Sie bezeichnet jenen Wert der Wärmestromdichte, bei dem eine auch nur geringe Erhöhung des Wärmeflusses zu einer abrupten Veränderung im Wärmeübergangsverhalten und zu einem sprunghaften Rückgang der Wärmeübergangszahl führt. Hierdurch steigt die Wandtemperatur auf unzulässig hohe Werte an.

Weltweit gibt es seit Jahren umfangreiche Forschungsarbeiten mit dem Ziel der Entwicklung und Verifizierung verschiedener Thermohydraulikprogrammsysteme zur Analyse der Thermohydraulik in Leichtwasserreaktoren bei sogenannten Transienten und Kühlmittelverluststörfällen. Hierzu zählen z.B. die Codes RELAP (Reactor Excursion and Leak Analysis Program), CATHARE (Code for Analysis of Thermal-Hydraulics during an Accident of Reactor and Safety Evaluation) und der von der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) entwickelte Code ATHLET (Analyse der Thermohydraulik bei Lecks und Transienten). Die Anwendung dieser für Leistungsreaktoren entwickelten Codes bei Sicherheitsanalysen von Forschungsreaktoren ist wegen der spezifischen Besonderheiten dieser Reaktoren nicht ohne zusätzliche Erweiterungen und Verifikationen möglich.

Forschungsreaktoren sind im technisch-physikalischen Sinne Neutronen produzierende Maschinen, bei denen die durch die Kernspaltung erzeugten Neutronen zu Forschungszwecken genutzt werden. Zu den Anwendungsgebieten von Forschungsreaktoren zählt die Erforschung der Struktur kondensierter Materie; sie erstreckt sich von der Festkörperphysik über die Chemie und Biologie bis hin zu den Materialwissenschaften und der Medizin. Weitere Anwendungsgebiete sind die Erzeugung von Radioisotopen für medizinische Zwecke und die Materialveredlung wie die Silizium-Dotierung für Hochleistungs-Tyristoren. In der Vergangenheit lag der Schwerpunkt bei der Untersuchung von Strahlenschäden in Reaktormaterialien von Leistungsreaktoren, die aber inzwischen weitestgehend abgeschlossen ist. Zu erwähnen sind noch die sogenannten Impulsreaktoren, die zur Untersuchung von Brennelementen unter extremen Bedingungen, wie steilen Leistungsanstiegen, Verwendung finden. Sie werden im Gegensatz zu den anderen Forschungsreaktoren intermittierend betrieben.

Im Leistungsbereich oberhalb von 1 MW gibt es weltweit etwa 100 Forschungsreaktoren mit einer breiten Typenvielfalt. Zur Erzielung der für die Anwendung notwendigen hohen Neutronenflußdichten werden hohe Leistungsdichten angestrebt, die bei Höchst-

flußreaktoren einige MW/l erreichen und damit erheblich über den Leistungsdichten moderner Leistungsreaktoren liegen. Die hohen Leistungsdichten werden durch ein Brennelementkonzept ermöglicht, bei dem der aktive Teil eines Brennelementes im allgemeinen aus einem Paket senkrecht angeordneter dünner Aluminium-Platten, in die das Uran eingebettet ist, besteht. Die Platten sind so angeordnet, daß zwischen ihnen Kühlspalte mit einigen Millimetern Spaltweite entstehen. Die durch Spaltung in den Platten erzeugte Wärme wird über kurze Wärmeleitwege an das zwischen den Platten mit hoher Geschwindigkeit (einige m/s bis zu einigen zehn m/s) strömende Kühlwasser abgegeben, das aus einem gemeinsamen Verteilerraum in die Kühlspalte einströmt und am Austritt wieder in einen gemeinsamen Sammelraum zusammenfließt. Bei dieser parallelen Anordnung der Brennelemente ist die treibende Druckdifferenz für alle Kühlspalte praktisch gleich; sie richtet sich nach dem Kühlwasserbedarf des am stärksten beheizten Kanals. Dieser ist so gewählt, daß das Wasser am Austritt stark unterkühlt ist, bezogen auf den minimal möglichen Kühlwasserdruck.

Die kompakte Kernbauweise und die spezielle Konstruktion der Brennelemente stellt besondere Anforderungen an die thermohydraulische Auslegung und an die technischen Sicherheitsmaßnahmen. Die Transienten bei Störfällen in Forschungsreaktoren verlaufen im Sekundenbereich. Dies wird nicht zuletzt durch die hohen Wärmestromdichten von 150 W/cm^2 und mehr und durch die niedrigen Systemdrücke, die bei vielen Reaktortypen bei etwa ein bar liegen, hervorgerufen.

Bei verschiedenen Störfällen, wie z.B. Verschlechterung der Zwangskühlung durch Ausfall von Kühlmittelpumpen, können in den engen Kühlkanälen bedingt durch Dampfbildung sogenannte thermohydraulische Strömungsinstabilitäten entstehen, die innerhalb von einigen Sekunden zur Überschreitung der KHB führen. Die Strömungsinstabilität wird dadurch bewirkt, daß in den thermisch hochbelasteten Kanälen trotz Unterkühlung des Kühlmittels Dampf gebildet wird, der aufgrund des niedrigen Druckes einen hohen Volumenanteil beansprucht. Übersteigt der vorhandene Dampf in einem Kanal eine kritische Größe, so führen die damit verbundenen zusätzlichen Beschleunigungs- und Reibungsdruckverluste zu einer instabilen Situation dergestalt, daß mit sinkendem Durchsatz der Druckverlust ansteigen würde. Da aber der Druckabfall über den Kanal wegen der Parallelschaltung mit den restlichen Kanälen konstant ist, führt dies zu einem weiteren Durchsatzrückgang im betroffenen Kanal. Im Endeffekt stabilisiert sich der Durchsatz auf einen sehr kleinen Wert, bei dem die Strömung aus reinem Dampf besteht, der zur Kühlung des Kanals nicht ausreicht. Der Durchsatzrückgang kommt faktisch einer Blockage des Kanals und einem Kühlungsausfall der zugehörigen Brennstoffplatten gleich, die dadurch wegen ihres ausgesprochen niedrigen Schmelzpunkts von 658 °C innerhalb weniger Sekunden zerstört werden.

Da im Thermohydraulik-Code ATHLET keine Modelle zur Beschreibung der Dampfbildung im unterkühlten Siedebereich enthalten sind, konnten bislang auch keine thermohydraulischen Instabilitätsversuche nachgerechnet werden.

Das unterkühlte Sieden kommt dadurch zustande, daß es an den gekühlten Heizflächen, die bei niedrigen Systemdrücken hohe Wärmeströme übertragen müssen, zum Sieden kommt, obwohl das Kühlmittel im Mittel die zum Systemdruck gehörende Sättigungstemperatur noch nicht erreicht hat. In der Nähe der Heizfläche entsteht eine überhitzte metastabile thermische Grenzschicht, in der an der Heizfläche bereits vorhandene Bla-

senkeime aktiviert werden. Die Blasenkeime wachsen in dieser Grenzschicht zunächst an, bis sie eine kritische Größe erreichen. Danach lösen sie sich ab und gelangen in die unterkühlte Kernströmung, wo sie nach kurzer Verweilzeit kondensieren. Diese kurzlebigen Dampfblasen können im Strömungskanal wegen ihrer hohen Populationsdichte zu hohen volumetrischen Dampfgehalten von bis zu 80% führen. Dabei ist der Zustand im betrachteten Kanal durch starkes thermodynamisches Ungleichgewicht gekennzeichnet, da Dampfblasen und unterkühlte Flüssigkeit unterschiedlicher Temperaturen nebeneinander existieren. Dazu kommt noch ein mechanisches Ungleichgewicht, bedingt durch die Voreilgeschwindigkeit der Dampfblasen gegenüber der Wasserphase.

Um den Anwendungsbereich des Codes für die Sicherheitsanalyse von Forschungsreaktoren, die nicht so umfangreich erforscht sind wie Leistungsreaktoren, zu erweitern, galt es daher, die Verhältnisse im unterkühlten Siedebereich zuverlässig zu modellieren, um zum einen die eben erwähnte und für Forschungsreaktoren relevante thermohydraulische Instabilität genau zu erfassen und zum anderen den Einfluß des in diesem Siedebereich gebildeten Dampfes auf den Neutronenhaushalt berücksichtigen zu können. Das zu implementierende Modell mußte folgende Anforderungen erfüllen:

- Hinreichend genaue Modellierung der beim unterkühlten Sieden auftretenden Effekte, um die schwierige Erfassung der thermohydraulischen Instabilität zu ermöglichen,
- Abdeckung des weiten Auslegungsspektrums der verschiedenen Forschungsreaktoren,
- Eignung zur Implementierung im Thermohydraulik-Code ATHLET, eine Bedingung, die wegen des modularen Aufbaus des Programms besonders zu beachten ist,
- Bewährung durch Nachrechnung geeigneter Experimente zur Voidverteilung und thermohydraulischen Instabilität im unterkühlten Siedebereich.

Die in der Literatur zur Anwendung freizugänglichen Modelle gründen teilweise auf empirischen Korrelationen, die aus einer beschränkten Zahl spezieller Experimente hergeleitet sind, was ihren Anwendungsbereich stark einschränkt. Dazu kommt, daß die meisten Modelle für Systeme mit hohen Drücken (≥ 20 bar) vorgesehen sind und damit für den vorliegenden Anwendungsbereich wegen des großen Druckeinflusses auf den Dampfgehalt im unterkühlten Siedebereich ungeeignet sind. Schließlich fehlt bei den vorhandenen Modellen eine in sich geschlossene und physikalisch fundierte Beschreibung der Massenaustauschraten zwischen der Dampf- und der Wasserphase, ein Aspekt, der für das Verständnis der Phänomene in diesem Siedebereich von großer Bedeutung ist.

Zwecks Implementierung in ATHLET wird in dieser Arbeit ein Modell entwickelt, das eine detaillierte Beschreibung der Dampfbildung im unterkühlten Siedebereich ermöglicht. Dem Modell liegt eine phänomenologische Modellvorstellung zugrunde, die eine Beschreibung der Wärmetransportmechanismen beim unterkühlten Sieden erlaubt. Es besteht aus einem Verdampfungs- und einem Kondensationsmodell.

Das Verdampfungsmodell beschreibt die Dampfblasenerzeugungsrate an überhitzten Heizflächen. Zur Bestimmung dieser Größe wird der von der Heizfläche an die unter-

kühlte Flüssigkeit übertragene Wärmestrom in drei Teilströme aufgeteilt: der von den Dampfblasen transportierte Verdampfungswärmestrom, der Grenzschichtwärmestrom, der dadurch bewirkt wird, daß die ablösenden Dampfblasen überhitzte Flüssigkeitsballen in die kälteren Zonen transportieren und der Wärmestrom der Zwangskonvektion, der von den blasenfreien Zonen der Heizfläche übertragen wird.

Das Kondensationsmodell beschreibt die anschließende Kondensation der Dampfblasen in der unterkühlten Flüssigkeit. Hierzu wird mittels der Jakob-Zahl zwischen trägheitsgesteuerter und wärmeübergangsgesteuerter Kondensation unterschieden. Die aus den gegenseitig konkurrierenden Verdampfungs- und Kondensationsraten resultierende Netto-Massenaustauschrate bestimmt am Ende den Dampfgehalt im unterkühlten Siedebereich.

Das Modell wird bei der Implementierung in ATHLET in einer Weise realisiert, daß die Kompatibilität mit den ursprünglichen Code-Modulen gewährleistet wird. Zusätzliche Anpassungen werden vorgenommen, um das eingebaute Modell mit dem numerischen Lösungsverfahren in ATHLET zu konditionieren und dabei die Robustheit des Rechenprogramms zu erhöhen.

Zum Testen und Verifizieren des erweiterten Programms wird eine Verifikationsmatrix aufgestellt, die eine detaillierte Auflistung aller möglichen thermohydraulischen Phänomene anbietet, die bei Transienten und Kühlmittelverluststörfällen von Forschungsreaktoren zu erwarten sind. Es hat sich jedoch herausgestellt, daß zu den aufgelisteten Phänomenen nur eine sehr begrenzte Zahl von experimentellen Daten existiert. Trotzdem bietet sich eine Reihe von Experimenten an, die für die Verifikation geeignet sind. Dazu zählen schwerpunktmäßig umfangreiche Versuche zur thermohydraulischen Instabilität, die bei der KFA-Jülich durchgeführt und im Rahmen dieser Arbeit ausgewertet wurden. Dazu kommen Instabilitätsversuche von Whittle und Forgen sowie die MCMaster-Versuche zur axialen Voidverteilung im unterkühlten Siedebereich. Schließlich werden die Anfahrexperimente des Jülicher Forschungsreaktors FRJ-2 herangezogen.

Das erweiterte und in dieser Weise verifizierte Programm ATHLET wird abschließend zur Modellierung des Jülicher Forschungsreaktors FRJ-2 eingesetzt. Zu diesem Zweck wird ein umfassendes Abbildungsmodell entwickelt, das eine detaillierte Beschreibung der Gesamtanlage einschließlich des Reaktorkerns ermöglicht. Hierbei wird besonderes Gewicht auf die genaue Abbildung der Geometrie und der Anordnung der annularen Brennelemente gelegt. Mit der Abbildung der Reaktoranlage werden schließlich Sicherheitsuntersuchungen durchgeführt, die sowohl den Normalbetrieb als auch ausgewählte Störfälle umfassen.

Der beschriebene Inhalt der Arbeit verteilt sich wie folgt auf die einzelnen Kapitel. Kapitel 2 beschreibt die Erhaltungssätze der Zweiphasen-Strömungen, wie sie im Code ATHLET realisiert wurden. Dabei wird kurz auf die Beschreibung der Hauptmerkmale von ATHLET eingegangen. Im Kapitel 3 werden die KFA-Versuche zur thermohydraulischen Instabilität ausgewertet und dazu Ergebnisse von Nachrechnungen mit der ursprünglichen ATHLET-Version dargestellt. Kapitel 4 enthält eine Literaturübersicht über die vorhandenen Modelle zur Voidbestimmung beim unterkühlten Sieden. Im Kapitel 5 wird das entwickelte Modell beschrieben und auf dessen

Implementierung in ATHLET kurz eingegangen. Die Verifikation des Modells geht aus Kapitel 6 hervor. Hierzu werden zwei umfangreiche Versuchsreihen nachgerechnet. Im Kapitel 7 wird das zur Modellierung des FRJ-2 entwickelte Abbildungsmodell beschrieben und anschließend der Normalbetrieb nachgerechnet. Im Kapitel 8 werden mit dem erweiterten und verifizierten Code ATHLET ausgewählte Störfälle des FRJ-2 simuliert. Im letzten Kapitel werden dann die wichtigsten Ergebnisse, die sich aus der Erweiterung, Validierung und Anwendung des Codes ergeben, zusammengefaßt. Die Arbeit schließt mit einem Ausblick auf die noch laufenden und geplanten Arbeiten ab.

2.0 Die Erhaltungssätze der Zweiphasen-Strömung

Aus den Erhaltungssätzen für Masse, Impuls und Energie lassen sich bei einem Thermofluidsystem Differentialgleichungen ableiten, die das Strömungs-, Druck- und Temperaturfeld beschreiben.

Im folgenden werden die Erhaltungsgleichungen der Fluidodynamik in integraler Form angegeben, aus der dann die differentielle Form abgeleitet wird. Die resultierende generelle Erhaltungsgleichung wird anschließend auf ein Fluid mit zwei Phasen angewendet, um die Erhaltungsgleichungen der Zweiphasenströmung zu formulieren.

2.1 Die integrale Form der Erhaltungssätze

2.1.1 Massenerhaltungssatz

Es wird ein raumfestes Kontrollvolumen V mit der Oberfläche A betrachtet. Der resultierende Nettostrom durch die Oberfläche findet sich in einer lokalen zeitlichen Massenzu- oder -abnahme im Inneren wieder, d.h. die Masse kann im Inneren z.B. nur dadurch zunehmen, daß mehr ein- als ausströmt:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho dV = - \int_A \rho \vec{w} \cdot \vec{n} dA, \quad (2.1)$$

wobei $\vec{n}$ der Normaleneinheitsvektor, t die Zeit, V das Kontrollvolumen, A die Oberfläche, w die Geschwindigkeit und ρ die Dichte sind.

2.1.2 Impulserhaltungssatz

Die zeitliche Impulsänderung im Kontrollvolumen V ist die Summe aus:

- Nettoimpulsstrom ins Volumen V durch die Oberfläche A infolge Massenströme,
- Summe aller wirkenden äußeren Kräfte auf das Volumen V und seine Oberfläche A (Volumen- und Oberflächenkräfte, Gravitation, Spannungstensor):

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \vec{w} dV = - \int_A \rho \vec{w} (\vec{w} \cdot \vec{n}) dA + \int_A \vec{n} \cdot \vec{\tau} dA + \int_V \rho \vec{F} dV, \quad (2.2)$$

dabei sind F die Summe der äußeren Kräfte pro Masseneinheit und τ der Spannungstensor.

2.1.3 Energieerhaltungssatz

Die zeitliche Änderung des Gesamtenergieinhalts (innere, kinetische und potentielle Energie) im Kontrollvolumen V ist die Summe aus:

- Nettoenergiestrom durch die Oberfläche A infolge Massenflüsse,
- Leistung der äußeren Kräfte, die auf das Volumen V und seine Oberfläche A wirken,
- Wärmeflüsse ins Volumen V durch die Oberfläche A :

$$\begin{aligned} \frac{d}{dt} \int_V \rho e dV = & - \int_A \rho e \vec{w} \cdot \vec{n} dA + \int_A (\vec{n} \cdot \vec{\tau}) \cdot \vec{w} dA \\ & + \int_V \rho \vec{F} \cdot \vec{w} dV - \int_A \vec{q} \cdot \vec{n} dA, \end{aligned} \quad (2.3)$$

mit der spezifischen Gesamtenergie $e = u + \frac{w^2}{2} + e_p$, der spezifischen inneren Energie u , und der spezifischen potentiellen Energie e_p .

2.1.4 Entropiesatz

Die zeitliche Änderung des Entropieinhaltes des Kontrollvolumens V ist die Summe aus:

- Nettoentropiestrom durch die Oberfläche A infolge Massenflüsse,
- Nettoentropiestrom ins Volumen V infolge Wärmeleitung durch A,
- Entropieerzeugung im Volumen V,

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho s dV + \int_A \rho s \vec{w} \cdot \vec{n} dA + \int_A \frac{\vec{q} \cdot \vec{n}}{T} dA = \int_V \Delta dV \geq 0, \quad (2.4)$$

dabei gilt das Gleichheitszeichen für reversible Prozesse. s ist die spezifische Entropie, q die Wärmestromdichte, T die absolute Temperatur und Δ die lokale Entropiequelle pro Volumen- und Zeiteinheit (erzeugte Entropie).

Die Erhaltungssätze in ihrer integralen Form können durch eine gemeinsame fundamentale Gleichung formuliert werden [1]:

$$\frac{d}{dt} \int_V \rho \Omega dV = - \int_A \rho \Omega (\vec{w} \cdot \vec{n}) dA + \int_A \rho \Phi dV - \int_A \vec{n} \cdot \vec{\Lambda} dA, \quad (2.5)$$

die Bedeutungen der Symbole sind wie folgt angegeben:

Gleichung	Ω	Φ	$\vec{\Lambda}$
Masse	1	0	0
Impuls	$\vec{w}$	$\vec{F}$	$-\vec{\tau}$
Energie	e	$\vec{F} \cdot \vec{w}$	$\vec{q} - \vec{\tau} \cdot \vec{w}$
Entropie	s	Δ/ρ	$\vec{q}/T$

In Anlehnung an die Gauß- und Leibnitzregel kann Gl. (2.5) wie folgt geschrieben werden:

$$\int_V \left[\frac{\partial}{\partial t} (\rho \Omega) + \nabla(\rho \Omega \vec{w}) + \nabla \vec{\Lambda} - \rho \Phi \right] dV = 0,$$

daraus folgt die lokale differentielle Form der Erhaltungssätze:

$$\frac{\partial}{\partial t} (\rho \Omega) + \nabla(\rho \Omega \vec{w}) + \nabla \vec{\Lambda} - \rho \Phi = 0. \quad (2.6)$$

2.2 Die Erhaltungssätze der Zweiphasenströmungen

Die obige fundamentale Gleichung wird auf ein aus zwei Phasen (Wasser- und Dampfphase) bestehendes thermofluidodynamisches System angewendet. Beide Phasen können dabei unterschiedliche Temperaturen und Geschwindigkeiten annehmen. Zur Beschreibung eines derartigen Systems kann daher die Bestimmung von insgesamt 6 Unbekannten notwendig sein. Dies sind der volumetrische Dampfgehalt (Void) α , der Druck p und für die Wasser- und Dampfphase jeweils die Geschwindigkeiten ($\vec{w}_l, \vec{w}_v$) und die Temperaturen (T_l, T_v). Dazu müssen die Erhaltungsgleichung der Masse, des Impulses und der Energie für jede Phase formuliert werden (Phasengleichungen). Hier treten die Wechselwirkungseffekte zwischen beiden Phasen in Erscheinung, die durch thermische und mechanische Ungleichgewichte hervorgerufen werden.

Gelegentlich werden als erste Näherung Mischungsgleichungen angegeben, bei denen jeweils die Energie- und die Impulserhaltung für beide Phasen gemeinsam formuliert werden. Das Gleichungssystem muß dann durch zusätzliche Informationen ergänzt werden, um Phasen-Ungleichgewichte zu berücksichtigen.

Nachfolgend wird das im Computerprogramm ATHLET [4, 5, 6] implementierte Gleichungssystem beschrieben. Es sind zwei Optionen verfügbar, eine mit einem Fünf- und die andere mit einem Vier-Gleichungs-Modell. In der ersten Option wird eine Mischungsgleichung für den Impuls beider Phasen angegeben, die zur Erfassung mechanischer Ungleichgewichte durch ein Drift-Flux-Ansatz ergänzt wird. In der zweiten Option wird sowohl die Impuls- als auch die Energieerhaltung als Mischungsgleichung beschrieben. Thermodynamische Ungleichgewichte können dabei nur näherungsweise dadurch berücksichtigt werden, daß entweder die Dampf- oder die Wasserphase als gesättigt betrachtet werden muß. Die andere Phase kann dann unterkühlt, gesättigt oder überhitzt sein. Mehr dazu findet sich in [4, 5].

Kontinuitätsgleichung für den Dampf:

$$\frac{\partial(\alpha \rho_v)}{\partial t} + \nabla(\alpha \rho_v \vec{w}_v) = \Gamma, \quad (2.7)$$

Kontinuitätsgleichung für das Wasser:

$$\frac{\partial[(1-\alpha) \rho_l]}{\partial t} + \nabla[(1-\alpha) \rho_l \vec{w}_l] = -\Gamma, \quad (2.8)$$

Γ ist die Massenaustauschrate zwischen Wasser und Dampf; der Term beschreibt die Summe der Verdampfungs- und Kondensationsraten an der Phasengrenze.

Mischungsimpulsgleichung:

$$\begin{aligned} & \frac{\partial[\alpha \rho_v \vec{w}_v + (1-\alpha) \rho_l \vec{w}_l]}{\partial t} + \nabla[\alpha \rho_v \vec{w}_v \vec{w}_v + (1-\alpha) \rho_l \vec{w}_l \vec{w}_l] = \\ & \frac{\partial(\rho \vec{w})}{\partial t} + \nabla\left[\rho \vec{w} \vec{w} + \alpha(1-\alpha) \frac{1}{\rho} \rho_v \rho_l \vec{w}_{rel} \vec{w}_{rel}\right] = f_w + \rho \vec{g} + Si - \nabla p, \end{aligned} \quad (2.9)$$

mit den Definitionen:

$$\rho = \alpha \rho_v + (1-\alpha) \rho_l,$$

$$\rho \vec{w} = \alpha \rho_v \vec{w}_v + (1-\alpha) \rho_l \vec{w}_l,$$

$$\vec{w}_{rel} = \vec{w}_v - \vec{w}_l : \text{Relativgeschwindigkeit der Phasen.}$$

Dabei sind Si eine Impulsquelle (z.B. Pumpe), f_w die Wandreibung und p der Druck.

Energiegleichung für den Dampf:

$$\begin{aligned} \frac{\partial(\alpha \rho_v e_v)}{\partial t} + \nabla(\alpha \rho_v \vec{w}_v e_v) = & -p \frac{\partial \alpha}{\partial t} - p \nabla(\alpha \vec{w}_v) + \alpha \rho_v \vec{g} \vec{w}_v + \dot{q}_{wv} + \dot{q}_i \\ & + \Gamma h_v + SE_v, \end{aligned} \quad (2.10)$$

Energiegleichung für das Wasser:

$$\begin{aligned} \frac{\partial[(1-\alpha) \rho_l e_l]}{\partial t} + \nabla[(1-\alpha) \rho_l \vec{w}_l e_l] = & -p \frac{\partial(1-\alpha)}{\partial t} - p \nabla[(1-\alpha) \vec{w}_l] \\ & + (1-\alpha) \rho_l \vec{g} \vec{w}_l + \dot{q}_{wl} + \dot{q}_i - \Gamma h_l + SE_l, \end{aligned} \quad (2.11)$$

es sind $\dot{q}_i$ Wärmestrom durch die Phasengrenzfläche, $\dot{q}_w$ Wärmestrom zwischen Fluid und Wand, (Γh) Wärmestrom durch Massenaustausch, $\vec{g} \vec{w}$ spezifische Leistung der Schwerkraft und SE externe Energiequelle (z.B. Pumpe).

Der Beitrag der Schlepparbeit und Dissipationsarbeit ist in den Energiegleichungen nicht berücksichtigt. Dadurch entsteht aber kein Fehler in der Energiebilanz, da sich die Summe beider Terme über beide Phasen aufhebt.

Mit den Bilanzen Gl. (2.7) bis Gl. (2.11) für die Masse, Impuls und Energie ist die Zweiphasen-Strömung hinsichtlich der Erhaltungssätze vollständig formuliert. Die beschriebenen Erhaltungssätze stellen ein nichtlineares System von gekoppelten partiellen Differentialgleichungen 1. Ordnung dar.

Die Gleichungen sind flächengemittelt, wodurch radiale Verteilungen der Geschwindigkeiten, der Temperaturen und des Voids unberücksichtigt bleiben. Der durch die Mittelung entstandene Verlust an Informationen wird teilweise durch Ergänzungsgleichungen ausgeglichen.

Ferner enthält das aus 5 Bilanzgleichungen bestehende Gleichungssystem mehr als 5 Unbekannte. Für die Lösung des Gleichungssystems sind weitere Informationen notwendig, die aus den physikalischen Gesetzen der Wärme- und Stoffübertragung und der Mechanik abgeleitet werden [2]:

- Massen- und Energieaustausch zwischen beiden Phasen, der durch Verdampfungs- und Kondensationsprozesse an der Phasengrenze entsteht (thermische Ungleichgewichte). Auf die detaillierte Bestimmung dieses Terms, die in dieser Arbeit eine wichtige Rolle spielt, wird später eingegangen,
- Impuls- und Schubspannungsübertragung zwischen den Phasen (Zwischenphasenkräfte), die durch mechanische Ungleichgewichte zwischen beiden Phasen hervorgerufen werden. Bei Verwendung einer Mischungsimpulsgleichung muß eine empirische Driftkorrelation zur Bestimmung der Realativgeschwindigkeit beider Phasen herangezogen werden,
- Impuls- und Schubspannungsübertragung an der Wand. Ebenfalls werden hier empirische Korrelationen verwendet, die den Reibungsdruckverlust zwischen der Wand und der Zweiphasenströmung bestimmen,
- Wärmeübergang zwischen Wand und Fluid. Man stützt sich hier auf die Ähnlichkeitstheorie und auf die mit ihrer Hilfe aufgestellten empirischen Korrelationen mit dimensionslosen Kennzahlen. Die damit ermittelten Wärmeübergangszahlen decken die gesamten Wärmeübergangsbereiche der Zweiphasen-Strömungen ab.

Eine analytische Lösung des Gleichungssystems ist bislang nicht bekannt. Eine allgemeine Lösung, die aber eine für alle Fälle vertretbare Genauigkeit anbietet, wird zur Zeit nur durch geeignete numerische Integrationsverfahren erzielt, die den Vorteil haben, nicht zu besonders vereinfachenden Annahmen zu zwingen. Bei allen numerischen Verfahren der Zweiphasen-Strömungen werden die Differentialgleichungen als Differenzengleichungen gelöst. Dabei sind rein numerische Instabilitäten möglich, die u.a. die Lage der thermohydraulischen Stabilitätsgrenze verfälschen können.¹ Diese numerischen Schwierigkeiten werden vermieden, wenn auf das durch die sog. Charakteristiken gegebene Koordinatensystem transformiert wird. Diesem Verfahren ist allerdings eine Grenze gesetzt, wenn die Strömungsgeschwindigkeiten in die Größenordnung der Schallge-

¹ Auf die Beschreibung der thermohydraulischen Instabilität wird im nächsten Kapitel eingegangen.

schwindigkeit kommen, die bei Zweiphasenströmungen besonders niedrige Werte erreichen kann [12].

Die numerische Integration setzt eine örtliche und zeitliche Diskretisierung des Gleichungssystems voraus. Bei einem Computerprogramm wird die zeitliche Diskretisierung, d.h. die Bestimmung der Zeitschrittweite, in der Regel durch numerische Stabilitätskriterien gesteuert. Die örtliche Diskretisierung wird dagegen vom Anwender vorgenommen und ist meistens als Kompromiß aus Genauigkeit und Rechenzeitaufwand anzusehen. Bei der Nachbildung von komplizierten Anlagen kann eine passende örtliche Diskretisierung, mit der eine Konvergenz erzielt werden kann, oft nur durch schrittweise Optimierung erreicht werden.

2.3 Das Computerprogramm ATHLET

Zur Simulation der Thermo- und Fluidodynamik bei Störfallanalysen von SWR und DWR wurde bei der Gesellschaft für Anlagen- und Reaktorsicherheit (GRS) der Thermohydraulik-Systemcode ATHLET: (Analysis of THERmohydraulics of LEaks and Transients) entwickelt.

Derartige Analysen erfordern eine sehr umfassende Simulation des betreffenden Kernkraftwerks und der zahlreich ablaufenden physikalischen Vorgänge. Zur Erfüllung dieser Vorgabe ist ATHLET mit einer speziellen Software-Architektur ausgerüstet, die folgende Charakteristika aufweist [7]:

- Objektstruktur auf verschiedenen Ebenen,
- Netzwerkdarstellung der Fluidodynamik,
- Trennung von physikalischen Modellen und Lösungsverfahren,
- Klar definierte Datenstruktur,
- Strenge Modularität des Gesamtprogramms mit genau spezifizierten Schnittstellen.

ATHLET ist modular aufgebaut, d.h. mehrere Routinen² sind jeweils zu eigenständigen Funktionseinheiten zusammengefaßt. Modelle mit eigener Zeitintegration bilden unabhängige Module:

1. Thermofluidodynamik-Netzwerk,
2. Wärmeleitmodell,
3. Neutronenkinetik,
4. Regelungs- und Kontrollmodelle.

Das Thermofluidodynamik-Netzwerk besitzt innerhalb der gesamten Codestruktur eine zentrale Bedeutung. Sein wesentliches Strukturelement, das Objekt, stellt eine oberhalb

² ATHLET besteht aus über 250.000 Statements und ca. 700 Routinen.

der Einzelelemente (Kontrollvolumen, Verbindungsleitung) liegende Einheit dar. Es ist damit sowohl Träger der physikalischen Modelle als auch Grundstein für den flexiblen Aufbau von Komponenten und beliebigen Rohrnetzen bis hin zur Mehrkanalsimulation mit und ohne Queraustausch [9].

Die ATHLET-Ein- und -Ausgabe basiert ebenfalls auf der Objektstruktur. Die Geometrie- und Modelldaten werden von den Nodalisierungsdaten getrennt, wodurch sich ein hohes Maß an Transparenz und Flexibilität hinsichtlich der Datensatzanpassung an die jeweilige Problemstellung verwirklichen läßt. Neben der von ATHLET durchgeführten automatischen Überprüfung der Eingabedaten auf Vollständigkeit und Konsistenz werden dem Anwender Hilfsmittel zur Verfügung gestellt, die sowohl die Geometrie und die Objektverknüpfung als auch die Nodalisierung der Objekte graphisch darstellen. Solche graphischen Abbildungen können zur zusätzlichen Überprüfung und zur Dokumentation eines Eingabedatensatzes herangezogen werden.

2.3.1 Grundgleichungssystem der Thermofluiddynamik

Das Grundgleichungssystem zur Simulation der Zweiphasenströmung in ATHLET baut auf den Erhaltungssätzen für die Dampf- und Wassermasse, den Gemischimpuls und die Gemischenergie (4-Gleichungsversion) auf. Eine Version mit zwei Energiegleichungen ist seit kurzem verfügbar (5-Gleichungsversion) [6]. Das Gleichungssystem beschränkt sich auf den eindimensionalen Fall.

Durch Integration des resultierenden partiellen Differentialgleichungssystems Gln. (2.7) bis (2.11) über die entsprechenden Kontrollvolumina erhält man ein System gewöhnlicher Differentialgleichungen mit räumlich gemittelten Fluidparametern, das sog. Lumped Parameter-Gleichungssystem. Beim Lumped Parameter-Konzept werden die Strömungskanäle eines Systems durch diskrete Kontrollbereiche zur Berechnung der Drücke, Enthalpien und Massendampfgehalte und durch dazu versetzte Kontrollbereiche (Strömungswege, Leitungen) zur Berechnung der Massenströme nachgebildet. Die Kontrollvolumina sind durch den über die Strömungswege nach dem Donor-Zellen-Prinzip [5] erfolgenden Massen- und Energieaustausch miteinander gekoppelt. Das Programm enthält ein eindimensionales Ausströmmodell zur Berechnung der kritischen Ausströmraten.

Zur numerischen Integration dieses Differentialgleichungssystems wird ein explizit-implizites Integrationsverfahren (FEBE: Forward Euler and/or Backward Euler formula) mit Zeitschritt- und Konvergenzkontrolle eingesetzt [5]. Mit der Annahme, daß entweder die Dampf- oder die Wasserphase gesättigt ist (4-Gleichungsoption), können thermodynamische Ungleichgewichtseffekte simuliert werden. Da das Programm mit einer Mischungsimpulsungleichung arbeitet, ist zur Berücksichtigung mechanischer Ungleichgewichtseffekte zwischen beiden Phasen ein Drift-Ansatz erforderlich, das die Relativgeschwindigkeit beider Phasen liefert. Hierzu wird ein auf der Basis der "Extended Envelope Theory" basierendes Drift-Flux-Modell eingesetzt. Das Modell beschreibt das gesamte Spektrum von disperser zur stratifizierter Strömungsform. Es können zusätzlich weitere Drift-Flux-Korrelationen angesprochen werden, wie Wilson und Viecez-Mayering, wobei letzte Korrelation eine wichtige Rolle bei der Erfassung der thermohydraulischen Instabilität in der vorliegenden Arbeit spielen wird.

2.3.2 Wärmeübergangsmodelle in ATHLET

Die Wärmeleitung in Strukturen und die Wärmeerzeugung der elektrisch oder nuklear beheizten Brennstäbe kann durch entsprechende Modelle nachgebildet werden. Auf das Modell der nuklearen Wärmeerzeugung, das auf dem Konzept der Pointkinetik basiert, wird im Kapitel 7 bei der Simulation vom FRJ-2 eingegangen.

Das Modell HECU zur Beschreibung der Wärmeleitung in den Strukturen basiert auf der Energieerhaltung in einem festen Kontrollvolumen mit der Annahme, daß das Material homogen und isotrop ist. Damit gilt die bekannte Fourier-Gleichung:

$$\frac{\partial T}{\partial t} = \frac{\lambda}{c_p \rho} \nabla^2 T + \frac{e}{c_p \rho}, \quad (2.12)$$

e ist die volumenbezogene Wärmeerzeugungsrate in einem Strukturelement und c_p , ρ die Wärmekapazität und Dichte des Strukturmaterials.

Durch Integration der Wärmeleitungsgleichung über ein Kontrollvolumen läßt sich die zeitliche Änderung der Strukturtemperatur als Funktion der übertragenen Wärmeströme durch die Volumengrenze und der im Volumen erzeugten Wärme angeben. Eine Struktur kann dabei links und rechts mit fluiddynamischen Elementen gekoppelt werden. Es wird dabei angenommen, daß die Wärmeleitung entlang des Strömungskanals vernachlässigbar ist gegenüber der Querrichtung. Die fehlenden Randtemperaturen zur Integration von Gl. (2.12) errechnen sich aus den Wärmeübergangszahlen in den seitlich an die Struktur gekoppelten fluiddynamischen Kontrollvolumina. In ATHLET ist ein Satz von Wärmeübergangskorrelationen verfügbar (Wall Heat Transfer Package), der die Berechnung des Wärmeübergangs zwischen Fluid und Struktur in Abhängigkeit von der Strömungsform und dem Siedebereich ermöglicht. Das Überschreiten der kritischen Heizflächenbelastung wird durch spezielle Korrelationen kontrolliert. Hier zählen die Korrelationen: Westinghouse-W-3, Hench-Levy, Israel-Casterline-Matzner, Biasi und Zuber. Die Korrelationen sind jeweils nur in einem durch Druck, Massenstrom und weitere Parameter gegebenen Gültigkeitsbereich anwendbar.

Die Wärmeübergangskoeffizienten im Gesamtbereich der Zweiphasen-Strömung werden nach folgenden Korrelationen beschrieben [10]:

- einphasige Wasserströmung: Dittus-Bölder-Korrelation
Gültigkeitsbereich:
 $5000 \leq Re \leq 7 \cdot 10^5$
 $0.7 \leq Pr \leq 100$,
- unterkühltes Sieden: modifizierte Chen-Korrelation,
- gesättigtes Sieden: Chen-Korrelation
Gültigkeitsbereich:
 $p = 0.9 \text{ bis } 34.5 \text{ bar}$
 $\dot{m} = (0.054 \text{ bis } 4.07) 10^{-3} \text{ kg/m}^2\text{s}$
 $\dot{q} = \text{bis } 240 \text{ W/cm}^2$,
- Filmsieden: modifizierte Dougall-Rohsenow-Korrelation
Gültigkeitsbereich:

$p = 1.14 \text{ bis } 1.6 \text{ bar}$
 $m = 450 \text{ bis } 1110 \text{ kg/m}^2\text{s},$

- Pool-Filmsieden: Berenson-Korrelation,
- einphasige Dampfströmung: Wahlweise Dittus-Bölder-, oder McEligot (für $150 \leq Re \leq 4.5 \cdot 10^4$) - und Hausen-Korrelation (für $Re \leq 2300$),
- Übergangssieden: Cosinus-Interpolationsansätze verschiedener Randkriterien.

Die Korrelationen werden im Programm in Abhängigkeit von der Wandüberhitzung und der Dampfqualität automatisch angewählt, mehr dazu in [10].

2.3.3 Regelungs- und Kontrollmodell

Das GCSM Modell (General Control Simulation Module) ermöglicht die Nachbildung von Regel- und Kontrollsystemen. Es besteht aus verschiedenen Grundbausteinen und erlaubt die Simulation der Reaktorschnellabschaltung, des Ein- und Ausschaltens von Heizungen und Pumpen, des Schließens und Öffnens von Ventilen und das Zu- und Wegschalten von Randbedingungen [4]. Bei diesen Randbedingungen handelt es sich um Zeitfunktionen für Massenströme und deren Enthalpien, für Wärmezu- und Wärmeabfuhr und für lokale Drücke und die zugehörigen Enthalpien. Diese Aktionen können durch die Problemzeit, die Brennstableistung, Drücke, Temperaturen, Druck- und Temperaturdifferenzen, Gemischspiegel- und kollabierte Wasserspiegel und Massenströme ausgelöst und zurückgesetzt werden.

Das Modell enthält Bausteine für Proportional-, Differential- und Integralregelung, Zeitverzögerung, Zwei- und Dreipunktschaltung und tabellarische Funktionen. Mehr dazu findet sich in [11].

2.3.4 Eignung des Codes zur Simulation von Forschungsreaktoren

Im Rahmen dieser Arbeit soll das Programm zur Simulation des thermohydraulischen Verhaltens von Forschungsreaktoren im Normalbetrieb und bei Störfällen eingesetzt werden. Da das Programm ursprünglich nur für die Analyse von SWR und DWR entwickelt und verifiziert wurde, ist es nicht ohne weiteres auf Forschungsreaktoren anwendbar.

Die Eignung des Codes wird im folgenden Kapitel an Hand von speziellen Experimenten zur sog. thermohydraulischen Instabilität überprüft. Die Erfassung dieses Zweiphasen-Phänomens erfordert die Berücksichtigung der spezifischen Besonderheiten eines Forschungsreaktors. Hierzu zählen die hohen Wärmestromdichten der speziellen Brennelemente und die niedrigen Systemdrücke, die die Entstehung von Strömungsinstabilitäten begünstigen.

3.0 Thermohydraulische Instabilität bei Zweiphasen-Strömungen

Bei Zweiphasen-Strömungen sind die mechanischen Wechselwirkungen unter den Phasen und mit den Kanalwänden äußerst kompliziert. Ausreichende Kenntnisse zur Beschreibung dieser Zwischenphaseneffekte fehlen bis heute. Man bedient sich daher empirischer oder halbempirischer Beziehungen, mit denen die Druckverluste von Zweiphasen-Gemischen berechnet werden können. Im folgenden wird die Vorgehensweise bei der Berechnung dieser Druckverluste erläutert, woraus dann der Effekt der thermohydraulischen Instabilität deutlich wird. Danach werden die KFA-Experimente zur thermohydraulischen Instabilität ausgewertet. Schließlich wird der Versuch unternommen, diese Experimente mit dem Code ATHLET nachzurechnen.

3.1 Druckabfall der Zweiphasenströmung

In einem von dichten Wänden umgebenen kreisförmigen Kanal kann die Strömung nur in eine Richtung (z-Richtung) erfolgen. Für einen vertikalen Kanal, in dem die zwei Phasen aufwärts strömen, lässt sich die Mischungsimpulsgleichung Gl. (2.9) vereinfacht wie folgt angeben:

$$\begin{aligned} \frac{\partial p}{\partial z} = & \frac{\partial [\alpha \rho_v w_v + (1 - \alpha) \rho_l w_l]}{\partial t} + \frac{\partial [\alpha \rho_v w_v^2 + (1 - \alpha) \rho_l w_l^2]}{\partial z} \\ & + [\alpha \rho_v + (1 - \alpha) \rho_l] g + \frac{U_n}{A} \tau, \end{aligned} \quad (3.1)$$

mit dem Kanalquerschnitt A , dem benetzten Umfang U_n und der Wandschubspannung τ .

Im Bild 3.1 sind die Richtungen der einzelnen Impuls-Terme skizziert. Bei dieser Anordnung wirken die Schubspannung und die Schwerkraft gegen die Strömungsrichtung. Der Druck am Eintritt des betrachteten Volumenelements muß größer als am Austritt sein, um eine die Strömung treibende Druckkraft zu erzeugen.

Durch Integration von Gl. (3.1) über den Strömungsweg (dz) läßt sich die partielle Differentialgleichung in eine gewöhnliche Differentialgleichung umwandeln. Der resultierenden Gleichung kann man entnehmen, daß der Druckabfall der Zweiphasenströmung als Summe aus Beschleunigungs-, Gravitations- und Reibungsanteil zusammengefaßt werden kann:

$$\frac{dp}{dz} = \left(\frac{dp}{dz} \right)_B + \left(\frac{dp}{dz} \right)_G + \left(\frac{dp}{dz} \right)_R. \quad (3.2)$$

Bei Kanälen mit veränderlichen Querschnitten müssen zusätzlich die Kontraktions- und Extraktionsdruckverluste berücksichtigt werden. Näheres kann [2, 15] entnommen werden.

Im folgenden werden die Bedeutungen der einzelnen Druckverlustanteile beschrieben.

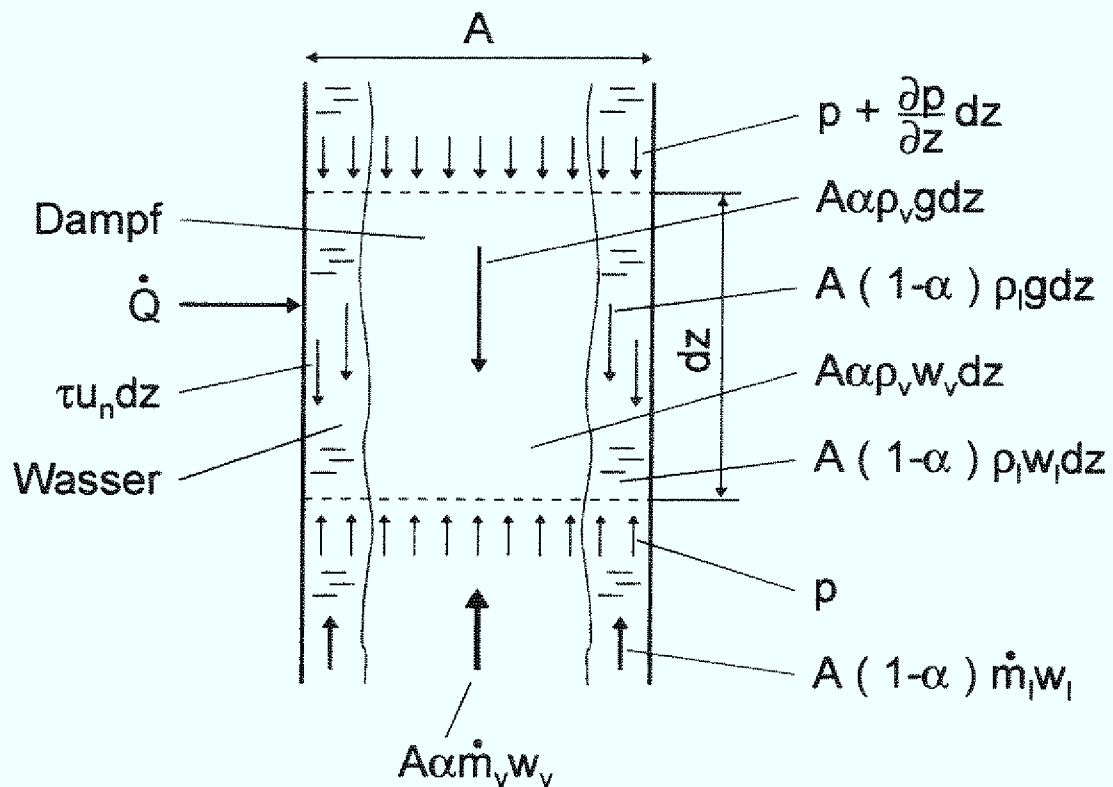


Bild 3.1: Kräftebilanz für den Impuls einer aufwärtsgerichteten Zweiphasen-Strömung.

3.1.1 Druckabfall durch Gravitation

Für vertikale Kanäle gilt:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_G = g [(\alpha - 1) \rho_l + \alpha \rho_v], \quad (3.3)$$

α ist eine Funktion der Höhe z .

Das Zweiphasen-Gemisch wird durch ständige Verdampfung auf seinem Strömungsweg immer leichter bzw. durch Kondensation immer schwerer.

3.1.2 Druckabfall durch Reibung

Der Reibungsdruckabfall des zweiphasigen Gemisches ergibt sich zu:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{R,2ph} = \frac{U_n}{A} \tau. \quad (3.4)$$

Reibungsverluste der Zweiphasen-Strömung können im Vergleich zur einphasigen Strömung sehr hohe Werte erreichen. Dies ist besonders bei Strömungen niedriger Systemdrücke der Fall. Der Grund ist die sehr geringe Dampfdichte bei niedrigen Systemdrücken. Hier reichen sehr kleine Massendampfgehalte aus, um hohe volumetrische Dampfgehalte und somit hohe Zweiphasen-Reibungsverluste zu bewirken. Dies bestätigen die Messungen von Nelson und Martinelli, die zeigen, daß z.B. bei einer Dampfqualität von 0.01 die Reibungsverluste bei 2 bar um mehr als das 8fache höher als bei 70 bar sind [16].

Zur Beschreibung der Zweiphasen-Reibungsverluste gingen Nelson und Martinelli [16] von der Überlegung aus, daß es möglich sein müßte, durch Einführung von Kennzahlen den Druckverlust zweiphasiger Gemische auf den einphasiger Strömungen zu beziehen, so daß sich der zweiphasige Reibungsdruckverlust aus dem einphasigen einfach über einen Multiplikator ergibt [2]. Sie führten den Begriff des Zweiphasenmultiplikators Φ ein. Als Bezugsgröße für den Druckverlust des Gemisches nahmen sie an, daß die Flüssigkeit alleine im Kanal strömen würde (ähnliche Betrachtung kann man auch mit der Dampfphase anstellen). Damit leiteten sie den Multiplikator Φ_l ab:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_{R,2ph} = \Phi_l^2 \left(\frac{dp}{dz}\right)_l, \quad (3.5)$$

mit der bekannten Beziehung für den einphasigen Reibungsverlust:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_l = \frac{\zeta_l}{2 d_h} \rho_l w_l^2, \quad (3.6)$$

hierin ist ζ der Reibungsverlustkoeffizient und d_h der hydraulische Kanaldurchmesser.

Aus ihren Experimenten leiteten sie eine Abhängigkeit des Zweiphasenmultiplikators von der Kennzahl X ab:

$$X_{tt} = \left(\frac{\mu_l}{\mu_v}\right)^{0,1} \left(\frac{1-\dot{x}}{\dot{x}}\right)^{0,9} \left(\frac{\rho_v}{\rho_l}\right)^{0,5}, \quad (3.7)$$

wobei μ die dynamische Viskosität und $\dot{x}$ der Massenstromdampfgehalt sind. Der Index (tt) enthält die Angabe, daß beide Phasen turbulent sind.

Der Zweiphasen-Multiplikator wird wie folgt angegeben:

$$\Phi_l^2 = 1 + \frac{C}{X} + \frac{1}{X^2}. \quad (3.8)$$

Die Konstante C hat den Wert 20 für ausgebildete vollturbulente Strömung. Die ausführliche Beschreibung der Nelsen-Martinelli-Methode findet man in [1] und [2]. Damit läßt sich die Bestimmung der Zweiphasenreibungsverluste durch die bekannten Reibungsverluste einphasiger Strömungen angeben, korrigiert durch einen Zweiphasen-Multiplikator Φ , der neben dem Massenstromdampfgehalt $\dot{x}$ von der Dichte und Viskosität beider Phasen abhängig ist.

3.1.3 Druckabfall durch Beschleunigung

Zweiphasen-Gemische können auch bei stationären Bedingungen, nämlich bei Phasenübergängen, bedingt durch Verdampfung, beschleunigt werden. Die Verdampfung bewirkt einen starken Druckabfall, da die Dampfphase ein wesentlich höheres Verdängungsvolumen besitzt als die Wasserphase, aus der sie entstanden ist. Bei heftiger Verdampfung übertrifft der dadurch verursachte Beschleunigungsdruckverlust bei weitem den Reibungsanteil.

Der Beschleunigungsdruckverlust des zweiphasigen Gemisches bei instationärer Strömung ergibt sich zu:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_B = \frac{d[\alpha \rho_v w_v + (1-\alpha) \rho_l w_l]}{dt} + \frac{d[\alpha \rho_v w_v^2 + (1-\alpha) \rho_l w_l^2]}{dz} \quad (3.9)$$

Bei stationärer Strömung entfällt der erste Term in der obigen Gleichung. Für diesen Fall kann man folgende Beziehung angeben:

$$\left(\frac{dp}{dz}\right)_B dz = \frac{\dot{M}^2}{A^2 \rho_l} \frac{dr}{dz} \quad (3.10)$$

$\dot{M}$ ist der Gesamtmassenstrom im Kanal:

$$\frac{\dot{M}}{A} = \frac{\dot{M}_v + \dot{M}_l}{A} = \alpha \rho_v w_v + (1-\alpha) \rho_l w_l \quad (3.11)$$

$$r = \frac{(1-\dot{x})^2}{1-\alpha} + \frac{\dot{x}^2}{\alpha} \frac{\rho_l}{\rho_v} \quad (3.12)$$

r wird Nelson-Martinelli-Parameter genannt, wobei $\dot{x}$ und α vom Ort z abhängig sind.

Der örtliche volumetrische Dampfgehalt α ist definitionsgemäß das Verhältnis des vom Dampf belegten Strömungsquerschnitts A_v zum Gesamtquerschnitt A des Strömungskanals:

$$\alpha = \frac{V_v}{V} = \frac{A_v dz}{A dz} \quad (3.13)$$

Der Massenstromdampfgehalt $\dot{x}$ ist das Verhältnis des Dampfmassenstroms $\dot{M}_v$ zum Gesamtmassenstrom:

$$\dot{x} = \frac{\dot{M}_v}{\dot{M}_v + \dot{M}_l} \quad (3.14)$$

Der Zusammenhang zwischen α und $\dot{x}$ ergibt sich dann zu:

$$\dot{x} = \frac{1}{1 + \frac{w_l}{w_v} \frac{\rho_l}{\rho_v} \frac{1-\alpha}{\alpha}} \quad (3.15)$$

Die Beziehung zwischen w_i und w , resultiert aus einer Drift-Korrelation (z.B. Willson- oder Viecez-Mayinger-Korrelation). Zur Bestimmung von α müssen noch die Massen- und Energiegleichungen herangezogen werden.

Durch Integration der betreffenden Gleichungen für die drei Druckverlustterme zusammen mit den Massen- und Energiegleichungen läßt sich dann der Gesamtdruckverlust für jede Stelle z des Strömungskanals angeben.

Auf eine analytische Lösung wird hier bewußt verzichtet, da diese mit vielen Annahmen und Vereinfachungen behaftet ist. Hier sollten nur die Grundzüge bei der Erfassung der Zweiphasen-Druckverluste erläutert werden. Die Bestimmung dieser Größen erfolgt, wie schon im vorherigen Kapitel angedeutet wurde, durch die numerische Lösung der Erhaltungsgleichungen, so wie dies im Rechenprogramm ATHLET vorgesehen ist.

Die Bedeutung sowie das Zusammenwirken der einzelnen Druckverlustterme wird bei der Behandlung der Zweiphasenströmungsinstabilität im nächsten Abschnitt deutlich.

3.2 Thermohydraulische Instabilität (THI)

Bild 3.2 zeigt den qualitativen Verlauf des integralen Druckabfalls Δp eines beheizten Kanals als Funktion des Massenstroms mit der Wärmestromdichte als Parameter. Der Abbildung kann man folgende Charakteristika entnehmen:

Bei großen Massenströmen reicht die Leistungsdichte nicht aus, um einen merklichen Wasseranteil zu verdampfen, und die Widerstandskennlinie folgt im wesentlichen dem parabolischen Verlauf der einphasigen Wasserströmung. Verringert sich dagegen der Massenstrom unter einen kritischen Wert (OFI: Onset of Flow Instability), so tritt verstärktes Verdampfen ein und die dadurch hervorgerufene Zweiphasenströmung führt trotz kleiner werdendem Durchsatz zum Anstieg des Druckverlustes. Der Wiederanstieg der Druckverluste ab OFI wird durch die hohen Beiträge der Reibungs- und Beschleunigungsanteile der Zweiphasenströmung bewirkt, die die einphasigen Reibungsverluste gleichen Massenstroms weit übersteigen. Bei weiterer Abnahme des Massenstroms wird der Gesamtbereich der Zweiphasenströmung durchlaufen, bis schließlich alles Wasser verdampft, und der Druckverlustverlauf folgt dann der Parabel für die Reibungsverluste der einphasigen Dampfströmung.

Der Beginn des instabilen Bereiches ist durch das Minimum im Kurvenverlauf ($\Delta P_{\min}$ bei OFI) gegeben. Es verschiebt sich mit zunehmender Leistungsdichte zu höheren Durchsätzen hin.

Die THI kann im niedrigen Druckbereich (≤ 20 bar) bei einem mit hoher Wärmestromdichte belasteten Kanal bereits im unterkühlten Siedebereich entstehen, wie die Untersuchungen von Deal und Bergels [1] sowie Whittle und Forgen [17] zeigten. Die Dampfbildung in diesem Bereich wird dadurch bewirkt, daß es an der gekühlten Heizfläche, die hohe Wärmeströme übertragen muß, zu Siedeerscheinungen kommt, obwohl das Kühlmittel noch unterkühlt ist. Der in diesem thermodynamischen Ungleichgewichtszustand gebildete Dampf führt dann zum Wiederanstieg des Druckverlustes infolge der Beschleunigungs- und Reibungsverluste, die bei niedrigen Systemdrücken besonders hoch ausfallen. Im Bild ist der durch die Pumpe aufgeprägte Differenzdruck

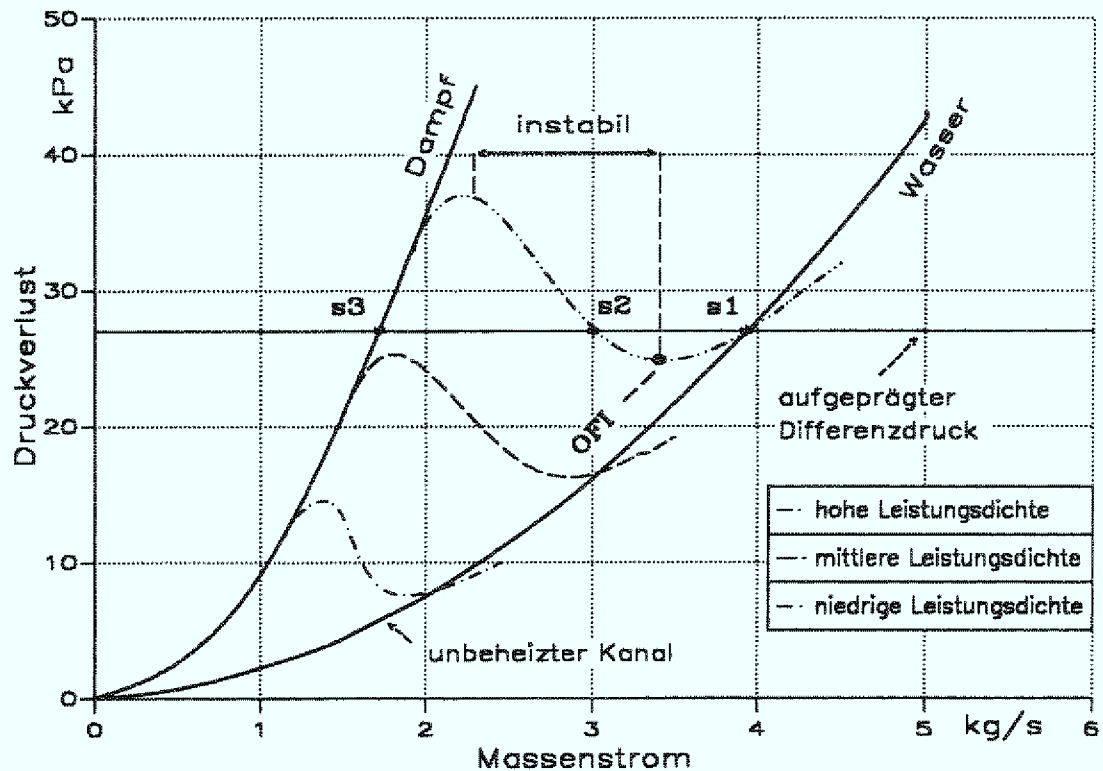


Bild 3.2: Widerstandskennlinien eines beheizten Kanals bei verschiedenen Leistungsdichten (OFI: Onset of Flow Instability).

eingetragen. Der Betriebspunkt des Kanals entspricht dem Schnittpunkt zwischen der Widerstandskennlinie und dem Differenzdruck. Im einphasigen Strömungsbereich existiert nur ein Schnittpunkt, bei dem ein stabiler Betrieb des Kanals gewährleistet ist. Im Zweiphasenbereich existieren dagegen wegen des durch die Dampfbildung verursachten Umschlags im Kurvenverlauf drei Schnittpunkte, die nicht alle stabilen Charakter aufweisen. Ein einfaches, aber rein statisches Stabilitätskriterium zur Beschreibung dieses Phänomens wird von Ledinegg angegeben. Die Strömung im Kanal ist stabil, wenn folgende Bedingung erfüllt ist [1, 22, 23]:

$$\frac{\partial(\Delta p)_F}{\partial G} \leq \frac{\partial(\Delta p)_w}{\partial G}, \quad (3.16)$$

Δp_F ist die aufgeprägte Druckdifferenz durch die Pumpe und Δp_w der Strömungswiderstand des Kanals.

Dieses Kriterium wird aus den Gleichungen der stationären Strömung hergeleitet. Danach sind die Punkte s1 und s3 stabil, während der Punkt s2 instabil ist. Ein Betrieb bei s2 ist deshalb nicht möglich, da eine leichte Abnahme des Massenstroms einen abrupten Sprung zum Punkt s3 verursachen würde. Der neue Punkt s3 ist zwar stabil, entspricht aber einem sehr niedrigen Massenstrom, so daß die Strömung voll im einphasigen Dampfbereich liegt, der einen wesentlich schlechteren Wärmeübergang aufweist als die

flüssige Phase. Die Folge wäre ein burn-out (Durchbrennen) der Kanalwand. Damit ist ein sicheres Betreiben des Kanals links vom Minimum (OFI) nicht möglich.

3.3 Parallelkanal-Instabilität

Das bisher beschriebene Instabilitätsverhalten gilt für Einkanalsysteme. Thermohydraulische Systeme, die aus mehreren parallel geschalteten und mit verschiedenen Leistungen belasteten Kanälen bestehen, weisen wegen der gegenseitigen Wechselwirkung unter den einzelnen Kanälen ein anderes Instabilitätsverhalten auf. Derartige Verhältnisse findet man u.a. bei Forschungsreaktoren, die in der Regel bei niedrigen Systemdrücken (≤ 20 bar) und hohen Wärmestromdichten ($\geq 150 \text{ W/cm}^2$) betrieben werden. Im Kern solcher Reaktoren sind die Brennelemente und damit die Kühlkanäle wegen der radialen Neutronenflußverteilung unterschiedlichen Leistungen ausgesetzt. Die so unterschiedlich beheizten Kanäle sind über gemeinsame Sammler am Ein- und Austritt des Kerns parallel geschaltet (Bild 3.3). Die treibende Druckdifferenz, die durch die Umwälzpumpe fest vorgegeben ist, ist daher für alle Kanäle praktisch gleich und richtet sich generell nach dem Kühlwasserbedarf des am höchsten beheizten Kanals. Verringert sich nun der Durchsatz in einem Kanal aus irgendeinem Grund unter OFI, so wird die Strömung instabil und der Durchsatz sinkt weiter ab. Der gleiche Effekt kann durch eine unkontrollierte Leistungsexkursion im betrachteten Kanal bewirkt werden. Die einsetzende heftige Verdampfung führt zu einer Blockage des betroffenen Kanals, während die thermohydraulischen Verhältnisse in den restlichen Kanälen sich kaum verändert haben. Das Kühlmittel strömt nun bevorzugt in die noch intakten Kanäle, da sie einen geringeren Strömungswiderstand aufweisen. Der Durchsatz stabilisiert sich, wie bei einem Einkanalsystem, wieder bei s_3 (siehe Bild 3.2), also bei gleichem Druckverlust wie bei s_1 , wo die Strömung allerdings aus Dampf besteht, der zur Kanalkühlung nicht ausreicht. Der Durchsatzrückgang kommt faktisch einem Kühlungsausfall des betroffenen Brennelementes gleich. Bei solchen hochbelasteten Brennelementen muß daher unmittelbar nach Einsetzen der Strömungsinstabilität mit der Überschreitung der kritischen Heizflächenbelastung (KHB) und einer folgenden Beschädigung der Brennelementoberfläche gerechnet werden.

Maulbetsch und Griffith [27] untersuchten die Instabilität eines mit einem Bypass parallel geschalteten Kanals, der mit hoher Wärmestromdichte und bei niedrigem Systemdruck betrieben wurde. Sie stellten dabei fest, daß die bereits im unterkühlten Siedebereich aufgetretene Instabilität in der Nähe des Minimums der Druckverlust-Kurve (links von OFI im Bild 3.2) zur kritischen Heizflächenbelastung (KHB) führte.

Die Untersuchungen für den Forschungsreaktor SRS-HWR [18], der bei $p \approx 2$ bar und $q \approx 190 \text{ W/cm}^2$ betrieben wird, zeigen tatsächlich, daß im Gegenteil zu DWR und SWR, bei denen die kritische Heizflächenbelastung (KHB)³ die Auslegungsgrenze darstellt, bei einem derartigen Forschungsreaktor das Einsetzen der Parallelkanal-Instabilität im

³ Druckwasserreaktoren sind gegen das Leidenfrostphänomen (DNB: Departure from Nucleate Boiling) ausgelegt, bei dem ein isolierender Dampffilm den Kontakt der Brennelementoberfläche mit dem Kühlwasser verhindert. Siedewassereaktoren sind gegen die Austrocknung des Flüssigkeitsfilms (Dryout) an der Brennelementoberfläche ausgelegt.

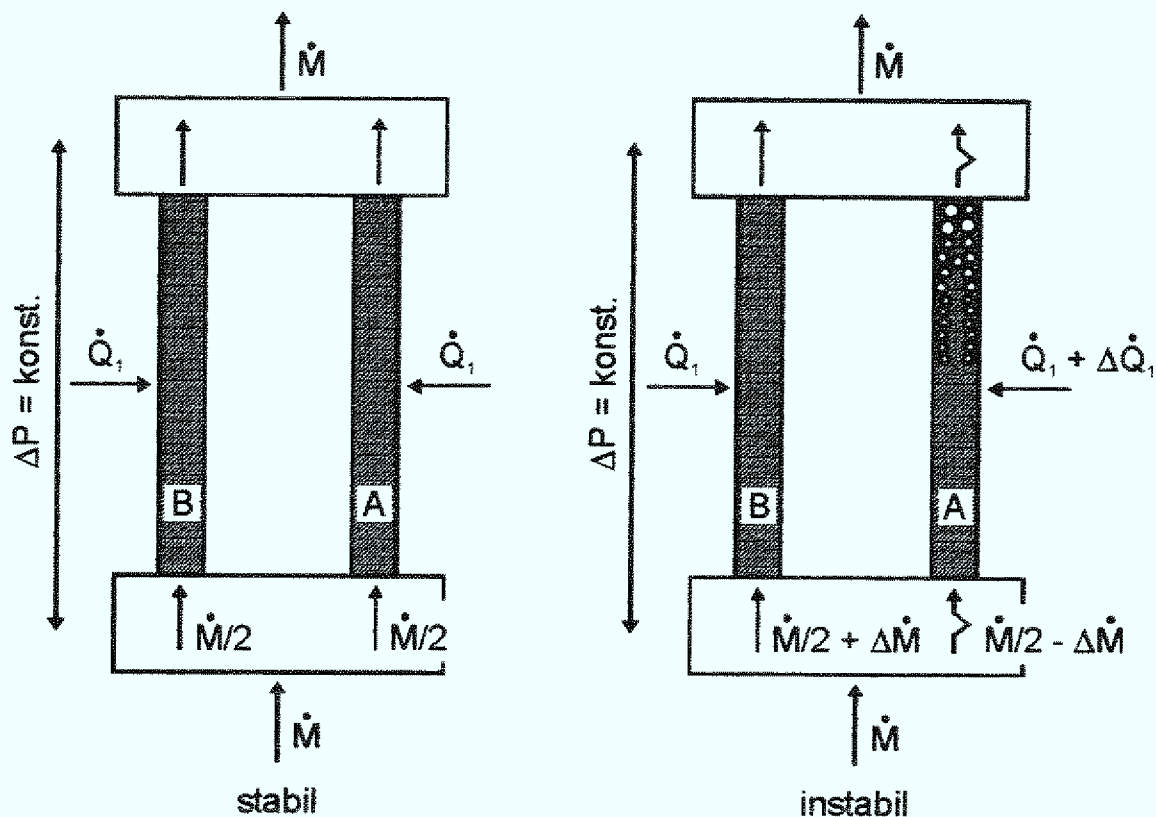


Bild 3.3: Das Phänomen der Parallelkanalinstabilität (schematisch).

unterkühlten Siedebereich als Auslegungsgrenze anzusehen ist. Diese Situation findet man ebenfalls beim Jülicher Forschungsreaktor FRJ-2 [95]. Aus diesem Grund müssen die Phänomene im unterkühlten Siedebereich in solchen Rechenprogrammen, die auf Forschungsreaktoren angewendet werden, korrekt modelliert sein, um die Instabilität in diesem Bereich simulieren zu können.

3.4 KFA-Versuche zur thermohydraulischen Instabilität

Auf Grund der spezifischen Besonderheiten eines Forschungsreaktores kommt der Erfassung der thermohydraulischen Instabilität (THI) bei diesem Reaktortyp, wie bereits ausgeführt, eine Schlüsselrolle zu. Zur Untersuchung dieses Instabilitätsverhaltens der hochbelasteten Brennelemente des Jülicher Forschungsreaktors wurden daher vor einigen Jahren umfangreiche Versuche durchgeführt, die die folgenden Betriebsbedingungen des FRJ-2 abdecken:

- hohe Heizflächenbelastungen: $\dot{q} \leq 160 \text{ W/cm}^2$,

- niedriger Systemdruck: $p \approx 1.14$ bar am Austritt der Brennelemente,
- tubulare Brennelemente mit annularen Kanälen der Spaltweiten von etwa 3.3 mm,
- Wassereintrittstemperaturen zu den Brennelementen ≤ 60 °C.

3.4.1 Beschreibung der Versuchsanlage

Die Versuchsanlage für die Instabilitätsuntersuchungen geht aus Bild 3.4 hervor. Sie besteht aus Primär-, Sekundär- sowie Reinigungs- und Entgasungskreislauf. Im Primärkreislauf wird das Wasser mit Hilfe einer Zentrifugalpumpe umgewälzt, die einen maximalen Fördervolumenstrom von $120 \text{ m}^3/\text{h}$ erlaubt. Die Kontrolle des benötigten Wasservolumenstroms übernehmen zwei Turbinendurchflußmesser verschiedener Meßbereiche (maximaler Volumenstrom: $50 \text{ m}^3/\text{h}$). Mit Hilfe von Drosselventilen kann der Volumenstrom auf den für die Messung erforderlichen Wert einreguliert werden. Danach strömt das Wasser in die Ringkanalteststrecke, deren innerer Teil aus einem dünnwandigen Edelstahlrohr der Wanddicke 2 mm besteht, welches durch Anlegen einer Gleichspannung über die Länge und den Umfang gleichmäßig beheizt wird (konstante Wärmestromdichte). Nach Austritt aus der Teststrecke passiert das Fluid einen Gegenstromwärmetauscher, der die Rückkühlung des Wassers auf die erforderliche Eintrittstemperatur übernimmt. Dabei wird die überschüssige Wärme an das Sekundärwasser abgegeben. Der Sekundärkreislauf ist offen und wird während des Betriebs mit Frischwasser versorgt.

Der Entgasungskreislauf spielt eine wichtige Rolle, da er das aus der Teststrecke ausströmende Wasser von möglichen Gasresten (z.B. Sauerstoff) befreit. Dies ist für die Untersuchung deshalb von Bedeutung, weil der Gasinhalt im Wasser die Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge in der Teststrecke beeinflussen kann. Anlagerung von Gas- oder Dampfresten in den Vertiefungen der beheizten Oberfläche begünstigen die Dampfblasenbildung. Inertgaskonzentrationen im Wasser verschlechtern dagegen die Kondensation von Dampfblasen im unterkühlten Wasser.

3.4.2 Die Teststrecke

Der Aufbau der Teststrecke kann man Bild 3.5 entnehmen. Hierbei handelt es sich um einen vertikalen annularen Kanal, der aus zwei konzentrischen kreisförmigen Rohren gebildet wird. Das Innenrohr besteht aus zwei unbeheizten Teilen aus Kupfer am Ein- und Auslauf der Teststrecke mit der jeweiligen Länge von 130 mm. Die beheizte mittlere Zone der Länge 609 mm ist aus VA mit einer Wandstärke von 2 mm und einem Außendurchmesser von 25 mm [19]. Wie bereits erwähnt, erfolgt die Beheizung der Teststrecke über direkten Stromdurchgang (Stromstärke 20 kA, Spannung 12.5 V) der mittleren Zone, wobei durch den Ohmschen Widerstand des VA der gewünschte Wärmestrom freigesetzt wird. Mit dieser Methode kann eine nahezu homogene Verteilung der Wärmestromdichte entlang der beheizten Strecke erzielt werden. Das Außenrohr ist aus speziellem temperaturbeständigem Glas mit einer Wandstärke von 4 mm und einer Länge von 700 mm. Es wurden drei Außenrohre mit den Innendurchmessern 29 mm, 31 mm und 33 mm verwendet, so daß die Versuche mit drei verschiedenen Ringspaltweiten von 2 mm, 3 mm und 4 mm durchgeführt werden konnten. Zur Kontrolle der Ein- und

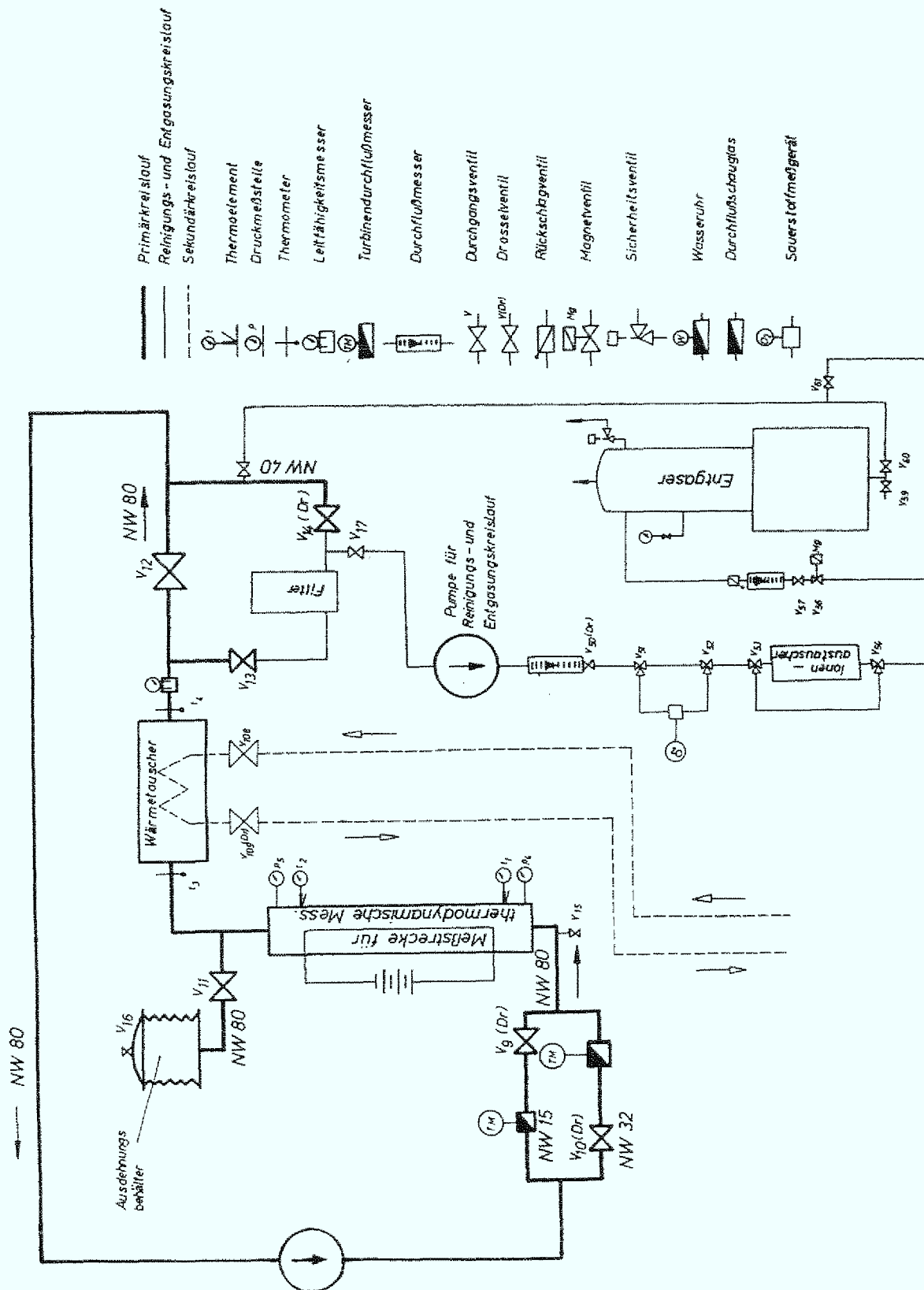


Bild 3.4: Flußschema des KFA-Versuchskreislaufes zur Untersuchung der thermohydraulischen Instabilität.

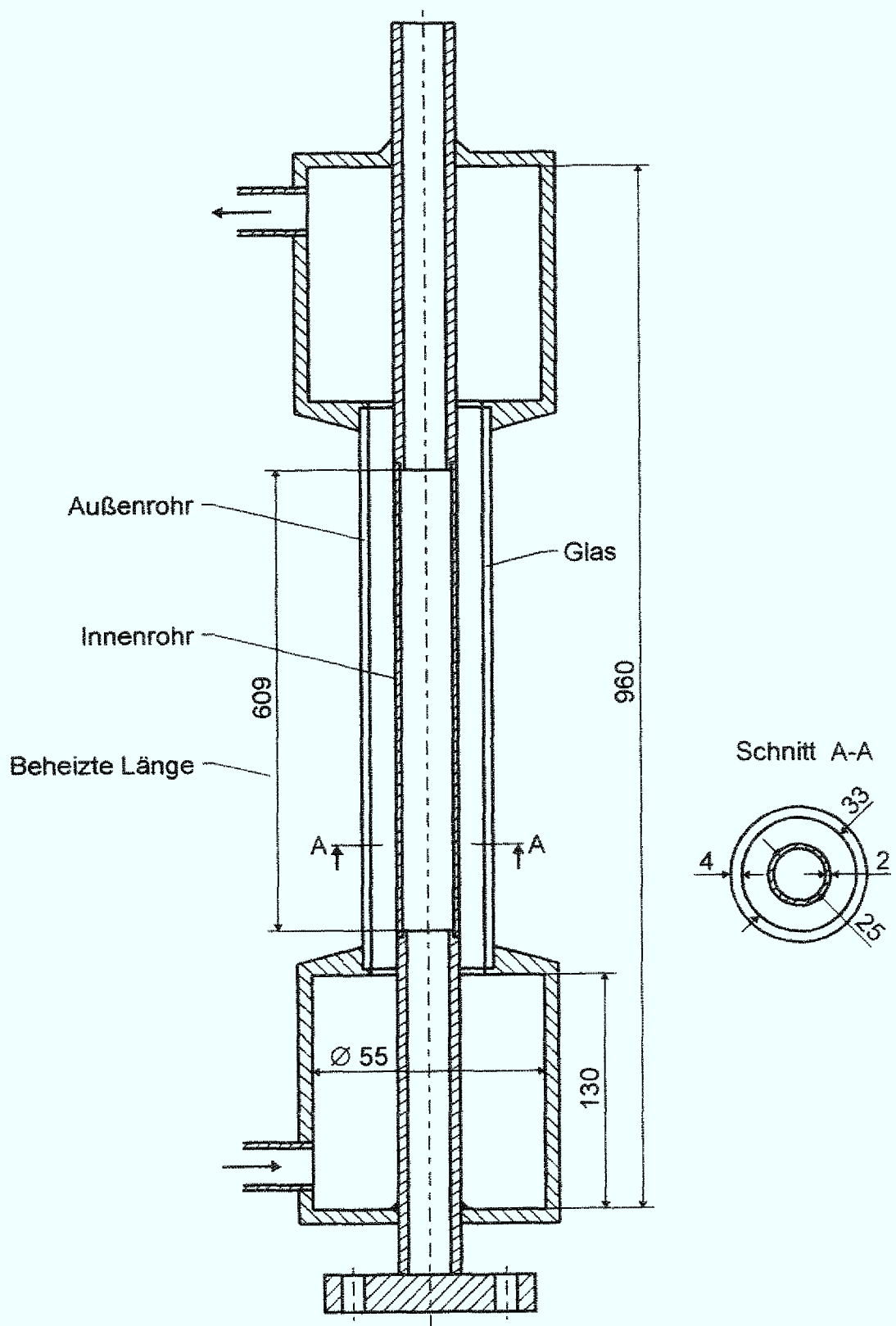


Bild 3.5: Schema der KFA-Teststrecke zur Untersuchung der thermohydraulischen Instabilität.

Austrittstemperatur dienen zwei am Ein- und Austritt der Teststrecke untergebrachte Thermoelemente. Die Bestimmung des integralen Druckverlustes Δp entlang der Teststrecke erfolgt durch Messung der Ein- und Austrittsdrücke mit induktiven Druckaufnehmern. Mit Hilfe eines Ausdehnungsbehälters, der am Austritt der Meßstrecke eingebaut ist, wird der Absolutdruck am Austritt aufgeprägt und kontrolliert. Bei Berücksichtigung des Wasserstandes im Dehnungsbehälter ergibt sich der Druck am Austritt wie folgt:

$$p_a = p_{Luft} + \Delta p_{DB},$$

Δp_{DB} entspricht dem Überdruck am Austritt gegenüber dem freien Wasserspiegel im Dehnungsbehälter und p_{Luft} dem Atmosphärendruck.

Die beheizte Teststrecke ist gegen thermische Überhitzung geschützt. Hierzu dient ein burn-out-Abschalter, dessen Wirkungsweise auf der Temperaturabhängigkeit der elektrischen Widerstände metallischer Leiter beruht (lineare Zunahme des Ohmschen Widerstands mit steigender Temperatur). Dazu wurden die elektrischen Teilwiderstände der beiden Hälften der beheizten Länge über Spannungsabgriffe gemessen. Kommt es durch Filmsieden zu einer lokalen Überhitzung des beheizten Innenrohrs, so ändert sich der elektrische Widerstand der betroffenen Teilstrecke. Das Verhältnis der beiden Teilspannungen verschiebt sich, und der fließende Strom in der Schaltung führt über ein Relais zum Abschalten der Stromversorgung [50].

3.4.3 Versuchsparemeter

Die Ringkanalspaltweiten der tubularen Brennelemente des FRJ-2 liegen im Bereich zwischen 3.10 mm und 3.72 mm. Zur Abdeckung des Geometriebereichs wurden Versuche mit verschiedenen annularen Spaltweiten durchgeführt. Hierzu wurden durch Austausch des Außenrohrs der Teststrecke drei Spaltweiten von 2 mm, 3 mm und 4 mm erzielt. Der durch den Ausdehnungsbehälter nahezu konstant gehaltene Druck am Austritt der Teststrecke lag bei etwa 1.14 bar. Für jede der drei Spaltweiten wurde die Wassereintrittstemperatur und die Wärmestromdichte im beheizten Innenrohr entsprechend Tabelle 3.1 variiert.

Die gleichen Versuche wurden sowohl für aufwärts- als auch für abwärtsgerichtete Strömungen durchgeführt.

3.4.4 Durchführung der Versuche

Ziel eines jeden Versuches war die genaue Erfassung jener Durchsatzrate, bei der unter den herrschenden thermodynamischen Bedingungen der Beginn der thermohydraulischen Instabilität einsetzt. Vorbereitend zu jeder Versuchsreihe, die bei einer konstanten Eintrittstemperatur durchgeführt wurde, wurde stets der einphasige Druckverlust des Kanals für die vorgegebene Wassereintrittstemperatur ohne Leistungszufuhr ermittelt. Insgesamt handelt es sich um 72 Versuche.

Tabelle 3.1: Parameterbereich der KFA-Versuche zur thermohydraulischen Instabilität.

Wassereintritts- temperatur [°C]	Heizflächenbelastung [W/cm ²]			
	0	100	150	200
40	◇	◇	◇	◇
50	◇	◇	◇	◇
60	◇	◇	◇	◇

Der Durchsatz wurde stufenweise auf den gewünschten maximalen Wert (entspricht einer Eintrittsgeschwindigkeit von 6.5 m/s) erhöht und die dazu gehörenden Druckverlustwerte bestimmt. Danach wurde die Energiezufuhr eingeschaltet und die Leistung auf den vorgesehenen Wert gebracht und dort konstant gehalten. Der Durchsatz wurde dann, ausgehend vom vorher erreichten Maximalwert, stufenweise reduziert (entsprechende Geschwindigkeitsreduzierung um ca. 0.5 m/s), und die zugehörigen Druckverluste wurden ermittelt. Im unteren Durchsatzbereich wurden die Stufen verkleinert (entsprechender Geschwindigkeitsrückgang ca. 0.1 m/s), um das Minimum im Kurvenverlauf und somit den Einsatzzpunkt der Instabilität genau zu erfassen. Da zur Teststrecke keine Parallelkanäle bestanden und demzufolge über die Pumpe und die der Teststrecke vorgeschalteten Drosselventile der Durchfluß aufgeprägt wurde, konnte der Kurvenverlauf über das Minimum hinaus ausgemessen werden.

Beim nächsten Versuch wurde eine neue Wärmestromdichte eingestellt, wobei die Eintrittstemperatur konstant blieb, und der Versuchsablauf wiederholte sich von neuem. Am Ende erhielt man eine Gruppe von Druckverlust-Durchsatz-Kurven mit der Wärmestromdichte als Parameter. Bei der nächsten Versuchsserie wurde die Eintrittstemperatur geändert, und das Vorgehen wiederholte sich wie vorher. Die neue Gruppe der gemessenen Druckverlust-Durchsatz-Kurven galt dann für die neue Eintrittstemperatur.

3.4.5 Auswertung der Versuche und Diskussion der Ergebnisse

Es werden bei der Auswertung der Versuche repräsentativ drei Fälle ausführlich behandelt, wobei die Vorgehensweise der Auswertung bei den restlichen ähnlich ist. Für jede der drei Spaltweiten wird als Beispiel ein Fall der Aufwärtsströmung gewählt. Bild 3.6, 3.7 und 3.8 zeigen für die drei Spaltweiten die Entwicklung des Druckverlustes Δp in Abhängigkeit von der Wassergeschwindigkeit am Eintritt zur Teststrecke mit der Wärmestromdichte als Parameter. Die Kennlinien zeigen folgende Tendenzen:

1. Ohne Beheizung ($\dot{q}=0 \text{ W/cm}^2$) nimmt der integrale Druckverlust des Kanals mit dem Quadrat der Eintrittsgeschwindigkeit zu. Durch die Beheizung wird Δp zunächst günstig beeinflusst, und nimmt dadurch ab. Dies ist damit zu begründen, daß sowohl die Dichte als auch die Zähigkeit des Wassers in der wandnahen laminaren Unterschicht mit steigender Wassertemperatur zurückgehen, womit auch der Druckverlust sinkt. Aus demselben Grund ist zu beobachten, daß im Bereich höherer Strömungsgeschwindigkeiten die Druckverluste bei höheren Wärmestromdichten niedriger sind als bei entsprechend kleineren Wärmestromdichten.
2. Bei abnehmender Strömungsgeschwindigkeit und konstant gehaltener Wärmestromdichte (z.B. für $\dot{q} = 200 \text{ W/cm}^2$) kommt es bei Unterschreiten einer bestimmten Geschwindigkeit zum Wiederanstieg des Druckverlustes. Dies ist, wie schon erwähnt, auf die verstärkte Dampfbildung an der beheizten Wand zurückzuführen, die sowohl die Reibungsverluste des Zweiphasengemisches erhöht als auch zusätzlich Beschleunigungsverluste durch die gebildeten Dampfblasen hervorruft. Durch diese Effekte beginnt ab dieser Geschwindigkeit der instabile Bereich, der durch das ausgeprägte Minimum im Kurvenverlauf gegeben ist. Deutlich zu sehen ist die Verschiebung des Umschlagpunktes mit zunehmender Wärmestromdichte zu höheren Eintrittsgeschwindigkeiten. Dies liegt daran, daß der Beginn der Nettodampfbildung sich mit zunehmender Wärmestromdichte zu höheren Geschwindigkeiten hin verlagert. Ähnliches bewirkt die Erhöhung der Wassereintrittstemperatur, die zur Verminderung der Wasserunterkühlung im Kanal führt, was die Nettodampfbildung ebenfalls begünstigt.

Den Kurven kann man entnehmen, daß der Umschlagpunkt im Kurvenverlauf bei der kleinen Spaltweite von $S = 2 \text{ mm}$ (Bild 3.6) ausgeprägter ist als bei den größeren (Bild 3.7 und 3.8). Dies könnte darauf zurückgeführt werden, daß mit abnehmender Spaltweite und bei sonst gleichen Versuchsbedingungen der kleiner gewordene Kanalquerschnitt schneller und effektiver von den langsamer kondensierenden Dampfblasen blockiert werden kann. Die langsamere Kondensation der Dampfblasen hängt in erster Linie von der Abnahme der Flüssigkeitsunterkühlung zusammen, wie dies im Kapitel 5 bei der Beschreibung der Blasen Kondensation deutlich wird. Der Einfluß der Kanalgeometrie auf die Instabilität scheint somit wichtig zu sein.

3. Es ist zu beobachten, daß es nicht immer möglich ist, eine exakte Angabe über den Wert der Strömungsgeschwindigkeit, bei der die Strömung instabil wird, zu machen, sondern vielmehr nur innerhalb eines Schwankungsintervalls. Die entsprechenden Meßunsicherheiten kann man Tabelle 3.2, 3.3 und 3.4 entnehmen. Die möglichst genaue Angabe des kritischen Wertes der Strömungsgeschwindigkeit ist deshalb

wichtig, weil man beim Betrieb eines Kanals zum einen die geringeren Druckverluste in der Nähe des Minimums, verbunden mit durch Blasensieden verbessertem Wärmeübergang, ausnutzen und gleichzeitig nicht zuviel Reserven verschenken möchte, zum anderen aber sichergestellt sein muß, daß Störungen nicht zu kritischen Verhältnissen führen.

Die im Versuch ermittelten Einsatzpunkte der Instabilität (OFI) mit den zugehörigen Meßunsicherheiten sind Tabelle 3.2, 3.3 und 3.4 zu entnehmen. Die Tabellen liefern die Koordinaten des Minimums der Δp -w-Kurven, die für die jeweiligen thermohydraulischen Bedingungen gemessen wurden. Zur Verdeutlichung sind ferner die beim Auftreten der Instabilität gemessenen Kühlmitteltemperaturen am Kanalaustritt angegeben. Festzuhalten ist, daß die Instabilität bei allen Versuchen im unterkühlten Siedebereich aufgetreten ist. Zu erkennen ist dies an der Wassertemperatur am Kanalaustritt, die unter der zum herrschenden Systemdruck gehörenden Sättigungstemperatur liegt. Die Sättigungstemperatur liegt bei 103 °C bei einem Austrittsdruck von etwa 1.14 bar. Damit handelt es sich bei den vorliegenden Versuchsbedingungen um thermohydraulische Instabilität im *unterkühlten Siedebereich (Subcooled Flow Instability)*.

Tabelle 3.2: Gemessene Einsatzpunkte der thermohydraulischen Instabilität in Abhängigkeit von der Heizflächenbelastung und der Eintrittstemperatur für eine Ringkanalweite von 2 mm.

Wärmestromdichte (W/cm ²)	Eintrittstemperatur (°C)	Austrittstemperatur (°C)	Einsatzpunkt (OFI)	
			w (m/s)	Δp (kPa)
100	50	94.2	1.44±0.04	7.9
150	50	92	2.35±0	18.5
200	50	90.7	3.3±0	33
100	60	94	1.91±0.05	11±0.9
150	60	95.2	2.8±0.05	26±0.2
200	60	95.2	3.6±0.11	47±0.2

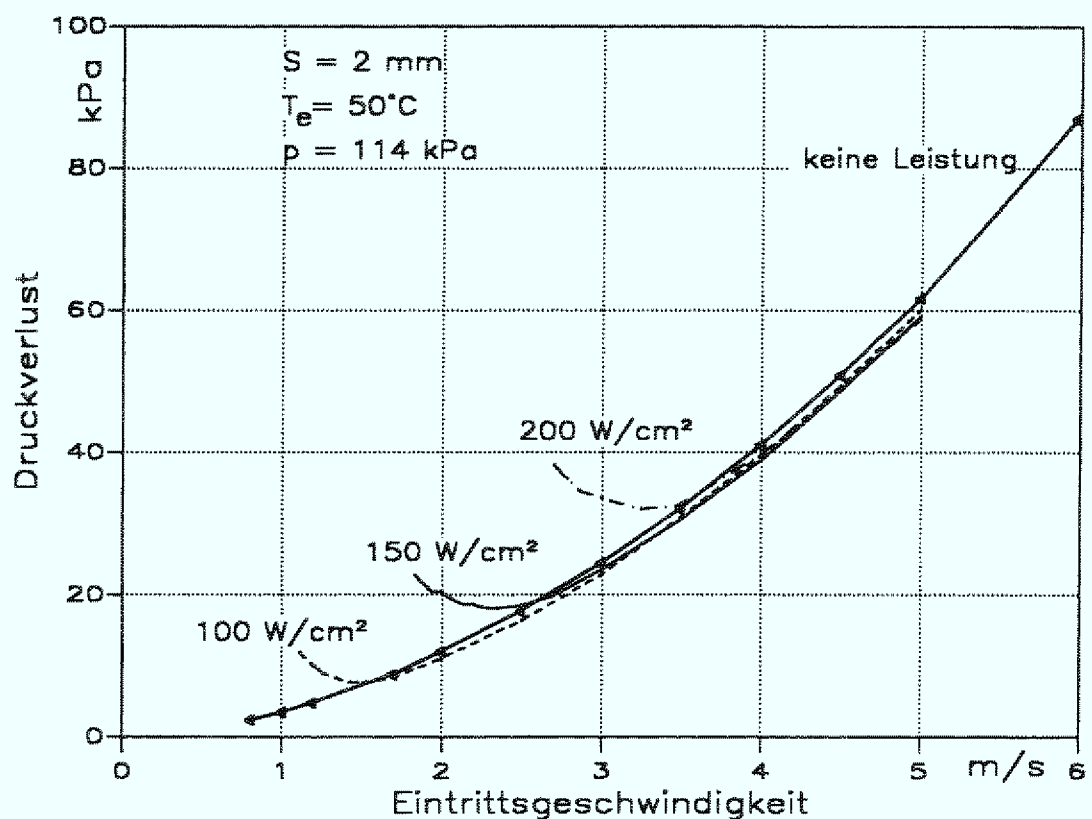


Bild 3.6: Gemessener Druckverlust der unbeheizten und beheizten Teststrecke als Funktion der Wassergeschwindigkeit am Eintritt mit der Heizflächenbelastung als Parameter für eine Ringkanalweite von 2 mm und eine Eintrittstemperatur von 50 °C.

Tabelle 3.3: Gemessene Einsatzpunkte der thermohydraulischen Instabilität in Abhängigkeit von der Heizflächenbelastung und der Eintrittstemperatur für eine Ringkanalweite von 3 mm.

Wärmestromdichte (W/cm ²)	Eintrittstemperatur (°C)	Austrittstemperatur (°C)	Einsatzpunkt (OFI)	
			w (m/s)	Δp (kPa)
100	50	86.1	1.1±0.1	2.7
150	50	83.9	1.7±0.05	7.1
200	50	82	2.35±0.05	13.2
100	60	90.1	1.35±0.05	4.14
150	60	88.2	2.1	10.6
200	60	86.1	2.9	19.2

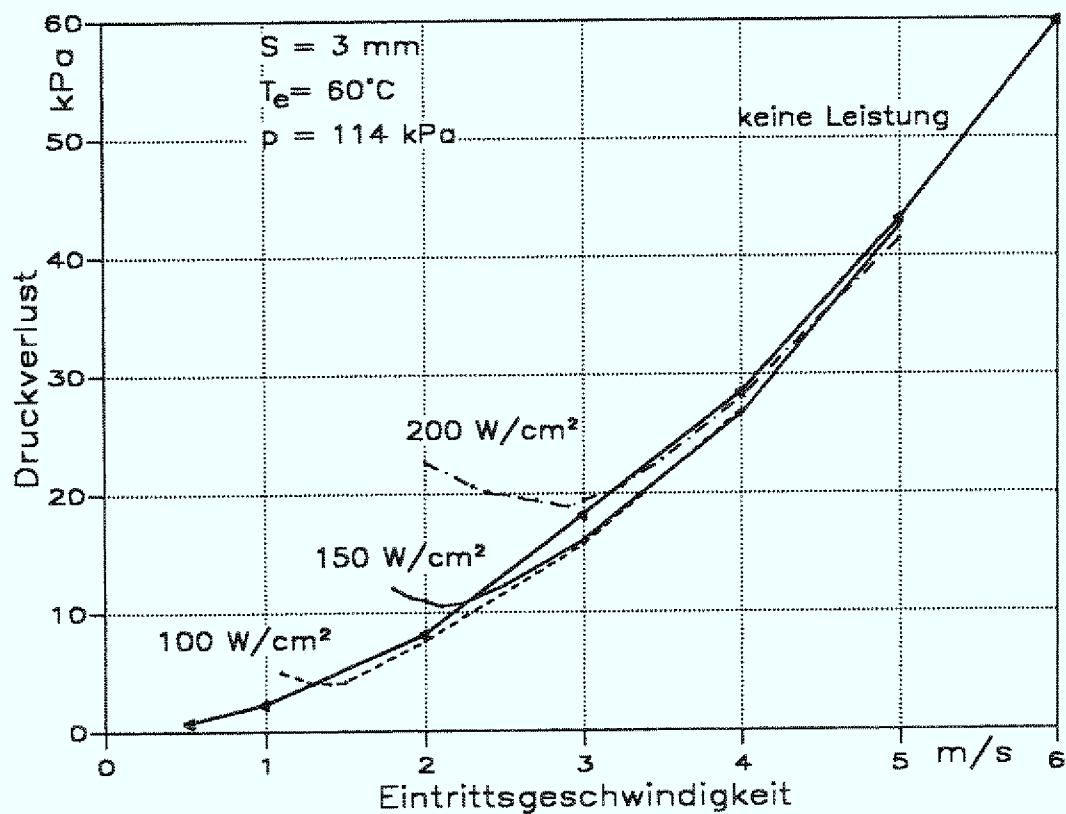


Bild 3.7: Gemessener Druckverlust der unbeheizten und beheizten Teststrecke als Funktion der Wassergeschwindigkeit am Eintritt mit der Heizflächenbelastung als Parameter für eine Ringkanalweite von 3 mm und eine Eintrittstemperatur von 60 °C.

Tabelle 3.4: Gemessene Einsatzpunkte der thermohydraulischen Instabilität in Abhängigkeit von der Heizflächenbelastung und der Eintrittstemperatur für eine Ringkanalweite von 4 mm.

Wärmestromdichte (W/cm ²)	Eintrittstemperatur (°C)	Austrittstemperatur (°C)	Einsatzpunkt (OFI)	
			w (m/s)	Δp (kPa)
100	50	86.5	0.8±0	1.7±0.5
150	50	82.5	1.57±0.23	4.3±0.7
250	50	85.5	1.6±0	11±1
100	60	95.5	0.84±0.06	1.8±0.75
150	60	89.5	1.55±0.05	5.6±0.6
200	60	85.8	2.5±0.1	13.2±1

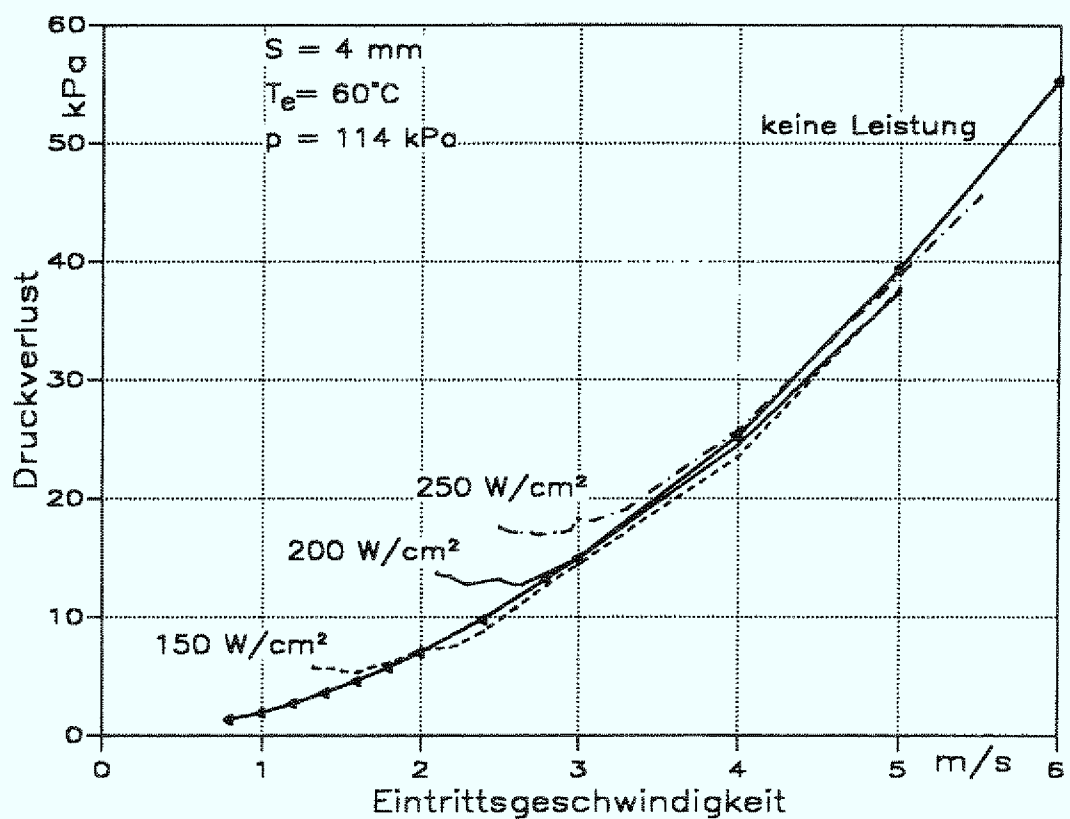


Bild 3.8: Gemessener Druckverlust der unbeheizten und beheizten Teststrecke als Funktion der Wassergeschwindigkeit am Eintritt mit der Heizflächenbelastung als Parameter für eine Ringkanalweite von 4 mm und eine Eintrittstemperatur von 60 °C.

3.5 Nachrechnung der KFA-Versuche mit dem Programm ATHLET

Im folgenden wird der Versuch unternommen, die vorher beschriebenen KFA-Experimente mit dem Thermohydraulikprogramm ATHLET nachzurechnen. Dazu wurden mit der über die in ATHLET verfügbaren Grundelemente nachgebildeten Teststrecke der Versuchsablauf simuliert und unter den verschiedenen thermohydraulischen Versuchsbedingungen die gemessenen Druckverlust-Geschwindigkeits-Kurven nachvollzogen. Die Qualität der Nachrechnung wird danach beurteilt, inwieweit das Programm in der vorliegenden Version in der Lage ist, die Einsatzpunkte der Instabilität mit vertretbarer Genauigkeit zu bestimmen.

3.5.1 Nodalisation der Teststrecke

Die in der Nachrechnung verwendete Nodalisation der Teststrecke geht aus Bild 3.9 hervor. Der Strömungskanal ist in drei Bereiche unterteilt. Am Kanaleintritt befinden sich drei unbeheizte Kontrollvolumina, die die Einströmbedingungen modellieren. Der anschließende Teil des Kanals wird durch 19 Kontrollvolumina feindiskretisiert, wobei die beheizte Länge von 0.6 m durch die ersten 14 Volumina dargestellt wird. Die Einströmung wird mit einem FILL modelliert. Am oberen Ende des Kanals wird ein Time Dependent Volume (TDV) mit einem konstanten Druck verwendet. Die wärmeübertragenden Strukturen werden in gleicher Knotenlänge wie der beheizte Anteil des Kanals diskretisiert. Die Wärmeerzeugung im Innenrohr wird über ein spezielles Modell erfaßt, das die Steuerung der Wärmezufuhr über eine Zeitfunktion ermöglicht. Die axiale Verteilung der Wärmezufuhr entspricht einer konstanten Wärmestromdichte über die Länge der beheizten Strecke. Die Wärmeverluste an die Umgebung werden dadurch berücksichtigt, daß die äußere Seite des Außenrohres auf einer Randtemperatur von 30 °C festgehalten wird [29].

3.5.2 Ausführung der Rechnung

Für die erste Nachrechnung wurde beispielhaft ein Experiment mit folgenden Parametern gewählt:

Ringkanalweite = 4 mm; daraus ergibt sich ein hydraulischer Durchmesser von 8 mm, Wärmestromdichte = 200 W/cm² und Wassereintrittstemperatur = 60 °C.

Es wurde zuerst eine Eintrittsgeschwindigkeit von 5 m/s und eine Leistung von 47.2 kW (entspricht einer Wärmestromdichte von 100 W/cm²) eingestellt. Mit diesen Bedingungen konnte die stationäre Rechnung abgeschlossen werden. Die Leistung wurde dann auf das Doppelte erhöht und während der anschließenden Transiente konstant gehalten. Die Eintrittsgeschwindigkeit wurde über eine Zeit-Treppenfunktion in kleinen Schritten von etwa 0.5 m/s auf den Wert von ca. 1 m/s reduziert. Die Simulation der Geschwindigkeitsabnahme wurde so gewählt, daß der Zwischenwert nach jedem Schritt für etwa 10 s konstant gehalten wurde, damit sich die Rechnung bei diesem Wert stabilisieren konnte. Bei diesem Vorgehen hat sich herausgestellt, daß eine schnelle Reduzierung der Eintrittsgeschwindigkeit zum Abbruch der Rechnung führt, sobald das Wasser zu verdampfen beginnt. Das zu lösende Anfangswertproblem aus ordentlichen Differentialgleichungen ist numerisch wenig stabil gegen plötzliche Änderungen in der

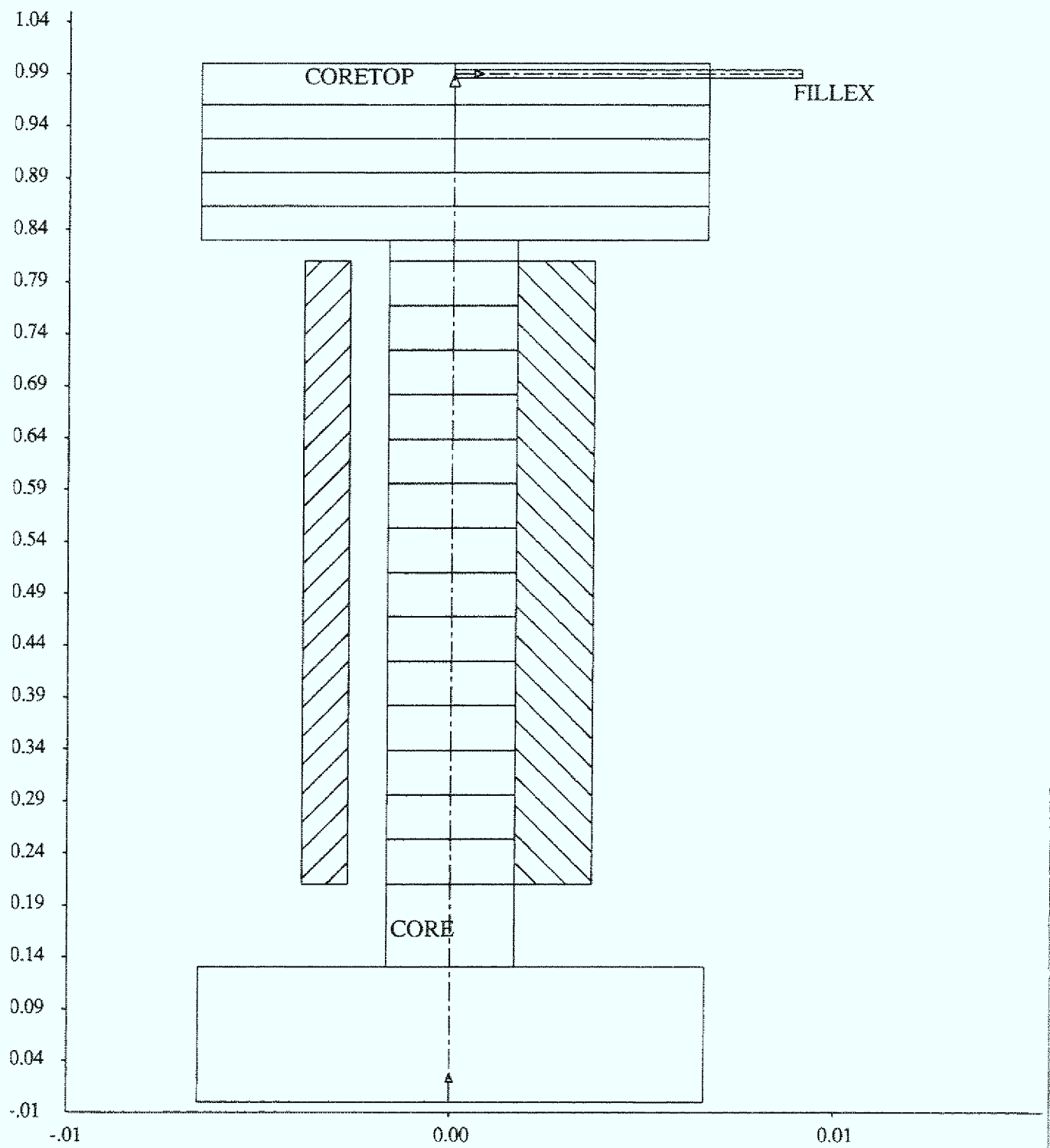


Bild 3.9: ATHLET-Modellierungsschema der KFA-Teststrecke.

Dampfqualität, die dann erfolgt, wenn das System von einphasiger auf zweiphasige Strömung wechselt. Das Lösungsverfahren kontrolliert deshalb die Änderung der Dampfqualität nach jeder Zeitschrittweite und beschränkt sie auf einem aus numerischen Stabilitätskriterien ermittelten Maximalwert [5]. Falls die Änderung zu groß ist, wird die Zeitschrittweite solange reduziert, bis dieses Kriterium erfüllt ist. Da aber die Zeitschrittweite auf ein physikalisch vertretbares Minimum von 10^{-8} s beschränkt werden soll, führt eine schnelle Verdampfung in einem Kontrollvolumen zur Reduktion der Zeitschrittweite unter diese Grenze und somit zum Abbruch der Rechnung. Um dieses Problem zu umgehen, wurde eine langsame Transiente durchfahren, bei der die Geschwindigkeit innerhalb von 400 s von 5 m/s auf 1 m/s reduziert wurde.

3.5.3 Auswertung und Diskussion der Rechenergebnisse

Es wurden mehrere Experimente nachgerechnet. Alle Nachrechnungen zeigen beim Vergleich mit dem entsprechenden Experiment die gleiche Charakteristik, wie sie im Bild 3.10 dargestellt ist. Der quantitative Vergleich mit dem Experiment zeigt, daß die Lage des Einsatpunkts der Instabilität, gekennzeichnet durch das ausgeprägte Minimum im Kurvenverlauf, stark unterschätzt wird. Das Minimum tritt im Experiment bei einer Strömungsgeschwindigkeit von etwa 2.4 m/s auf, während es bei der Nachrechnung erst bei einer Geschwindigkeit von etwa 1.4 m/s erscheint.

Die Analyse der Nachrechnung zeigt, daß der von ATHLET berechnete Umschlagswert (OFI) einer Kanalausstrittstemperatur entspricht, die knapp über der Sättigungstemperatur liegt. Aus dieser Feststellung folgt, daß die mit ATHLET nachgerechnete Instabilität im Bereich des gesättigten Blasensiedens auftritt. Beim Experiment lag die Wasserausstrittstemperatur dagegen um 19 °C unter der Sättigungstemperatur, also im Bereich des unterkühlten Siedens. Es konnte weiterhin festgestellt werden, daß die erste Dampfbildung im Kanal von ATHLET an der Stelle angesagt wurde, wo die Wassertemperatur im betreffenden Kontrollvolumen leicht überhitzt war. Dies läßt den Schluß zu, daß der Grund für die große Diskrepanz daher rührt, daß die Dampfbildung im Bereich des unterkühlten Siedens, die durch thermodynamische Ungleichgewichtseffekte bewirkt wird, mit der vorliegenden ATHLET-Version nicht erfaßt werden kann. Damit fehlt eine der wichtigsten Voraussetzungen für die Anwendung von ATHLET auf Forschungsreaktoren. Deshalb ergibt sich die Notwendigkeit, den Code ATHLET dahingehend zu erweitern, daß die thermodynamischen Ungleichgewichtseffekte im unterkühlten Siedebereich beschrieben werden können.

Im folgenden Kapitel wird ein Überblick über die vielfältigen thermo- und hydrodynamischen Phänomene der Zweiphasenströmung im unterkühlten Siedebereich gegeben. Begleitend wird in einer Literaturübersicht der Wissensstand zur Modellierung der Dampfblasendynamik in diesem Bereich erläutert. Anschließend wird ein Modell präsentiert, das im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde. Das Modell beruht auf physikalisch plausiblen Ansätzen und ermöglicht die Simulation der thermodynamischen Ungleichgewichtseffekte im unterkühlten Siedebereich. Das Modell wird im Rechenprogramm ATHLET implementiert und auf Ablauffähigkeit getestet. Schließlich wird eine Reihe von Verifikationsrechnungen durchgeführt, um festzustellen, ob die vorher gestellten Forderungen an den Code durch diese Erweiterung erfüllt werden können. Insbesondere wird nach dieser Erweiterung gezeigt, daß die thermohydraulische Instabilität,

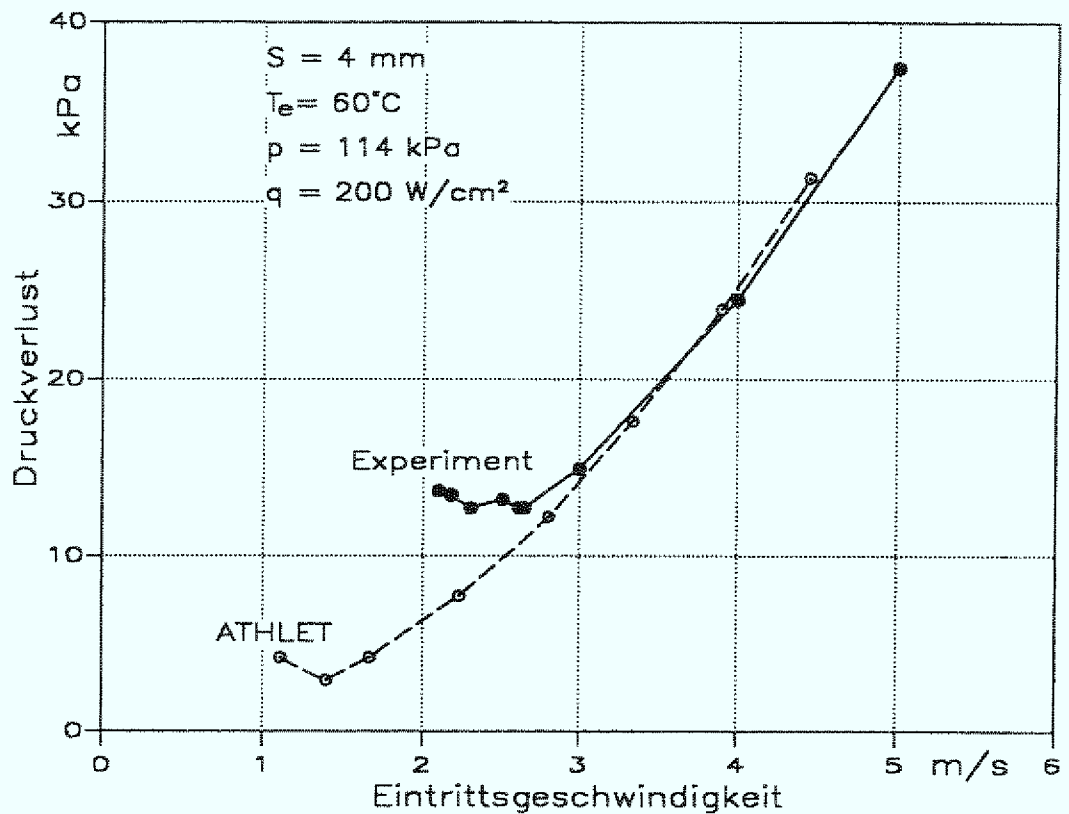


Bild 3.10: Gegenüberstellung der Ergebnisse von Experiment und ATHLET-Nachrechnung zur thermohydraulischen Instabilität.

die mit der vorliegenden ATHLET-Version nicht nachgerechnet werden konnte, nach der Programmerweiterung in guter Übereinstimmung mit dem Experiment erfaßt werden kann.

4.0 Wärmeübergangsbereiche der Zweiphasen-Strömung

In einem beheizten Strömungskanal mit Phasenwechsel entstehen verschiedene Wärmeübergangs- und Strömungsbereiche, die stark ineinander verflochten sind. Ihre gegenseitige Wechselwirkung bewirkt, daß im Bereich der Zweiphasen-Strömung infolge Zustandsänderungen unterschiedliche Phasenverteilungen des Wasser-Dampf-Gemisches über den Querschnitt vorliegen, die eine starke Veränderung der Wärmeübertragung zwischen Kanalwand und Fluidgemisch verursachen.

Mit Hilfe von Stoffgrößen wie Dichte, Viskosität und Wärmeleitfähigkeit lassen sich die Wärmeübergänge der einphasigen Strömung mittels der Ähnlichkeitsgesetze einfach beschreiben. Beim Auftreten von Siedevorgängen wird die Beschreibung dagegen schwieriger, und man braucht darüber hinaus eine weitere Anzahl von Parametern, die den Phasenwechsel betreffen. Hierzu zählen die Verdampfungsenthalpie, Dampfdichte und Sättigungstemperatur etc.. Dabei ist der Einfluß der Wärmestromdichte auf die verschiedenen Wärmeübergangs- und Strömungsbereiche von großer Bedeutung.

Im folgenden sollen die Strömungs- und Wärmeübergangsbereiche im Zweiphasengebiet kurz beschrieben werden, wobei die Effekte im ersten Siedebereich (unterkühltes Sieden) wegen ihrer Relevanz für die vorliegende Arbeit ausführlich behandelt werden.

4.1 Grundlagen

Im Bild 4.1 ist ein Siederohr dargestellt, dem eine unterkühlte Flüssigkeit aufwärts zuströmt und dessen Rohrwand mit einer hohen konstanten Wärmestromdichte beheizt wird. Die Abbildung zeigt die Entwicklung der verschiedenen Verdampfungs- und Strömungsphänomene entlang des Rohres bei erzwungener Strömung [1, 2]. Zur Verdeutlichung ist die Variation der verschiedenen Wärmeübergangsbereiche der Zweiphasen-Strömung als Funktion der Dampfqualität, der Wandüberhitzung und der Wärmestromdichte dreidimensional dargestellt (Bild 4.2). Man beachte die Verschiebung der Wärmeübergangsbereiche mit zunehmender Wärmestromdichte zugunsten niedrigerer Dampfqualitäten.

Im ersten Bereich bleibt die Wandtemperatur unterhalb der zum herrschenden Druck gehörenden Sättigungstemperatur. Die zugeführte Wärme führt lediglich zur Erwärmung der Flüssigkeit (einphasige Zwangskonvektion). Entlang des Strömungswegs nimmt die Wandtemperatur solange zu, bis sie einen Wert erreicht hat, der für die Dampfbildung an der Wand notwendig ist. Dabei muß die Wandtemperatur etwas über der Sättigungstemperatur liegen, was häufig als Wandüberhitzung bezeichnet wird. Ab dieser Stelle beobachtet man die erste Dampfblasenbildung an der beheizten Wand, obwohl die mittlere Flüssigkeitstemperatur noch unterhalb der Sättigungstemperatur liegt, was man in der Praxis als Flüssigkeitsunterkühlung bezeichnet. Die entstehenden Dampfblasen kondensieren zunächst unmittelbar an der Wand. Stromaufwärts nimmt die Unterkühlung aber ab, und die Dampfblasen können sich jetzt von der Wand ablösen, wo sie nach kurzer Verweilzeit in der unterkühlten Flüssigkeit wieder kondensieren. Diesen Vorgang nennt man deshalb unterkühltes Blasensieden (kurz unterkühltes Sieden). Das unterkühlte Sieden wird durch die Temperaturunterschiede quer zur Rohrachse bewirkt, die dadurch entstehen, daß die den wandnahen Flüssigkeitszonen zugeführte Wärme nicht

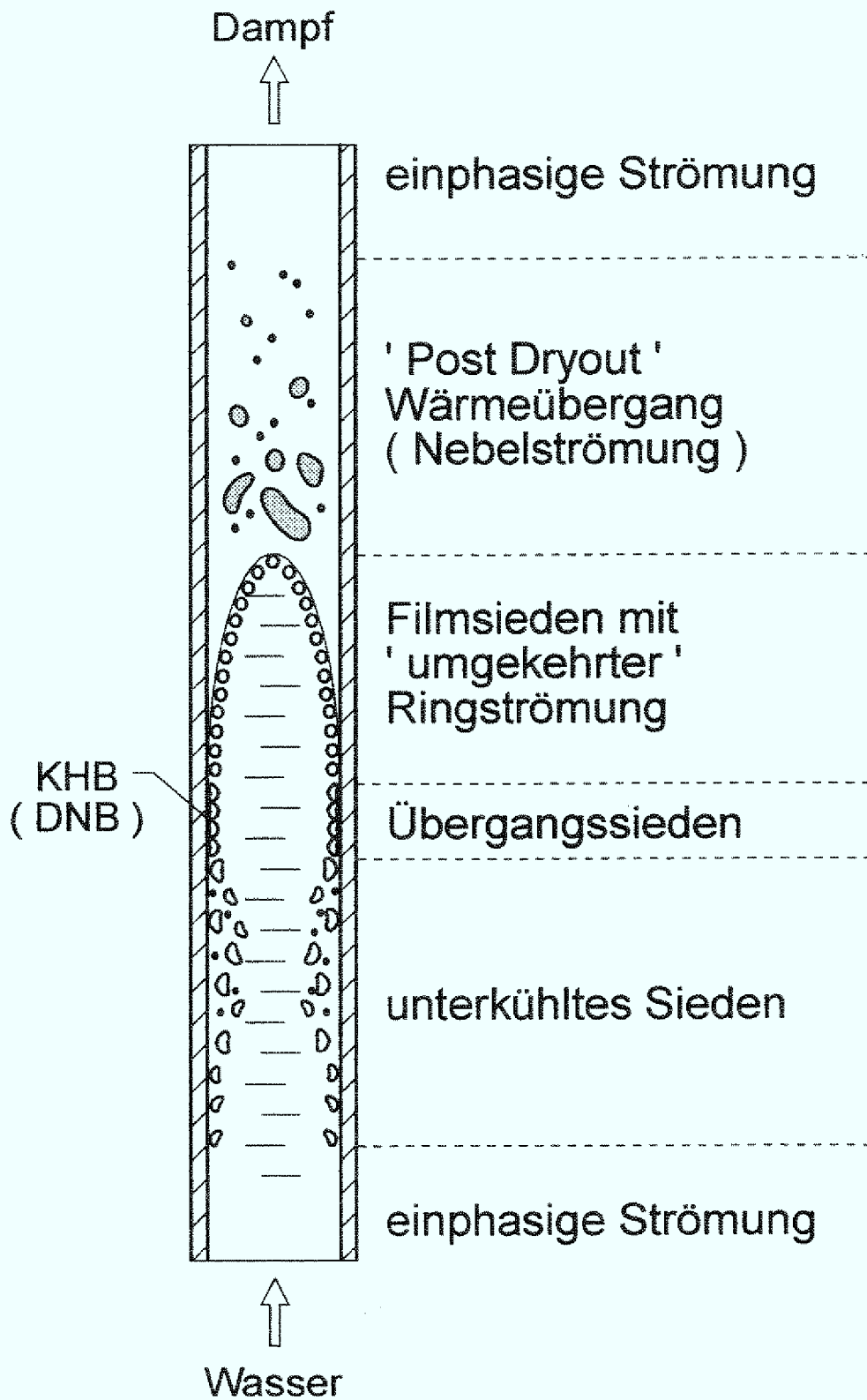
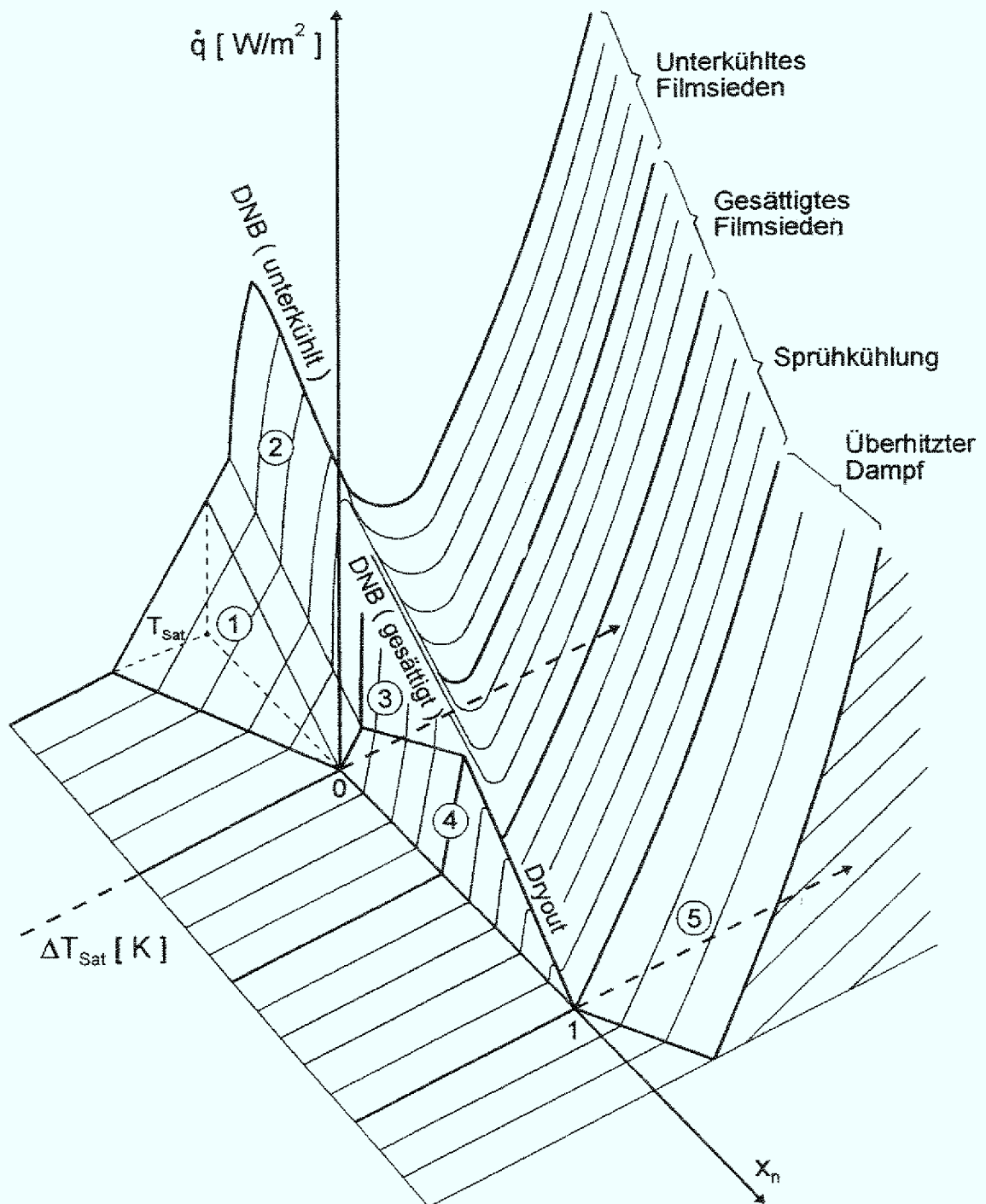


Bild 4.1: Wärmeübergangs- und Strömungsbereiche eines mit hoher Wärmestromdichte beheizten und mit konstantem Massenstrom durchströmten Rohres.

rasch genug durch Temperatúrausgleich an die Kernströmung weitergegeben werden kann. Infolgedessen kann sich unmittelbar an der Wand relativ früh Sättigungstemperatur einstellen. Die an der Wand erzeugten Dampfblasen tragen zur Verbesserung des Wärmeübergangs bei. Der Kanalzustand ist dabei durch starkes thermodynamisches Ungleichgewicht gekennzeichnet. Auf die detaillierte Beschreibung der Phänomene in diesem Siedebereich wird im nächsten Abschnitt eingegangen.

Bei weiterer Wärmezufuhr erreicht die Flüssigkeit auf ihrem Weg die Sättigungstemperatur. Man spricht hier vom gesättigten Blasensieden $T_i = T_s$. Bei hohen Wärmestromdichten kann sich zwischen der Wand und der strömenden Flüssigkeit bereits bei geringen Dampfgehalten (bei sehr hohen Wärmestromdichten sogar im unterkühlten Siedebereich) ein Dampffilm ausbilden, der sich langsam nach oben in den Bereich zunehmenden Dampfgehaltes ausdehnt. Der Film verdrängt dabei die Flüssigkeit nach innen. Mayinger [2] spricht in diesem Fall vom Strömungsbild der *umgekehrten Ringströmung*. Dieser Siedebereich wird als Filmsieden bezeichnet, der mit einem Übergangsbereich beginnt, der dadurch gekennzeichnet ist, daß die an der Wand mit hoher Populationsdichte entstandenen Dampfblasen jetzt nicht rasch genug an die Flüssigkeit abgeführt werden und sich somit zu einem isolierenden Dampffilm formieren. Der Wärmeübergangskoeffizient, der sich bis dahin durch die Dampfblasenbildung wesentlich verbessert hat, verschlechtert sich jetzt schlagartig. Der Umschlag zum Filmsieden wird daher *Departure from Nucleate Boiling* (DNB) genannt, und die an diesem Punkt herrschende Wärmestromdichte wird als kritische Heizflächenbelastung (KHB) bezeichnet. Man kann Bild 4.2 entnehmen, daß die kritische Heizflächenbelastung (DNB) bei höheren Wärmestromdichten bereits im unterkühlten Siedebereich einsetzt. Das danach folgende Filmsieden wird in Anlehnung daran als unterkühltes Filmsieden bezeichnet.

Bei niedrigen bis mittleren Wärmestromdichten herrscht eine völlig andere Situation. Hier stellt sich nach Erreichen der Sättigungstemperatur so lange gesättigtes Blasensieden ein, wie der Flüssigkeitsfilm an der Wand dick genug ist, um die Blasen darin entstehen und wachsen zu lassen. Infolge der weiteren Verdampfung wird der Flüssigkeitsfilm immer dünner. Schließlich entsteht ein Flüssigkeitsring an der Wand mit einer Kernströmung aus Dampf, die jedoch Flüssigkeitstropfen mit sich führt. Man spricht hierbei von Ringströmung. Es kann in diesem Bereich der Zustand erreicht sein, daß der Flüssigkeitsring an der Wand dünn genug ist, um die Wärme ohne "Blasenbildung" an die im Kern schnell strömende Dampfphase durch Konvektion und Leitung zu transportieren. Die Übertemperatur der an der Wand unmittelbar anliegenden Flüssigkeit reicht dann nicht mehr aus, um die Bedingung für die Keimbildung zum Blasensieden zu erfüllen, und die sich von der Wand lösenden heißen Flüssigkeitsballen verdampfen dann auf der dem Dampf zugewandten freien Oberfläche des Flüssigkeitsfilms. Von da an spricht man von "Verdampfung" und nicht mehr vom "Sieden". Infolge der weiteren Wärmezufuhr und durch die Scherkräfte des schnellen Dampfstromes verschwindet schließlich der Flüssigkeitsfilm an der Wand. Der Übergang wird analog zu vorher Übergangssieden genannt, bei dem ebenfalls eine kritische Heizflächenbelastung definiert wird. Das Trockengehen der Wand nennt man "Dryout" (Bild 4.2) und stromabwärts davon spricht man von "Post-Dryout".



- | | |
|----------------------------------|--------------------------------|
| ① Zwangskonvektion / Flüssigkeit | ④ Zweiphasige Zwangskonvektion |
| ② Unterkühltes Blasensieden | ⑤ Zwangskonvektion / Dampf |
| ③ Gesättigtes Blasensieden | |

Bild 4.2: Variation der Wärmeübergangsbereiche der Zweiphasen-Strömung bei konstanter Massenstromdichte als Funktion der Dampfqualität x_n und der Wandüberhitzung ΔT_{Sat} mit steigender Wärmestromdichte als Ordinate.

Im nachfolgenden Wärmeübergangsbereich übernimmt ein Nebelstrom die Kühlung der Wand (Sprühkühlung: Liquid Deficient Region). Das strömende Fluid besteht aus Dampf, der von Flüssigkeitstropfen durchsetzt ist. Der Wärmetransport zu den dispergierten Flüssigkeitstropfen erfolgt auf dem Weg über die Dampfphase. Der Dampf ist hier wärmer als die Flüssigkeit, also überhitzt, und das Gemisch befindet sich im thermodynamischen Ungleichgewicht.

Sowohl der Übergang zum Filmsieden (bei hohen Wärmestromdichten zum unterkühlten Filmsieden) als auch zur Sprühkühlung (bei niedrigen Wärmestromdichten) ist durch eine kritische Heizflächenbelastung gekennzeichnet. Sie bezeichnet jene Wärmestromdichte, bei der eine kleine Erhöhung des Wärmestromes zu einer sprunghaften Verschlechterung des Wärmeübergangskoeffizienten führt. In beiden Fällen hört die Benetzung der Wand durch die Flüssigkeit auf und der Wärmetransport erfolgt von der Wand direkt an die Dampfphase, die eine wesentlich schlechtere Wärmeleitfähigkeit besitzt als die Flüssigkeit. Zwischen beiden Bereichen, benetzter und trockener Wand, existiert ein Übergangsbereich, bei dem die Heizfläche zeitweise und lokal von Flüssigkeit benetzt und die Wandtemperatur starken Schwankungen unterworfen wird. Man spricht hier von Übergangssieden (Transition Boiling). Im Bereich der Sprühkühlung verbessert sich der Wärmeübergang wieder. Dies wird durch den Beitrag der Tropfenverdampfung bei der Beschleunigung des Dampfstroms bewirkt. Den Tropfengehalt der Dampfströmung nennt man dabei Entrainment [28]. Schließlich setzt sich der Bereich der einphasigen Dampfströmung mit ähnlichem Wärmeübergang wie im Gebiet der einphasigen Flüssigkeitsströmung fort. Im folgenden werden die thermodynamischen Effekte beim unterkühlten Sieden ausführlich beschrieben.

4.2 Dynamik der Zweiphasen-Strömung beim unterkühlten Sieden

Wie bereits erwähnt, kommt es an den flüssigkeitsgekühlten und mit hohen Wärmestromdichten belasteten Heizflächen zum Sieden, obwohl das Fluid im Mittel die zum Systemdruck gehörende Sättigungstemperatur noch nicht erreicht hat. In der unmittelbaren Nähe der Wand bildet sich eine metastabile überhitzte Grenzschicht, in der die Keime aktiviert werden. Die Blasenkeime wachsen in dieser Grenzschicht zunächst an, bis sie durch Ablösen aus der überhitzten Grenzschicht in die unterkühlte Kernströmung gelangen, wo sie dann infolge Kondensation kollabieren. Die an der Heizfläche entstehenden Blasen zeichnen sich durch ihre große Populationsdichte und ihre kurze Lebensdauer aus.

Das unterkühlte Sieden (US) verbessert zwar den Wärmeübergang gegenüber der reinen einphasigen Wasserströmung, erhöht aber auf der anderen Seite erheblich den Druckverlust, so daß es zu Strömungsrückgang und Instabilitäten kommen kann. Bei Kernreaktoren beeinflußt die örtliche Zunahme des Voidgehaltes in diesem Bereich zusätzlich die Reaktivität und damit das dynamische Verhalten der Anlage.

Betrachtet man einen hochbelasteten Kühlkanal (Bild 4.3), dem das Kühlmittel stark unterkühlt zuströmt, so kann man längs der Kanalachse und bis zum Erreichen des Sättigungssiedens nach der Modellvorstellung von Griffith und Rohsenow 4 Zonen des Wärmetransportes und Strömungsgeschehens unterscheiden [1]:

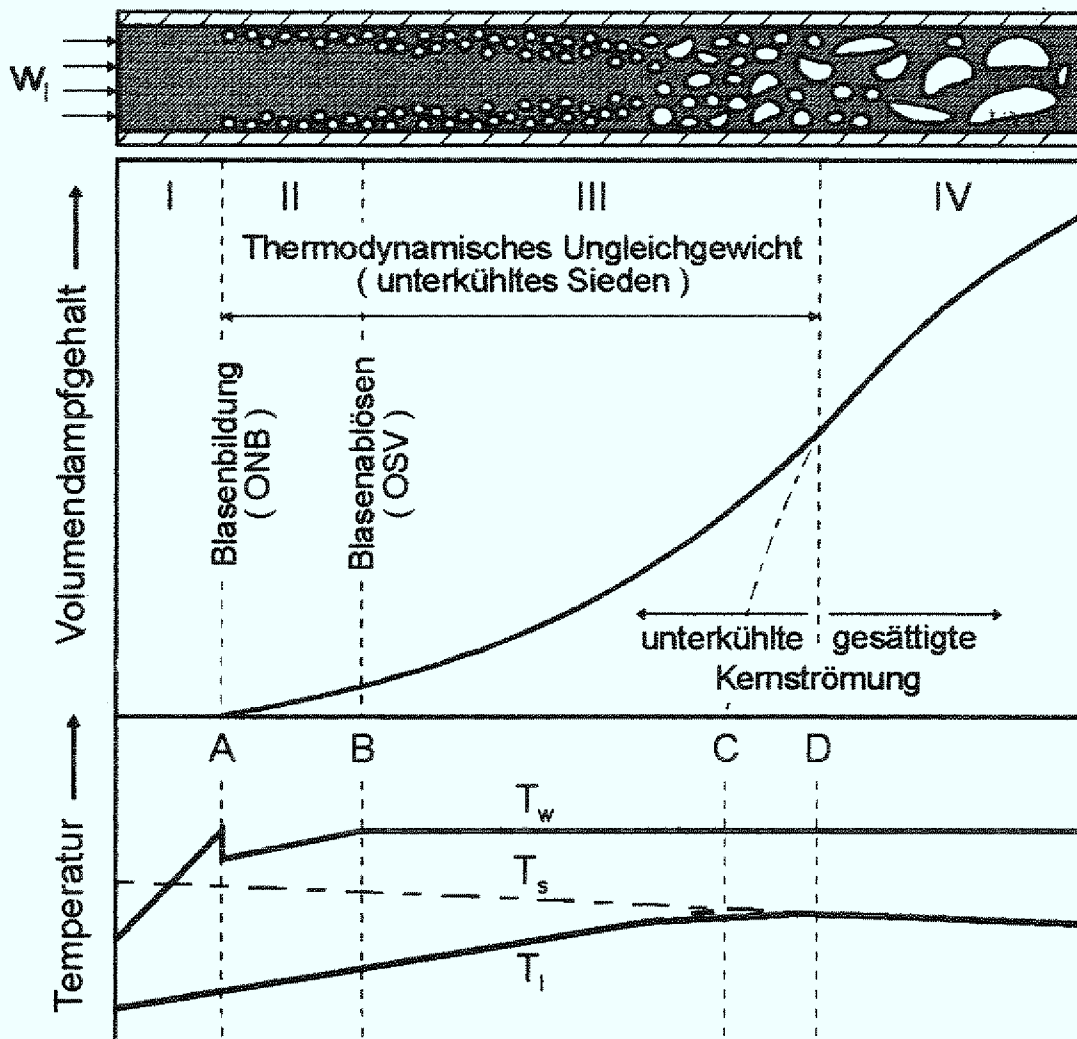


Bild 4.3: Verlauf des Volumendampfgehalts, der Wand (T_w)-, Sättigungs (T_s)- und der Wassertemperatur (T_l) entlang eines mit konstanter Wärmestromdichte beheizten und mit unterkühltem Wasser bespeisten Kanals.

Zone I: Infolge der starken Unterkühlung herrscht hier noch die reine einphasige Flüssigkeitsströmung (Kühlung durch Zwangskonvektion).

Zone II: Durch die weitere Wärmezufuhr erwärmt sich die Flüssigkeit weiter und die Heizflächentemperatur nimmt zu. Überschreitet die Heizflächentemperatur die Sättigungstemperatur um einen bestimmten Wert, so werden an der Heizfläche die ersten Siedekeime aktiviert. Die Unterkühlung ist jedoch noch groß genug, so daß die Dampfblasen bereits bei ihrem Wachstum an der Wand zu kondensieren beginnen, sobald sie mit ihrem Kopf aus der überhitzten dünnen Grenzschicht herausragen und in Kontakt

mit der unterkühlten Flüssigkeit kommen. Man beobachtet an der Wand haftende Blasen. In dieser Zone ist der Dampfgehalt sehr klein und auf die unmittelbare Nähe der Wand beschränkt (Wall Voidage). Der Punkt ONB bezeichnet damit den Beginn des Blasensiedens (Onset of Nucleate Boiling).

Zone III: Auf ihrem Weg durch den Kanal erwärmt sich die Flüssigkeit weiter. Dadurch verlangsamt sich die Kondensation der Blasen beim Übertritt aus der Grenzschicht in die unterkühlte Kernströmung. Die Stelle, bei der die Dampfblasen sich erstmals von der Wand in die unterkühlte Kernströmung ablösen, wird mit OSV (Onset of Significant Void) bezeichnet. Die Blasen haben jetzt eine längere Lebensdauer. Nach ihrem Ablösen von der Wand schwimmen sie in der Strömung und kondensieren erst dort, wo sie kältere Flüssigkeitszonen vorfinden. Der Dampfgehalt im Kanal erhöht sich ab dieser Stelle merklich. Der Zustand ist hier durch thermodynamisches Ungleichgewicht geprägt, da Dampfblasen und Flüssigkeit unterschiedlicher Temperaturen nebeneinander existieren. Würde man thermodynamisches Gleichgewicht nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik ansetzen, so wäre der Siedebeginn erst an der Stelle C zu erwarten, wo die Flüssigkeit die Sättigungstemperatur erreicht. An dieser Stelle kann aber bereits ein beachtlicher Dampfgehalt existieren. Unter realen Bedingungen ist die Flüssigkeit an dieser Stelle jedoch noch leicht unterkühlt, da die von der Wand übertragene Wärme nicht insgesamt der Flüssigkeit zugute kommt, sondern ein Teil davon in den bereits vorhandenen Dampfblasen als Verdampfungswärme gespeichert und erst auf dem weiteren Weg durch Blasen Kondensation auf die Flüssigkeit übertragen wird. Erst an der Stelle D wird die gesamte zugeführte Energie zur Verdampfung aufgewendet, und die Kurven für den tatsächlichen und den nach thermodynamischem Gleichgewicht berechneten Dampfgehalt gehen ineinander über.

Zone IV: Hier herrscht thermodynamisches Gleichgewicht, und der Dampfgehalt ist durch normale Energiebetrachtung nach dem 1. Hauptsatz der Thermodynamik berechenbar.

Das Rechenverfahren zur Bestimmung der tatsächlichen Voidverteilung in den Bereichen II und III muß den verschiedenen Effekten in diesem Bereich Rechnung tragen. Mit zunehmender Heizflächenbelastung gewinnt das unterkühlte Sieden an Bedeutung, da die dadurch bewirkten Temperaturunterschiede über den Kanalquerschnitt (thermodynamisches Ungleichgewicht) größer werden. Bei niedrigem Druck kann allerdings schon ein geringes thermodynamisches Ungleichgewicht große Dampfvolumente erzeugen. Wie die Untersuchungen von Martinelli und Nelson [16] zeigten, ist der Einfluß des niedrigen Druckes auf den volumetrischen Dampfgehalt enorm. Bei einer Massendampfqualität von 0.005 ist der entsprechende volumetrische Dampfgehalt (void fraction) bei einem Druck von 2 bar (Betriebsbedingung bei MTR) um das Siebenfache größer als bei 69 bar (Betriebsbedingung bei SWR) und um das Sechszehnfache größer als bei 138 bar (Betriebsbedingung bei DWR). Der Vergleich der daraus resultierenden Zweiphasen-Reibungsverluste in Abhängigkeit vom Druck zeigt die gleiche Tendenz.

4.3 Vorhandene Modelle zur Voidbestimmung beim unterkühlten Sieden

Der Tatbestand, daß der volumetrische Dampfgehalt mit zunehmender Heizflächenbelastung und fallendem Druck stark zunimmt, muß bei der Beurteilung der bereits exi-

stierenden Modelle, die sich mit der Berechnung des tatsächlichen Dampfgehaltes im unterkühlten Sieden beschäftigen, im Vordergrund stehen.

Die meisten in der Literatur beschriebenen Modelle wurden für die bei Leistungsreaktoren herrschenden Bedingungen entwickelt und getestet, die, wie schon erwähnt, bei wesentlich höheren Drücken betrieben werden. Bibeau und Salcudean [31] zeigen in ihren Vergleichsuntersuchungen, daß empirische Modelle, die bei hohen Drücken korreliert und verifiziert wurden, für Systeme nahe des Atmosphärendruckes ungültig sind.

Man kann die vorhandenen Modelle in drei Kategorien unterteilen:

vollempirische (Profil-fit), *mechanistische* und *thermodynamische Ungleichgewichtsmodelle*.

Zu den vollempirischen Modellen gehören die von Zuber [32], Lavinge [33], Levy [36], Staub [37] und Saha und Zuber [38]. Diese Modelle bestimmen die Voidverteilung im US durch Wahl von geeigneten Funktionen, die an gemessenen Voidprofilen gefittet wurden. Zu erwähnen ist das Modell von Levy [36]. Levy berechnet den tatsächlichen Dampfgehalt $\dot{x}(z)$, in dem er die nach thermodynamischem Gleichgewicht berechnete Dampfqualität x durch ein Zusatzglied korrigiert. Er sucht hierfür eine möglichst einfache Funktion, die den Randbedingungen genügt, daß bis zum Blasenablösepunkt (OSV) der Dampfgehalt vernachlässigbar bleibt und daß für Dampfgehalte am Ende der Zone III (siehe Bild 4.3) die Kurven für den tatsächlichen Dampfgehalt und den nach der Energiebilanz des 1. Hauptsatzes berechneten ineinander übergehen. Die wichtige Größe ist hier der Unterkühlungsgrad am Blasenablösepunkt ($T_l - T_s$). Für die Interpolation wählt er eine exponentielle Funktion:

$$\dot{x}(z) = x - x_{OSV} e^{(\frac{x}{x_{OSV}} - 1)}, \quad (4.1)$$

mit x_{OSV} als Dampfqualität am Blasenablösepunkt:

$$x_{OSV} = c_{p,l} \frac{(T_l - T_s)}{h_{ev}}, \quad (4.2)$$

und den Randbedingungen:

$$\frac{d\dot{x}}{dz} = 0 \text{ bei } z = z_{OSV} \text{ und } x = x_{OSV}, \quad (4.3)$$

$$\dot{x} \rightarrow x, \text{ für } x \gg x_{OSV} \text{ } (x_{OSV} < 0),$$

$$x = \frac{h(T_l) - h(T_s)}{h_{ev}} : \text{Enthalpiedampfgehalt},$$

$$\dot{x} = \frac{\dot{M}_v}{\dot{M}} : \text{Massendampfgehalt (wahrer Dampfgehalt)},$$

z : laufende Kanallänge.

Levy vernachlässigt bei seiner Überlegung den Einfluß der Dampfblasenkondensation in der unterkühlten Flüssigkeit.

Lavinge [30, 33] berücksichtigt dagegen die Kondensation der Dampfblasen in der unterkühlten Flüssigkeit. Über Mengen- und Energiebilanzen erhält er als Endgleichung eine Funktion, die den von Levy gemachten Ansatz weitgehend bestätigt:

$$\dot{x}(z) = x + \frac{1}{A} e^{(-Bx - Cx^2)}, \quad (4.4)$$

A, B, C sind Anpassungsparameter, die aus Experimenten zu bestimmen sind.

Naturgemäß besitzen diese Modelle nur einen begrenzten Anwendungsbereich. Ihre Anwendung scheitert vor allem bei der Beschreibung getrennter Kondensationsvorgänge im US, da sie keine getrennte Behandlung der Kondensations- und Verdampfungseffekte ermöglichen. Sie sind daher zum Einbau in einem Thermohydraulik-Code ungeeignet.

Die mechanistischen Modelle enthalten generell eine phänomenologische Betrachtung, die durch empirische Korrelationen ergänzt wird. Die Modelle von Bowring [30], Rouhani und Axelsson [34], Larson und Tong [35], Ahmad [39], Maroti [40] sowie Hancox und Nicoll [41] gehören dazu. Mayinger [2, 45, 46] untersuchte eine Reihe von diesen Modellen und stellte fest, daß sie mit Ungenauigkeiten behaftet sind, die er darauf zurückführte, daß sie keine zuverlässige Beschreibung der Blasenzeugung an der Heizfläche und der begleitenden Kondensation in der noch unterkühlten Kernströmung enthalten. Diese halbtheoretischen Modelle enthalten weiterhin empirische Korrelationen, die in erster Linie für einen begrenzten Bereich von Druck und Geschwindigkeit gültig sind. Zur Verdeutlichung des Rechenverfahrens bei dieser Modellkategorie soll als Beispiel das Modell von Bowring [30] etwas näher beschrieben werden. Bowring geht in seinem Rechenverfahren von der Vorstellung der 4 Zonen aus (siehe Bild 4.3). Er vernachlässigt den Beitrag der Dampfblasen in Zone II, da sie nach seiner Ansicht nur im wandnahen Bereich vorkommen und zum eigentlichen Dampfgehalt kaum beitragen. Er nimmt an, daß die tatsächliche Dampfbildung mit dem Ende der Zone II (OSV) beginnt, wo die Dampfblasen sich von der Wand abzulösen beginnen. Zur Bestimmung des Beginns des unterkühlten Siedens bei ONB benutzt er eine Korrelation von Jens und Lottes, die die Wandüberhitzung angibt, bei der die ersten Siedekeime an der Wand aktiviert werden:

$$T_w - T_s = 7.8 e^{-0.0163(p-1)} \dot{q}^{0.2}, \quad (4.5)$$

$(T_w - T_s)$ gibt die Übertemperatur der Wand im Vergleich zur Sättigungstemperatur in K an, $\dot{q}$ die Wärmestromdichte in W/m^2 . Zur Bestimmung des Blasenablösepunktes OSV zieht er eine empirische Korrelation heran:

$$(T_s - T_l)_{OSV} = (14 + 0.1p) \frac{\dot{q}}{W}. \quad (4.6)$$

Die Korrelation liefert die Flüssigkeitsunterkühlung $(T_s - T_l)$ bei OSV als Funktion der Wärmestromdichte (W/m^2), der Strömungsgeschwindigkeit (m/s) und des Druckes (bar). Sie ist für den Druckbereich $11 \leq p \leq 136$ bar gültig.

Bowring nimmt weiterhin an, daß die von der Heizfläche an das Fluid übertragene Wärmemenge $\dot{q}$ als Summe aus:

Wärmefluß infolge Verdampfung $\dot{q}_v$, Wärmefluß durch einphasige Zwangskonvektion $\dot{q}_{zk}$ und Wärmefluß infolge Dampfblasenrührwirkung $\dot{q}_R$ gebildet werden kann. Durch

Integration des Wärmeflußanteils $\dot{q}_v$ vom Blasenablösepunkt bis zum betrachteten Ort berechnet er die Voidverteilung im unterkühlten Sieden:

$$\frac{\alpha}{1-\alpha} (1-\dot{x}) = \frac{U_{beh}}{\rho_v A w h_{ev} S (1+E)} (\dot{q} - \dot{q}_{ZK})(z - z_{OSV}), \quad (4.7)$$

S ist der Schlupf der Phasen und U_{beh} der beheizte Kanalumfang.

$E = \frac{\dot{q}_R}{\dot{q}_v}$ ist ein Parameter, der empirisch bestimmt wird.

Bowring gibt für E folgende Korrelation an:

$$E = 3.2 \left(\frac{C_l \rho_l}{\rho_v h_{ev}} \right) \text{ für } 1 < p < 9.5 \text{ bar,}$$

$$E = 1.3 \text{ für } 9.5 < p < 50 \text{ bar.}$$

Die Abhängigkeit zwischen dem volumetrischen Dampfgehalt α und dem Massenstromdampfgehalt $\dot{x}$ resultiert aus einer Schlupf-Beziehung.

Das Verfahren von Bowring vernachlässigt den Wärmestromanteil durch Kondensation am Blasenkopf (vor der Ablösung). Es enthält weiterhin empirische Parameter, die aus speziellen Experimenten gewonnen werden.

Das Modell von Rouhani und Axelsson [34] unterscheidet sich vom Bowring-Modell dadurch, daß es den Wärmestrom infolge Dampfblasenkondensation in der unterkühlten Flüssigkeit durch einen Anpassungsparameter berücksichtigt, der aus einem systematischen Vergleich mit experimentellen Daten abgeleitet wurde. Das Modell von Rouhani gilt für einen hohen Druckbereich ($19 \leq p \leq 138$ bar) und eine Wärmestromdichte bis 126 W/cm^2 .

Die vorher erwähnten Modelle sind ursprünglich für die hohen Druckbereiche bei Leistungsreaktoren entwickelt worden und somit für den vorliegenden Fall nicht ohne weiteres anwendbar.

Im Rahmen einer Auswertung von experimentellen Daten zur Voidverteilung im unterkühlten Siedebereich bei niedrigen Systemdrücken untersuchte Chatoorgoon [49] einige Modelle auf ihre Gültigkeit. Er verglich dabei die Rechenergebnisse von drei verschiedenen Modellen mit den von Shoukri [48] durchgeführten McMaster-Experimenten, bei denen die axiale Voidverteilung eines annularen Kanals im niedrigen Druckbereich untersucht wurde. Der Meßkanal besteht aus einem beheizten und einem unbeheizten Teil und ermöglicht auf Grund dieser Anordnung eine getrennte Untersuchung der Dampfblasenkondensation im unterkühlten Siedebereich. Die Untersuchung liefert daher eine vorzügliche Beschreibung der konkurrierenden Verdampfungs- und Kondensationseffekte beim unterkühlten Sieden.

Die von Chatoorgoon behandelten Modelle sind ein Exponential-Modell nach Dimmick, ein mechanistisches Modell von ihm und ein thermodynamisches Ungleichgewichts-Modell des Codes ASSERT. Die Modelle ermöglichen die separate Untersuchung der Verdampfungs- und Kondensationseffekte beim unterkühlten Sieden, was bei ihrer Aus-

wahl ausschlaggebend war. Der beispielhafte Vergleich der Rechnergebnisse der drei Modelle mit den Meßdaten eines der McMaster-Experimente geht aus Bild 4.4 hervor.

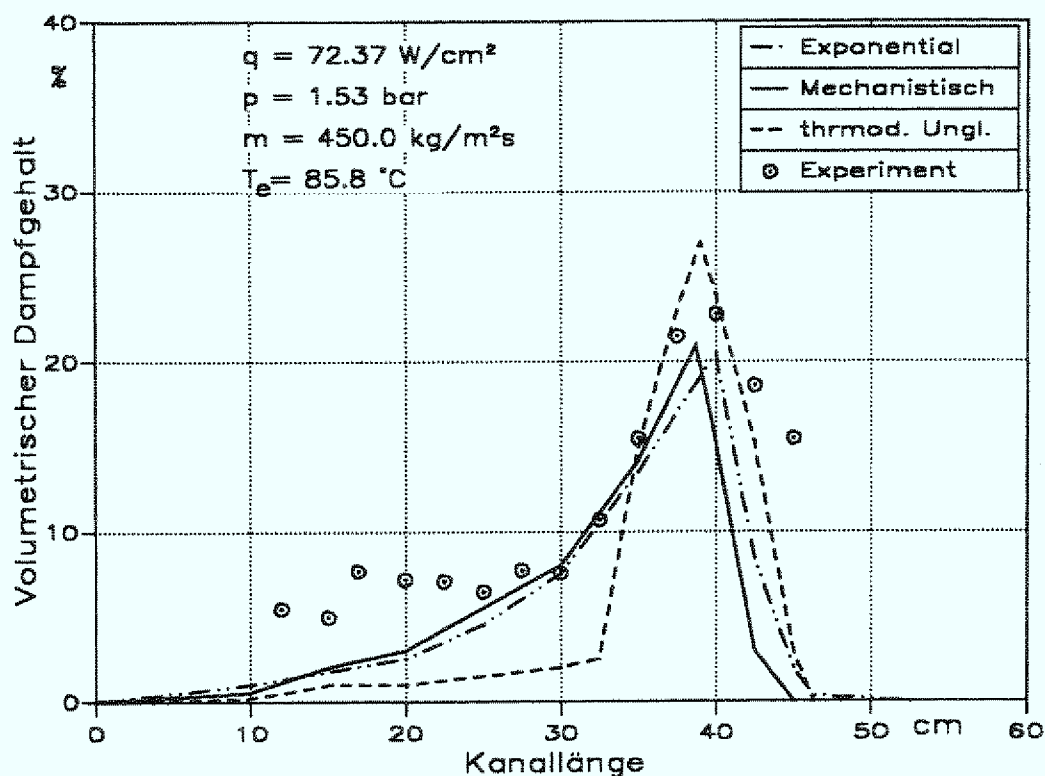


Bild 4.4: Vergleich der von drei verschiedenen Modellen berechneten mit der gemessenen axialen Voidverteilung für einen Ringkanal beim unterkühlten Sieden (McMaster-Experiment).

Das Exponential-Modell liefert keine physikalische Beschreibung der Verdampfungs- und Kondensationsraten, die hier durch empirische Korrelationen bestimmt werden, welche aus Regressionsanalysen stammen. Das Modell vernachlässigt weiterhin den Schlupf der Phasen sowie den Wärmebeitrag der kondensierenden Blasen in der unterkühlten Flüssigkeit. Das Modell liefert laut der Analyse von Chatoorgoon zufriedenstellende bis gute Übereinstimmung mit den Meßdaten. Eine Verallgemeinerung der Anwendbarkeit des Modells ist allerdings wegen der Vernachlässigung des Schlupfes und der Kondensationswärme der Dampfblasen nicht unbedingt zulässig.

Das mechanistische Modell baut auf der Erhaltung der Masse und Energie beider Phasen auf und verwendet einen konstanten Blasendurchmesser von 3 mm bei allen Rechnungen. Es liefert gute Übereinstimmung mit drei von sechs nachgerechneten Versuchen, wenngleich die berechneten Kondensationsraten meistens überschätzt werden. Dies ist darauf zurückzuführen, daß die Annahme einer konstanten Blasengröße nicht zutreffend ist. Dazu kommt, daß der verwendete Kondensationskoeffizient an der Phasengrenze der Dampfblasen nicht genau beschrieben ist.

Das im Code ASSERT implementierte thermodynamische Ungleichgewichtsmodell enthält die aufwendigste Modellierung der Verdampfungs- und Kondensationseffekte unter den drei Modellen. Ähnlich wie bei Rouhani [34] wird die von der Wand zugeführte Wärme teils zur Erwärmung der Flüssigkeit und teils zur direkten Verdampfung der Dampfblasen verwendet. Die Kondensationswärme der Dampfblasen wird in der Energiegleichung beider Phasen ebenfalls berücksichtigt. Trotz der detaillierten Modellierung der Effekte im US liefert das Modell, wie dies aus Bild 4.4 hervorgeht, die geringste Übereinstimmung mit den Meßdaten unter allen drei Modellen. Chatoorgoon führt diese Diskrepanz darauf zurück, daß der Code ASSERT ursprünglich für hohe Druckbereiche entwickelt wurde.

4.4 Schlußfolgerung zu den vorhandenen Modellen

Es existiert eine große Zahl von Modellen, die sich mit der Bestimmung der Voidverteilung im US beschäftigen. Viele davon sind ursprünglich zur Beschreibung des unterkühlten Siedens bei im hohen Druckbereich betriebenen Leistungsreaktoren entwickelt und getestet worden. Wegen des großen Einflusses des Druckes auf den volumetrischen Dampfgehalt in diesem Bereich sind sie daher, wie die Vergleichsuntersuchung von Chatoorgoon [49] zeigt, nur begrenzt anwendbar. Die vorhandenen Modelle enthalten allerdings eine Fülle von wertvollen Informationen zu den wichtigsten Phänomenen, die zur Beschreibung des tatsächlichen Dampfgehaltes im US ausschlaggebend sind. Vor allem scheint die Modellvorstellung der vier Siedezonen (Bild 4.3) von Bowring physikalisch einwandfrei zu sein. Den neueren Modellen kann man entnehmen, daß für die zuverlässige Bestimmung des Dampfgehaltes eine getrennte Beschreibung der Verdampfungs- und Kondensationseffekte erforderlich ist. Bei allen vorhandenen Modellen mangelt es aber an einem soliden Ansatz zur Erfassung der Kondensationsrate, die von der örtlich und zeitlich variierenden Blasengröße abhängig ist. Aus diesen Gründen ergibt sich die Notwendigkeit zur Entwicklung eines neuen Modells. Das zu entwickelnde Modell soll ein Gesamtkonzept für die physikalische Formulierung der Verdampfungs- und Kondensationsraten anbieten, deren konkurrierende Wirkung den Nettodampfgehalt beim US bestimmt. Bei der Modellentwicklung wird schwerpunktmäßig darauf geachtet, daß es zur Implementierung in einem Thermohydraulikprogramm geeignet ist.

5.0 Entwicklung eines Modells zur Voidbestimmung beim unterkühlten Sieden

Die vorher ausgeführten Beschreibungen der Phänomene beim unterkühlten Sieden zeigten, daß der Zustand in diesem Bereich durch starkes thermodynamisches Ungleichgewicht gekennzeichnet ist, bei dem Dampfblasen und unterkühlte Flüssigkeit unterschiedlicher Temperaturen nebeneinander existieren. Dazu kommt noch ein mechanisches Ungleichgewicht, das daher rührt, daß sich die Dampfblasen nach ihrer Ablösung von der Heizfläche mit einer höheren Geschwindigkeit bewegen als die sie umgebende unterkühlte Flüssigkeit. Diese Tatsache zusammen mit den bisher gewonnenen Kenntnissen bei der Auswertung der bereits vorhandenen Modelle, die sich mit der Beschreibung der Dampfbildung im US beschäftigen, machen es deutlich, daß zur Bestimmung des tatsächlichen Dampfgehaltes Ansätze zu Erfassung folgender Effekte gemacht werden müssen (siehe Bild 4.3):

1. Einsatzzpunkt des unterkühlten Siedens (Onset of Nucleat Boiling: ONB),
2. Blasenbildung und Blasenwachstum (Blasenerzeugungsrate) an der Heizfläche,
3. Blasenablösepunkt (Onset of Significant Void: OSV) und Blasenablöseradius,
4. Zusammenhang zwischen Blasen- und Flüssigkeitgeschwindigkeit,
5. Blasen Kondensation in der unterkühlten Kernströmung.

Die bei der Beschreibung dieser Effekte zuverwendenden Korrelationen sollen den interessierenden Bereich der niedrigen Drücke (bis 1 bar) und höheren Wärmestromdichten (bis 150 W/cm² und höher) abdecken. Insbesondere sollen sie für die Anwendung bei Forschungsreaktoren geeignet sein und beste Übereinstimmungen liefern. Auf die detaillierte Beschreibung der einzelnen Effekte wird im folgenden eingegangen.

5.1 Einsatzzpunkt des unterkühlten Siedens (ONB)

Die in der Literatur existierenden Modelle zur Beschreibung des Wärmeübergangs im unterkühlten Sieden stimmen darin überein, daß die Dampfblasen aus Keimen entstehen, die als Dampf- oder Gasreste in den Rauigkeitsvertiefungen der Heizfläche eingeschlossen sind [50]. Die Untersuchungen von Bankoff [1] zeigten, daß vor allem konische Bohrungen mit einem kleinen Öffnungswinkel Gas- oder Dampfreste enthalten können, die beim Erhitzen der Wand als Siedekeime dienen. Nach der Modellvorstellung von Bowring [1] ist für den Beginn des unterkühlten Siedens eine bestimmte Wandüberhitzung notwendig, bei der die an der Heizfläche vorhandenen Siedekeime aktiviert werden.

Das Gleichgewicht zwischen dem Überdruck eines Dampfkeims und den Oberflächenkräften ergibt:

$$p_v - p_l = 2 \frac{\sigma}{R}, \quad (5.1)$$

dabei sind p_v , p_l Druck der Dampf- und Wasserphase, σ die Oberflächenspannung und R der Keimradius.

Über den Verlauf der Dampfdruckkurve mittels der Clausius-Clapeyron-Gleichung (thermodynamisches Gleichgewicht im Zweiphasengebiet) läßt sich dann der Grad der Überhitzung des Dampfes im Siedekeim bestimmen.

$$\frac{dp}{dT} = \frac{h_{ev}}{T \left(\frac{1}{\rho_v} - \frac{1}{\rho_l} \right)} \quad (5.2)$$

Mit der Vereinfachung, daß der Dampf sich wie ein ideales Gas verhält und das spezifische Flüssigkeitsvolumen gegenüber dem des Dampfes vernachlässigbar klein ist, resultiert aus der Integration von Gl. (5.2) bei Heranziehung von Gl. (5.1):

$$R = 2 \frac{\sigma}{h_{ev} \rho_v} \frac{T_s}{(T_v - T_s)} \quad (5.3)$$

hierin sind T_v , T_s die Dampf- und Sättigungstemperatur und h_{ev} die Verdampfungsenthalpie.

Diese Gleichung besagt, daß mit zunehmender Überhitzung immer kleinere Keime an der beheizten Oberfläche aktiviert werden können.

Beispiel:

Bei einem Systemdruck von ca. 1 bar und einer Dampfüberhitzung von 20 K liefert die obige Gleichung für den kleinsten Keimradius, der an der Heizfläche aktiviert wird, einen Wert von:

$$R \simeq 1.35 \mu\text{m}.$$

Auf die Modelle, die sich mit der analytischen Berechnung des Überhitzungsgrades bei der Siedekeimaktivierung beschäftigen, soll hier nicht näher eingegangen werden. Es wird auf die Arbeit von Bräuer [50] verwiesen. Für die vorliegende Arbeit wird zur Bestimmung der Wandüberhitzung, bei der die ersten Keime aktiviert werden, eine Korrelation aus der Literatur übernommen. Im Vorfeld der Anwendung vorhandener Korrelationen ist die Frage nach dem Gültigkeitsbereich zu klären. Maßgeblich ist der Bereich des Druckes, der Strömungsgeschwindigkeit, der Heizflächenbelastung und der Geometrie der verwendeten Versuchsstrecke. Die IAEA [51] schlägt die Bergeles-Rohsenow-Korrelation zur Anwendung bei Forschungsreaktoren vor:

$$\Delta T_{w,sat} = \frac{5}{9} \left(\frac{\dot{q}}{1100} p^{-1.156} \right)^{0.463 p^{0.0234}} \quad (5.4)$$

$\Delta T_{w,sat}$: Wandüberhitzung [$^{\circ}\text{C}$],

$\dot{q}$: Wärmestromdichte [W/m^2],

p : Druck in bar.

Gültigkeitsbereich:

Kanaldurchmesser: 2.4 und 4.6 mm,

Strömungsgeschwindigkeit: 3 bis 17 m/s,

Druck: 1 bis 136 bar.

Belhadi [52] führte Experimente durch zur Erweiterung des Anwendungsbereiches der Korrelation auf niedrigere Geschwindigkeiten bis 0.15 m/s. Er ergänzte die Korrelation durch einen Korrekturfaktor, der eine Funktion der Re-Zahl und der Geometrie der Teststrecke ist. Die dadurch erzielte Verbesserung ist fraglich, so daß für die vorliegende Arbeit die ursprüngliche Korrelation verwendet wird.

5.2 Blasenwachstum und Blasenablösung

Nach Erreichen der notwendigen Wandüberhitzung wachsen die an der Heizfläche aktivierten Keime solange an, bis sie eine kritische Größe erreicht haben, bei der schließlich die Auftriebs- und die dynamischen Kräfte größer als die Haltekräfte sind, so daß die Blase sich von der Heizfläche ablöst. Der zum Wachstum der Blase benötigte Wärmestrom geht wegen der schlechten Wärmeleitfähigkeit des Dampfes keineswegs direkt von der Heizfläche in die Dampfblase, sondern er überhitzt zum größten Teil die an der Heizfläche anliegende thermische Flüssigkeitsschicht. Die Blase bezieht dann den für ihr Wachstum benötigten Wärme- und Stoffbedarf aus dieser überhitzten Grenzschicht. Nach der Ablösung der Blase bleibt in der Vertiefung ein Dampfreist zurück, der als Keim für die nachfolgende Blase dient. Dieser Vorgang wiederholt sich dann mit einem charakteristischen Ablösefrequenz-Spektrum.

Unterschiedliche Auffassungen in der Literatur bestehen jedoch über die Vorstellungen zur Beschreibung der Wärmetransportmechanismen, die für das Entstehen und Anwachsen von Dampfblasen in unterkühlter Strömung verantwortlich sind, so daß bis heute keine vollständige Theorie darüber existiert. Je nach den herrschenden Bedingungen, wie Heizflächenbelastung, Druck und Unterkühlung, können verschiedene Mechanismen wirksam sein, die die Wärmetransportvorgänge beim Wachsen und Ablösen von Dampfblasen beeinflussen. Die drei folgenden Mechanismen fassen die wichtigsten physikalischen Effekte zusammen [1, 2, 50, 54]:

1. Es wird angenommen, daß durch die Verdrängungswirkung der wachsenden Blase ein Geschwindigkeitsfeld in der unmittelbaren Umgebung induziert wird. Die dadurch hervorgerufene Mikrokonvektion soll für den Hauptwärmestrom von der Heizfläche zur Flüssigkeit verantwortlich sein.
2. Es wird davon ausgegangen, daß sich unter der Blase ein sehr dünner überhitzter Flüssigkeitsfilm befindet, aus dem die Blase während des Wachstums im wesentlichen Wärme und Stoff bezieht. Dieser Effekt wird durch einen weiteren Transportmechanismus verstärkt, bei dem ein gekoppelter Wärme- und Stofftransport vom Fuß zum Scheitel einer haftenden Blase erfolgt, d.h. Verdampfung im unteren Teil und Kondensation im oberen Teil der Blase. Dieser Vorgang kann bei Siedekondensation wirksam sein, bei der die überhitzte Schicht wegen der hohen Unterkühlung der Kernströmung sehr dünn ist, so daß die Dampfblasen im frühen Stadium ihres Wachstums aus dieser Schicht herausragen und am Kopf kondensieren.
3. Man geht hier von der Vorstellung aus, daß die von der Heizfläche nach Erreichen einer kritischen Größe sich ablösende Blase einen Teil der wandnahen überhitzten Grenzschicht von der Heizfläche abhebt, in kältere Zonen des Flüssigkeitsinneren

transportiert und dort mit diesen vermischt [1]. An die Stelle der weggetragenen Blase trifft kältere Flüssigkeit aus den benachbarten Zonen auf die Heizfläche und leitet dort einen intensiven instationären Wärmeleitvorgang ein, auf den letzten Endes die hohen Wärmeübergangszahlen zurückzuführen sind. Beer [54] weist zusätzlich darauf hin, daß die sich ablösende Blase in ihrem Nachlauf eine Driftströmung hervorruft, die ebenfalls überhitzte Flüssigkeitsballen von der Heizfläche in die unterkühlte Flüssigkeit transportiert, was eine Verstärkung des Wärmetransportes bewirkt.

Aus diesen Mechanismen wurde folgende modifizierte Modellvorstellung abgeleitet, die für das vorliegende Modell als phänomenologische Grundlage gelten soll (Bild 5.1):

In der unmittelbaren Nähe der Heizfläche bildet sich eine metastabile überhitzte thermische Grenzschicht, in der die an der Heizfläche vorhandenen Keime aktiviert werden. Durch Wärme- und Stofftransport aus dieser Grenzschicht wachsen die Blasen zunächst an, bis sie durch Volumenzunahme oder Ablösung aus der überhitzten Grenzschicht in Kontakt mit der unterkühlten Kernströmung geraten, wo sie dann nach kurzer Lebensdauer kondensieren. Mit dem Ablösen der Blase von der Heizfläche wird sowohl durch die abhebende Blase als auch durch die von ihr bewirkte Nachlaufströmung ein Teil der wandnahen überhitzten Grenzschicht, in der die Blase gewachsen ist, von der Heizfläche weggetragen und in kältere Zonen des Flüssigkeitsinneren transportiert und dort mit diesen vermischt. Aus Kontinuitätsgründen fließt an die Heizfläche, an Stelle der Blase und der mit ihr weggetragenen Grenzschicht, kältere Flüssigkeit aus den benachbarten Zonen und leitet dort einen intensiven instationären Wärmeleitvorgang ein, der die Wiederherstellung der zerstörten thermischen Grenzschicht bewirkt. Der Prozeß wiederholt sich an jedem aktiven Keimzentrum mit einem charakteristischen Ablösefrequenz-Spektrum.

Nach dieser Modellvorstellung wirken zwei konkurrierende Effekte gegeneinander, die den Dampfblaseninhalt in der Kernströmung und letzten Endes den Dampfgehalt beim unterkühlten Sieden bestimmen. Zum einen die Dampfblasenbildung an der überhitzten Wand und zum anderen die anschließende Kondensation in der unterkühlten Kernströmung. Ferner gilt es zwischen zwei Gebieten zu unterscheiden:

Ein Gebiet, in dem kurzlebige Dampfblasen das Bild beherrschen, die bereits während ihrer Wachstumsphase und damit vor der Ablösung von der Wand vom Blasenkopf her kondensieren, sobald sie in Berührung mit der unterkühlten Flüssigkeit kommen. In diesem Bereich ist die thermische Grenzschicht sehr dünn, da die Flüssigkeit noch stark unterkühlt ist (dieser Effekt kann ebenfalls durch hohe Geschwindigkeiten der Kernströmung bewirkt werden). Die Dampfblasen bleiben an der Wand haften und der Dampfgehalt kann als Wandeffekt aufgefaßt werden (Zone II im Bild 4.3)

Das zweite Gebiet umfaßt Dampfblasen, die sich nach Erreichen einer kritischen Größe von der Heizfläche ablösen und erst nach einer kurzen Verweilzeit in der unterkühlten Kernströmung kondensieren. In dieser Zone (III im Bild 4.3) ist die thermische Grenzschicht dick genug, so daß die Dampfblasen ungestört wachsen können. Die Unterkühlung der Kernströmung ist hier niedriger. Das gleiche kann durch langsame Geschwindigkeit der Kernströmung bewirkt werden.

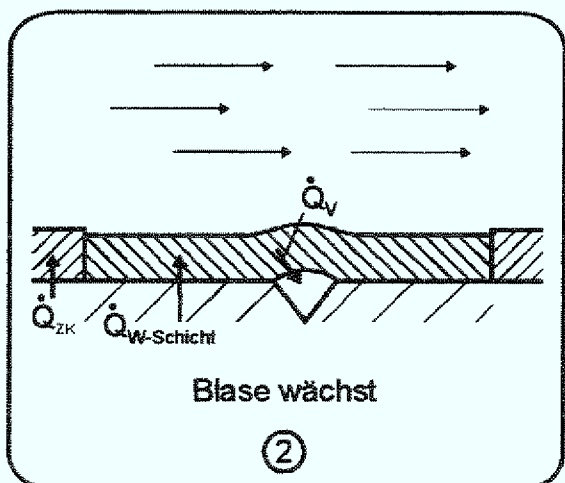
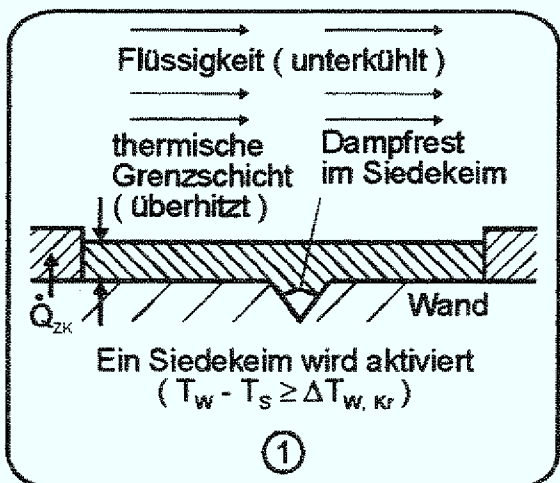
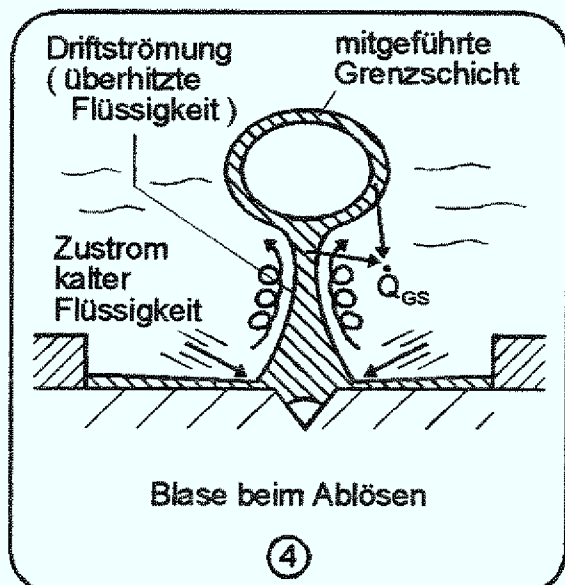
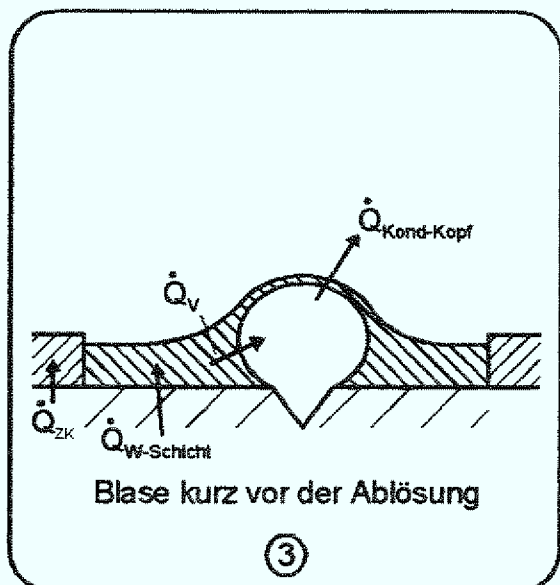
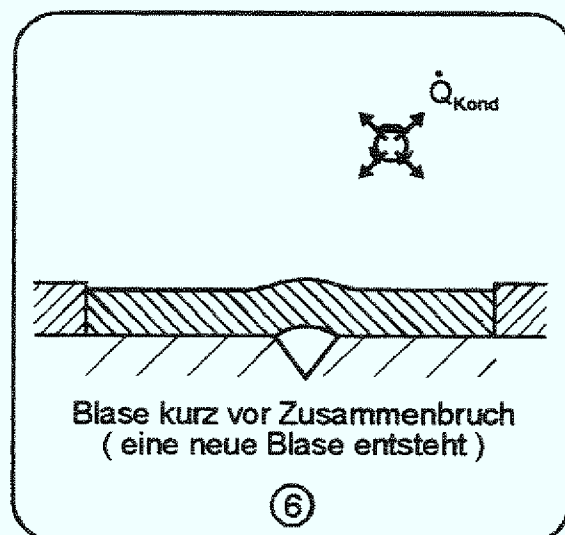
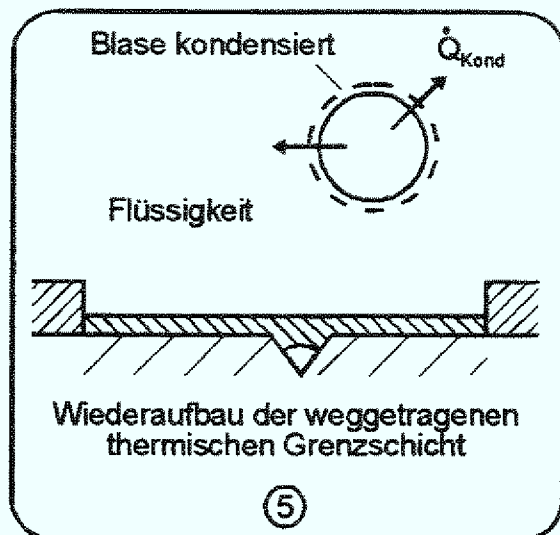


Bild 5.1: Schematische Darstellung der Wärmetransportmechanismen bei Entstehen und Wachsen von an überhitzten Heizflächen gebildeten und in unterkühlter Flüssigkeit kondensierenden Dampfblasen beim unterkühlten Sieden.

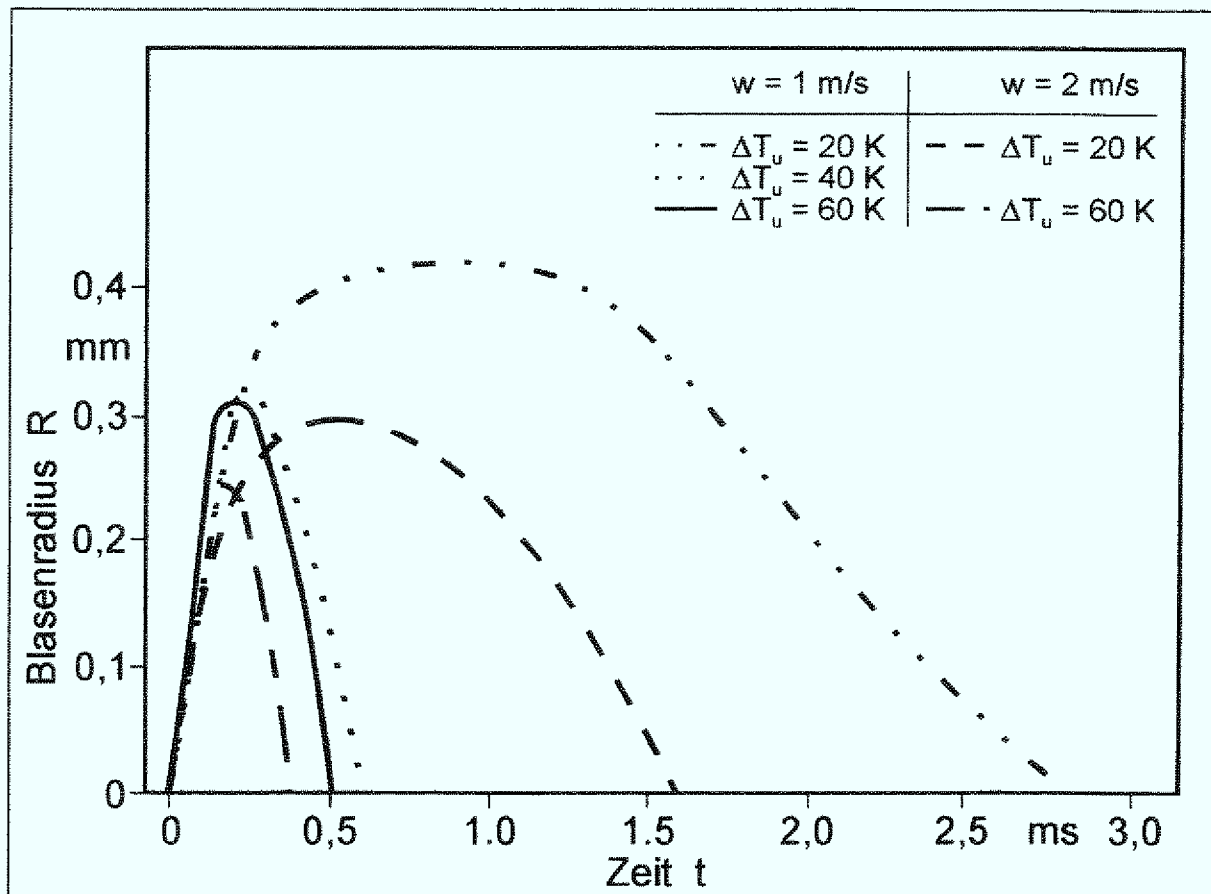


Bild 5.2: Zeitlicher Verlauf von Dampfblasenradien bei Wachstum und Kondensation im unterkühlten Siedebereich bei einem Systemdruck von 2 bar [2].

Bild 5.2 zeigt gemessene Zeit-Verläufe von Blasenradien während des Wachstums und der Kondensation mit der Unterkühlung und der Geschwindigkeit der Kernströmung als Parameter. Man sieht, daß vor allem die Unterkühlung die Größe und die Lebensdauer der Blasen erheblich vermindert. Kleine Dampfblasen haben Symmetrieverhalten, da Wachstums- und Kondensationszeit gleich sind [55]. Große Dampfblasen benötigen zur Kondensation wesentlich mehr Zeit als zum Wachstum. Dies ist damit zu begründen, daß bei sehr kleinen Dampfblasen Wachstums- und Kondensationsverhalten trägheitsgesteuert sind [55], während bei großen Blasen das Verhalten überwiegend durch Wärmeübergang an der Phasengrenze kontrolliert wird [56, 62]. Auf die systematische Beschreibung der Wärmeübergangs- und Trägheitseffekte wird bei der Bestimmung der Kondensationsrate eingegangen.

5.3 Blasenerzeugungsrate

Die an der Heizfläche pro Zeit- und Flächeneinheit erzeugte Dampfmenge, die als Summe über alle erzeugten Blasen anzusehen ist, wird als Blasenerzeugungsrate Ψ_{Er} [kg/m²s] definiert:

$$\Psi_{Erz} = \frac{\dot{q}_V}{h_{ev}}, \quad (5.5)$$

$\dot{q}_V$: Verdampfungswärmestrom pro Flächeneinheit,
 h_{ev} : Verdampfungsenthalpie.

Die Berechnung der Dampfblasenerzeugungsrate an der Heizfläche erfordert damit die Bestimmung des unbekannten, auf die Heizfläche bezogenen Wärmestromanteils $\dot{q}_V$, wie dies nachfolgend beschrieben wird.

Im Bild 5.1 sind jeweils die pro erzeugte Dampfblase übertragenen Wärmeströme dargestellt. Es sind im einzelnen:

- $\dot{Q}_V$ der Verdampfungswärmestrom, der während der Wachstumszeit einer Dampfblase als Verdampfungswärme verbraucht wird,
- $\dot{Q}_{GS}$ die auf die Wachstumszeit einer Dampfblase bezogene Wärmemenge, die bei der Ablösung der Blase in Form überhitzter Flüssigkeitsballen von der thermischen Grenzschicht weggetragen wird,
- $\dot{Q}_{W-Schicht}$ die Summe aus $\dot{Q}_V$ und $\dot{Q}_{GS}$, die für die Wiederherstellung der bei der Ablösung einer Dampfblase weggetragenen Grenzschicht benötigt wird,
- $\dot{Q}_{ZK}$ ist der Wärmestrom der einphasigen Konvektion, der in der unmittelbaren blasenfreien Umgebung einer Dampfblase an die unterkühlte Flüssigkeit übertragen wird.

Im folgenden wird von den Wärmestromdichten gesprochen, die bei der Summierung der Wärmeströme über die pro Flächeneinheit erzeugten Dampfblasen gebildet werden.

Aus der phänomenologischen Betrachtung des vorher erläuterten Modells zur Beschreibung der Wärmeübergangsmechanismen beim Wachstum einer Dampfblase beim US resultiert, daß der pro Flächeneinheit von der Heizfläche dem Fluid zugeführte Wärmestrom $\dot{q}$ sich aus folgenden Anteilen zusammensetzt:

$$\dot{q} = n (\dot{Q}_{ZK} + \dot{Q}_{W-Schicht}) = \dot{q}_V + \dot{q}_{W-Schicht} = \dot{q}_V + \dot{q}_{ZK} + \dot{q}_{GS}, \quad (5.6)$$

hierbei ist n die Anzahl der aktiven Keimzentren pro Flächeneinheit.

Dabei wurde der Wärmestromanteil, den die Blase vor ihrer Ablösung durch Kondensation am Blasenkopf an die unterkühlte Flüssigkeit verliert, vernachlässigt.

Der Verdampfungsanteil $\dot{q}_V$ wird zum größten Teil direkt von der überhitzten thermischen Schicht durch Verdampfung in die Dampfblase übertragen:

$$\dot{q}_V = n \dot{Q}_V = n f V_{BA} \rho_V h_{ev}, \quad (5.7)$$

dabei ist $\dot{q}_V$ dem Ablösevolumen der Blase V_{BA} , der Ablösefrequenz f des Keimzentrums, an dem die Blase gebildet wurde, sowie der Anzahl n der aktiven Keimzentren pro Flächeneinheit der Heizfläche und der Verdampfungsenthalpie proportional. f charakteri-

siert die häufigste Ablösefrequenz für das Ablösespektrum der betrachteten Keimzentren.

Der Zwangskonvektionsanteil q_{ZK} wird, wie erwähnt, außerhalb der Einflußbereiche der Blasen durch einphasige Konvektion von der Heizfläche direkt an die unterkühlte Flüssigkeit übertragen:

$$\dot{q}_{ZK} = B_{ZK} h_{ZK} (T_w - T_l), \quad (5.8)$$

h_{ZK} ist die Wärmeübergangszahl der einphasigen Wasserströmung, die aus der Korrelation von Dittus-Bölder bestimmt werden kann:

$$h_{ZK} = 0.023 \frac{\lambda_l}{d_h} Re^{0.8} Pr^{0.4}, \quad (5.9)$$

λ_l : Wärmeleitfähigkeit vom Wasser,

d_h : hydraulischer Kanaldurchmesser,

Re, Pr: Reynolds- und Prandtl-Zahl,

B_{ZK} : Heizflächenanteil, der blasenfrei ist.

Die Bedeutung der neu eingeführten Größe B_{ZK} wird nachfolgend erläutert. Der Beitrag von $\dot{q}_{ZK}$ hängt von der Zahl und Größe der an der Heizfläche erzeugten Dampfblasen ab. Mit zunehmender Wandüberhitzung nimmt die Populationsdichte der erzeugten Dampfblasen zu. Die Heizfläche wird immer mehr von Blasen bedeckt und somit für die reine Flüssigkeitsströmung nicht direkt zugänglich. Der Heizflächenanteil, der blasenfrei ist und somit in direktem Kontakt mit der unterkühlten Flüssigkeit steht, kann wie folgt angegeben werden:

$$B_{ZK} = \frac{A_{beh} - A_B}{A_{beh}} = 1 - \pi \sum_{i=1}^n R_{i,B}^2 = 1 - n \pi \overline{R_B}^2, \quad (5.10)$$

A_B : von Blasen bedeckte Oberfläche,

A_{beh} : beheizte Oberfläche,

n: Blasenanzahl pro Flächeneinheit,

$\pi \overline{R_B}^2$: Projektionsfläche einer Dampfblase auf der beheizten Oberfläche.

Obwohl die Dampfblasen statistisch unterschiedliche Radien besitzen, wird zur Vereinfachung mit einem mittleren Radius $\overline{R_B}$ gerechnet. Es gilt jetzt, das unbekannte Produkt $n \pi \overline{R_B}^2$ mit Hilfe bekannter Größen zu eliminieren. Nimmt man an, daß alle an der Heizfläche erzeugten Dampfblasen sich davon ablösen und anschließend in der unterkühlten Strömung schwimmen (genau genommen ist diese Situation erst am Ende der Zone II bei OSV im Bild 4.3 gegeben), so kann man die Anzahl der Dampfblasen an der Heizfläche durch den volumetrischen Dampfgehalt α des betrachteten Kontrollvolumens V und den beheizten Durchmesser des Strömungskanals d_{beh} ausdrücken:

$$\alpha = \frac{N}{V} \frac{4}{3} \pi \overline{R_B}^3, \quad (5.11)$$

hierin ist N die Anzahl der Dampfblasen im Kontrollvolumen V.

Aus Gl. (5.11) folgt:

$$N = \alpha V \frac{3}{4} \pi \frac{1}{R_B^3} . \quad (5.12)$$

Aus Gl. (5.10) und Gl. (5.12) resultiert:

$$B_{ZK} = 1 - \frac{3}{4} \frac{V}{A_{beh}} \alpha \frac{1}{R_B} , \quad (5.13)$$

oder

$$B_{ZK} = 1 - \frac{3}{16} \frac{d_{beh}}{R_B} \alpha . \quad (5.14)$$

Für den Dampfgehalt am Ende der Zone II, d.h. bei OSV, gibt Rogers [64] folgende Näherung an:

$$\alpha_{OSV} \simeq \frac{\pi}{3} \frac{\overline{R_B}}{d_{beh}} . \quad (5.15)$$

Aus Gl. (5.14) und Gl. (5.15) resultiert:

$$B_{ZK} \simeq 1 - \frac{\pi}{16} \frac{\alpha}{\alpha_{OSV}} . \quad (5.16)$$

α_{OSV} kann nach einer empirischen Korrelation von Rouhani [65] angegeben werden:

$$\alpha_{OSV} = 2.435 \cdot 10^{-3} p^{-0.237} \frac{U_{beh}}{A} , \quad (5.17)$$

U_{beh} : beheizter Umfang [m],

A: Strömungsquerschnitt [m²],

p: Druck [Pa].

Rogers [64] führte spezielle Experimente zur Bestimmung des Voidgehalts bei OSV durch und stellte dabei fest, daß der Voidgehalt bei OSV bei 5-10% liegen kann. Beachtet man die zugehörigen Versuchsbedingungen:

Strömungsgeschwindigkeit = 0.07-0.45 m/s,

Wärmestromdichte = 30 - 120 W/cm²,

p = 1.5 bar,

so kann man mit einem mittleren Wert von 7% rechnen. Bei höheren Geschwindigkeiten liegt der Void bei OSV immer unter 7%, wie dies aus der Korrelation von Rouhani Gl. (5.17), die bis zu einer Geschwindigkeit von 0.55 m/s gültig ist, leicht zu entnehmen ist. Gibt man schließlich diesen Wert von 7% in der Gleichung für B_{ZK} ein, so stellt man fest, daß der Beitrag der Zwangskonvektion ab einem Voidgehalt von 35% keine Rolle mehr spielt.

Der zweite Anteil $\dot{q}_{W-Schicht}$ wird zum Aufbau der überhitzten thermischen Grenzschicht aufgewendet. Er setzt sich aus dem Verdampfungsanteil, den die Dampfblase bei ihrer Entstehung der überhitzten Grenzschicht entzieht, und dem Anteil, der dadurch bewirkt, daß die ablösende Dampfblase überhitzte Flüssigkeitsballen in die unterkühlte Kern-

strömung transportiert. Der letzte Term umfaßt sowohl den durch die ablösende Blase abgehobenen Grenzschriftanteil als auch den Anteil, der durch die im Nachlauf der Blase bewirkte Driftströmung transportiert wird. $\dot{q}_{W-Schicht}$ ist identisch mit der auf die Heizfläche bezogenen Wärmemenge, die während der Wiederaufbauzeit ($1/f$) der Grenzschrift zur Aufheizung (bzw. Überhitzung) der aus den kälteren Zonen an die Heizfläche gelangenden unterkühlten Flüssigkeit aufgewendet wird. Die Wiederaufbauzeit ($1/f$) ist durch die Ablösefrequenz f der Dampfblasen gegeben. $\dot{q}_{W-Schicht}$ ist wie der Verdampfungsanteil $\dot{q}_v$ der Anzahl der ablösenden Dampfblasen pro Heizfläche und der Ablösefrequenz (f) proportional:

$$\dot{q}_{W-Schicht} = n f Q_{GS} \quad (5.18)$$

Zur Eliminierung des unbekannten Produkts ($n \cdot f$) wird das Verhältniss $\frac{\dot{q}_{W-Schicht}}{\dot{q}_v}$ gebildet:

$$E = \frac{\dot{q}_{W-Schicht}}{\dot{q}_v} = \frac{Q_{GS}}{V_{BA} \rho_v h_{ev}} \quad (5.19)$$

Q_{GS} ist die Wärmemenge je Keimzentrum, die zum Aufbau der thermischen Grenzschrift der überhitzten Wand entzogen wird:

$$Q_{GS} = M_{\ddot{U},l} c_{p,l} \Delta T_{GS} \quad (5.20)$$

hierin ist $M_{\ddot{U},l}$ die überhitzte Flüssigkeitsmenge je Keimzentrum, die teils in die wachsende Dampfblase verdampft und teils durch die ablösende Dampfblase in die Kernströmung transportiert wird. ΔT_{GS} ist die charakteristische Temperaturdifferenz der Grenzschrift. Ihre Bedeutung wird nachfolgend erläutert.

Zur Bestimmung von Q_{GS} werden in der Literatur verschiedene Annahmen und Vereinfachungen getroffen. Meister [63, 66] leitet aus einer analytischen Lösung der instationären Wärmeleitung in der überhitzten Grenzschrift eine Beziehung für Q_{GS} ab. Zur Berechnung von $M_{\ddot{U},l}$ nimmt er an, daß das Volumen der überhitzten Flüssigkeit gleich dem Produkt aus der Projektion der maximalen Blasenoberfläche und der Grenzschrift-dicke δ ist. Für $M_{\ddot{U},l}$ resultiert dann:

$$M_{\ddot{U},l} = \delta \pi R_{BA}^2 \rho_l \quad (5.21)$$

wobei δ die Grenzschrift-dicke und R_{BA} der Blasenablöseradius sind.

Für die Temperaturverteilung in der thermischen Grenzschrift kann man annehmen, daß sich nach Erreichen des stationären Zustands, d.h. unmittelbar vor dem Beginn des Blasenwachstums, eine lineare Temperaturverteilung zwischen der Wand und der unterkühlten Flüssigkeit einstellt, die wie folgt beschrieben werden kann (Bild 5.3):

$$\Delta T_{GS} \delta = \int_0^\delta (T - T_l) dx = \frac{(T_w - T_l)}{2} \delta \quad (5.22)$$

Für Q_{GS} gilt dann:

$$Q_{GS} = \pi R_{BA}^2 \rho_l c_{p,l} \delta \frac{(T_w - T_l)}{2} \quad (5.23)$$

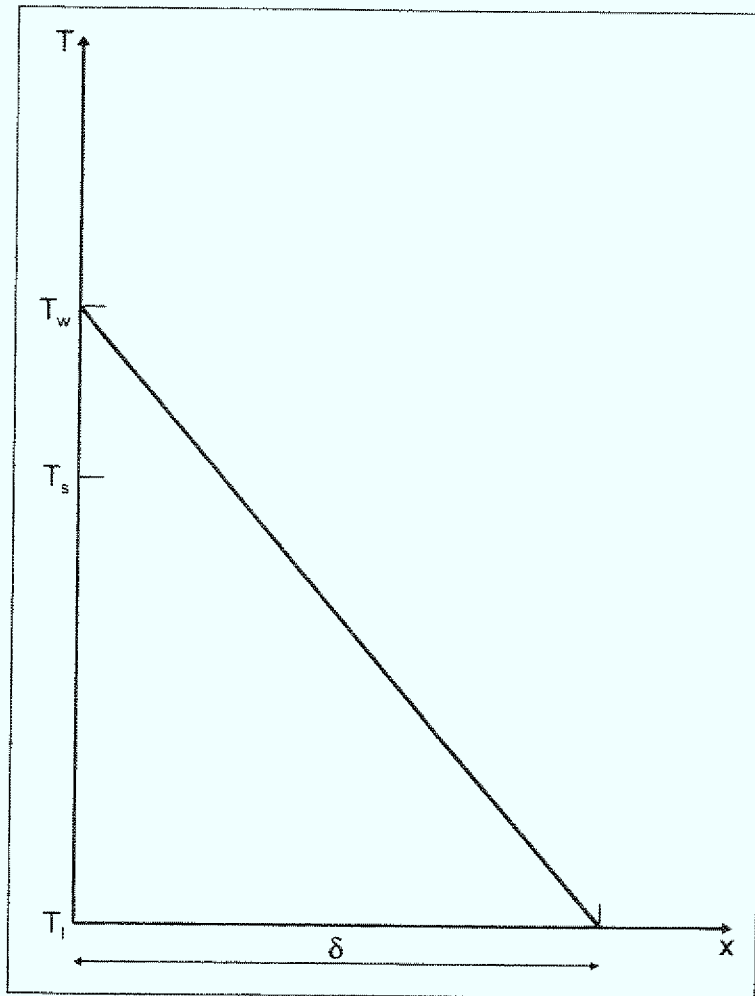


Bild 5.3: Örtliche Näherungstemperaturverteilung der sich an einer überhitzten Heizfläche einstellenden thermischen Grenzschicht nach Erreichen des stationären Zustandes.

Aus einer theoretischen Überlegung bestimmt Meister dann die thermische Grenzschichtdicke δ und gibt für das Verhältnis $\frac{\dot{q}_V}{\dot{q}_{W-Schicht}}$ folgende Beziehung an:

$$\frac{1}{E} = \frac{\dot{q}_V}{\dot{q}_{W-Schicht}} = 2 C_{Ev} \left(\frac{T_w - T_s}{T_w - T_l} \right)^2, \quad (5.24)$$

dabei ist C_{Ev} ein Verdampfungsparameter, der bei etwa 0.5 liegt. Der genaue Wert wird bei der Verifikation des Modells an Hand von Experimenten festgelegt.

Durch weitere Umformung der erhaltenen Beziehungen (5.6, 5.7, 5.19, 5.23, 5.24) und Elimination des unbekannten Produktes aus Blasenfrequenz und Blasendichte ($f \cdot n$) läßt sich schließlich der Verdampfungswärmestrom $\dot{q}_V$ wie folgt angeben:

$$\dot{q}_V = \frac{\dot{q} - \dot{q}_{ZK}}{E} = (\dot{q} - \dot{q}_{ZK}) 2 C_{Ev} \left(\frac{T_w - T_s}{T_w - T_l} \right)^2. \quad (5.25)$$

Durch Einsetzen von Gl. (5.25) in Gl. (5.5) läßt sich dann die Oberflächenverdampfungsrate Ψ_{Erz} bestimmen.

Um die Größenordnung von $\dot{q}_v$ im Verhältnis zum Gesamtwärmestrom abzuschätzen, soll folgendes Beispiel berechnet werden:

Die thermodynamischen Bedingungen eines KFA-Experiments, bei dem die thermohydraulische Instabilität erfaßt wurde (siehe Bild 3.8), lauten:

$$\dot{q} = 200 \text{ W/cm}^2,$$

$$w = 2.40 \text{ m/s},$$

$$p \approx 1.14 \text{ bar}, T_i = 103.50 \text{ }^\circ\text{C}, \rho_v = 0.70 \text{ kg/m}^3,$$

$$\text{mittlere Flüssigkeitsunterkühlung entlang des Kanals: } \overline{T_s - T_l} = 31 \text{ K},$$

$$\text{Wandüberhitzung der Kanalwand: } T_w - T_s = 32 \text{ K}.$$

Es folgt aus Gl. (5.24):

$$\frac{1}{E} = \frac{\dot{q}_v}{\dot{q}_{W-Schicht}} = 0.26. \quad (5.26)$$

Für den konvektiven Wärmeübergang gilt aus Gl. (5.8) bei einem mittleren Voidgehalt im Kanal von 25%:

$$\frac{\dot{q}_{ZK}}{\dot{q}} = 0.067, \quad (5.27)$$

Aus Gl. (5.25) gilt ferner :

$$\frac{\dot{q}_v}{\dot{q}} = \frac{1 - \frac{\dot{q}_{ZK}}{\dot{q}}}{E} \approx 0.24. \quad (5.28)$$

d.h. nur 24% des von der Heizfläche übertragenen Wärmestroms wird bei der Blasenerzeugung für den Verdampfungsvorgang benötigt. Demzufolge wird der Wärmestrom hauptsächlich durch die bei der ablösenden Blase transportierte thermische Grenzschicht übertragen (mit ca. 70%), was mit Literaturangaben [54] übereinstimmt.

5.4 Blasenablösepunkt und Blasenablöseradius

Entlang des beheizten Kanals nimmt die Flüssigkeitsunterkühlung infolge ständiger Wärmezufuhr ab. Die an der Wand liegende thermische Grenzschicht nimmt an Dicke zu und die darin wachsenden Blasen werden immer weniger von der angrenzenden unterkühlten Flüssigkeit bei ihrem Wachstum gestört; sie lösen sich von der Wand erst ab, wenn die Widerstands- und Auftriebskräfte größer werden als die Haltekraft. Der Punkt (OSV: Onset of Significant Void), bei dem sich die Dampfblasen erstmals von der Wand ablösen, wird durch die Unterkühlung der Flüssigkeit an dieser Stelle bestimmt. Dies hängt von den thermischen und hydrodynamischen Bedingungen im Kanal ab.

Saha und Zuber [38] verwenden eine recht einfache Methode zur Bestimmung von OSV. Mittels Peclet-Zahl ($Pe = Re Pr$), die das Verhältnis von konvektivem Wärmetransport zur molekularen Wärmeleitung beschreibt, unterscheiden sie zwischen zwei Bereichen:

$$\Delta T_U = 0.0022(q \frac{d_h}{\lambda_l}) \quad Pe \leq 70000, \quad (5.29)$$

$$\Delta T_U = 153.8 \left(\frac{q}{w \rho_l c_{p,l}} \right) \quad Pe \geq 70000, \quad (5.30)$$

hierin ist ΔT_U die Flüssigkeitsunterkühlung.

Gültigkeitsbereich der Korrelation:

$p = 1$ bis 138 bar,

$m = 95$ bis 2760 kg/m² s,

$\dot{q} = 28$ bis 190 W/cm².

Rogers [64] stellt bei seinen Untersuchungen zum Blasenablösepunkt im unterkühlten Sieden fest, daß bei niedrigen Drücken von ca. 1.5 bar der Voidgehalt bei OSV bereits Werte in der Größenordnung von 5-10% erreichen kann. Shoukri [3] zeigt in seinen speziellen Experimenten zur Blasenverdampfung und -kondensation im US, die bei niedrigen Drücken und Strömungsgeschwindigkeiten durchgeführt wurden, daß die Saha- und Zuber-Korrelation seine Daten mit guter Genauigkeit wiedergibt.

Das Volumen, mit dem sich die Dampfblasen nach Erreichen ihrer kritischen Größe von der Wand ablösen, wird als Ablösevolumen bezeichnet. Mit diesem Volumen gelangen sie in die unterkühlte Flüssigkeit, wo sie dann nach kurzer Verweilzeit von einigen Millisekunden kondensieren. Das Ablösevolumen bzw. der Ablöseradius (R_{BA}) wird unter anderem als charakteristische Größe zur Berechnung der Kondensationsrate benötigt. Eine zuverlässige Angabe darüber liefert ein semiempirisches Modell nach Ünal [67, 68].

$$R_{BA} = 1.2110^{-5} \frac{p^{0.709} A}{\sqrt{b k}}, \quad (5.31)$$

mit

$$b = \frac{T_s - T_l}{2} \left(1 - \frac{\rho_v}{\rho_l} \right), \quad (5.32)$$

$$k = \left(\frac{w}{0.61} \right)^{0.47} \text{ für } w > 0.61 \text{ m/s,}$$

$$k = 1 \text{ für } w \leq 0.61 \text{ m/s,}$$

$$A \approx \frac{T_w - T_s}{2\rho_v h_{ev}} \sqrt{\frac{\lambda_v \rho_v c_v}{\pi}}. \quad (5.33)$$

Gültigkeitsbereich:

Druck: 1 - 177 bar,

Wärmestromdichte: 0.47 - 10.64 MW/m²,

Strömungsgeschwindigkeit: 0.08 - 9.15 m/s,
Flüssigkeitsunterkühlung ΔT_U : 3 - 86 K.

Das Modell ist in einem breiten Bereich von Druck, Geschwindigkeit und Wärmestromdichte abgesichert und deckt den Bereich der Untersuchungen in dieser Arbeit in vollem Maße ab.

5.5 Blasen Kondensation

Die Massenkondensation einer Dampfblase kann wie folgt beschrieben werden:

$$\dot{M}_B = \rho_v \dot{V}_B = \rho_v A_B \dot{R}_B. \quad (5.34)$$

Es bedeuten $\dot{M}_B$ der kondensierte Massenstrom einer Dampfblase, $\dot{R}_B$ die Kondensationsgeschwindigkeit, $\dot{V}_B$ die Volumen-Kondensationsgeschwindigkeit und A_B die Blasenoberfläche.

Für eine genaue Bestimmung der momentanen Massenkondensation einer Dampfblase benötigt man die Volumenkondensationsgeschwindigkeit sowie das momentane Blasen-volumen, die sich aber mit der Zeit ändern und somit sehr schwer zu ermitteln sind. Statt dessen werden dafür zeitlich gemittelte Größen eingeführt, die über die Kondensationszeit berechnet werden können. Im folgenden wird daher auf die detaillierte Bestimmung der Blasenlebensdauer (Kondensationszeit) einer Dampfblase in der unterkühlten Flüssigkeit eingegangen.

5.5.1 Kondensationszeit von Dampfblasen

Die zeitliche Volumenabnahme einer in unterkühlter Flüssigkeit kondensierenden Dampfblase wird von zwei Effekten kontrolliert:

- Wärmeübergang an der Phasengrenze,
- Trägheit der umgebenden Flüssigkeit. In diesem Fall versucht die Flüssigkeit, den durch Kondensation freiwerdenden Raum einzunehmen bzw. den dadurch entstehenden Unterdruck auszugleichen.

Bei großen Blasen, die bei niedriger Unterkühlung und langsamer Strömungsgeschwindigkeit entstehen, erfolgt die Kondensation sehr langsam, so daß die Trägheit der die Blase umgebenden Flüssigkeit vernachlässigt werden kann. Die Kondensation wird in diesem Fall vorwiegend durch den Wärmeübergang an der Phasengrenze gesteuert. Diese Sorte von Dampfblasen leistet wegen der langen Blasenlebensdauer in der unterkühlten Flüssigkeit den Hauptbeitrag zum Dampfgehalt beim unterkühlten Sieden. Kleine Blasen, die bei großer Unterkühlung und hoher Strömungsgeschwindigkeit entstehen, kondensieren dagegen so schnell, daß die umgebende Flüssigkeit wegen ihrer Trägheit nicht rasch genug in den durch Kondensation freiwerdenden Raum nachströmen bzw. den dadurch entstandenen Unterdruck ausgleichen kann, so daß lokal große Druckschwankungen entstehen können, die man als Kavitationseffekt bezeichnet.

Zwischen beiden Kondensationsbereichen beeinflussen beide Effekte die Volumenabnahme.

Zur quantitativen Beschreibung beider Kondensationsbereiche soll die modifizierte Rayleigh-Gleichung [55, 69, 74] herangezogen werden. Sie beschreibt die Bewegungsgleichung der umgebenden Flüssigkeit in Kugelgeometrie und kann durch Kombination der Kontinuitäts- mit der Impulsgleichung hergeleitet werden (Bild. 5.4):

$$R \frac{d\dot{R}}{dt} + \frac{3}{2} \dot{R}^2 + \frac{4\mu\dot{R}}{R\rho_l} = \frac{p_w(R) - p_l}{\rho_l}, \quad (5.35)$$

R : Blasenradius,

p_w : Druck an der Blasenwand,

p_l : Druck der Flüssigkeit in großer Entfernung von der Blase,

μ : dynamische Viskosität der Flüssigkeit.

Aus dieser Gleichung kann man folgendes entnehmen:

Bei kleiner Kondensationswärme - z.B. bei kleinen Dampfdrücken - ist die Temperaturerhöhung in der die Blase umgebenden Flüssigkeit sehr gering, und folglich bleibt der Druck an der Blasenwand sehr klein ($p_w < p_l$). Die Wanderungsgeschwindigkeit der Blasenwand und damit der Blasenkollaps wird vorwiegend durch die Trägheit der Flüssigkeit gesteuert [73]. Im anderen Fall bewirkt die hohe Kondensationswärme (z.B. bei großen Dampfblasen) eine starke Temperaturerhöhung der blasenwandnahen Flüssigkeitsschicht, und der Dampfdruck an der Blasenwand erreicht schnell den Systemdruck der Flüssigkeit: $p_w = p_l$. Die rechte Seite in Gl. (5.35) verschwindet, und die Trägheit kann damit vernachlässigt werden. Der Blasenkollaps ist hier durch den Wärmetransport an die Flüssigkeit gesteuert.

Diese Überlegung liefert eine praktische Möglichkeit, zwischen wärmeübergangs- und trägheitsgesteuerter Kondensation zu unterscheiden. Hierzu bietet sich die Möglichkeit an, die Druckfluktuationen in der Umgebung kondensierender Blasen unmittelbar am Ende der Kondensationszeit zu messen.

Derartige Untersuchungen wurden von Mayinger und Nordman [3, 70, 71] durchgeführt. Man hat die gemessene Maximalamplitude der Druckfluktuationen als Funktion der Jakob-Zahl aufgetragen, wie dies aus Bild 5.5 hervorgeht. Die Jakob-Zahl gibt das Verhältnis der fehlenden Energie der Flüssigkeit zur Erreichung des Sättigungszustands zur im Dampf bei gleichem Volumen gespeicherten Wärme an:

$$Ja = \frac{\rho_l c_{p,l} (T_s - T_l)}{\rho_v h_{ev}}. \quad (5.36)$$

Die doppeltlogarithmische Eintragung der dimensionslosen Druckamplitude über der Jakob-Zahl zeigt, daß alle Daten einer Ausgleichsgerade gehorchen, die ihre Steigung bei $Ja = 100$ erhöht. Mayinger und Nordman konnten damit zeigen, daß die Druckfluktuationen in der Umgebung kondensierender Blasen ab einer Ja-Zahl von 100 stark zunehmen. Dies ist ein Indiz für die überwiegende Steuerung der Kondensation durch die Trägheit. Chen [73] konnte durch Messungen zur Blasen Kondensation mit Hilfe der holographischen Interferometrie nachweisen, daß bis zu einer Ja-Zahl von 60-80 eine thermische Grenzschicht in der Umgebung kondensierender Blasen existiert. Bis zu dieser

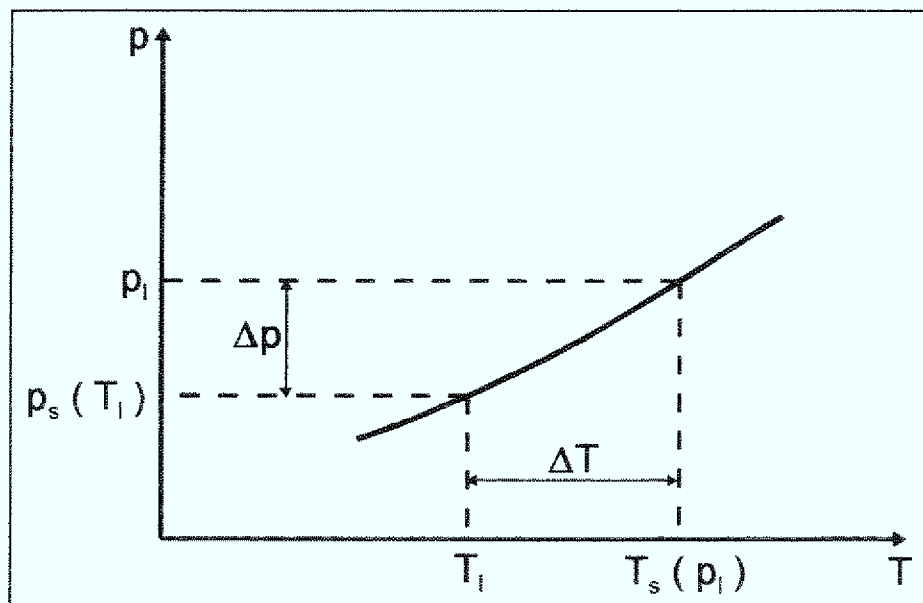
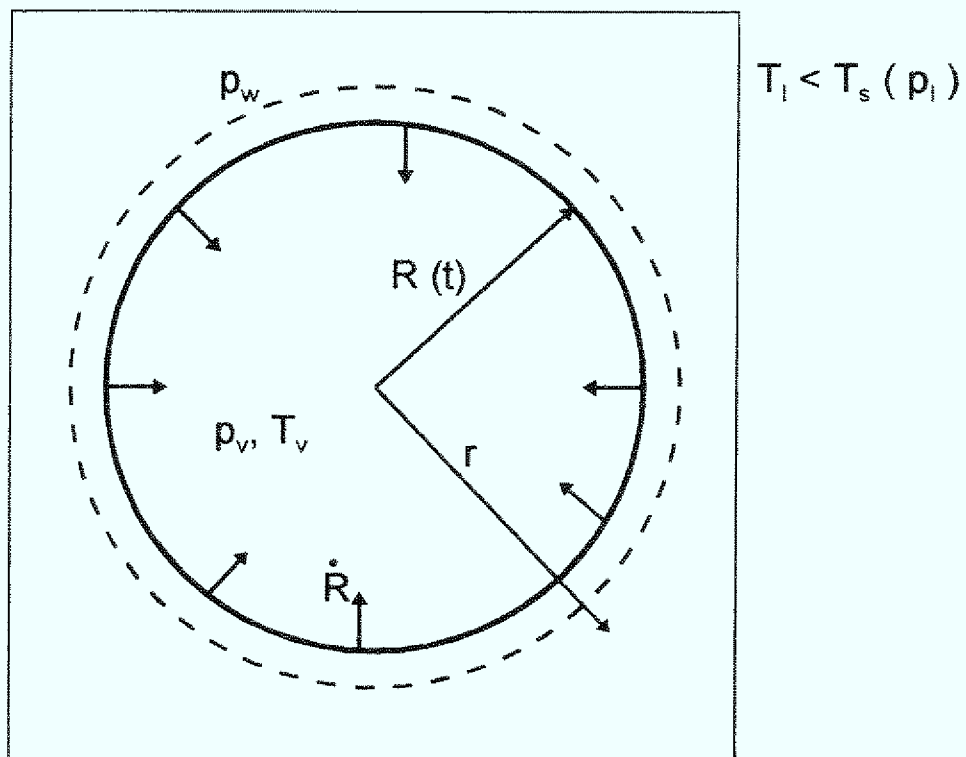


Bild 5.4: Druck-Temperatur-Abhängigkeit in der Umgebung einer in unterkühlter Flüssigkeit kondensierenden Dampfblase.

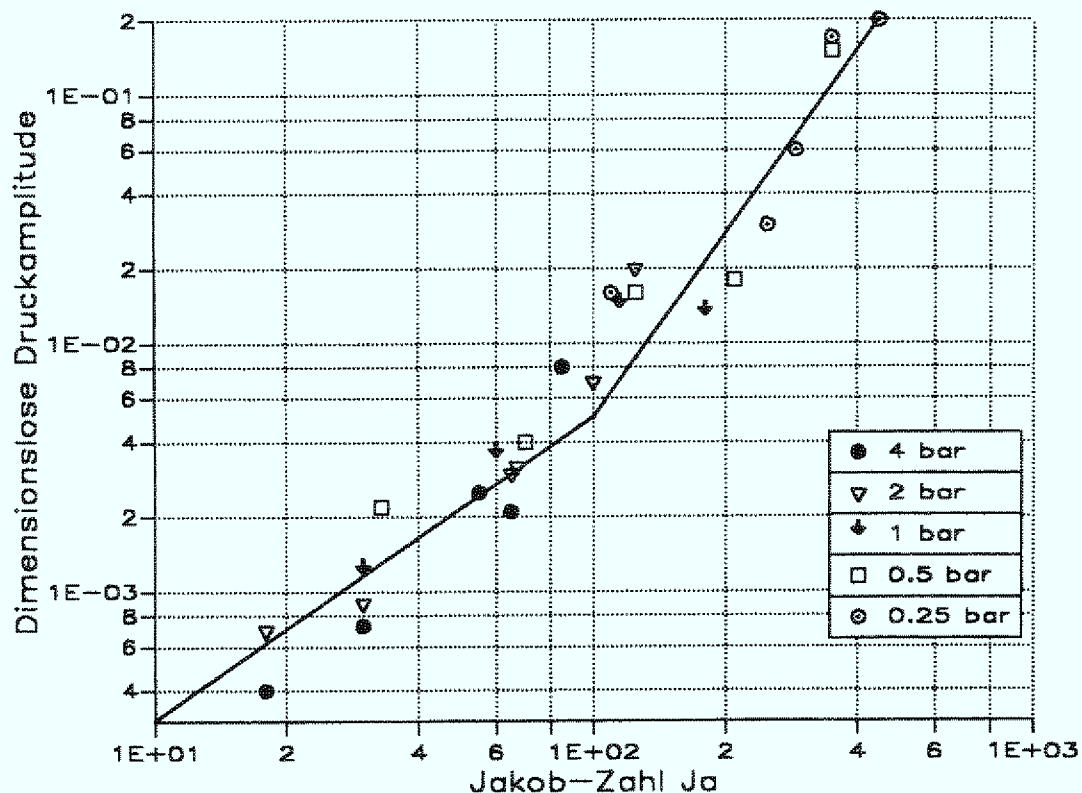


Bild 5.5: Dimensionslose Maximaldruckamplitude in der Umgebung kondensierender Dampfblasen zum Ende der Volumenabnahme als Funktion der Jakob-Zahl bei verschiedenen Systemdrücken [3].

Grenze sind die charakteristischen Druckausschläge zum Kondensationsende gering. Mit Hilfe der Jakob-Zahl kann man somit drei Kondensationsbereiche unterscheiden:

1. $Ja \leq 80$: die Kondensation wird überwiegend durch den Wärmetransport an der Phasengrenze bestimmt,
2. $80 < Ja < 100$: Übergangsbereich. Hier sind sowohl die Wärmetransport- als auch die Trägheitseffekte von Bedeutung. In diesem Gebiet wird zwischen beiden Bereichen interpoliert,
3. $Ja > 100$: hier dominieren die Trägheitseffekte.

5.5.1.1 Trägheitsgesteuerte Kondensation

Zur Beschreibung des Kondensationsverhaltens im trägheitsgesteuerten Bereich kann die Rayleigh-Gleichung herangezogen werden [74, 75, 76]. Die Integration dieser Gleichung liefert die Lebensdauer einer Dampfblase in unterkühlter Flüssigkeit bei überwiegender Steuerung der Kondensation durch die Trägheit. Es wird angenommen, daß die Kondensation dort beginnt, wo die Dampfblase sich von der Wand ablöst und in die unterkühlte Flüssigkeit gelangt. Für die Anfangsbedingung ($t = 0$) gilt:

$R(0) = R_{BA}$: Ablöseradius

$\dot{R}(0) = 0$: Kondensationsgeschwindigkeit

Die Integration der Gl. (5.35) ergibt:

$$t = R_{BA} \sqrt{\frac{3}{2} \frac{\rho_l}{P_l}} \int_{\beta}^1 \sqrt{\left(\frac{\beta^3}{1 - \beta^3} \right)} d\beta, \quad (5.37)$$

mit $\beta = \frac{R}{R_{BA}}$.

Die Lösung dieser Gleichung liefert die Kondensationszeit:

$$\tau_c = 0.915 R_{BA} \sqrt{\frac{\rho_l}{P_l}}. \quad (5.38)$$

5.5.1.2 Wärmeübergangsgesteuerte Kondensation

Um die kondensierende Dampfblase existiert eine flüssige dünne Grenzschicht, in der sich infolge der freigesetzten Kondensationswärme ein Temperaturgefälle ($T_s - T_l$) einstellt. Nimmt man an, daß die an der Phasengrenze freigesetzte Wärme einfach durch Wärmeleitung in dieser Grenzschicht übertragen wird, so kann man die Kondensationsgeschwindigkeit in diesem Bereich wie folgt beschreiben (Bild 5.4):

$$\dot{R} = \frac{\lambda_l}{\rho_v h_{ev}} \left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R}. \quad (5.39)$$

Die Bestimmung von $\dot{R}$ erfordert die Kenntnis von $\left(\frac{\partial T}{\partial r} \right)_{r=R}$ an der Phasengrenze.

Das Temperaturfeld um die Dampfblase kann über die instationäre Energiegleichung an der Phasengrenze auf der Flüssigkeitsseite beschrieben werden:

$$\begin{aligned} \frac{\partial T}{\partial t} + \left[\left(\frac{R}{r} \right)^2 \dot{R} - w(R) (1 - \cos \theta \left(\frac{R}{r} \right)^3) \right] \frac{\partial T}{\partial r} + \frac{w(R)}{r} \left(1 + \frac{1}{2} \frac{R^3}{r^3} \right) \sin \theta \frac{\partial T}{\partial \theta} \\ = \alpha \frac{1}{r^2} \frac{\partial}{\partial r} \left(r^2 \frac{\partial T}{\partial r} \right), \end{aligned}$$

θ ist der Umfangswinkel der kugelförmig angenommenen Blase und $w(R)$ die Absolutgeschwindigkeit der Blasenoberfläche.

In vielen Arbeiten [56 - 63] wurde versucht, diese Gleichung analytisch zu lösen, um die Größe $(\partial T / \partial r)$ an der Phasengrenze zu bestimmen. Die daraus gewonnenen Lösungen hängen stark von den getroffenen Annahmen zur Festlegung der Rand- und Anfangsbedingungen ab. Zusätzlich dazu fehlt eine zuverlässige Kenntnis der Geschwindigkeit der Phasengrenze $w(R)$, die örtlich und zeitlich stark variiert. Letzteres bestätigen Aufnahmen mit Hochgeschwindigkeitskameras [58].

Chen [73] zeigt, daß die aus analytischen Lösungen gewonnenen Resultate zur Beschreibung der Volumenabnahme oft sehr stark von Meßergebnissen abweichen. Es be-

stehen zum Teil erhebliche Unterschiede für die Kondensationszeit und die zeitliche Abnahme des Blasenradius, die auf die Unkenntnis des wahren Wärmetransports an der Phasengrenze zurückgeführt werden können. Die vorhandenen Modelle besitzen die generelle Form:

$$\beta = \frac{R(t)}{R_{BA}} = F(Re, Pr, Ja, Fo), \quad (5.40)$$

wobei Re hier die Blasen-Reynolds-Zahl ist, die mit dem Blasendurchmesser und der Relativgeschwindigkeit der Phasen gebildet wird.

Mayinger [3], Nordmann [71, 72] und Chen [73] untersuchten experimentell das Kondensationsverhalten von Dampfblasen in unterkühlter Strömung mit Hilfe der holographischen Interferometrie. Für den wärmeübergangsgesteuerten Kondensationsbereich gelingt es ihnen, eine empirische Korrelation anzugeben, die ihre Experimente recht gut wiedergibt:

$$\beta = (1 - 0.56 Re^{0.7} Pr^{0.5} Ja Fo)^{0.9}. \quad (5.41)$$

Die entsprechende Kondensationszeit lautet:

$$\tau_c = 1.784 \frac{(2 R_{BA})^2}{a_l Re^{0.7} Pr^{0.5} Ja}, \quad (5.42)$$

mit den dimensionslosen Zahlen:

- Prandtl-Zahl: $Pr = \frac{\mu_l c_{p,l}}{\lambda_l}$,
- Jakob-Zahl: $Ja = \frac{\rho_l c_{p,l} (T_s - T_l)}{\rho_v h_{ev}}$,
- Blasen-Reynolds-Zahl: $Re = \frac{2 R_{BA} w_{rel} \rho_l}{\mu_l}$,

w_{rel} ist die Relativgeschwindigkeit zwischen Blase und Flüssigkeit. Sie wird aus einer Drift-Korrelation ermittelt,

- Fourier-Zahl: $Fo = \frac{a_l t}{(2 R_{BA})^2}$.

Gültigkeitsbereich der Korrelation:

$$0.25 \text{ bar} \leq p \leq 4 \text{ bar},$$

$$Ja \leq 80,$$

$$Re \leq 10^4.$$

Für den Wärmeübergang an der Phasengrenze leiten sie folgende Korrelation für die Nu-Zahl:

$$Nu = 0.185 Re^{0.7} Pr^{0.5}. \quad (5.43)$$

Bemerkenswert ist, daß diese Gleichung bis auf die Zahlenkonstante mit der Gleichung von Avdeev [77] übereinstimmt, die folgende Form besitzt:

$$Nu = 0.228 Re^{0.7} Pr^{0.5} . \quad (5.44)$$

Avdeev benutzt statt der Blasen-Reynolds-Zahl die Re-Zahl des Kanals, die mit dem Kanaldurchmesser und der Fluidgeschwindigkeit gebildet wird. Seine Gleichung ist für turbulente Strömungen ab $Re > 20000$ gültig. In diesem Bereich wird die Blasen-Re-Zahl klein, weil der Blasenablösedurchmesser und die Relativgeschwindigkeit stark abnehmen. Weiterhin gilt seine Gleichung nur für Dampfblasen ab folgendem Durchmesser:

$$\frac{d_b}{d_h} > \frac{80}{Re^{0.7}} , \quad (5.45)$$

wobei d_b der Blasendurchmesser und d_h der hydraulische Kanaldurchmesser.

5.5.2 Blasenkondensationsrate

Aus den gewonnenen Gleichungen zur Beschreibung der Volumenabnahme und der Kondensationszeit Gl. (5.37), (5.38) und Gl. (5.41), (5.42) läßt sich die Kondensationsrate in einem Kontrollvolumen bestimmen:

$$\Psi_C = \sum_{i=1}^N \rho_v \dot{V}_i(t) \simeq N \rho_v \dot{V}(t) , \quad (5.46)$$

Dabei sind $N [1/m^3]$ die Anzahl der Dampfblasen in einem Kontrollvolumen und $\dot{V}(t)$ die über die Zahl der zur Zeit t im Kontrollvolumen vorhandenen Dampfblasen gemittelte Volumenabnahmegeschwindigkeit.

Für die zeitlich gemittelten Werte der Volumenabnahmegeschwindigkeit und des Blasenvolumens (gemittelt über die Lebensdauer der Blase in der unterkühlten Flüssigkeit) gilt:

$$\bar{\dot{V}} = \frac{1}{\tau_C} \int_0^{\tau_C} \dot{V}(t) dt = \frac{1}{\tau_C} \int_{V_{BA}}^{V(t)_B} dV(t) = \frac{V_{BA}}{\tau_C} , \quad (5.47)$$

$$\bar{V} = \frac{1}{\tau_C} \int_0^{\tau_C} V(t) dt = \frac{V_{BA}}{\tau_C} \int_0^{\tau_C} \beta^3 = \frac{V_{BA}}{C_{Kon}} . \quad (5.48)$$

Einsetzen von (5.51) und (5.52) in (5.50) liefert:

$$\Psi_C = N \rho_v \frac{V_{BA}}{\tau_C} = \frac{\rho_v}{\tau_C} \frac{V_{BA}}{\bar{V}} N \bar{V} = C_{Kon} \rho_v \frac{\alpha}{\tau_C} , \quad (5.49)$$

mit:

$\alpha = N \bar{V}$: Volumendampfgehalt im Kontrollvolumen.

In der obigen Gleichung wurde ein Kondensationsparameter C_{Kon} eingeführt. Er umfaßt alle Zahlenwerte, die bei der Mittlung und Integration entstehen. Der genaue Wert wird bei der Verifikation des Modells durch Nachrechnung von Experimenten festgelegt.

5.6 Bestimmung des Dampfgehaltes im unterkühlten Siedebereich

In den vorangegangenen Abschnitten wurden die Ausdrücke für die Verdampfungs- und Kondensationsraten abgeleitet. Die Wasserphase verliert durch Oberflächenverdampfung an Masse (Ψ_{Erz}) und Energie ($\Psi_{Erz} h_{l,s}$), was der Dampfphase zugute kommt. Die Dampfphase verliert durch Blasen Kondensation in der unterkühlten Flüssigkeit ebenfalls an Masse (Ψ_C) und Energie ($\Psi_C h_v$), was der Wasserphase zugute kommt. Die Nettowirkung beider Effekte bestimmt schließlich den Dampfgehalt $\alpha(t,z)$ im unterkühlten Siedebereich. Der Beitrag der ermittelten Massenaustauschraten läßt sich in den Massenerhaltungsgleichungen beider Phasen wie folgt beschreiben Gl. (2.7), (2.8) und (5.5), (5.49):

$$\frac{\partial(\alpha \rho_v)}{\partial t} + \frac{\partial(\alpha \rho_v W_v)}{\partial z} = -\Psi_C + \frac{U_{beh}}{A} \Psi_{Erz} = \Gamma, \quad (5.50)$$

$$\frac{\partial[(1-\alpha) \rho_l]}{\partial t} + \frac{\partial[(1-\alpha) \rho_l W_l]}{\partial z} = +\Psi_C - \frac{U_{beh}}{A} \Psi_{Erz} = -\Gamma. \quad (5.51)$$

Überwiegt in einem Kontrollvolumen die Blasen erzeugung auf der Heizfläche gegenüber der Kondensation in der Kernströmung ($\Gamma > 0$), so nimmt der Volumendampfgehalt α zu. Im anderen Fall ($\Gamma < 0$) nimmt α ab. Die nach diesem Verfahren berechneten Massenaustauschraten bestimmen den Grad des thermodynamischen Ungleichgewichtes im unterkühlten Siedebereich. Das begleitende mechanische Ungleichgewicht zwischen den Phasen wird in ATHLET durch einen Drift-Ansatz in der Mischungs-Impulsgleichung berücksichtigt. Die Drift-Beziehung beschreibt den Geschwindigkeitsunterschied zwischen der Dampf- und der Wasserphase in den verschiedenen Bereichen der Zweiphasen-Strömung. In ATHLET sind verschiedene Drift-Korrelationen wahlweise verwendbar, von denen sich die Viecez-Mayinger-Korrelation [4] am geeignetsten herausgestellt hat.

Der Einfluß des Dampfgehaltes beim unterkühlten Sieden auf die Druckverluste der Zweiphasen-Strömung und somit auf die thermohydraulische Instabilität erscheint dann in der Impulsgleichung über die Beeinflussung der drei Druckverlustanteile der Gravitation, Zweiphasenreibung und Blasenbeschleunigung.

5.7 Implementierung und Realisierung des entwickelten Modells in ATHLET

Das soeben beschriebene Modell zur Bestimmung des Dampfgehaltes im US wurde im Thermohydraulik-Code ATHLET implementiert. Dazu wurden folgende neue Unterprogramme in den Code ATHLET eingebunden:

- INCIP: enthält die Korrelationen zur Bestimmung des Einsatzpunktes des unterkühlten Siedens (ONB) sowie des Blasenablösepunktes (OSV),
- VGEN: enthält das Verdampfungsmodell zur Bestimmung der Dampfblasen-erzeugungsrate an den beheizten Oberflächen,

- In VUKO, KONDUS ist das Blasenkondensationsmodell zur Bestimmung der Kondensationsrate in unterkühlter Strömung programmiert,
- DFKME war ursprünglich schon Bestandteil des Codes ATHLET. In diesem Unterprogramm werden die obigen Unterprogramme aufgerufen. Die berechneten Massenaustauschraten werden an die in diesem Programmabschnitt zur numerischen Integration bereitgestellten Massenerhaltungsgleichungen beider Phasen übergeben.

In ATHLET steht zur numerischen Integration ein implizit-explizites Integrationsverfahren (FEBE) zur Verfügung [5]. Die numerische Lösung der Grundgleichungen ist kein Bestandteil dieser Arbeit und wird daher nicht behandelt.

Das Flußdiagramm zur Bestimmung der Massenaustauschraten beim US geht aus Bild 5.6 hervor. Zur Simulation der US-Verhältnisse in einem Kontrollvolumen (CV) ist es notwendig, die daran gekoppelten Wärmeelemente ("Wände") zu identifizieren. Zu beachten ist, daß ein CV gleichzeitig rechts und links von Wänden umgeben sein kann [5]. Zur Berechnung der Verdampfungs- und Kondensationsraten ist die Kenntnis folgender Größen für die links und rechts angekoppelten Wandstrukturen notwendig:

Oberflächentemperatur: TSR bzw. TSL,
 Wärmestromdichte: QHRA bzw. QHLA,
 Wärmestrom ins CV: QHR bzw. QHL,
 Fluidtemperatur: TTR bzw. TTL.

Wegen des modularen Aufbaus von ATHLET werden die ersten drei Größen im Programmzweig HECU berechnet und stehen der Fluidodynamik erst an der Schnittstelle HECU-TFD zur Verfügung, wo sich die beiden Zweige der Thermo-fluidodynamik (TFD) und der Wärmeübertragung (HECU) treffen. Aus diesem Grund werden die benötigten Größen über COMMON zum Unterprogramm DFKME transferiert. Die COMMON-Blöcke sind in INCLUDE-Dateien abgelegt und werden über "INCLUDE" in DFKME eingebunden. Aus praktischen Gründen (Speicherplatzersparnis) und zum Transport großer Datenmengen sind in ATHLET sog. Data-Pools vorgesehen. Diese modulspezifischen Poolbereiche, z.B. TFD-Pools oder HECU-Pools, dienen der "dynamischen" Speicherplatzverwaltung großer Felder [7].

Die Struktur eines Data-Pools soll an Hand von HECU-Data-Pools erklärt werden, da die hier benötigten Größen in diesen Pools gespeichert sind. Es sind dabei 3 Data-Pool-Arrays vorhanden:

- Ein Pool-Array für Character*10-Type Data,
- Ein Pool-Array für Integer*4-Type und LOGICAL Data,
- Ein Pool-Array für Real*8-Type Data.

Jedes HECU-Objekt besitzt ein eigenes Segment in den HECU-Pools. Der Zeiger (Pointer) und die Länge eines Segments sind in einem COMMON-Block gespeichert. Die Zeiger für die Objekt-Segmente sind in globalen COMMON-Blöcken gespeichert. Die Zeiger für Variablen (Temperatur, Wärmestrom, ...) innerhalb eines Objekt-

Segments sind im Integer-Pool-Array oder in einem modulgeordneten COMMON-Block gespeichert. Für die vorliegende Implementierung werden in DFKME folgende COMMON-Data extra eingebunden (alle sind dem Modul HECU zugeordnet):

```
INCLUDE (CHI0),
INCLUDE (CHR0),
INCLUDE (CHSLG1).
```

Im COMMON-Block CHI0 sind unter anderem die Zeiger für die hier benötigten Variablen (LTSR, LQHRA, LQHR,...), das Integer-Pool-Array IHC fürs Modul HECU und die Anzahl der definierten Wärmeleitelemente gespeichert. Im COMMON-Block CHR0 liegt vor allem das Pool-Array HC vom Typ Real*8, in dem alle zum Modul HECU gehörenden Real*8-Variablen gespeichert sind. Im COMMON-Block CHSLG1 ist die Anzahl der Variablen (L2IHV, L3IHV, ...) , also die Segmentlänge, gespeichert.

Die Bereitstellung einer Variablen, z.B. Oberflächentemperatur TSR, wird wie folgt realisiert:

$TSR(J) = HC(LTSR + J - 1)$; für $J = 1, L3IHV$.

Bei der Übergabe von Feldern über Aufrufvektoren wird empfohlen, diese Felder mit ihrer echten Länge im aufgerufenen Unterprogramm zu dimensionieren (Programmier Richtlinien in ATHLET). Da das Feld HC über den Aufrufvektor TSR übergeben wird, soll es im aufgerufenen Unterprogramm DFKME mit seiner echten Länge dimensioniert werden. In ähnlicher Weise werden die anderen Größen im DFKME bereitgestellt.

Nach der Bereitstellung der benötigten Daten muß festgestellt werden, mit welchem Wärmeelement (HCE: Heat Conductor Element) das CV gekoppelt ist. Dazu wird die Fluidtemperatur in diesem CV mit den Fluidtemperaturen (TTL, TTR) an den beiden Seiten des HCE verglichen und dort, wo eine Übereinstimmung vorliegt, eine Kopplung zwischen CV und HCE festgestellt.

Die weiteren Schritte bei der Simulation sind dem logischen Flußdiagramm im Bild 5.6 zu entnehmen. Zu beachten sind folgende in ATHLET verwendete Variablenabkürzungen, die sich aus den in diesem Kapitel eingeführten Größen ergeben:

$$G_{Cond} = \frac{C_{Kon}}{\tau_c},$$

$$G_{12F} = \Psi_{Erz} A_{beh}: \text{Verdampfungsrate},$$

$$Q_{Lat} = \dot{Q}_v: \text{Verdampfungswärmestrom},$$

$$G_{Ei} = \Psi_c V: \text{Kondensationsrate}.$$

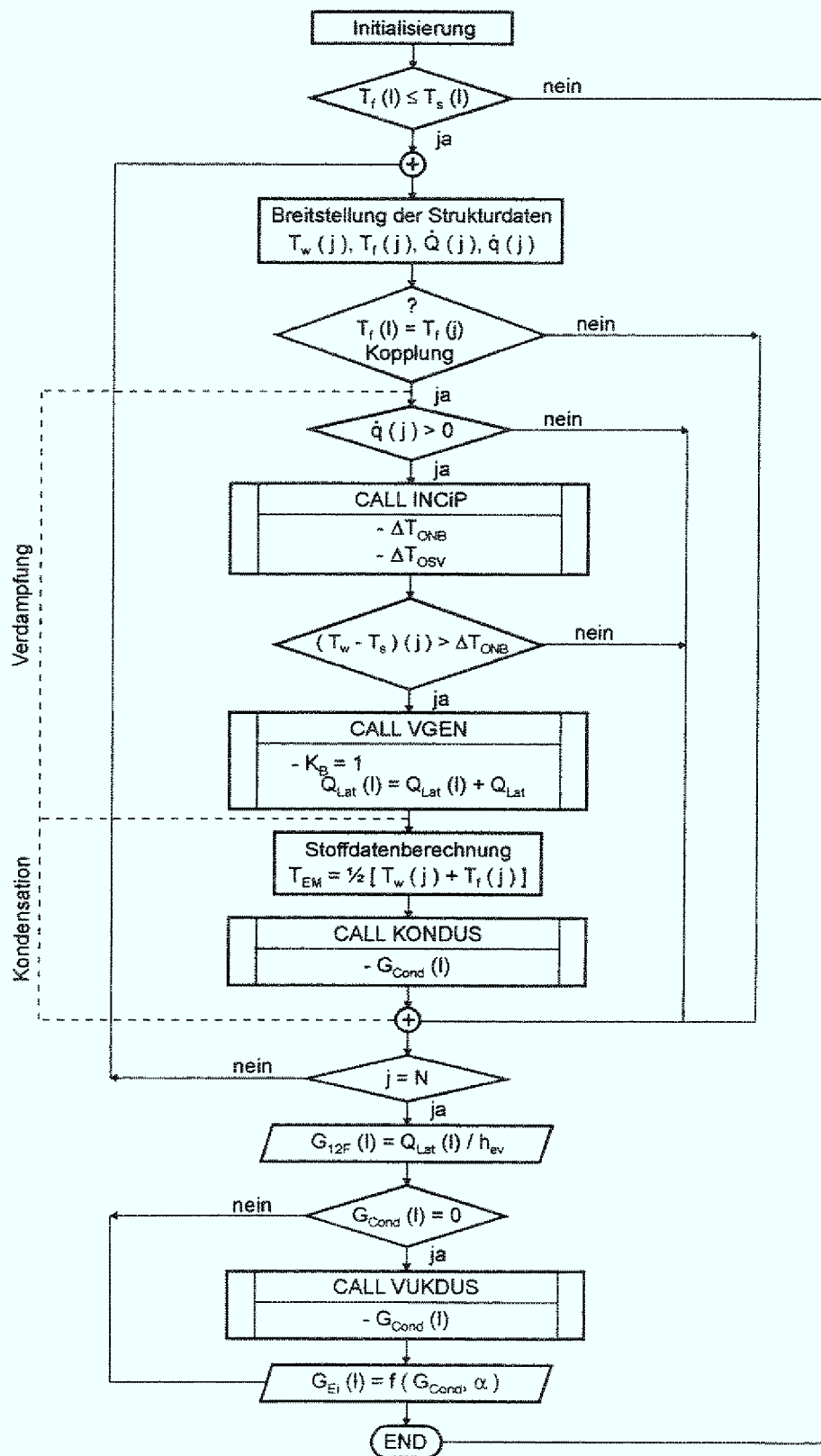


Bild 5.6: Flußdiagramm des in ATHLET eingebauten Modells zur Bestimmung der Massenaustauschraten beim unterkühlten Sieden.

6.0 Testen und Verifizieren des implementierten Modells

In ATHLET wurde ein Modell zur Erfassung der Dampfbildung beim unterkühlten Sieden implementiert. Die dadurch entstandene Programmerweiterung wird anhand mehrerer Rechenbeispiele getestet. Die Testrechnungen sollen belegen, daß das neue Modell korrekt im Programm implementiert ist. Hierzu wird das Zusammenwirken der neuen Programmteile mit den anderen Modulen sowie mit dem numerischen Lösungsverfahren in ATHLET überprüft.

Das eingebaute Modell wird durch Nachrechnung mehrerer Versuchsreihen verifiziert. Mit der Nachrechnung der McMaster-Experimente zur axialen Dampfverteilung beim unterkühlten Sieden wird das Zusammenwirken beider Modellteile für Verdampfung und Kondensation getestet. Die Experimente ermöglichen weiterhin die separate Überprüfung der Kondensationseffekte, was für die Festlegung der eingeführten Verdampfungs- und Kondensationsparameter von Vorteil ist. Im zweiten Schritt werden die KFA-Experimente zur thermohydraulischen Instabilität, die mit der ursprünglichen ATHLET-Version nicht erfaßt werden konnte, nachgerechnet, woraus die Bedeutung der neuen Erweiterung für den Anwendungsbereich des Codes deutlich wird. Schließlich wird mit dem erweiterten Programm der Jülicher Forschungsreaktor FRJ-2 modelliert. Die Nachrechnung des Normalbetriebs sowie der Reaktoranhafexperimente soll die Korrektheit sowie die Ablauffähigkeit der neuen Erweiterung bei Integraleffekten verdeutlichen.

6.1 Die Verifikationsmatrix

Zur Untersuchung von Störfällen bei Forschungsreaktoren wurde eine umfassende Verifikationsmatrix aufgestellt. Hierbei wurden, wie bei SWR- und DWR-Matrizen, alle thermohydraulischen Effekte und die dafür verfügbaren Versuchsdaten zur Erfassung der speziellen Phänomene bei Forschungsreaktoren zusammengestellt (Bild 6.1). Es zeigt sich jedoch, daß zu den aufgelisteten Phänomenen nicht sehr viele Daten existieren. Hierzu zählen die McMaster-Experimente, die KFA- und Whittel-Experimente sowie die Anhafexperimente vom FRJ-2, die im folgenden für die Verifikation herangezogen werden sollen.

6.2 Nachrechnung der McMaster-Experimente

Die McMaster-Experimente [47, 48, 49] wurden mit dem Zweck durchgeführt, detaillierte Informationen über die axiale Dampfverteilung in annularen Kanälen beim unterkühlten Sieden zu erhalten. Die Experimente wurden im Bereich niedriger Drücke (bis ca. 2 bar) durchgeführt und ermöglichen zusätzlich die Untersuchung der Blasengrößen und Kondensationsraten in diesem Siedebereich. Die Teststrecke ist ähnlich gebaut wie die im Kapitel 3 beschriebene KFA-Teststrecke. Die Wärmezufuhr erfolgt einheitlich über das Innenrohr (Durchmesser 12.70 mm). Die Ringkanalweite beträgt dabei 6.15 mm. Die Teststrecke besteht aus einem beheizten unteren Teil der Länge 300 mm und einem anschließenden unbeheizten oberen Teil der Länge 120 mm. Im beheizten Teil kann die Dampfbildung, die durch die konkurrierenden Verdampfungs- und Kondensationseffekte zustande kommt, untersucht werden, während im unbeheizten Teil der

Referenz-Matrix der transienten Störfälle bei Forschungsreaktoren

- Phänomene X Testtyp
 - kommt vor
 - kommt teilweise vor
 - kommt nicht vor
- Phänomene X Versuchsanlage
 - geeignet für Code-Verifikation
 - teilweise geeignet für Code-Verifikation
 - ungeeignet für Code-Verifikation

		Test-Typ						Versuchsanlage				
		Stationäre Messung der Leistung-Massenstrom-Verteilung (Flow Map)	Ausfall der Umwälzpumpen	Core-Stabilität	Ausfall der Wärmesenke	Störfälle ohne RESA (ATWS)	Stromausfall (Station-Blackout)	KFA und Whittle-Experimente zur THI	McMaster-Experimente (axiale Voidverteilungsmessungen)	In-Pile-Versuche am DRB-RISO	Anfahrexperimente DIDO	Mirshak-Versuche
Phänomene	Parallelkanal-Instabilität	-	•	•	-	•	•	•	-	~	-	-
	Dampfentstehung bzw. Kondensation und Phasenseparation	◦	•	•	◦	•	•	-	•	-	-	-
	Nukleare thermohydraulische Rückkopplung einschließlich räumlicher Effekte	◦	•	•	•	•	•	-	-	-	•	-
	Nukleare thermohydraulische Instabilität.Reaktivitätsverhalten	◦	-	•	-	•	-	-	-	-	-	-
	Kritische Wärmestromdichte (DNB) + Übergangssieden	-	•	•	-	•	•	◦	-	•	-	•
	Core-Thermohydraulik	•	•	•	•	•	•	-	-	•	•	-
	Naturkonvektion in ein- und zweiphasiger Strömung, Strömungsumkehr	•	•	•	◦	•	•	-	-	-	•	-
	Ein- und Zweiphasenpumpenverhalten	-	-	-	◦	•	-	-	-	-	-	-

Bild 6.1: Verifikationsmatrix zur Erfassung der transienten Störfälle bei Forschungsreaktoren.

Kondensationseffekt separat studiert werden kann (siehe dazu Bild 6.2). Diese Anordnung der Teststrecke ist ideal für das Testen und Verifizieren des in ATHLET eingebauten Modells.

Die Messung der Voidverteilung entlang der Teststrecke erfolgte mit Hilfe der Gamma-Densitometrie. Die Parameter der 6 verschiedenen Versuche sind Tabelle 6.1 zu entnehmen. Danach liegt der Systemdruck im für die vorliegende Arbeit interessierenden niedrigen Bereich (≤ 2.2 bar). Die Wasserunterkühlung am Eintritt variiert zwischen 18.6 K und 29.2 K.

Tabelle 6.1: Parameterbereich der McMaster-Experimente [47].

	Versuchsnummer					
	1	2	3	4	5	6
Wärmestromdichte [W/cm ²]	71.4	58.6	59.4	57.6	48.2	72.4
Druck am Eintritt [bar]	1.66	2.11	1.74	1.69	1.54	1.52
Massenstromdichte [kg/m ² s]	367.5	315	420	429	392	450
Eintrittstemperatur [°C]	85	98	95.5	95.2	93.8	85.8
Eintrittsunterkühlung [K]	29.2	23.8	20.2	19.6	18.6	26.3

Mit dieser aus 6 Versuchen bestehenden Versuchsreihe konnte die Wechselwirkung zwischen dem Kondensations- und Verdampfungsmodell mit ihrem Einfluß auf die axiale Voidverteilung getestet werden. Im unbeheizten Teil des Kanals, wo nur Blasen Kondensation stattfindet, erhält man die beste Übereinstimmung zwischen gemessenen und nachgerechneten Voidprofilen, wenn der Kondensationsparameter C_{kon} den Wert 0.13 beträgt. Im beheizten Teil, wo Verdampfungs- und Kondensationsvorgänge gegenein-

ander konkurrieren, ergibt sich dann für den Verdampfungsparameter C_E ein Wert von 0.40, wenn C_{Kon} seinen Wert von 0.13 behält. Die mit ATHLET nachgerechneten axialen Voidverteilungen sind aus Bild 6.2, Bild 6.3 und Bild 6.4 ersichtlich. Im Bereich niedriger Dampfgehalte (nach Erreichen von OSV) scheint die Nachrechnung die Versuchsdaten zu unterschätzen. Dies kann daran liegen, daß das zur Voidbestimmung eingesetzte Meßverfahren (Gamma-Densitometrie) bei diesen niedrigen Dampfgehalten ($\leq 5\%$) den Voidgehalt überschätzt. Vergleichsuntersuchungen zwischen diesem Verfahren und drei weiteren invasiven Meßsonden (Heißfilm- und elektrische Sonden) zeigten nämlich [78], daß in der Nähe der Kanalwand auf Grund des starken Dichteunterschiedes zwischen Wand und Dampfphasen überhöhte Dampfblasenkonzentrationen gemessen wurden. Die größte Abweichung ist beim maximalen Dampfgehalt am Ende des beheizten Teils zu beobachten. Sie ist beim Versuch (4), der im Bild 6.3 dargestellt ist, am größten und liegt bei 23%. Eine höhere Genauigkeit kann man bei solchen thermohydraulischen Modellierungen nicht erwarten, da die zur Beschreibung der Phänomene verwendeten halbempirischen Modelle Schwächen aufweisen, die hauptsächlich auf die benutzten Korrelationen und die unzureichenden Kenntnisse der physikalischen Effekte (vor allem der Kondensationseffekte) zurückzuführen sind.

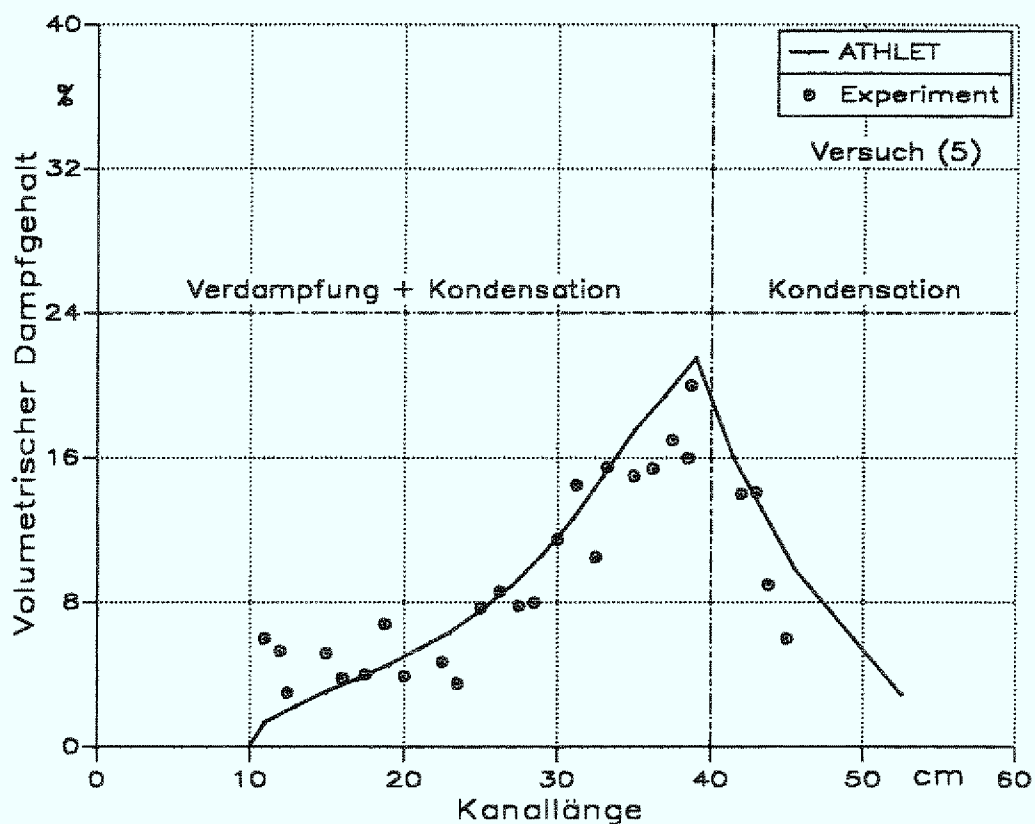


Bild 6.2: Beitrag der Verdampfungs- und Kondensationseffekte zur Dampfbildung im unterkühlten Siedebereich (McMaster-Experiment Nr. 5).

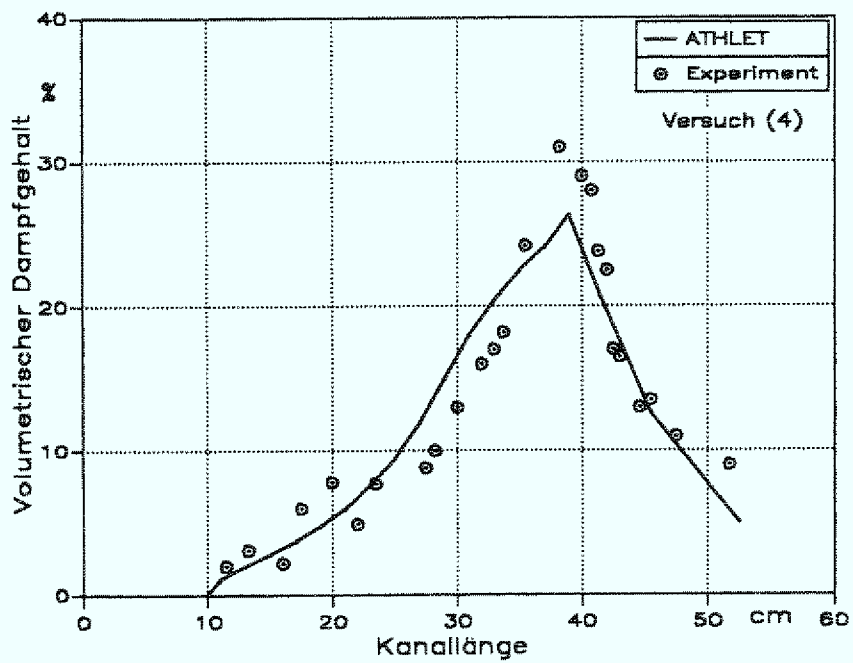
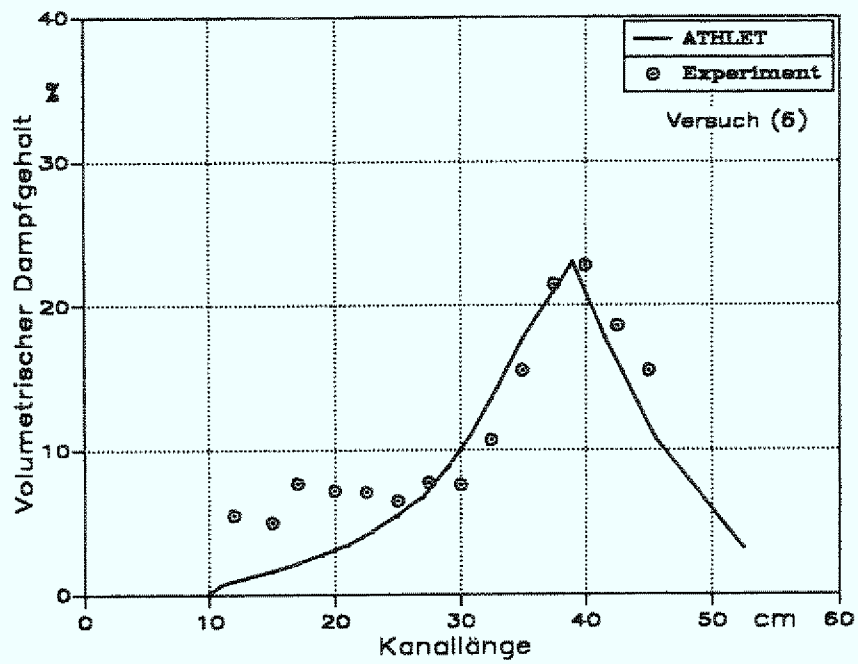


Bild 6.3: Vergleich zwischen gemessenen und nachgerechneten volumetrischen Voidverteilungen eines Ringkanals beim unterkühlten Sieden (McMaster-Experiment: oben Nr. 6, unten Nr. 4).

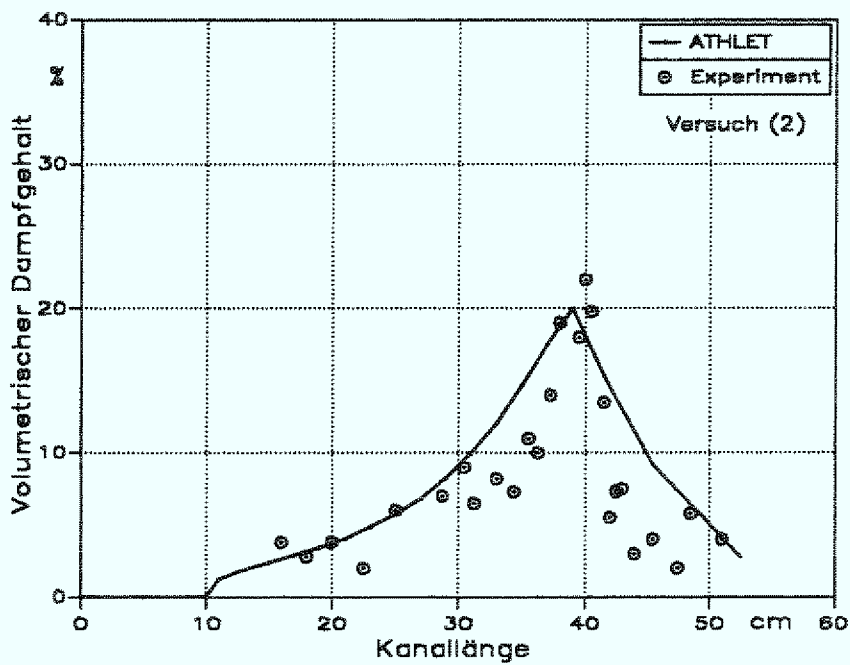
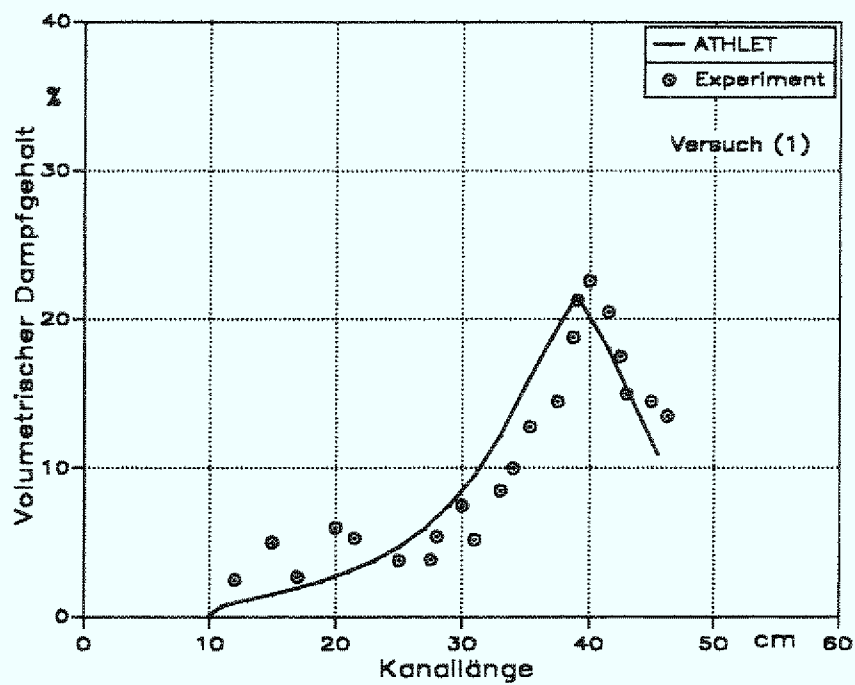


Bild 6.4: Vergleich zwischen gemessenen und nachgerechneten volumetrischen Voidverteilungen eines Ringkanals beim unterkühlten Sieden (McMaster-Experiment: oben Nr. 1, unten Nr. 2).

Die Sensitivitätsanalyse zeigte, daß die Rechenläufe sehr empfindlich auf Änderungen der Steuerparameter reagierten. In einigen Fällen führten kleine Änderungen der Parameter zu großen Schwierigkeiten beim Übergang von der stationären auf die transiente Rechnung. In einigen Fällen wurde die Rechenzeit wegen zu kleiner Zeitschrittweite ($< 10^{-4}$ s) unverträglich hoch. Um dies zu umgehen, wird im folgenden eine Korrektur für kleine Dampfgehalte eingeführt, die bei der Anwendung des eingebauten Modells zur Erhöhung der numerischen Stabilität im Programm beiträgt. Mit dieser Maßnahme soll das eingebaute Modell mit dem numerischen Lösungsverfahren in ATHLET konditioniert werden. Das Verfahren lehnt sich an das Vorgehen in [79] an.

6.3 Glättung der Voidverteilung für $\alpha \rightarrow 0$

Die Ablauffähigkeit von ATHLET hängt maßgeblich von der Modellierung der Schließungsgleichungen (beim Übergang von einphasiger auf zweiphasige Strömung und umgekehrt) ab. Die Erfahrung nach der Implementierung des Modells zeigte, daß beim Übergang des Voidgehaltes von 0 auf $\alpha > 0$ das Integrationsverfahren zusammenbricht und in sehr kleinen Zeitschrittweiten weiterrechnet. Um starke Änderungen des Voids in einem Kontrollvolumen (im Übergangsbereich) zu verhindern, wird für kleine Dampfgehalte $\alpha \leq 0.05$ die Nettomassenaustauschrate:

$$\Gamma = \frac{U_{beh}}{A} \Psi_{Erz} - \Psi_C, \quad (6.1)$$

sowie die begleitende Energieaustauschrate ($Q = \Gamma h_{v,i}$) reduziert. Dies erfolgt durch Multiplikation mit einem Reduktionsfaktor. Zu diesem Zweck wird eine weiche Funktion gewählt, die bei der Interpolation einen glatten Übergang ermöglicht. Der Glättungsparameter χ hat seine maximale Wirkung beim Übergang von $\alpha = 0$. Bei $\alpha = 0.05$ spielt die Glättung keine Rolle mehr. Da diese Reduktion sich auf minimale volumetrische Dampfgehalte beschränkt, ist der dadurch verursachte Fehler in den Austauschraten sehr gering.

Reduzierung von Γ , Q für $0 < \alpha < 5\%$:

$$\Gamma' = \chi_{\cos} \Gamma, \quad (6.2)$$

$$Q' = \chi_{\cos} Q, \quad (6.3)$$

$$\chi_{\cos} = \chi_{\min} + \frac{(\chi_{\max} - \chi_{\min})}{2} \left[1 - \cos\left(\pi \frac{\alpha - \alpha_{\min}}{\alpha_{\max} - \alpha_{\min}}\right) \right], \quad (6.4)$$

mit:

$$\chi_{\min} = 0.01, \chi_{\max} = 1.0,$$

$$\alpha_{\min} = 0.0, \alpha_{\max} = 0.05.$$

Durch diese Maßnahme konnte die Ablauffähigkeit des Programms in den meisten Fällen verbessert werden.

Die Bilder 6.2 bis 6.4 zeigen den Vergleich zwischen den Messungen und den entsprechenden Nachrechnungen. Die mit dem entwickelten Modell erzielten Übereinstim-

mungen berechtigen zu der Auffassung, daß die Verdampfungs- und Kondensations-effekte beim unterkühlten Sieden richtig modelliert sind und die Erweiterung im Verbund mit den anderen Modulen in ATHLET korrekt funktioniert.

6.4 Nachrechnung der KFA-Experimente

Im Kapitel 3 wurde festgestellt, daß mit der ursprünglichen ATHLET-Version keine thermohydraulische Instabilität im unterkühlten Siedebereich modelliert werden kann.

Die eingebaute Erweiterung in ATHLET zur Berücksichtigung des thermodynamischen Ungleichgewichtes beim unterkühlten Sieden ermöglicht die genaue Erfassung der Nettodampfbildung in diesem Siedebereich. Die Nachrechnung der KFA-Versuche zur thermohydraulischen Instabilität mit dem erweiterten Programm soll nun die Bedeutung der neuen Erweiterung hervorheben.

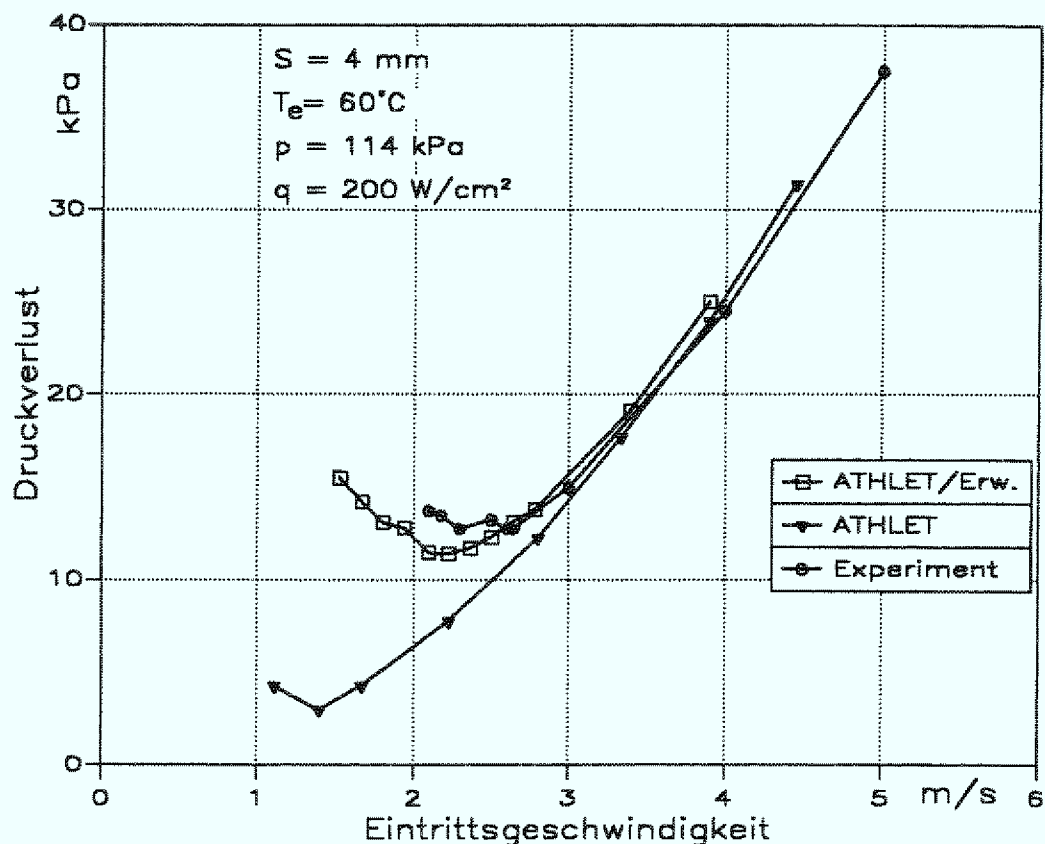


Bild 6.5: Nachrechnung eines KFA-Experiments zur thermohydraulischen Instabilität mit dem ursprünglichen und dem erweiterten ATHLET-Code.

Bild 6.5 zeigt eine Vergleichsnachrechnung eines THI-Versuchs mit dem ursprünglichen und dem erweiterten ATHLET. Wie bereits festgestellt wurde, wird die Instabilität mit dem ursprünglichen ATHLET erst im Sättigungsbereich (hier bei 1.4 m/s) erfaßt. Die

Erweiterung hat zu einer enormen Verbesserung der Aussagefähigkeit des Programms geführt, die es jetzt erlaubt, die Instabilität bis zu einer Genauigkeit von mehr als 90% zu bestimmen (bezogen auf diesen Fall). Beim Experiment setzte die Instabilität (OFI) bei einer Strömungsgeschwindigkeit von ca. 2.4 m/s ein. Bei der neuen Nachrechnung nach der Erweiterung (ATHLET/erw. im Bild 6.5) setzt die Instabilität bei $W = 2.2$ m/s ein. Die leichte Unterschätzung, die bei ca. 8% liegt und nur auf dieses Experiment zutrifft, liegt im Genauigkeitsbereich der Meßdaten. Wie die weiteren Beispiele zeigen werden, liefert die Nachrechnung oft eine konservative Aussage in bezug auf die Erfassung des Umschlagpunkts $(\Delta P - w)_{\min}$ im ΔP - W -Verlauf.

Um den Einfluß der Dampfbildung im US auf die THI zu verdeutlichen, soll die Verteilung des volumetrischen Dampfgehalts entlang der Teststrecke beim Auftritt der Instabilität näher diskutiert werden (Bild 6.6).

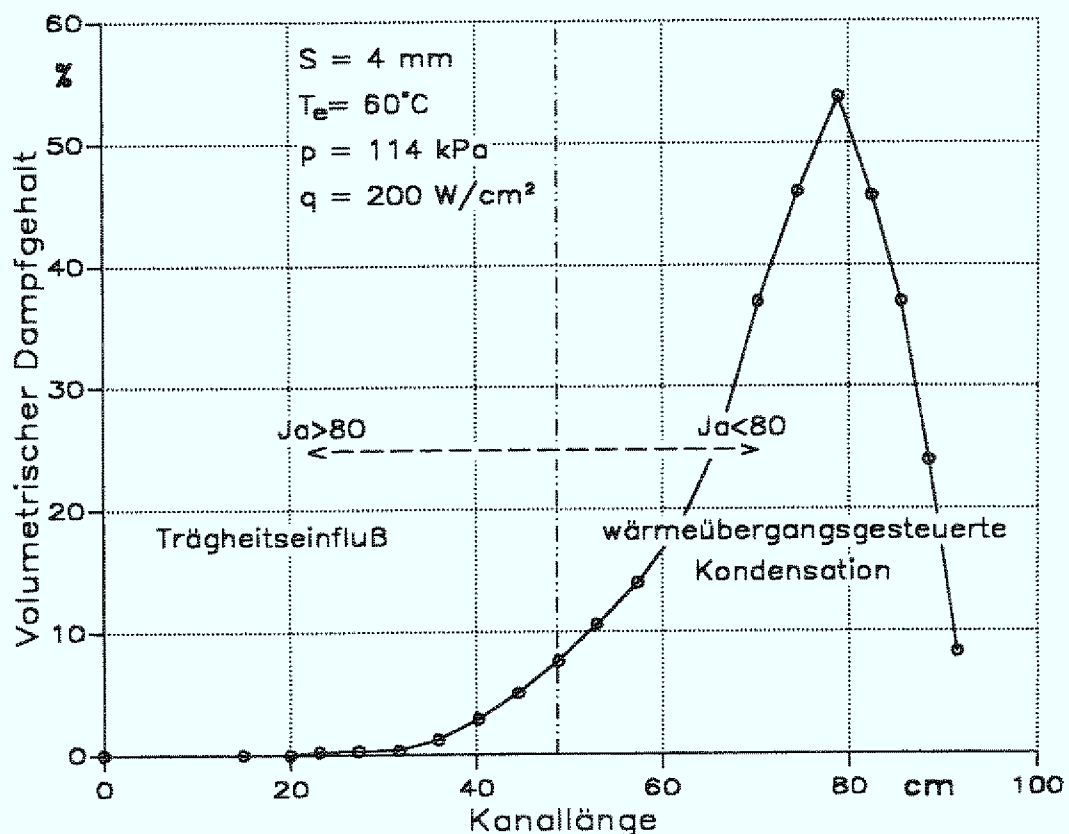


Bild 6.6: Voidverteilung entlang des Kanals beim Einsatzpunkt der Instabilität (entspricht $w = 2.2$ m/s im Bild 6.5).

Der volumetrische Dampfgehalt nimmt mit wachsender Kanallänge ständig zu und erreicht am Ende des beheizten Kanalteils einen Wert von über 50%. Der Abbildung kann man die Variation der Ja-Zahl entnehmen. Bei $\alpha \approx 7.5\%$ ist $Ja = 80$. Bis hierher (Bereich $Ja \geq 80$) wird die begleitende Dampfblasenkondensation vorwiegend durch die Trägheit

der Flüssigkeit gesteuert. Mit zunehmender Erwärmung der Flüssigkeit nimmt die lokale Flüssigkeitsunterkühlung ab und folglich auch die Ja-Zahl. Im Bereich $Ja \leq 80$ wird die Kondensation der Dampfblasen in der Kernströmung ausschließlich durch den Wärmeübergang an der Phasengrenze kontrolliert. Dies gilt auch für den unbeheizten Kanalabschnitt, in dem der Dampfgehalt infolge ausschließlicher Kondensation steil abnimmt und am Kanalausstritt einen Wert von weniger als 10% erreicht. Die vom Programm kurz vor Erreichen der Instabilität ($w = 2.78 \text{ m/s}$) berechnete mittlere Blasenlebensdauer ist im Bild 6.7 als Funktion der Ja-Zahl dargestellt. Man kann der Abbildung entnehmen, daß die Lebensdauer von 0.03 ms im trägheitsgesteuerten Kondensationsbereich ($Ja = 110$) auf ca. 0.55 ms im wärmeübergangsgesteuerten Bereich ansteigt. Die dabei berechneten Blasenablösedurchmesser ($2R_{BA}$) variieren zwischen 0.528 mm ($Ja = 110$) und 0.94 mm ($Ja = 63.6$). Diese Werte stehen in guter Übereinstimmung mit den Meßdaten von Shoukri [3], bei denen maximale Ablösedurchmesser von ca. 1.2 mm gemessen wurden (Versuch (1) im Bild 6.4). Der Unterschied rührt daher, daß seine Messungen bei wesentlich niedrigerer Strömungsgeschwindigkeit (0.38 m/s) durchgeführt wurden.

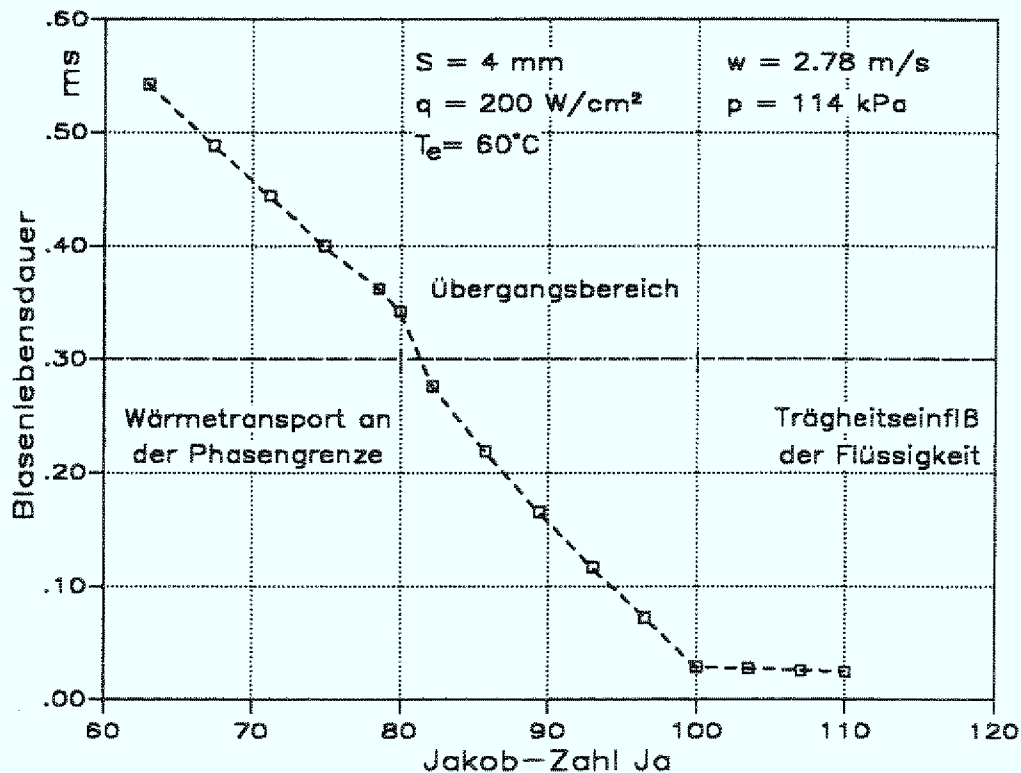


Bild 6.7: Berechnete mittlere Blasenlebensdauer als Funktion der Jakob-Zahl (entspricht $w = 2.78 \text{ m/s}$ im Bild 6.5).

Bild 6.8 zeigt die nachgerechneten ΔP - W -Verläufe bei verschiedenen Wärmestromdichten und Eintrittstemperaturen für die 4 mm Ringkanalweite. Im Bild 6.9 sind die entsprechenden Vergleichrechnungen für eine Ringkanalweite von 3 mm dargestellt. Die

Nachrechnungen bei dieser Kanalgeometrie sind deshalb sehr wichtig, weil sie den Abmessungen der FRI-2-Brennelemente am nächsten liegen. Um die Genauigkeit der Nachrechnungen bezüglich der Erfassung der Einsatzpunkte der Instabilität (OFI) zu verdeutlichen, sind in Tabelle 6.2 diejenigen Geschwindigkeiten bei Experiment und Nachrechnung angegeben, bei denen die Strömung im Kanal gerade instabil wird, d.h. $d(\Delta p)/dw = 0$. Die Abweichungen sind für die Kanalspaltweite ($S = 4 \text{ mm}$) am größten. Besonders bei ($\dot{q} = 150 \text{ W/cm}^2$, $T_e = 40 \text{ °C}$) scheint die Nachrechnung ungünstig zu sein. Hier unterschätzt die Nachrechnung den Einsatzpunkt der Instabilität um ca. 15%. Dieses Verhalten ist allerdings nur für diesen Fall bezeichnend.

Tabelle 6.2: Vergleich zwischen gemessenen und mit dem erweiterten ATHLET-Code nachgerechneten Einsatzpunkten der thermohydraulischen Instabilität.

Kanalspaltweite (mm)	$\dot{q}$ (W/cm ²)	T_e (°C)	w_{ATHLET} (m/s)	$w_{Exp.}$ (m/s)	$\frac{w_{ATHLET} - w_{Exp.}}{w_{Exp.}}$ (%)
3	100	40	0.88	0.85	+ 3.4
3	150	40	1.4	1.4	0.0
3	200	40	2.1	2.0	+ 5
3	100	50	1.05	1.1	-4.5
3	150	50	1.75	1.7	+ 3
3	200	50	2.67	2.4	+ 11
3	100	60	1.23	1.3	-5.4
3	150	60	2.28	2.1	+ 8.6
3	200	60	3.15	2.9	+ 8.6
4	150	40	1.11	1.3	-14.6
4	200	40	1.52	1.66	-8.4
4	175	50	1.53	1.55	-1.3
4	250	50	2.23	2.14	+ 4.2
4	150	60	1.53	1.5	+ 2
4	200	60	2.23	2.3	-3
4	250	60	2.65	2.60	+ 2

Für die restlichen Fälle ist die Übereinstimmung mit dem Experiment recht gut. Bei der 3 mm Spaltweite beträgt die maximale Abweichung +11%. Hier führt die Nachrechnung zu einem früheren Einsatz der Instabilität als beim Experiment. Der Geschwindigkeitsunterschied beträgt dabei 0.27 m/s. Dieses konservative Ergebnis ist vom Sicherheitsstandpunkt her positiv zu beurteilen.

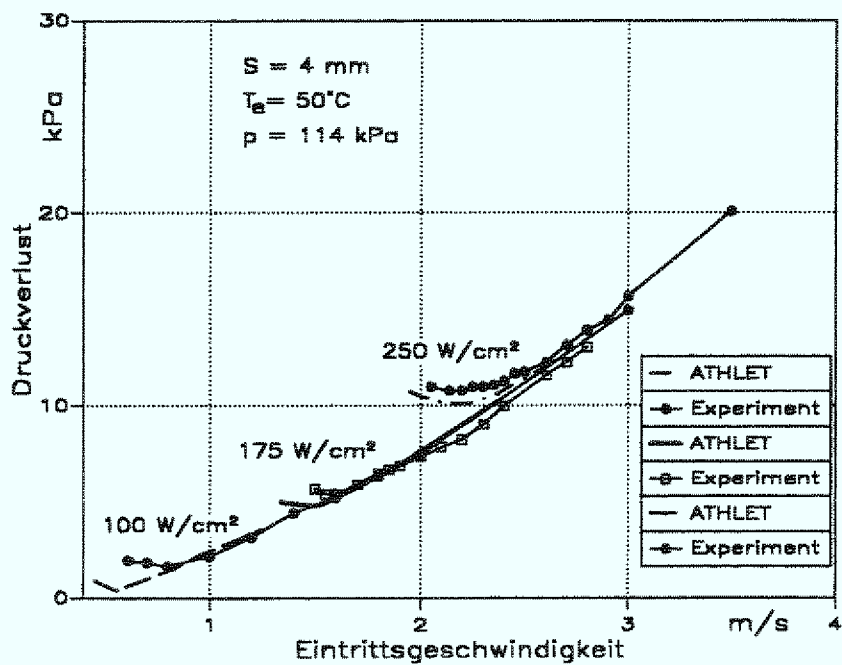
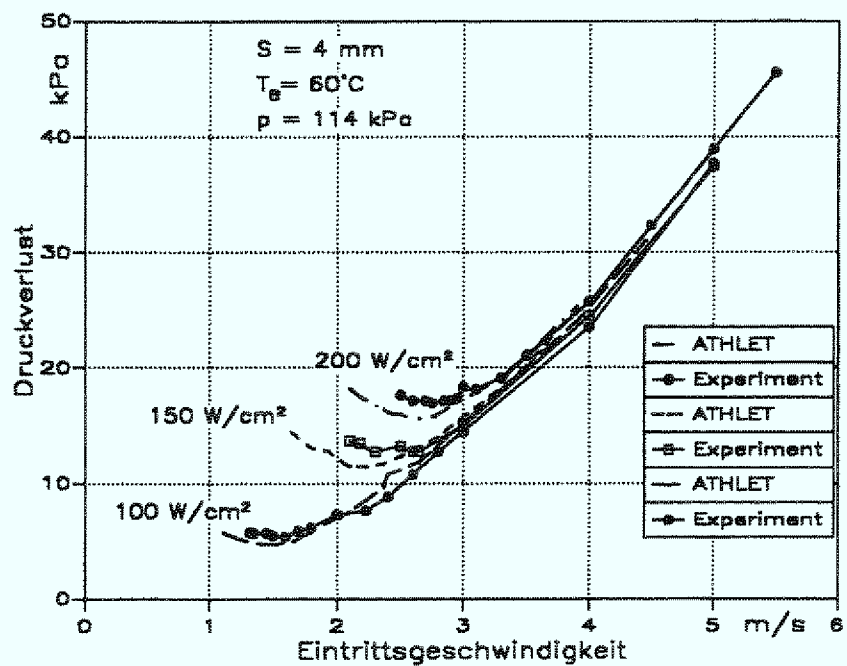


Bild 6.8: Nachrechnung der KFA-Experimente zur thermohydraulischen Instabilität beim unterkühlten Sieden mit dem erweiterten ATHLET-Code ($S = 4 \text{ mm}$: oben $T_e = 60^\circ\text{C}$, unten $T_e = 50^\circ\text{C}$).

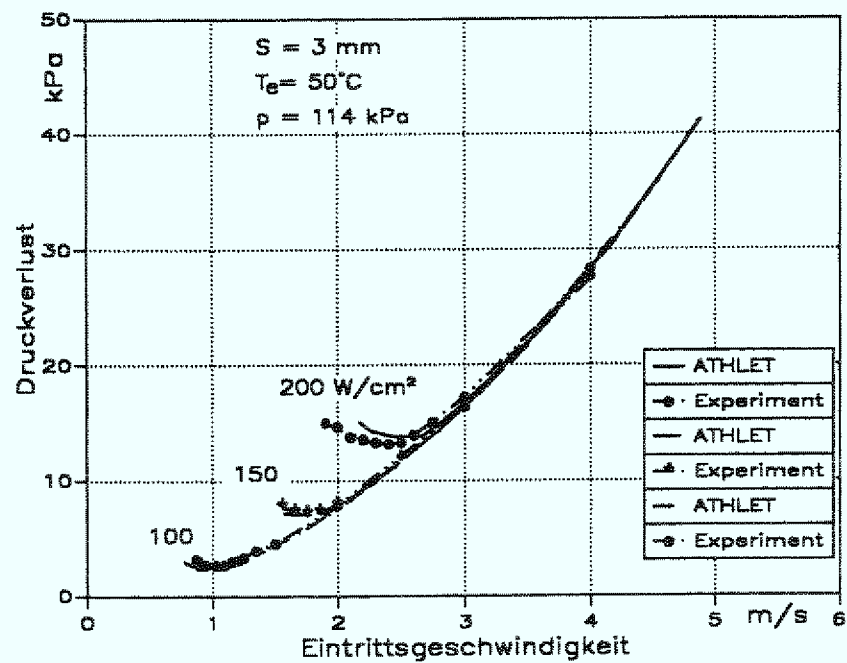
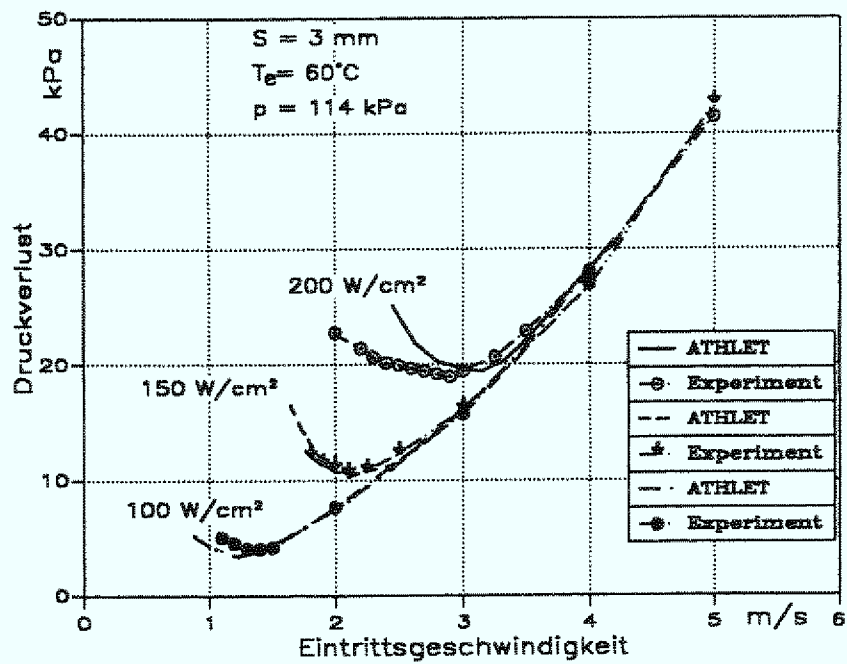


Bild 6.8: Nachrechnung der KFA-Experimente zur thermohydraulischen Instabilität beim unterkühlten Sieden mit dem erweiterten ATHLET-Code ($S = 3 \text{ mm}$: oben $T_e = 60^\circ\text{C}$, unten $T_e = 50^\circ\text{C}$).

Festzuhalten ist, daß die Nachrechnungen für die 3 mm Kanalweite, die der Geometrie der FRJ-2-Brennelemente am nächsten liegt, vorwiegend konservative Ergebnisse liefern. Dabei beträgt die mittlere relative Abweichung ca. 3.3%, ein Wert, der im Genauigkeitsbereich der Messungen liegt. Aus dieser Feststellung kann man schließen, daß die in ATHLET eingebaute Erweiterung zur Simulation der thermohydraulischen Instabilität ihren Zweck voll und ganz erfüllt.

Eine Parameterstudie zur Kontrolle der zuvor durch die Nachrechnung der McMaster-Experimente ermittelten Werte der Verdampfungs- und Kondensationsparameter ergab, daß generell eine konservative Aussage bei der Ermittlung des Einsatzpunktes der Instabilität erzielt werden kann, wenn die Verdampfungs- und Kondensationsparameter zu: $C_{Ev} = 0.45$, $C_{Kon} = 0.16$ gewählt werden. Eine Abweichung davon ergab sich bei der Nachrechnung der Versuchsreihe ($S = 4$ mm, $T_e = 40$ °C), die beste Übereinstimmung bei einem Verdampfungsparameter von 0.5 lieferte.

Berücksichtigt man die Ungenauigkeit der Messungen, die bei einigen Versuchen bei etwa 20% lagen, und beachtet man, daß bei der Modellentwicklung Annahmen und Vereinfachungen zur Ergänzung der fehlenden Informationen bei der Bestimmung der Verdampfungs- und Kondensationsraten getroffen wurden, und berücksichtigt man schließlich die Ungenauigkeiten der zahlreich im Modell verwendeten Korrelationen, so stellt man fest, daß die aus den beiden Versuchsreihen ermittelten Parameter in einem vertretbaren Vertrauensbereich liegen. Modellabweichungen und -ungenauigkeiten trifft man übrigens generell bei der Beschreibung von thermohydraulischen Phänomenen der Zweiphasen-Strömungen.

Aus beiden Versuchsreihen kann man folgende Mittelwerte für beide Parameter angeben:

$$\begin{aligned}C_{Ev} &= 0.43, \\C_{Kon} &= 0.15.\end{aligned}$$

Diese Werte für C_{Ev} , C_{Kon} werden im Kapitel 7 und Kapitel 8 bei der Durchführung der Simulationsrechnungen für FRJ-2 verwendet. Man beachtet nochmal die Bedeutung beider Parameter. Beim wählen von hohen Verdampfungs- und niedrigen Kondensationsparametern, d.h. hohe Verdampfungs- und niedrige Kondensationsraten, erhöht sich der berechnete Nettodampfgehalt und folglich auch der Zweiphasen-Druckverlust.

6.5 Schlußfolgerung aus der Erweiterung

Mit der neuen Erweiterung und Verifizierung von ATHLET ist man nun in der Lage, die speziellen Besonderheiten bei Forschungsreaktoren zu simulieren. Dies sind die Dampfbildung und die dadurch bewirkte thermohydraulische Instabilität im unterkühlten Siedebereich; zwei Effekte, die besonders bei niedrigen Systemdrücken ausgeprägt sind.

Im nächsten Kapitel wird die Modellierung des Jülicher Forschungsreaktors FRJ-2 mit dem erweiterten und verifizierten ATHLET-Code beschrieben.

7.0 Modellierung des FRJ-2 mit dem erweiterten ATHLET-Code

7.1 Grundlagen und Einsatzbereich von Forschungsreaktoren

Forschungsreaktoren unterscheiden sich von Leistungsreaktoren durch ihre Bauweise und ihren Einsatzbereich. Im Gegensatz zu Leistungsreaktoren, bei denen die Energieerzeugung den Hauptzweck darstellt, hat die bei einem Forschungsreaktor erzeugte thermische Leistung wegen zu niedriger Kühlmitteltemperaturen keine kommerzielle Bedeutung.

Im technisch-physikalischen Sinne handelt es sich bei einem Forschungsreaktor um eine neutronenproduzierende Maschine, wobei die erzeugten Neutronen Forschungszwecken dienen. Dabei ist es allen mit Neutronen durchzuführenden Experimenten gemeinsam, daß zu ihrer Ausführung eine vorgegebene Neutronenmenge, die Neutronenfluenz [cm^{-2}], benötigt wird. Je größer also die Neutronenflußdichte [$cm^{-2}s^{-1}$], in um so kürzerer Zeit läßt sich ein Experiment abwickeln [80]. Um diese hohen Neutronenflußdichten zu erzielen, werden daher hohe Leistungsdichten angestrebt, die nur durch eine kompakte Kernbauweise erreicht werden. Dies erfordert eine spezielle Konstruktion der Brennelemente, die wiederum besondere Anforderungen an die thermohydraulische Auslegung und an die technischen Sicherheitsmaßnahmen stellt. Das Kernvolumen ist bei den meisten Forschungsreaktoren auf 50 bis 60 l beschränkt, um die abzuführende Leistung klein zu halten. Die bisher erreichte Leistungsgrenze liegt bei etwa 100 MW bei einer Leistungsdichte von einigen MW/l. Eine neue Dimension wird mit dem in den USA in der Entwicklung befindlichen Höchstflußreaktor ANSR angestrebt; er soll eine Leistung von 330 MW bei einer Leistungsdichte von über 4.5 MW/l erreichen [83, 84].

Die Neutronenstrahlung eines Forschungsreaktors läßt sich in vielfältiger Weise für Forschungsaufgaben nutzen. Hierzu zählt die Erforschung kondensierter Materie, die sich von der Festkörperphysik über die Chemie und Biologie bis hin zu den angewandten Materialwissenschaften und zur Medizin erstreckt. Gerade dieser Zweig der Anwendung, nämlich Nutzung der Neutronen als Sonden in der Strukturforschung (Neutronen-Streuexperimente), hat in den letzten Jahren stark zugenommen. Zu den untersuchten Stoffen zählen Metalle, Legierungen, Gläser, Hochtemperatursupraleiter, Keramik, Kunststoffe, Fasern, Gele und Biopolymere, Flüssigkristalle und die Vielfalt der Verbindungen, welche die Festkörperchemie hervorbringt [81]. Von großer Bedeutung sind aber auch nach wie vor die Erzeugung von Radioisotopen für medizinische Anwendungen und die sogenannte Materialveredelung wie die Silizium-Dotierung für Hochleistungs-Tyristoren.

Zu den speziellen Anwendungen von Forschungsreaktoren gehört auch die Erzeugung von Transuranen, wie sie in den USA und Rußland betrieben wird. Dies erfordert höchste Neutronenflußdichten, da die Ausbeute an Nukliden extremer Massenzahl einer höheren Potenz der Neutronenflußdichte proportional ist, was nur mit sogenannten Flußfallen-Reaktoren erzielt werden kann.

Bevor speziell auf den Jülicher Forschungsreaktor FRJ-2 eingegangen wird, werden einige Typen der weltweit in Betrieb, Planung oder Entwicklung befindlichen For-

schungsreaktoren vorgestellt. Üblicherweise werden Forschungsreaktoren nach der Höhe der erzielten Neutronenflußdichte beurteilt.

7.1.1 Mittelflußreaktoren

Zu dieser Kategorie gehören Forschungsreaktoren mit einer Neutronenflußdichte im Bereich von $1 \cdot 10^{14}$ bis $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Zu dieser Klasse gehört auch der Jülicher Forschungsreaktor (1972 umgebaut auf eine Leistung von 23 MW) mit einer Flußdichte im Reflektor von etwa $2 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Moderne Vertreter dieser Klasse sind der im Bau befindliche MAPLE-X10 im CRL, Canada, der JRR-3M (Wiederinbetriebnahme 1990) im TRE, Japan und der ORPHEE (Inbetriebnahme 1980) im LBL, Frankreich, um nur einige zu nennen. Die Einordnung dieser Reaktoren im Leistungs-Neutronenflußdichte-Diagramm ist Bild 7.1 zu entnehmen. All diese Reaktoren sind sogenannte Schwimmbadreaktoren, bei denen der Kern innerhalb eines offenen Pools untergebracht ist.

7.1.2 Hoch- bzw. Höchstflußreaktoren

Zu dieser Klasse gehören Forschungsreaktoren mit einer Neutronenflußdichte von über $5 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. An der Spitze dieser Reaktoren liegt der von Deutschland und Frankreich gemeinsam entwickelte und gebaute HFR-Grenoble (Inbetriebnahme 1971) im ILL, Frankreich. Die Leistungsdichte beträgt im Mittel 1.2 MW/l und im Maximum 3.3 MW/l. Er verwendet Schwerwasser als Moderator, Reflektor und Kühlmittel. Die Nennleistung liegt bei 57 MW mit einer ungestörten thermischen Flußdichte von etwa $1,5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ im Reflektor.

Zu dieser Kategorie gehören noch die sogenannten Flußfallen-Reaktoren, die speziell zur Erzeugung von Transuranen eingesetzt werden, wie der High Flux Isotope Reactor (HFIR) in Oak Ridge, USA (1965) und der SM-2R (1961) im SRINR, Rußland (Bil 7.1). Der HFIR hat als Flußfalle einen zentralen Kanal von 125 mm Durchmesser, der von zwei ringförmigen Brennelementen umgeben ist. Jedes der beiden Brennelemente wird von einem Außen- und Innenrohr mit dazwischenliegenden evolventenförmig gekrümmten Brennstoffplatten gebildet. Durch die Kreisevolventenkrümmung verlaufen die Platten parallel, so daß sich gleichbleibende Kühlspalte ergeben. Die Zylinderform bewirkt allein durch ihre Rotationssymmetrie eine Vergleichmäßigung der Leistungsdichte [81]. Der schwach moderierte Kern erzeugt bei einer Leistung von 100 MW im Zentralkanal eine Flußdichte von etwa $5 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die ungestörte Flußdichte im Reflektor liegt bei $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Die russische Variante des Flußfallen-Reaktors, der SM-2R, hat einen quadratischen Zentralkanal von 14 cm Seitenlänge, der von einem quadratischen aus einzelnen Brennelementen aufgebauten Kern umgeben ist. Der Reaktor liefert im Zentralkanal bei einer Leistung von 100 MW eine maximale thermische Flußdichte von $3,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Zur Kategorie der Höchstflußreaktoren gehören weltweit noch drei, die sich im Bau, in der Planung bzw. in der Entwicklung befinden. Der Flußfallen-Reaktor PIK im PNPI, Rußland, befindet sich seit 1975 im Bau. Der Reaktorkern hat ein Volumen von etwa 51 l und wird mit Leichtwasser moderiert. Mit einer maximalen Leistung von 100 MW wird im umgebenden Schwerwasserreflektor eine maximale Flußdichte von über

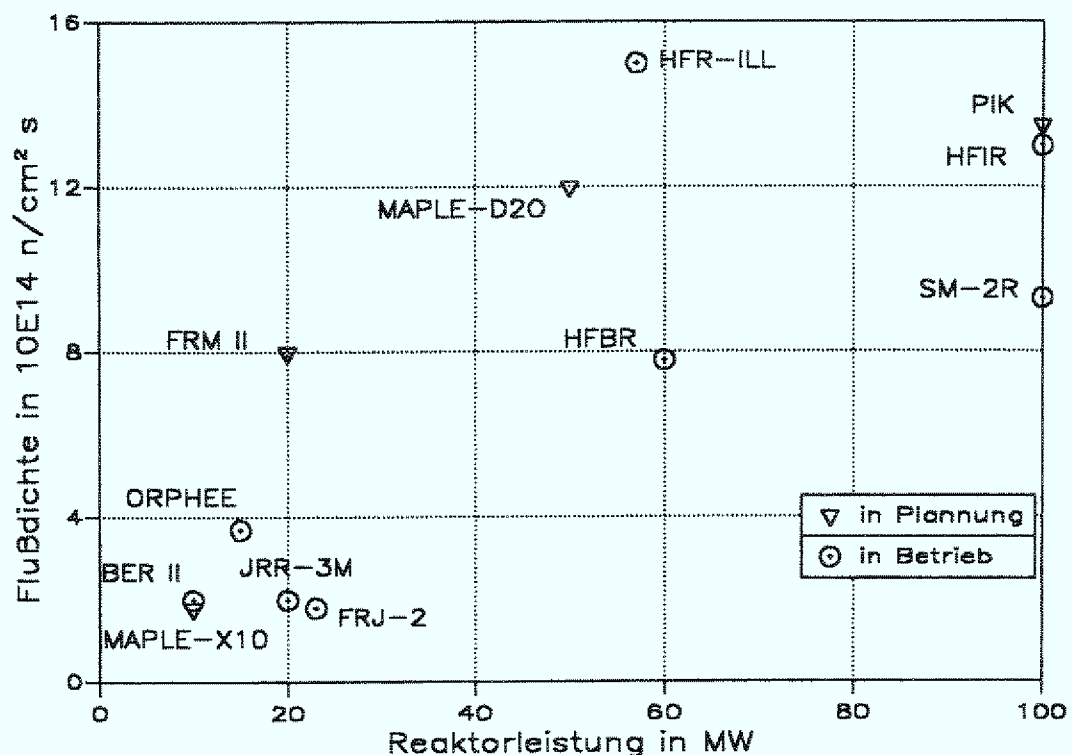


Bild 7.1: Maximale ungestörte thermische Neutronenflußdichte im Reflektor als Funktion der Leistung verschiedener Forschungsreaktoren.

$1,3 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ und im Leichtwassermoderator von etwa $4 \cdot 10^{15} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [85] erreicht. Bei einem Druck von 50 bar am Kerneintritt beträgt der Druckverlust über den Kern ca. 10 bar.

Der geplante Münchener Reaktor FRM-II und die in der Entwicklung befindliche Advanced Neutron Source (ANS) der USA haben ein ähnliches Brennelementkonzept wie der vorher erwähnte HFIR und der HFR-Grenoble. Der untermoderierte Kern des FRM II besteht aus einem einzigen Brennelement mit einem Außendurchmesser von 243 mm [86]. Das Kernvolumen beträgt dabei 18 l. Zur Moderation kommt wegen der kleinen Abmessungen des Kerns nur Leichtwasser in Frage, da bei Schwerwasser zu wenig Neutronen in der aktiven Zone thermalisiert werden. Als Brennstoff wird hochangereichertes Uran verwendet. Bei einer Leistung von 20 MW werden im Schwerwasserreflektor ungestörte Flußdichten von $7 \cdot 10^{14}$ bis $8 \cdot 10^{14} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ erreicht. Die Strömungsgeschwindigkeit in den Kühlspalten des Brennelementes beträgt 17.5 m/s bei einem Druck von 10 bar am Kerneintritt.

Der in der Entwicklung befindliche Höchstflußreaktor (ANS) soll die bisherigen Hochflußreaktoren um eine ganze Größenordnung in der Neutronenflußdichte übertreffen. Die Reaktorleistung beträgt 330 MW. Bei einem Kernvolumen von 67.5 l liegt die mittlere Leistungsdichte über 4.5 MW/l. Der Kern enthält ca. 15 kg hochangereichertes Uran. Dabei erlaubt die hohe Leistung eine Kernstandzeit von nur 17 Tagen. Schwer-

wasser dient als Moderator, Reflektor und Kühlmittel. Schwerwasser als Kühlmittel wurde bevorzugt, weil hierbei mehr Neutronen im Reflektor thermalisiert werden und dort zu einer Anhebung der Flußdichte führen. Zur Kühlung des Kerns ist eine Strömungsgeschwindigkeit von 25 m/s erforderlich bei einem Systemdruck am Kerneintritt von 32.2 bar. Der Druckabfall über den Kern beträgt 16 bar.

Zu erwähnen sind noch die sogenannten Impulsreaktoren, die wenig verbreitet und vorwiegend in den 60er Jahren gebaut worden sind. Im Gegensatz zu normalen Forschungsreaktoren werden Impulsreaktoren intermittierend (diskontinuierlich) betrieben. Hier wird durch plötzliches Entfernen eines starken Absorbers eine Leistungsexkursion ausgelöst, die durch einen starken negativen Koeffizienten der Reaktivität rechtzeitig abgefangen und beendet wird, so daß der Reaktor keinen Schaden nimmt. Der größte Vertreter dieser Klasse ist der russische IGR, der einen würfelförmigen Kern von 1.4 m Kantenlänge hat. Er wird mit Graphit moderiert, der mit Uran als Brennstoff homogen imprägniert ist [82]. Die Länge eines ausgelösten Impulses läßt sich zwischen 0.1 und mehreren Sekunden variieren. Bei einem Impuls wird eine Neutronenfluenz von nahezu 10^{17} cm^{-2} erzeugt, die eine Temperaturerhöhung im Kern von etwa 1500 °C bewirkt. Dabei beträgt der für die Abkühlung benötigte Zeitabstand zwischen zwei Impulsen mehrere Stunden.

7.1.3 Besonderheiten und spezielle Sicherheitsaspekte von Forschungsreaktoren

Die bei Forschungsreaktoren angestrebten hohen Leistungsdichten werden durch eine kompakte Bauweise des Kerns mit speziellem Brennelementkonzept realisiert. Bis vor einigen Jahren wurden meistens UAlx-Legierungen als Brennstoff mit einer U-235-Anreicherung von ca. 93% verwendet. Die Entwicklung des Brennstoffs U₃Si₂-Al, der eine deutliche Anhebung der Brennstoffdichte erlaubt, ermöglicht heute bei den Mittelflußreaktoren die Umstellung auf Niedriganreicherung (Anteil an U-235 < 20%).

Aluminium-Uranlegierungen haben eine besonders gute Wärmeleitfähigkeit und eine sehr große Strahlenbeständigkeit [12]. Nachteil bei diesem Brennstofftyp ist allerdings der ausgesprochen niedrige Schmelzpunkt von 658 °C und die geringe Wärmekapazität verglichen mit der erzeugten Leistung. Der Ausfall der Kühlung kann bei voller Leistung innerhalb von einigen Sekunden zum Schmelzen des Brennstoffs führen. Praktisch bedeutet das, daß unter allen Umständen eine unterbrechungslose Kühlung der Brennelemente gewährleistet werden muß.

Die Empfindlichkeit der Forschungsreaktoren gegenüber Ausfällen der Zwangskühlung verdeutlicht die Notwendigkeit eines sehr schnell wirksam werdenden Abschaltsystems. Dies allein ist bei Kühlungsstörfällen nicht immer eine hinreichende Gegenmaßnahme. Zusätzlich sind Vorkehrungen zu treffen, die eine schlagartige Unterbrechung der Zwangskühlung verhindern und nach der Abschaltung für eine begrenzte Zeit einen ausreichenden Kerndurchsatz garantieren. Eine sehr gebräuchliche Vorkehrung sind Schwungmassen an den Primärpumpen. Ca. 60 s nach Auslaufen der Pumpen kann bei Mittelflußreaktoren unmittelbar auf Naturkonvektionskühlung übergegangen werden. Bei Hochflußreaktoren muß die Zwangskühlung noch für mindestens eine halbe bis eine

Stunde aufrecht erhalten werden. Hier werden dann Pumpen mit batteriegestützter Stromversorgung eingesetzt [81].

Zu erwähnen bleibt, daß die Kühlmitteltemperaturen im Primärkreislauf selbst bei Forschungsreaktoren mit hohem Druck (wie bei der ANS) noch einen deutlichen Abstand zur Siedetemperatur bei Umgebungsdruck besitzen. In sicherheitstechnischer Hinsicht ist dies von Vorteil, da eine Druckentlastung des Primärkreislaufs nicht zu einer spontanen Verdampfung des Wassers führt, wie dies bei Druckwasserreaktoren der Fall ist.

7.2 Der Jülicher Forschungsreaktor FRJ-2 (DIDO)

Der FRJ-2 ist ein schwerwassermoderierter und -gekühlter Forschungsreaktor mit einem Reflektor aus Graphit. Bild 7.2 zeigt in der Perspektive einen Schnitt durch den Reaktorblock und den darunter angeordneten Primärkühlkreislauf. Die wichtigsten technischen und geometrischen Daten des FRJ-2 sind in Tabelle 7.1 und 7.2 aufgelistet [88, 92, 96].

Der im Zentrum des Reaktorblocks liegende Reaktortank ist nach oben hin mit einem massiven Abschirmstopfen gasdicht verschlossen. Diese Abdichtungsweise gilt ebenfalls für die zahlreichen Durchführungen der Brennelemente, Experimentiereinrichtungen und Steuerorgane. Der Reaktortank ist aus Aluminium mit einem Durchmesser von 2 m. Er ist bis zu einer Höhe von 1.7 m mit Schwerwasser gefüllt. Der über dem Wasserspiegel bis zum Abschirmstopfen verbleibende Raum enthält Helium bei einem konstanten Überdruck von 0.015 bar, der von einem Gasometer aufrechterhalten wird.

Das Reaktor-Core besteht aus 25 tubularen Brennelementen, die in fünf Reihen zu 4, 6, 5, 6, 4 Brennelementen angeordnet sind. Zur Steuerung und Abschaltung des Reaktors dienen 6 signalarmartige Absorber, die sich zwischen den Brennelementen bewegen und bei einer Abschaltung in die Position größter Neutronenabsorption fallen. Zur Beherrschung schneller Störfalltransienten dient ein Schnellabschaltssystem, das aus 3 Hubstäben besteht, die am Core-Rand liegen und pneumatisch eingeschossen werden.

Die 25 Brennelemente ruhen mit ihren balligen Fußflächen auf Kegelflächen der rohrstützenförmigen Gittersitze, wobei das Gewicht der Brennelementstopfen für eine ausreichende Dichtigkeit zwischen Gittersitz und Brennelementfuß sorgt [88]. Die Brennelemente werden durch Schwerwasser gekühlt, das in Aufwärtsrichtung mit einer Geschwindigkeit von etwa 4 m/s strömt. Das Kühlwasser wird über drei Zulaufrohre dem Raum zwischen Tankboden und Gitterplatte (Lower Plenum) zugeführt, verteilt sich dort auf die 25 Brennelementpositionen, durchströmt die Brennelemente und tritt in den Reaktortank ein, aus dem es über vier in der Nähe der Tankwand angeordnete Standrohre in den Primärkreislauf zurückfließt. Die Standrohre sind in den Tankboden eingeschweißt und ragen etwa 1 m in den Tank hinein, so daß sich die Rohreinläufe unmittelbar über der aktiven Zone der Brennelemente befinden. Mit dieser Anordnung, die sicherheitstechnische Gründe hat, wird erreicht, daß bei einem Rohrleitungsbruch im Primärkreislauf das Wasser im Reaktortank außerhalb der Brennelemente zunächst bis zur Höhe der Kernoberkante zurückgehalten wird, da dieses Wasser nur über Undichtigkeiten zwischen Brennelementenfuß und Gittersitz ablaufen kann. Dieser Umstand wird zur Notkühlung der Brennelemente genutzt.

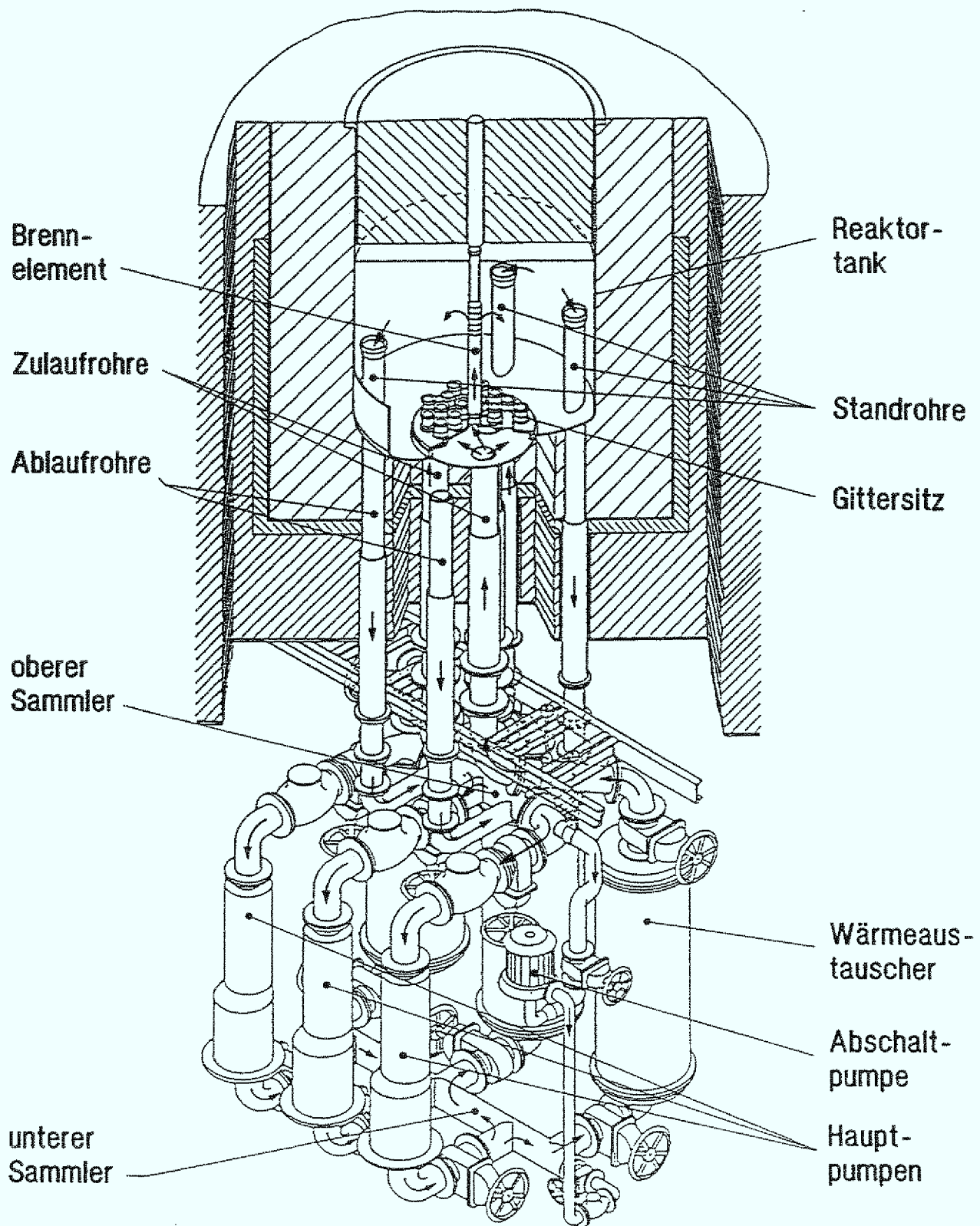


Bild 7.2: Perspektivische Darstellung des FRJ-2 mit dem Primärkreislauf.

Tabelle 7.1: Zusammenstellung der wichtigsten technischen Daten des FRJ-2.

Parameter	Zahlenwert	Dimension
Leistung	23	MW
mittlere Leistungsdichte im Core	0.26	MW/l
Neutronenflußdichte	$1,5 \cdot 10^{14}$	$cm^{-2}s^{-1}$
Brennstoffanreicherung	80 bis 90%	Gew. % U^{235}
Gesamtbrennstoffmasse	2.875	kg U^{235}
mittlere Leistungsdichte im Brennstoff	$275 \cdot 10^3$	MW/m ³
mittlere Heizflächenbelastung im Core	0.825	MW/m ²
maximale Heizflächenbelastung im Core	1.58	MW/m ²
Wärmeabgebende fläche pro BE	1.06	m ²
Länge eines Brennelementes	0.66	m
Ringspaltweite der Kühlkanäle	3.3	mm
Anzahl der Brennelemente	25	-
Durchmesser des Reaktortanks	2	m
Wasserhöhe im Tank	1.708	m
Schwerwasserinventar im Primärkreislauf	10	m ³
Durchfluß im Primärkreislauf	0.445	m ³ /s
Massenstrom im Primärkreislauf	495	kg/s
Massenstrom im Sekundärkreislauf	468	kg/s
Wassereintrittstemperatur zum Core	≤59	°C
Wasseraustrittstemperatur aus dem Tank	≤70	°C
Druck der Pumpendruckseite	3.6	bar
Druck der Pumpensaugseite	1.01	bar
Anzahl der Stränge (mit je einer Hauptpumpe)	3	-
Anzahl der Abschaltumpen	2	-
Anzahl der Zulaufrohre zum Tank	3	-
Anzahl der Gegenstromwärmetauscher	3	-
Anzahl der Standrohre	4	-
Steuerung und Abschaltung	6 Signalarmartige Absorberblätter	-
Schnellabschaltung	3 Hubstäbe am Core-Rand	-

Das im Reaktorkern aufgeheizte Primärwasser strömt über die vier Standrohre zu einem oberen Sammler und wird von hier auf drei parallele Pumpenstränge verteilt. Die drei Pumpen drücken das Wasser über einen unteren Sammler und drei nachgeschaltete Gegenstromwärmetauscher in die Zulaufrohre, die das Wasser zum Raum unterhalb der Gitterplatte (Lower Plenum) zurückführen. Zur Verhinderung von Rückströmungen sitzt auf der Saugseite jeder Pumpe eine Rückschlagklappe (Bild 7.3). Zwei zusätzliche Abschaltumpen verbinden den oberen mit dem unteren Sammler. Sie werden bei Ausfall der Hauptpumpen und damit Abschaltung des Reaktors automatisch eingeschaltet, um die Nachzerfallwärme abzuführen. Hierzu reicht aus Redundanzgründen eine Abschaltpumpe zu Förderung der erforderlichen Durchflußmenge von ca. 33 kg/s.

Um die benötigte Wassermenge aus Kostengründen gering zu halten, ist der Primärkreislauf äußerst kompakt ausgeführt mit einem Gesamtschwerwasserinventar von etwa 10 m³.

Tabelle 7.2: Zusammenstellung der Geometriedaten des Primärkreislaufes des FRJ-2.
(siehe dazu Bild 7.2, 7.3)

(I) → (I + 1)	Durchmesser [mm]	Länge [mm]	geodätische Höhe bei (I + 1) [mm]	Bemerkungen
1	254	1846	3281	-
1 → 2	254	1824	3281	-
2 → 3	254	2851	430	-
3 → 4	254	1245	430	-
4 → 5	229	1360	684	-
5 → 6	850	2211	2895	sekundärseitig
5 → 6	7.03	2211	2895	primärseitig
6 → 7	229	822	3717	-
7 → 8	229	1340/508	3717	2x 1340 & 1x 508
8 → 9	229	3148	6865	-
9 → 10	-	1219	8057	siehe Bild 7.4
9 → 11	2000	1708	8722	Tank
10 → 11	2000	638	8722	-
11	2000	178	8900	Gasraum
11 → 12	2000	705	8017	-
12 → 13	178	4736	3281	-
12' → 13'	178	4736	3281	-
13 → 1	178	896	3281	-
13' → 1	178	604	3281	-
1 → 14	150	673	3281	-
14 → 15	150	2325	2131	-
15 → 16	100	1701	430	-
16 → 4	100	1166	430	-

Im Leistungsbetrieb laufen alle drei Pumpen und fördern etwa 495 kg/s Schwerwasser durch den Kern. Dabei herrscht auf der Saugseite ein Druck von etwa 1.01 bar und auf der Druckseite von etwa 3.65 bar. Die 25 Brennelemente erzeugen eine Nennleistung von ca. 23 MW und bewirken eine mittlere Wasseraufheizung von ca. 11 °C. Die maximale Eintrittstemperatur zu den Brennelementen liegt bei 59 °C und die entsprechende Wasseraustrittstemperatur bei 70 °C, wie dies aus Bild 7.3 ersichtlich ist.

7.3 Das tubulare Brennelement des FRJ-2

Bild 7.4 zeigt das im FRJ-2 verwendete tubulare MTR-Brennelement. Der Brennstoffteil besteht aus vier konzentrisch angeordneten im Durchmesser gestuften dünnwandigen

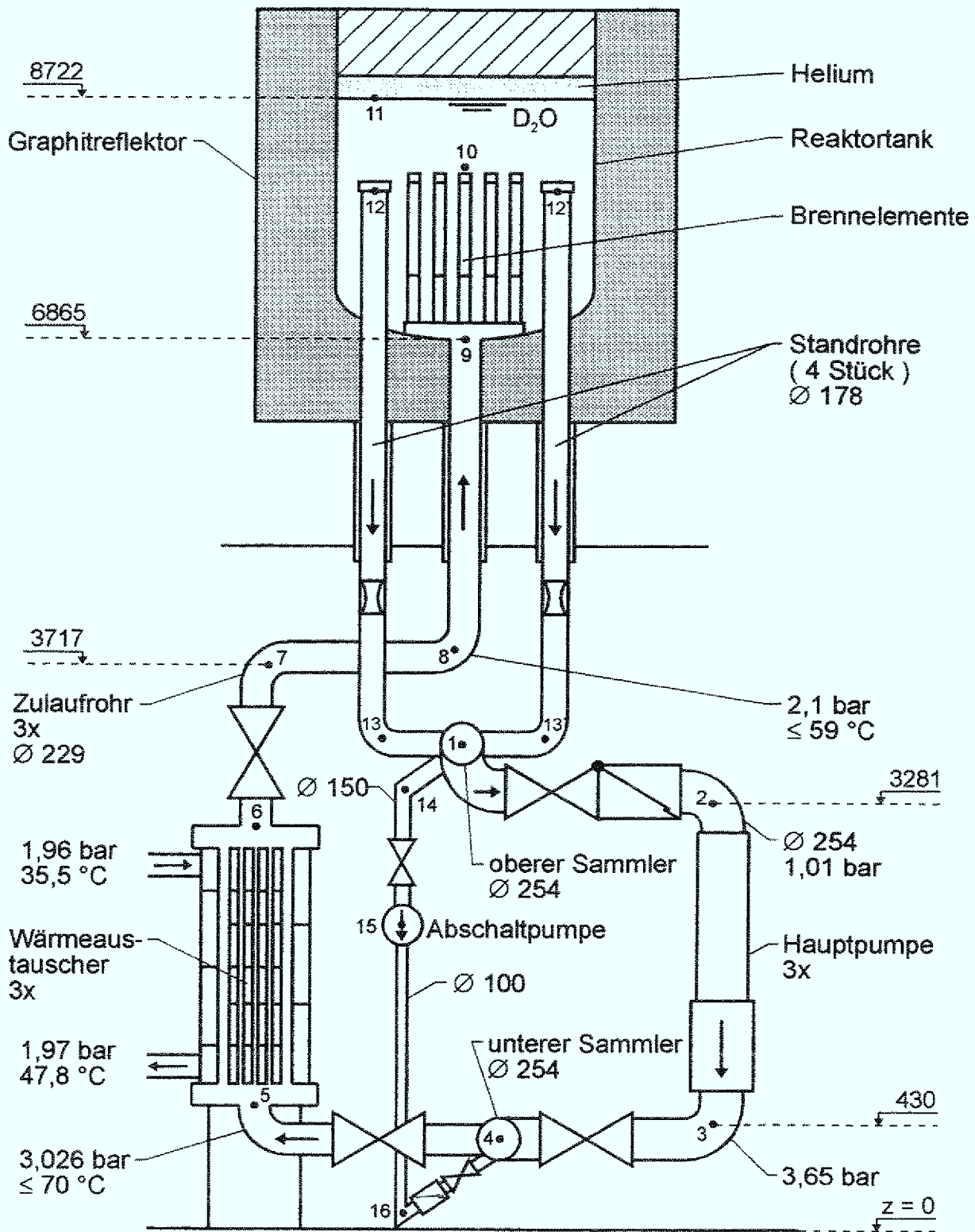


Bild 7.3: Schematischer Aufbau des Primärkreislaufes mit den Wärmetauschern des FRJ-2. Die eingetragenen Temperatur- und Druckverteilungen gelten für den Normalbetrieb bei einer Nennleistung von 23 MW.

Rohren mit einer annularen Spaltweite (Abstand zwischen zwei Rohren) von ca. 3.3 mm und einer Gesamtlänge von 660.0 mm. Jedes Rohr ist aus drei zu einem Drittelkreis gebogenen und durch Elektronenstrahlschweißung miteinander verbundenen MTR-Platten hergestellt. Die Platten haben eine Wandstärke von ca. 1.58 mm, wovon 0.60 mm auf den Kern aus einer UALx-Legierung entfallen [97]. Beidseitig ist der Brennstoffkern von einer 0.49 mm starken Walzplattierung aus Reinstaluminium eingeschlossen. Am oberen und unteren Ende befindet sich eine brennstofffreie Zone von jeweils 30 mm. Als Brennstoff wird hochangereichertes Uran (80 bis 93 Gew.% U-235) verwendet, wobei Brennelemente mit 150 und 170 g U-235 zum Einsatz kommen. Eine Umstellung auf Niedriganreicherung ist geplant, erfordert jedoch noch eine Qualifizierungs- und Umstellungszeit von etwa 2 Jahren.

Zur Halterung der Brennstoffrohre im Brennelement-Mantelrohr dienen jeweils vier kammartige Stege am oberen und unteren Ende der Rohre. Die Stege sind durch Lochschweißungen mit dem Mantelrohr verbunden. Sie stellen den einzigen direkten Wärmekontakt zwischen den Brennstoffrohren und dem Mantelrohr dar. Diese Befestigungsstege dienen gleichzeitig zur Zentrierung des auswechselbaren Fingerhutrohres im Zentrum des Brennelementes. Das Fingerhutrohr kann als Experimentierkanal genutzt werden. Die nicht zu Experimentierzwecken genutzten Fingerhutrohre werden mit Schwerwasser durchströmt, das vom Kühlmittelhauptstrom der Brennstoffrohre abgezweigt wird. Das Kühlmittel tritt am Brennelementfuß ein, strömt durch die Kühlspalte zwischen den Rohren und verläßt das Brennelement über Austrittsbohrungen im Mantelrohr zum Reaktortank. In Höhe der Oberkante der Brennstoffrohre befinden sich zwei Reihen kleinerer Bohrungen im Mantelrohr, die als Eintrittsöffnungen für eine Rieselfilm-Notkühlung dienen [88].

7.4 FRJ-2-Modellierung mit ATHLET

Zur Simulation des Normalbetriebs sowie von ausgewählten Störfällen wurde ein umfassender Eingabedatensatz entwickelt, der eine detaillierte Modellierung der Gesamtanlage einschließlich des Reaktorkerns ermöglicht. Bei der Modulation der einzelnen Komponenten werden verschiedene unabhängige Module in ATHLET angesprochen:

- **Thermofluiddynamik-Netzwerk:** Die Reaktoranlage stellt ein geschlossenes Fluiddynamik-Netzwerk dar, das aus mehreren Thermofluidobjekten besteht. Für seine Abbildung werden verschiedene Grundkomponenten eingesetzt. Dazu zählen Leitungen (PIPE, SJP), Knoten (BRANCH), Pumpen, Ventile etc.,
- **Wärmeleitmodell:** Zur Modellierung der Wärmeleitung in den Strukturen sowie der Wärmeübergänge zu den Fluiddynamikobjekten,
- **Neutronenkinetik:** Zur Modellierung der nuklearen Wärmeerzeugung in den Brennelementen,
- **GCSM (General Control Simulation Module):** Es ermöglicht die Nachbildung von Regel- und Kontrollsystemen. Hierzu zählen beispielsweise die Regelung der Pumpen und Ventile und die Steuerung der Reaktorabschaltung über den Reaktivitätsbeitrag des Abschaltsystems.

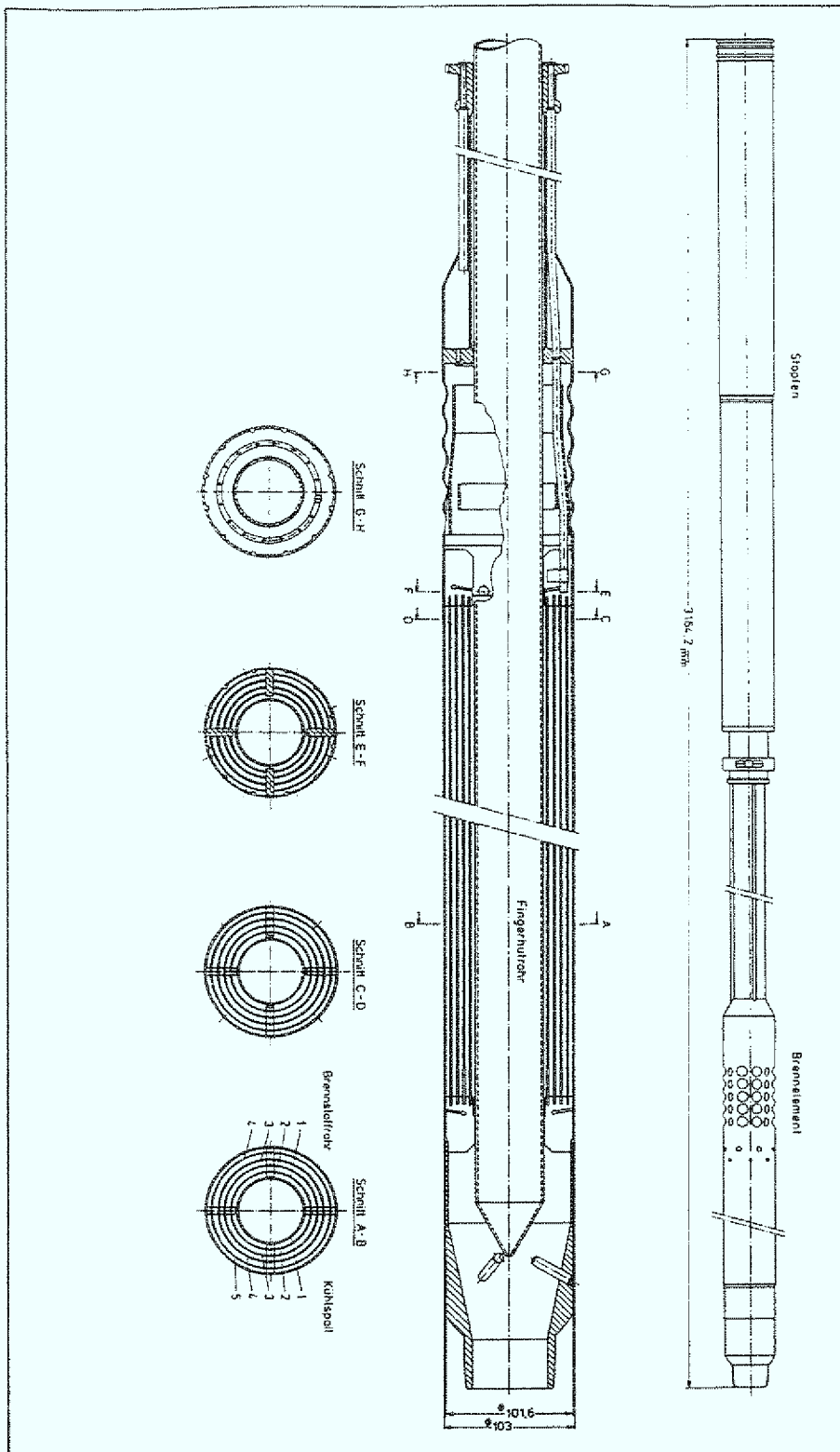


Bild 7.4: Tubulares Brennelement des FRJ-2 bestehend aus vier konzentrisch angeordneten Brennstoffrohren, die über 5 Ringkanäle gekühlt werden. Das zentrale Fingerhutrohr dient zur Aufnahme von Bestrahlungseinrichtungen.

7.4.1 Core-Modell

Zur Erfassung der speziellen Besonderheiten der Brennelemente im Core des FRJ-2 ist ein aufwendiges Diskretisierungsmodell entwickelt worden. Die Modellierung umfaßt sowohl die einzelnen annularen Kühlkanäle der 25 Brennelemente als auch die jeweiligen Wandstrukturen, die die Strömungskanäle in einem Brennelement über Wärmeleitung miteinander koppeln. In Teilzonen der Wandstrukturen ist die UAL-Legierung eingebettet. Die nukleare Wärmeerzeugung wird mittels eines Punktkinetik-Modells beschrieben.

Die 25 Brennelemente wurden auf 4 verschiedene Gruppen unterschiedlicher Leistung verteilt, um damit die radiale Leistungsverteilung über den Kern zu erfassen. In jeder Gruppe sind solche Brennelemente zusammengefaßt, die nahezu dem gleichen Neutronenfluß ausgesetzt sind. Die Aufteilung erfolgte nach Meßdaten zu den Reaktivitätswerten der einzelnen Brennelemente [96]. Der Reaktivitätsbeitrag einzelner unvergifteter Brennelemente wurde aus der Änderung der Reaktivität des Reaktorkerns durch Herausziehen von jeweils einem Brennelement gemessen. Diese Messungen wurden bei praktisch unvergiftetem Reaktorkern nach der Impulsquellenmethode durchgeführt. Brennelemente, die beim Herausziehen aus dem Kern nahezu die gleiche Reaktivitätsänderung verursachten, wurden zu einer Gruppe zusammengefaßt:

- Gruppe 1 enthält nur das zentrale Brennelement mit einem Leistungsformfaktor $\phi = 1.62$. Hier ist die höchste Leistung und damit die größte Wärmestromdichte gegeben,
- Gruppe 2 umfaßt 6 Brennelemente mit $\phi = 1.28$,
- Gruppe 3 umfaßt 10 Brennelemente mit $\phi = 0.95$,
- Gruppe 4 umfaßt 8 Brennelemente mit $\phi = 0.78$.

Die entsprechende Leistung einer Gruppe errechnet sich zu:

$$L_{gi} = N_i \phi_i \bar{L}, \quad (7.1)$$

hierbei ist N_i die Anzahl der Brennelemente je Gruppe.

Die mittlere Reaktorleistung pro Brennelement $\bar{L}$ ergibt sich zu:

$$\bar{L} = \frac{\text{Reaktorleistung}}{\text{Brennelementanzahl}} = \frac{23 \text{ MW}}{25} = 0.92 \text{ MW}. \quad (7.2)$$

Die erzeugte Nuklearleistung in den einzelnen Brennelementgruppen wird mit Hilfe des Neutronen-Kinetik-Modells (NEUKIN) in ATHLET modelliert. Der Neutronenfluß wird dabei durch folgende Differentialgleichungen beschrieben [66, 5]:

$$\frac{dn}{dt} = \frac{\rho(t) - \beta}{\Lambda} n + \sum_{i=1}^{Ng} \lambda_i C_i, \quad (7.3)$$

$$\frac{dC_i}{dt} = \frac{\beta_i}{\Lambda} n - \lambda_i C_i, \quad i = 1, \dots, Ng, \quad (7.4)$$

hierin sind:

n : Neutronenfluß,

ρ : Reaktivität des Reaktors,

β , β_i : effektiver Anteil der verzögerten Neutronen insgesamt bzw. der i -ten Neutronengruppe,

λ_i : Zerfallskonstante der i -ten Gruppe verzögerter Neutronen,

C_i : Konzentration der Vorläuferkerne der i -ten Gruppe verzögerter Neutronen,

N_g : Anzahl der Gruppen verzögerter Neutronen,

Λ : effektive Lebensdauer der prompten Neutronen.

Wenn man die räumliche Verteilung des Neutronenflusses konstant hält und nur die Amplitude der jeweiligen räumlichen Flußverteilung als Funktion der Zeit ändert, ergibt sich eine recht gute Näherung zur Beschreibung des zeitlichen Verhaltens des Neutronenflusses. Damit wird das räumlich-zeitliche Verhalten des Reaktors durch das zeitliche Verhalten eines Punktes in ihm beschrieben. Die obigen zwei Gleichungen heißen daher die Gleichungen der *Reaktor-Punktkinetik*. Die verzögerten Neutronen werden durch 6 Gruppen beschrieben, die sich durch ihre Zerfallskonstanten und ihre Ausbeute bei der Spaltung unterscheiden.

Das obige Differentialgleichungssystem wird in ATHLET mit Hilfe eines numerischen Integrationsverfahrens gelöst [5]. Über die Reaktivität werden auch die Rückkopplungseffekte der Thermofluidynamik berücksichtigt. Hierzu zählen die Reaktivitätseffekte der Brennstofftemperatur (Dopplereffekt), der Kühlmitteltemperatur und der Moderatorichte. Zusätzlich zu dieser temperaturbedingten Abhängigkeit der Reaktivitätsänderung wird die Wirkung einer externen Reaktivität berücksichtigt. Hiermit läßt sich die Beeinflussung der Reaktivität durch die Bewegung der Steuer- und Abschaltstäbe erfassen.

Nachfolgend sind die reaktorkinetischen Parameter des FRJ-2 aufgelistet:

- Anzahl der Gruppen verzögerter Neutronen $N_g = 15$,
- Mittlere Lebensdauer prompter Neutronen $\Lambda = 0.569\text{E-}3$ [s],
- Gesamtanteil verzögerter Neutronen $\beta = 0.0069105$,
- Temperaturkoeffizient der Reaktivität $= 3.90\text{E-}4$ [1/ °C].

In Tabelle 7.3 sind die Parameter der verzögerten Neutronen beim FRJ-2 zusammengestellt. Zu beachten ist, daß in der letzten Gruppe der Beitrag der verzögerten Photoneutronen erfaßt wird. Hierbei handelt es sich um 9 Gruppen verzögerter Photoneutronen, die bedingt durch (γ,n) -Reaktionen im Schwerwasser entstehen [96].

Die Größen: β , $\frac{\beta_i}{\beta}$, $\frac{\beta}{\Lambda}$, λ_i werden für die Eingabe in ATHLET benötigt. Bei der Simulation des Normalbetriebes soll nach Erreichen des stationären Zustandes gelten:

Reaktivitätsänderung $= 0 \rightarrow K_{eff} = 1$: der Reaktor ist kritisch. Die in diesem Zustand erreichten Werte der Kühlmitteltemperatur, Kühlmitteldichte und Brennstofftemperatur gelten als Referenz-Werte bei der Berechnung der Reaktivitätsänderung.

Sollte es bei einem Störfall dazu kommen, daß die Moderatortemperatur ansteigt, so fällt die Leistung exponentiell mit der Zeit ab. Dies wird durch den negativen Temperatur- und Dichtekoeffizienten (Voidkoeffizient) der Reaktivität bewirkt. Ähnliches bewirkt der Anstieg der Brennstofftemperatur, wenn auch der Effekt kleiner ist als der der Moderatortemperatur. Die Rückwirkungseffekte beim Temperaturanstieg, die vom Sicherheitsstandpunkt her in die positive Richtung wirken, nennt man inhärentes sicheres Verhalten des Reaktors.

Tabelle 7.3: Parameter der Gruppen verzögerter Neutronen beim FRJ-2. Der Beitrag der verzögerten Photoneutronen ist Gruppe 6 zugeschlagen.

Nr.	β_i	$\lambda_i[1/s]$
1	1.697D-4	3.872.
2	8.355D-4	1.397.
3	2.65D-3	0.311.
4	1.23D-3	0.1155.
5	1.388D-3	0.0317.
6	6.387D-4	0.1118.

Bei der Modellierung der Brennelemente im Reaktorkern wird wie folgt vorgegangen:

Das zentrale Brennelement (Gruppe 1) wird so modelliert, daß eine getreue Abbildung des tubularen Brennelementes gegeben ist. Zur Modellierung der Fluidodynamik wird eine Anordnung von 5 parallel durchströmten annularen Kanälen gewählt, die mit einer gemeinsamen Eintrittszone (Brennelement-Eintritt) beginnen und in eine gemeinsame Austrittszone (Brennelement-Austritt) enden.

Die vier wärmeleitenden Strukturen (dünnwandige Rohre), in denen der Brennstoffteil untergebracht ist, ermöglichen eine radiale Wärmeleitung zwischen den Kanälen, wobei jede wärmeleitende Struktur mit jeweils zwei Kanälen (rechts und links) gekoppelt ist. Jede der vier Strukturen besteht aus drei Materialzonen, die von innen nach außen mit Aluminium, UAL-Legierung und wieder Aluminium besetzt sind. Die radiale Leistungsverteilung in den vier Strukturen wird durch Einführung von radialen Flußfaktoren berücksichtigt. Es gilt von innen nach außen [88]: 0,98, 0,96, 0,98, 1,07. Die axiale Leistungsverteilung entlang des Brennelements, die aus Messungen bekannt ist (Bild 7.5), wird durch eine feine Diskretisierung (12 Wärmeleitelemente) der 0,6 m langen Brennstoffzone und Zuordnung von axialen Leistungsformfaktoren erfaßt. Mit einem sechsten Kanal wird das Fingerhutrohr modelliert, das über eine wärmeleitende Struktur (ohne Wärmeerzeugung) mit dem innersten Kanal gekoppelt ist.

Im Bild 7.6 ist das entwickelte Diskretisierungsmodell für das zentrale Brennelement dargestellt. Hierbei wird das Element durch 6 Prioritätsketten bei 10 Thermo-Fluidobjekten mit 81 Kontrollvolumina und 87 Strömungswegen modelliert. Dazu kommen 5 Wärmeleitobjekte mit insgesamt 72 wärmeleitenden Elementen. Die restlichen drei Gruppen werden analog zur ersten Gruppe modelliert mit der Näherung, daß jedes Brennelement einer Gruppe lediglich durch zwei parallele Kanäle abgebildet wird. Die restlichen Brennelemente einer Gruppe werden dann durch einen Parallelgeometriefaktor zur Erfassung der Geometriedaten (Strömungsquerschnitte und wärmeabgebende Flä-

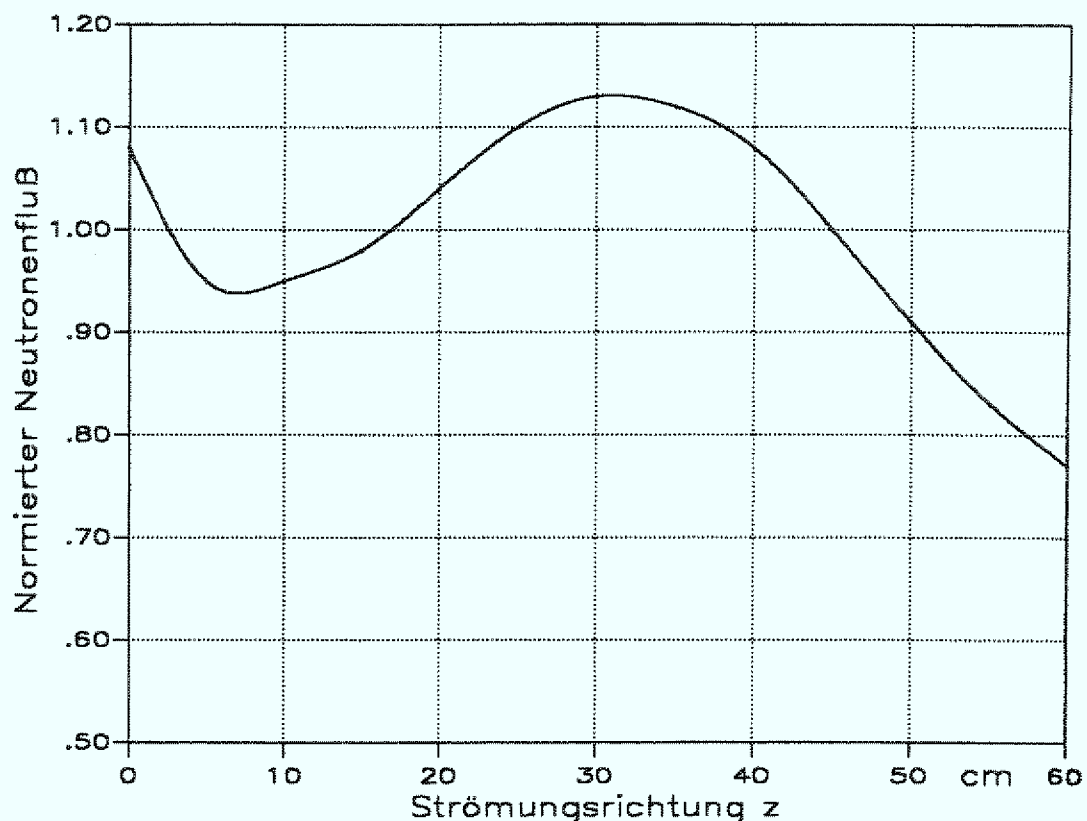


Bild 7.5: Axiale Verteilung des normierten Neutronenflusses entlang der aktiven Zone des zentralen Brennelementes.

chen) berücksichtigt. Alle Kanäle in den vier Gruppen sind am Eintritt durch einen gemeinsamen Eintrittssammler (Lower Plenum) verbunden, aus dem sich das Kühlmittel auf die einzelnen Kanäle verteilt. Nach Austritt aus den einzelnen Kanälen strömt das Kühlmittel in einen gemeinsamen Austrittssammler (Upper Plenum), der mit dem Tank direkt verbunden ist.

Mit dieser Modellierungsweise des zentralen Brennelementes ist die Erfassung der Parallelkanal-Instabilität unter den fünf unterschiedlich beheizten und durchströmten annularen Kanälen gewährleistet. Das gleiche gilt auch für die restlichen Brennelemente untereinander. Tritt in einem von diesen Kanälen stärkere Dampfbildung ein als in den anderen, so erhöht sich der Druckverlust in diesem Kanal, und der entsprechende Massenstrom verringert sich zugunsten der restlichen Kanäle, da die anderen Kanäle über die Ein- und Austrittszonen mit diesem Kanal parallel geschaltet sind.

7.4.2 Modellierung des Primärkreislaufes und der Wärmetauscher

Bild 7.3 zeigt den schematischen Aufbau des Primärkreislaufes. Das für die Simulation der Gesamt-Anlage des FRJ-2 entwickelte Diskretisierungsmodell ist Bild 7.7 zu ent-

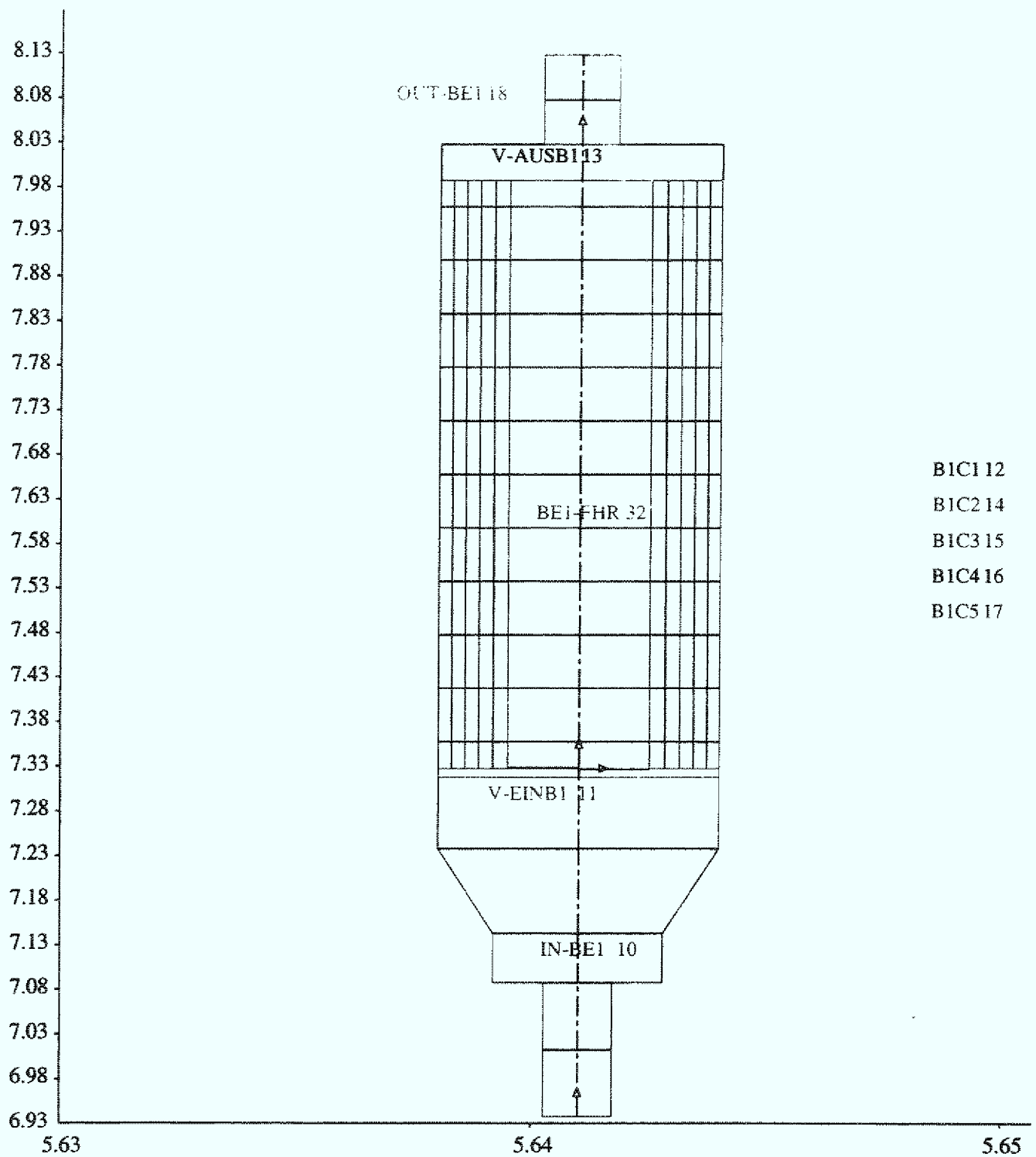


Bild 7.6: ATHLET-Nodalisationsschema für das zentrale Brennelement des FRJ-2. Die Geometrie und die Anordnung der 4 Brennstoffrohre sowie der 5 annularen Kühlkanäle sind entsprechend den Daten im Bild 7.4 abgebildet.

nehmen. Die im folgenden in Klammern angegebenen Abkürzungen entsprechen den Bezeichnungen der nachgebildeten Reaktorkomponenten im Bild 7.7. In Tabelle 7.4 und 7.5 sind die Thermoﬂuid- und die Wärmeleitobjekte der nachgebildeten Komponenten des FRJ-2 zusammengestellt. Hierbei wird die Anlage durch zwei Fluidodynamiksysteme (Primär- und Sekundärsystem) modelliert, die durch 41 Thermoﬂuidobjekte mit insgesamt 217 Kontrollvolumen, 230 Strömungswegen und 16 Wärmeleitobjekten mit insgesamt 185 Wärmeleitelementen nachgebildet werden. Die Steuerung und Regelung der Anlage wird durch insgesamt 17 GCSM-Signale mit 20 GCSM-Eingabetabellen erreicht.

Der Primärkreislauf des FRJ-2 ist ein relativ komplizierter und kompakt aufgebauter Kreislauf. Wie schon erwähnt, wird die Simulation der Thermoﬂuidodynamik im Reaktorkern durch die Nachbildung von 12 parallel durchströmten Kanälen erreicht. Am Austritt des Kerns sind alle Kanäle an ein gemeinsames Austrittsplenum (Upper Plenum: V-UP) angeschlossen, das einen Durchmesser von 2 m und eine Höhe von 0.7 m besitzt und nach unten mit dem Reaktortank verbunden ist. V-UP wird als Knoten (Branch) und der Reaktortank als vertikale Leitung (Pipe) modelliert. Nach oben ist der V-UP mit einem speziellen Knoten zur Modellierung des Gasraums verbunden (PV-Gas). Der Gasraum oberhalb des Wasserspiegels, der bei der realen Anlage mit Helium gefüllt ist, wird durch ein mit gesättigtem Dampf gefülltes Kontrollvolumen (sog. P-H-Boundary CV) modelliert, das stets auf einen konstanten Druck von 1.016 bar gehalten wird. Am V-UP sind vier vertikale Pipes (Down Comer: P-DC) angeschlossen, die die Standrohre modellieren und nach einer horizontalen Anlaufänge in den gemeinsamen oberen Sammler (Upper Header: V-UH), der als "Branch" modelliert wird, münden. Aus dem V-UH laufen drei mit jeweils einer Pumpe ausgestatteten Pipes (L-HL), die in den gleichgroßen unteren Sammler (Lower Header: V-LH) enden. Zwischen dem V-UH und den Pumpen ist jeweils eine Rückschlagklappe integriert, deren Steuerung mit einem speziellen Element des GCSM-Modells [11] erfolgt, das über Vergleich der statischen Drücke vor und hinter der Klappe den Öffnungs- und Schließvorgang regelt. Zusätzlich befindet sich vor und hinter jeder Pumpe jeweils ein Absperrventil, das beim Normalbetrieb voll geöffnet ist und mit Regelementen des GCSM-Modells gesteuert wird.

Zusätzlich zu den Hauptpumpen wird eine Abschaltpumpe modelliert, die den oberen Sammler direkt mit dem unteren verbindet (L-SDP). Beim Normalbetrieb ist die Abschaltpumpe ausgeschaltet und die zugehörige Rückschlagklappe vor dem unteren Sammler (V-LH) geschlossen, um eine Rückströmung vom unteren in den oberen Sammler zu verhindern. Zur Regelung der Rückschlagklappenstellung dienen die Drücke am unteren Sammler (p_{LH}) und hinter der Abschaltpumpe (p_{SDP}). Mit einem ADDER-Regelement des GCSM wird die Differenz Δp gebildet, und über einen Zweipunktschalter (SWITCH-Regelement) wird die Klappe geöffnet ($\Delta p > 0$) oder geschlossen ($\Delta p < 0$). Tatsächlich ist die Bedingung für das Öffnen der Klappe nur bei abgeschalteten Hauptpumpen und eingeschalteter Abschaltpumpe erfüllt.

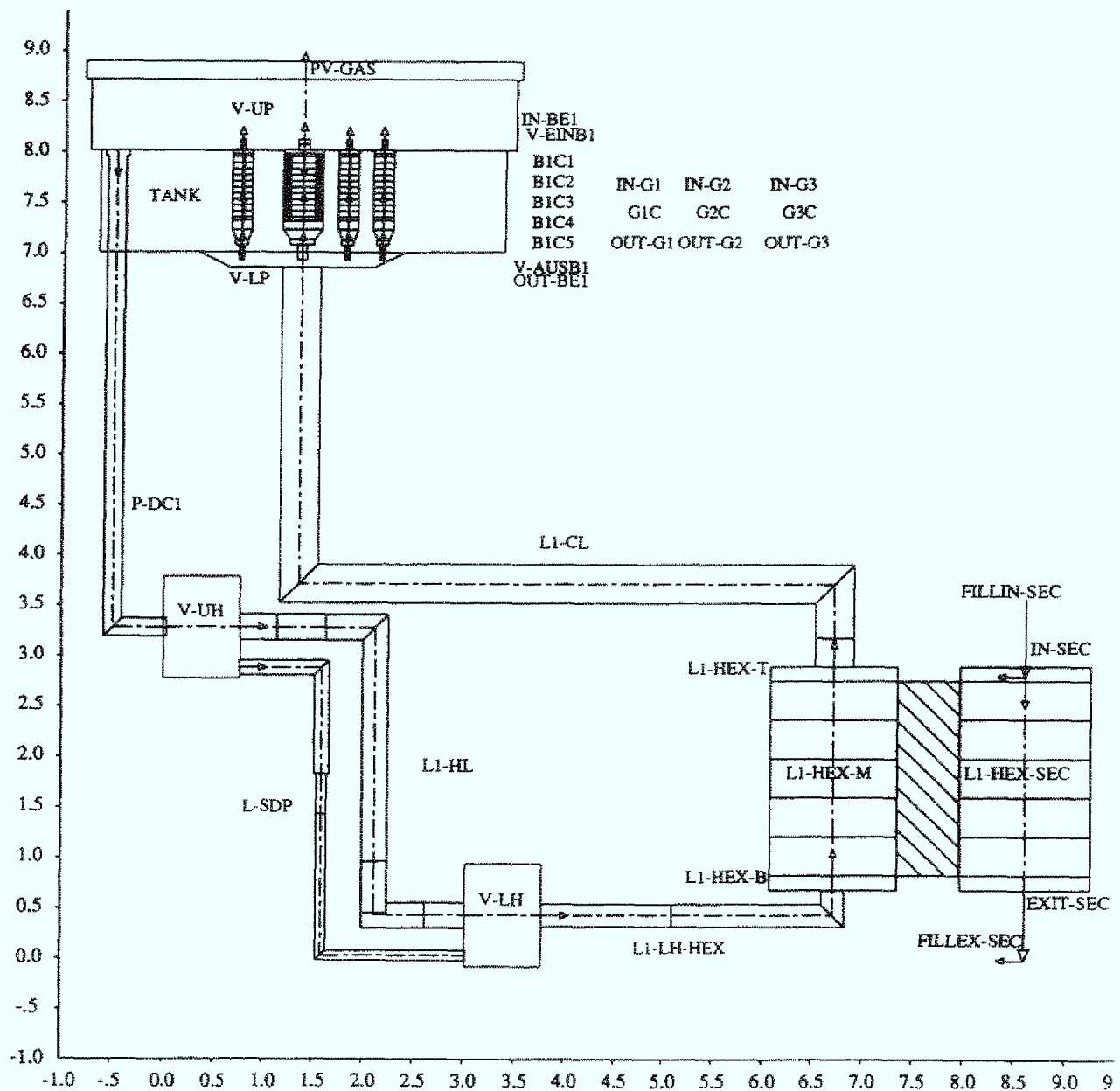


Bild 7.7: ATHLET-Nodalisationsschema des Forschungsreaktors FRJ-2.

Tabelle 7.4: Thermofluidobjekte im ATHLET-Modell des FRJ-2. Die Objektbezeichnungen beziehen sich auf die verwendeten Abkürzungen der nachgebildeten Reaktorkomponenten im Bild 7.6 und 7.7.

Nr.	Reaktor-Komponente	Nachbildungs-Name	Objekt-Typ	CV's	Verbindungen
1	oberer Sammler	V-UH	BRANCH	1	-
2	Pumpenstränge	L-HL	PIPE	7	8
3	unterer Sammler	V-LH	BRANCH	1	-
4	Leitung zum WT-P	L-LH-HEX	PIPE	3	4
5	Wärmetauscher Eintritt/primär	L-HEX-B	BRANCH	1	-
6	Wärmetauscher Primärrohre	L-HEX-M	PIPE	5	6
7	Wärmetauscher Austritt/primär	L-HEX-T	BRANCH	1	-
8	Zulaufrohre	L-CL	PIPE	4	5
9	Eintrittssammler	V-LP	BRANCH	1	-
10	zentrales Brennelement Eintrittsbereich	IN-BE1	PIPE	5	6
11	zentrales Brennelement unterer Kanalverteiler	V-EINB1	BRANCH	1	-
12	zentrales Brennelement 1. Kanal	B1C1	PIPE	12	13
13	zentrales Brennelement oberer Kanalverteiler	V-AUSB1	BRANCH	1	-
14	zentrales Brennelement 2. Kanal	B1C2	PIPE	12	13
15	zentrales Brennelement 3. Kanal	B1C3	PIPE	12	13
16	zentrales Brennelement 4. Kanal	B1C4	PIPE	12	13
17	zentrales Brennelement 5. Kanal	B1C5	PIPE	12	13
18	zentrales Brennelement Austrittsbereich	OUT-BE1	PIPE	2	3
19	Austrittssammler	V-UP	BRANCH	1	-
20	1. Gruppe, Eintrittsbereich	IN-G1	PIPE	5	6
21	1. Gruppe	G1C	PIPE	12	13
22	1. Gruppe, Austrittsbereich	OUT-G1	PIPE	3	4
23	2. Gruppe, Eintrittsbereich	IN-G2	PIPE	5	6
24	2. Gruppe	G2C	PIPE	12	13
25	2. Gruppe, Austrittsbereich	OUT-G2	PIPE	3	4
26	3. Gruppe, Eintrittsbereich	IN-G3	PIPE	5	6
27	3. Gruppe	G3C	PIPE	12	13
28	3. Gruppe, Austrittsbereich	OUT-G3	PIPE	3	4

Nr.	Reaktor-Komponente	Nachbildungs-Name	Objekt-Typ	CV's	Verbindungen
29	Standrohre	P-DC	PIPE	2	3
30	Reaktortank	TANK	PIPE	1	2
31	Gasraum	PV-Gas	PIPE (TDV)	1	2
32	Fingerhutrohr, BE1	BE1-FHR	PIPE	12	13
33	Fingerhutrohr, G1	G1-FHR	PIPE	12	13
34	Fingerhutrohr, G2	G2-FHR	PIPE	12	13
35	Fingerhutrohr, G3	G3-FHR	PIPE	12	13
36	Abschaltpumpenleitung	L-SDP	PIPE	4	5
37	Wärmetauscher Eintritt/sekundär	IN-SEC	BRANCH (TDV)	1	-
38	Wärmetauscher Sekundärseite	L-HEX-SEC	PIPE	5	6
39	Wärmetauscher Austritt/sekundär	EXIT-SEC	BRANCH	1	0
40	Wärmetauscher Speisewasserleitung/sek.	FILLEX-SEC	SJP	-	1
41	Wärmetauscher Speisewasserleitung/sek.	FILLIN-SEC	SJP	-	1

Der untere Sammler (V-LH) ist mit der Primärseite der Wärmetauscher über ein Rohr (L-LH-HEX) verbunden. Jeder Wärmetauscher ist über ein Zulaufrohr (L-CL) mit dem unteren Plenum (V-LP) verbunden, der den Primärkreislauf an die Eintrittszonen der Brennelemente anschließt. Die wärmetauschenden Strukturen der Gegenstromwärmetauscher, die die Primär- mit der Sekundärseite verknüpfen, werden jeweils durch 1843 [94] parallele Hohlzylinder aus Edelstahl (Innendurchmesser 7.03 mm, Wandstärke 1.25 mm) modelliert, die innenseitig vom Primärwasser durch- und außenseitig vom Sekundärwasser umströmt werden. Die Wärmeübergangszahl auf der Primärseite wird nach den in ATHLET verfügbaren Korrelationen ermittelt. Sekundärseitig wird eine mittlere Wärmeübergangszahl verwendet, die aus Messungen an den Wärmetauschern des FRJ-2 im Normalbetrieb ermittelt wurde. Die Einstrombedingungen auf der Sekundärseite werden durch ein spezielles Fluidelement in ATHLET (FILL) modelliert. Mit diesem Element wird sowohl der Massenstrom als auch die Fluidtemperatur am Eintritt zum Wärmetauscher über Zeitfunktionen (GCSM-Steuerung) gesteuert.

Um die Druckverteilung im Gesamtprimärkreislauf realistisch zu erfassen, war es notwendig, die Formverluste zuverlässig und im Bereich der technischen Genauigkeit zu bestimmen. Die Formverluste umfassen sowohl die Extraktions- und Kontraktionsdruckverluste an Querschnittsänderungen als auch die Druckverluste der Ventile und Rückschlagklappen. Die Angaben dafür wurden empirischen Korrelationen entnommen, die für die vorliegenden Geometrieformen der Reaktorkomponenten gültig sind [99, 100].

Tabelle 7.5: Wärmeleitobjekte im ATHLET-Modell des FRJ-2.

Nr.	Nachbildungs- Name	TFO-links	TFO-rechts	Erklärung
1	BE1-CORE1	B1C1	B1C2	1. Brennstoffrohr zentrales Brennelement
2	BE1-CORE2	B1C2	B1C3	2. Brennstoffrohr zentrales Brennelement
3	BE1-CORE3	B1C3	B1C4	3. Brennstoffrohr zentrales Brennelement
4	BE1-CORE4	B1C4	B1C5	4. Brennstoffrohr zentrales Brennelement
5	BE1-SFHR	BE1-FHR	B1C1	Wandung Fingerhutrohr zentrales Brennelement
6	BE1-SAUS	B1C5	TANK	Mantelrohr zentrales Brennelement
7	G1-CORE	G1C	G1C	Brennstoffrohre 1. Gruppe
8	G1-SFHR	G1C	G1-FHR	Wandung Fingerhutrohre 1. Gruppe
9	G1-SAUS	G1C	TANK	Mantelrohre 1. Gruppe
10	G2-CORE	G2C	G2C	Brennstoffrohre 2. Gruppe
11	G2-SFHR	G2C	G2-FHR	Wandung Fingerhutrohre 2. Gruppe
12	G2-SAUS	G2C	TANK	Mantelrohre 2. Gruppe
13	G3-CORE	G3C	G3C	Brennstoffrohre 3. Gruppe
14	G3-SFHR	G3C	G3-FHR	Wandung Fingerhutrohre 3. Gruppe
15	G3-SAUS	G3C	TANK	Mantelrohre 3. Gruppe
16	HEX	L-HEX-M	L-HEX-SEC	Wärmetauscherstrukturen Insgesamt 5529 Parallele Rohre

7.5 Simulation des Normalbetriebes

Die Simulation des Normalbetriebes dient in erster Linie zur Überprüfung der getroffenen Annahmen und Vereinfachungen bei der Abbildung der Anlage. Hierbei soll durch Vergleich der bei der Nachrechnung ermittelten Druck- und Temperaturverteilung im Gesamtsystem mit den für den Normalbetrieb gemessenen Daten festgestellt werden, ob die thermo- und fluiddynamischen Abläufe in korrekter Weise simuliert werden. Dies ist eine unabdingbare Voraussetzung für die Simulation von Störfällen.

7.5.1 Anfangs- und Randbedingungen

Für die Simulation des Normalbetriebes werden folgende Anfangs- und Randbedingungen gewählt:

Primärseite:

- Massenstrom pro Pumpenstrang: 165 kg/s,
- Pumpendruckdifferenz zwischen Saug- und Druckseite: 2.47 bar,
- Anfangstemperatur des Kühlmittels: 35.5 °C.

Sekundärseite:

- Massenstrom pro Wärmetauscher: 156 kg/s,
- Eintrittstemperatur: 35.5 °C,
- Druck am Eintritt zum Wärmetauscher: 1.96 bar,
- Wärmeübergangskoeffizient auf der Sekundärseite der Wärmetauscher: 8.85 kW/m² K.

Die Rechnung wird aus dem leistungslosen Zustand gestartet. Dabei ist der Wärmeaustausch zwischen dem Sekundär- und Primärkreislauf in den Wärmetauschern vernachlässigbar, da auf beiden Seiten mit gleichen Fluidtemperaturen gestartet wird (dies war eine zwingende Voraussetzung, um überhaupt zu einer numerischen Lösung für den stationären Anfangszustand zu kommen, nach dem die Konvergenzschranke für die Wärmeströme in den Strukturen hochgesetzt wurde).

7.5.2 Ablauf und Ergebnis der Anlaufrechnung

Nach Abschluß der stationären Rechnung und Einstellung des Ausgangszustandes bei $t=0$ im leistungslosen Zustand steigt die Kernleistung in den Brennelementen während der Anlaufrechnung innerhalb einiger Sekunden auf die Nennleistung. Die Anlaufrechnung wurde solange durchgeführt, bis sowohl im Primär- als auch im Sekundärkreislauf stationäre Zustände erreicht wurden. Dazu war eine Anlaufzeit von etwa 200 s notwendig. Besonders wichtig war bei der Anlaufrechnung die Einstellung von stationären Zuständen an den Wärmetauschern, so daß die in den Brennelementen erzeugte Leistung von 23 MW über den Wärmetauschern komplett abgeführt wird, um überhaupt stabile thermische Zustände in beiden Kreisläufen zu erreichen (Schwankung der Temperaturen in beiden Kreisläufen führen über Rückkopplungseffekte der Reaktivität zur Leistungsschwankung). Es hat sich gezeigt, daß die Wärmetauscher eine gewisse Anlaufzeit (ca. 190 s) brauchen, bis sie die im Kern erzeugte Leistung ganz abführen. Der Grund für diese Verzögerung liegt in der thermischen Trägheit des Gesamtsystems einschließlich der Wärmetauscherstrukturen, die ein Volumen von ca. 0.3 m³ besitzen. Die in den Brennelementen erzeugte Wärme führt zuerst zur Erwärmung des Primärwassers und der Strukturen, ehe sie an das sekundärseitige Wasser übertragen wird.

Die axiale Verteilung der Fluidtemperaturen der Primär- und Sekundärseite der Wärmetauscher ist Bild 7.8 zu entnehmen. Die Abbildung zeigt den typischen Temperaturverlauf beider Seiten, der sich bei einem Gegenstromwärmeübertrager einstellt.

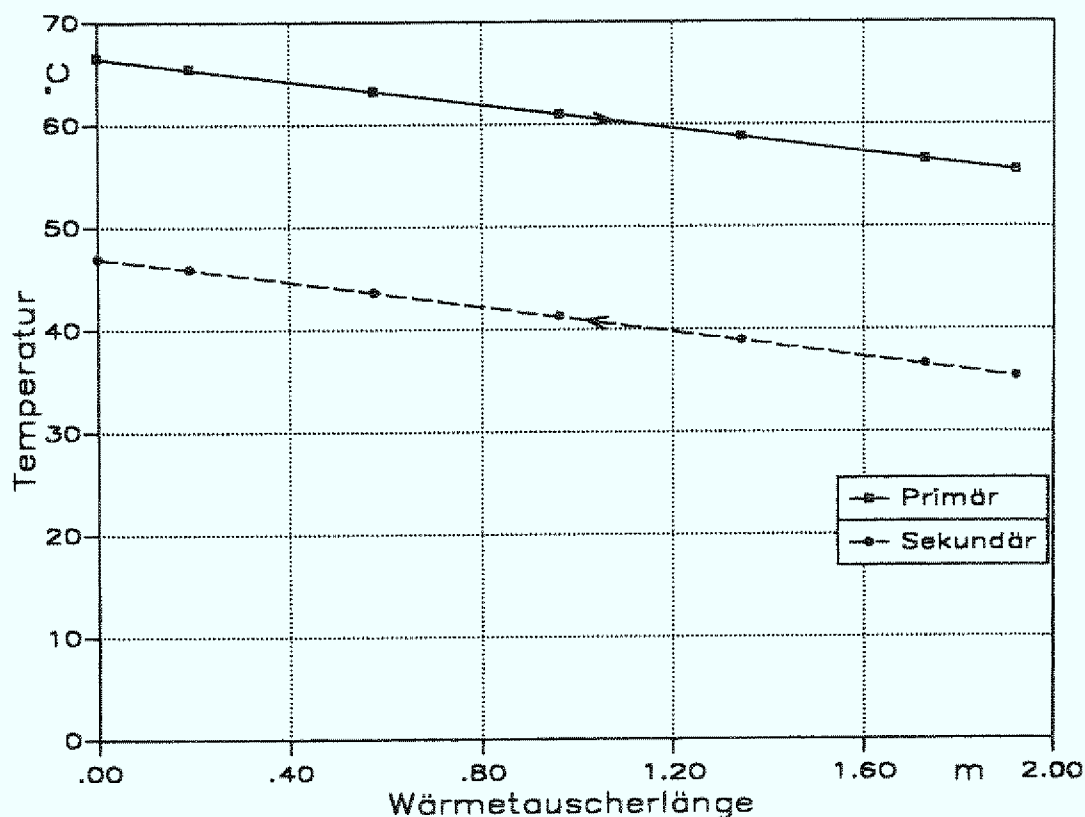


Bild 7.8: Axiale Temperaturverteilung der Primär- und Sekundärseite der Gegenstromwärmetauscher im stationären Zustand eingetragen über einer Gesamtlänge von 1.92 m.

Das wesentliche Ergebnis der Anlaufrechnung ist die sich einstellende Temperatur- und Druckverteilung im Primär- und Sekundärkreislauf. Bild 7.9 zeigt die Verteilung der Kühlmitteltemperaturen am Austritt der 4 Brennelementen-Gruppen. Erwartungsgemäß wird die höchste Wassertemperatur am Austritt des zentralen Brennelementes registriert. Sie liegt bei 74 °C und damit weit über der Mischungstemperatur von 68.53 °C, die sich im Tank durch Vermischung des Kühlwassers der verschiedenen Kanäle einstellt.

Aus Messungen sind die Absolutdrücke auf der Saug- und Druckseite der Pumpen bekannt. Sie betragen 1.025 bar auf der Saugseite und 3.35 bar auf der Druckseite. Die berechneten Werte sind jeweils 1.05 bar und 3.72 bar. Damit liegt der Gesamtdruckverlust des Primärkreislaufes nach der Rechnung bei 2.67 bar gegenüber einem Meßwert von 2.325 bar. Der etwas höhere Druckverlust der Rechnung kommt unter anderem dadurch zustande, daß der Gesamtvolumenstrom im Primärkreislauf, mit dem gerechnet wurde, um 10% höher liegt als der entsprechende Betriebswert. Der Grund ist, daß der

Primärkreislauf des FRJ-2 mit D_2O betrieben wird, die Rechnungen jedoch mangels D_2O -Dampftabellen in ATHLET mit Dampftabellen für H_2O durchgeführt werden.

Da die Dichte vom D_2O um 10% höher als beim H_2O ist, wurde der Volumenstrom um 10% erhöht, um mit dem gleichen Massenstrom zu rechnen. Wegen des bei etwa 0.4% liegenden kleinen Unterschiedes der Wärmekapazitäten zwischen Schwer- und Leichtwasser bedeutet die Rechnung mit gleichem Massenstrom wie im Betrieb eine gleiche Kühlmittelaufheizung in den Brennelementen. Berücksichtigt man dazu, daß Schwerwasser bei etwa 1 bar eine um 2.4 K höhere Siedetemperatur aufweist als Leichtwasser, so ergibt dies ein früheres Einsetzen des unterkühlten Siedens und damit eine konservative Erfassung des Einsatzpunktes der thermohydraulischen Instabilität.

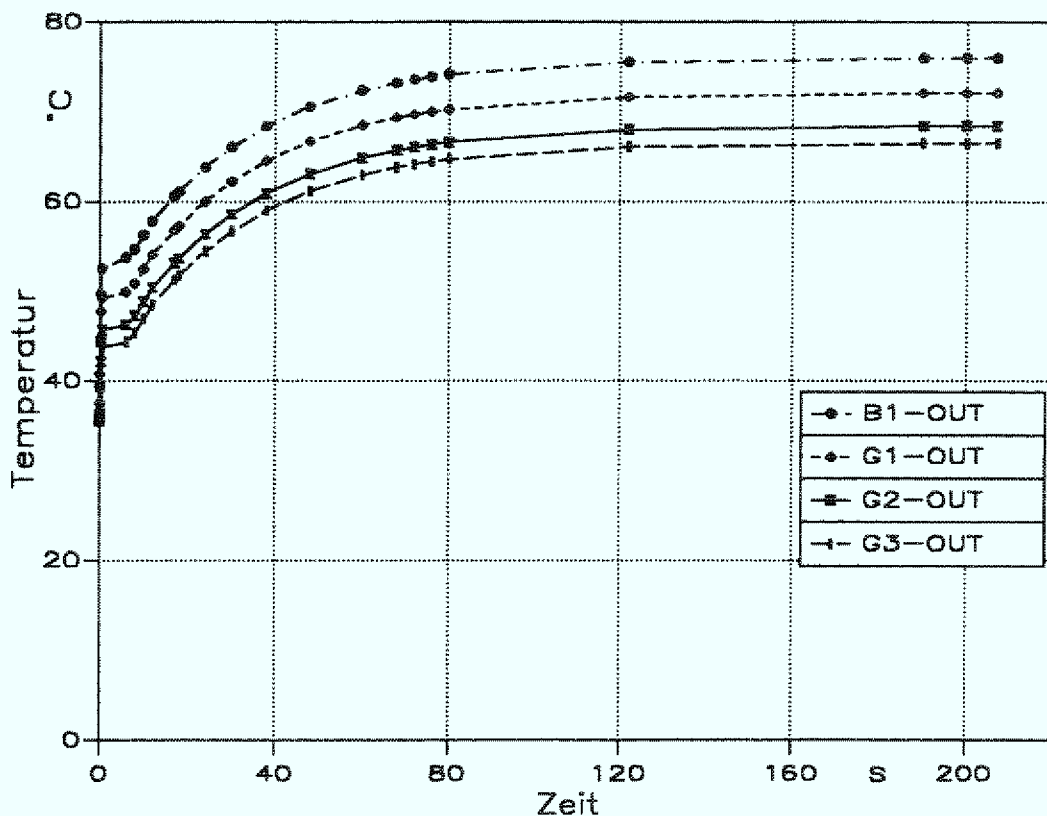


Bild 7.9: Zeitlicher Temperaturverlauf der Austrittstemperaturen der 4 Brennelement-Gruppen bis zum Erreichen des stationären Zustands.

Bekannt sind auch die Ein- und Austrittstemperaturen auf der Primär- und Sekundärseite der Wärmetauscher:

- Primärseite
 Eintritt: Messung = 68.1 °C, Rechnung = 68.8 °C,
 Austritt: Messung = 56.9 °C, Rechnung = 57.4 °C,

- Sekundärseite

Austritt: Messung = 47.8 °C, Rechnung = 47.34 °C.

Die recht kleinen Abweichungen zwischen der Rechnung und den Meßdaten, sowohl was die Verteilung der Absolutdrücke im Primärkreislauf als auch die Ein- und Austrittstemperaturen im Reaktorkern angeht, berechtigen zu der Auffassung, daß die Nachbildung der einzelnen Reaktorkomponenten realistisch ist und vor allem die Formverluste in den recht komplizierten Kreislaufabschnitten gut in Ansatz gebracht worden sind.

8.0 Simulation transienter Störfälle

8.1.1 Ausfall der Hauptpumpen (Loss of Main Pumps)

Zuerst wird der Ausfall aller drei Hauptkühlmittelpumpen im leistungslosen Zustand des Reaktors getestet. Im nächsten Schritt wird, ausgehend vom stationären Normalbetrieb bei einer Leistung von ca. 23 MW, diejenige Transiente untersucht, bei der unmittelbar nach Ausfall der Hauptpumpen eine Abschaltpumpe eingeschaltet und die Reaktorabschaltung mittels der Schnellabschaltstäbe eingeleitet wird. Bei der nächsten Transiente wird ein Störfall initiiert, bei dem wie bei der ersten Transiente nach Ausfall aller Hauptpumpen eine der Abschaltpumpen sofort aktiviert, der Reaktor aber erst um 0.8 s verzögert abgeschaltet wird.

8.1.2 Ausfall der Hauptpumpen bei abgeschaltetem Reaktor

Die Simulation dieses Falls dient dazu, Aussagen über die Dynamik des Primärkreislaufes und der Pumpen zu gewinnen. Konkret geht es darum, den zeitlichen Verlauf des Durchflußmengen- und Druckabfalls nach Ausschalten der Pumpen zu ermitteln. Hierzu stehen experimentelle Daten über den zeitlichen Durchflußmengenabfall im Core und über den Druckabfall in den Zulaufrohren zur Verfügung. Die Nachrechnung dieses Reaktorversuchs bietet die Möglichkeit, die Güte der hydrodynamischen Simulation zu überprüfen.

Der Verlauf der Durchflußmenge wurde im Versuch mit einem Turbinendurchflußzähler, der in einer Brennelementattrappe eingebaut worden war, gemessen [95]. Der Druckabfall wurde mit einem piezoelektrischen Druckaufnehmer auf der Austrittsseite eines Wärmetauschers aufgenommen.

Bild 8.1 zeigt den Vergleich zwischen dem mit ATHLET nachgerechneten und dem gemessenen Druckverlauf nach Ausschalten der Hauptpumpen. Wie man sieht, ist die Übereinstimmung sehr gut. Zu beachten ist die kurze Auslaufzeit der Hauptpumpen. Innerhalb von 0.95 s fällt der Pumpenförderdruck auf Null. Innerhalb derselben Zeitspanne fällt der Druck am Austritt der Wärmetauscher (L-HEX-T: entspricht Stelle 6 im Bild 7.3) auf den entsprechenden Wert des Gravitationsdrucks von 1.61 bar ab. Im oberen Sammler (V-UH) stellt sich ein gleichhoher Gravitationsdruck ein, da beide Stellen auf gleicher Höhe liegen. Bei laufenden Pumpen wird ein Teil dieses Gravitationsdruckes zur Überwindung der Strömungsverluste aufgezehrt, so daß bei Ausfall der Pumpen der Druck an dieser Stelle steigt.

Bild 8.2 zeigt den zeitlichen Verlauf des gemessenen und des nachgerechneten Durchflußmengenabfalls nach Ausschaltung aller Hauptpumpen. Die Übereinstimmung zwischen Messung und Nachrechnung ist ebenfalls gut. Festzustellen ist, daß auch die Durchflußmenge des Kreislaufes beim Pumpenausfall sehr schnell abfällt. Bereits nach Ablauf der ersten Sekunde (ca. 0.9 s) ist der Massenstrom auf 30% und nach 2.1 s auf 10% des stationären Ausgangswertes von 495 kg/s abgefallen. Nach ca. 4 s kommt der Durchfluß im Kreislauf ganz zum Erliegen, wenn keine Abschaltpumpe anläuft.

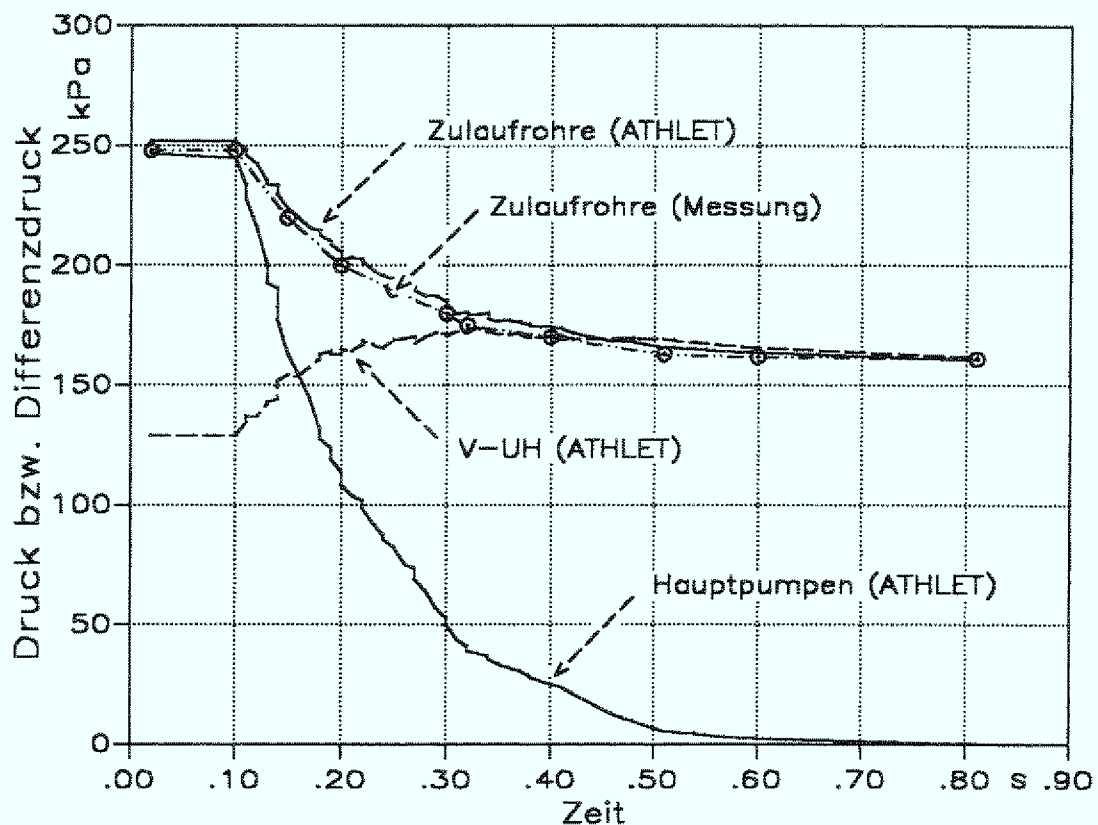


Bild 8.1: Zeitlicher Verlauf des Differenzdruckes zwischen Aus- und Eintrittsseite der Hauptpumpen, sowie des Druckes im oberen Sammler (V-UH) und am Eintritt der Zulaufrohre (L-CL) nach Ausschalten der Primärhauptpumpen (Reaktor im abgeschalteten Zustand).

Der Grund für den schnellen Abfall des Druckes und Massenstromes liegt daran, daß das Schwungmoment des Pumpenrotors relativ klein ist, was zum schnellen Stillstand der Pumpe führt. Hinzukommt die niedrige Trägheit des fluidodynamischen Kreislaufer wegen der geringen Masse des umlaufenden Wassers, was ebenfalls zum schnellen Massenstromabfall beiträgt. Der Auslegungstörfall "Ausfall aller Hauptpumpen" ist dadurch gekennzeichnet, daß mit dem Abfall der Motorschütze der Hauptpumpen eine Abschaltpumpe angefordert wird. In diesem Fall ergibt sich der im Bild 8.3 dargestellte Verlauf des Pumpenförderdruckes in den Leitungen der Hauptpumpen und der Leitung der anlaufenden Abschaltpumpe.

Im Bild 8.4 ist der entsprechende Massenstromverlauf der Hauptpumpenleitung, der Abschaltpumpenleitungen und der Zuleitung zu den Wärmetauschern nach Ausschalten der Hauptpumpen und bei gleichzeitigem Einschalten einer Abschaltpumpe dargestellt. Der Massenstrom der Zuleitung zu den Wärmetauschern (L-LH-HEX) ist die Summe der Massenströme der Pumpenleitungen.

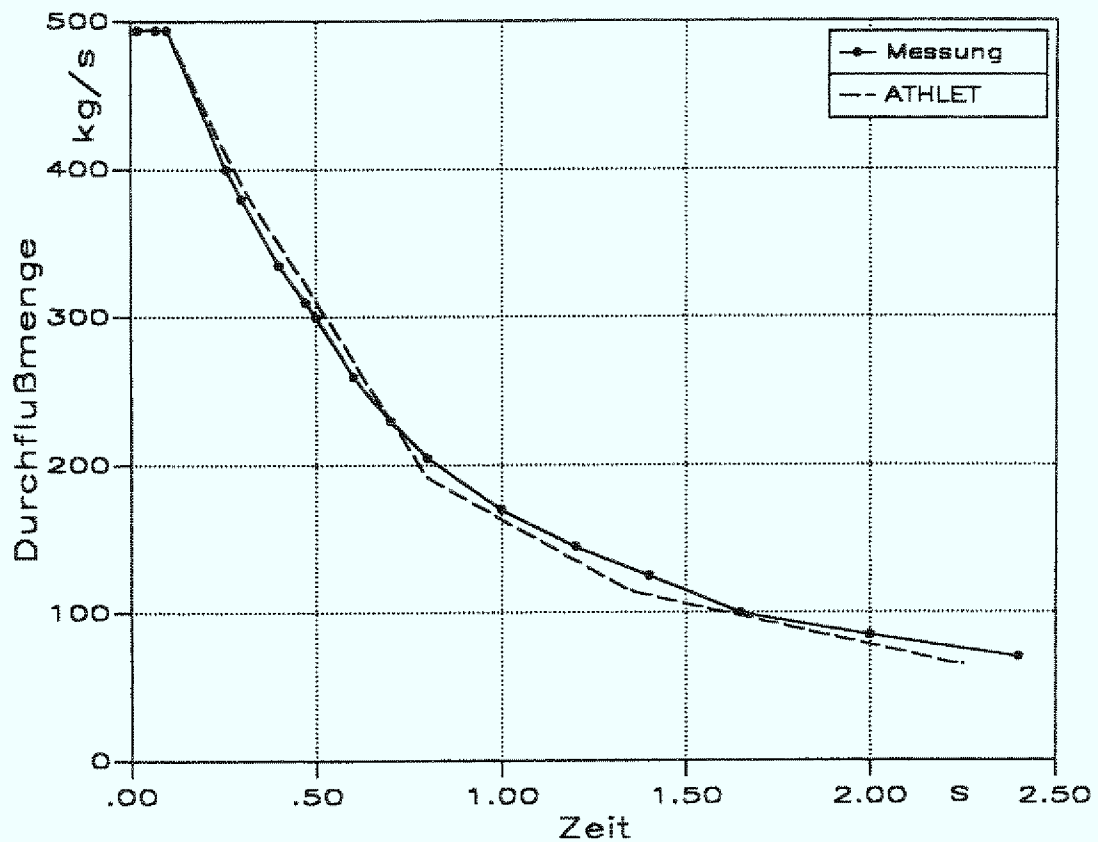


Bild 8.2: Zeitlicher Verlauf der Durchflußmenge des Primärkreislaufes nach Ausschalten der Hauptpumpen (Reaktor im abgeschalteten Zustand).

Unmittelbar nach Auslösung des Abschaltsignals an den Hauptpumpen werden in ATHLET mit demselben Signal die Abschaltpumpe eingeschaltet und die Rückschlagklappe der Abschaltumpenleitung, die bis zu diesem Zeitpunkt geschlossen war, geöffnet (die Regelung dieses Ablaufes erfolgt mit einem Zweistufenschalter und einem Integrator des GCSM). Der Massenstrom der Abschaltumpenleitung steigt innerhalb von ca. 0.7 s auf den Sollwert von 33 kg/s. Zu diesem Zeitpunkt ist der Massenstrom der Hauptumpenleitungen auf ca. 150 kg/s abgefallen. Innerhalb von 1.8 s sinkt der Massenstrom der Hauptleitungen auf den gleichen Wert der Abschaltumpenleitung, um dann ca. 4.2 s nach Ausschalten der Hauptpumpen zum Erliegen zu kommen. Der Massenstrom des Primärkreislaufes stabilisiert sich dann bei dem von der Abschaltpumpe geförderten Massenstrom von 33 kg/s. Ab diesem Zeitpunkt greift in ATHLET die Regelung der Hauptumpenleitung (L-HL) ein und schließt die vor den Hauptumpen eingebauten Rückschlagklappen, um eine Umkehrströmung vom unteren zum oberen Sammler über die Hauptleitungen zu verhindern.

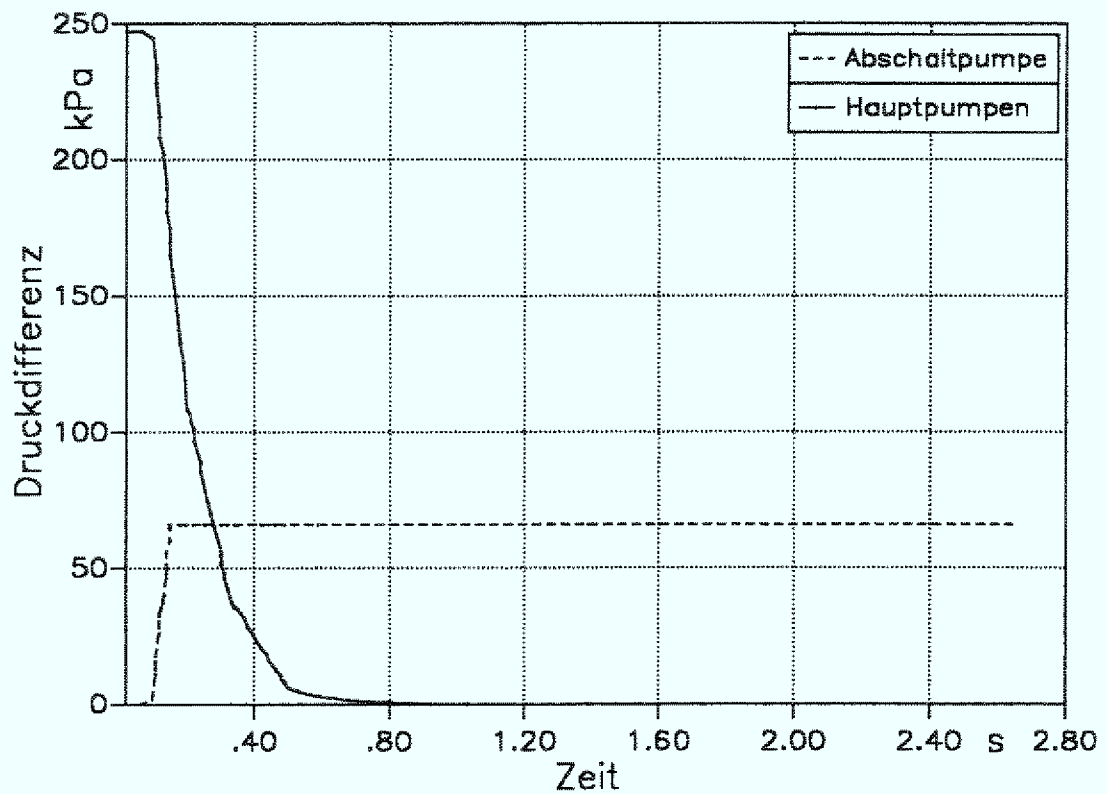


Bild 8.3: Zeitlicher Verlauf des Förderdruckes der Hauptpumpen (MP) und einer Abschaltpumpe (SDP) nach Ausfall aller Hauptpumpen (Reaktor im abgeschalteten Zustand).

Festzuhalten ist, daß sich der Gesamtmassenstrom im Primärkreislauf nach Ablauf von 4 s auf 33 kg/s eingestellt hat. Im vorangegangenen Fall, bei dem unterstellt wurde, daß keine Abschaltpumpe anläuft, ist der Massenstrom des Primärkreislaufes nach Ablauf dieser Zeitspanne auf ca. 10 kg/s abgefallen.

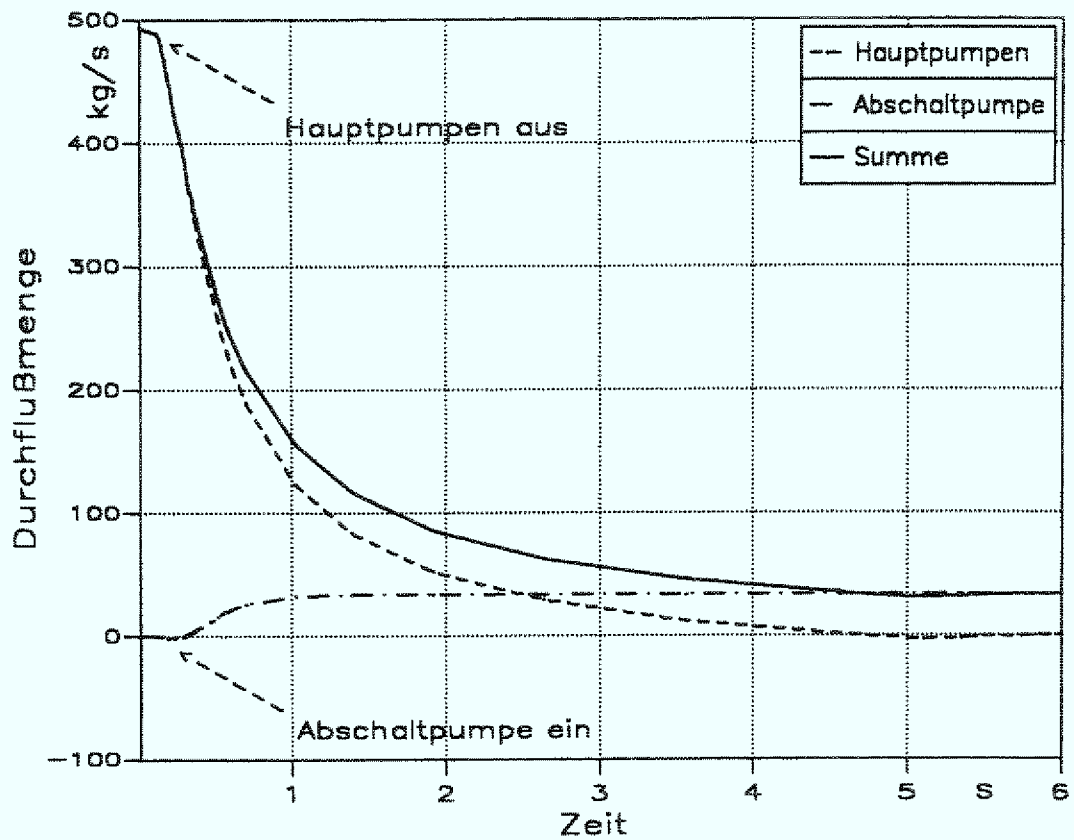


Bild 8.4: Nach ATHLET berechneter Verlauf der Durchflußmenge des Primärkreislaufes nach Ausschalten aller Hauptpumpen mit gleichzeitigem Einschalten einer Abschaltpumpe (Reaktor im abgeschalteten Zustand). L-MP: Hauptpumpenleitung, L-SDP: Abschaltumpenleitung, L-LH-HEX: Gesamtdurchflußmenge.

8.1.3 Ausfall der Hauptpumpen im Leistungsbetrieb mit Reaktorabschaltung

Diesem Störfall wird eine besondere Bedeutung beigemessen, da der zeitliche Ablauf dieser Transiente bei den Reaktoranhafexperimenten real gemessen wurde [101]. Die Versuchsergebnisse können daher als Integraltest zur Verifikation des erweiterten Rechenprogramms ATHLET herangezogen werden.

Der Ablauf der Rechnung wurde so gestaltet, daß ausgehend vom stationären Betriebszustand ein Störfall untersucht wurde, bei dem alle Hauptpumpen ausfallen. Nach Ausfall aller Hauptpumpen wird eine Abschaltpumpe automatisch eingeschaltet, die innerhalb von ca. 50 ms nach ihrer Einschaltung ihre maximale Förderleistung von 33.4 kg/s erreicht. Die Reaktorabschaltung erfolgt mittels der Grobsteuerarme und setzt mit einer Verzögerung von 90 ms nach dem Ausfall der Hauptpumpen ein. Nach 0.5 s erreichen die Grobsteuerarme ihre Endstellung. Die Abschaltreaktivität (Unterkritikalität) wurde mit $\Delta k/k = 13\%$ angenommen. Dieser Wert lag auch bei dem Reaktoranhafexperiment vor, das hier nachgerechnet wurde. Den Reaktivitäts-Zeit-Verlauf bei Einfall der Grobsteuerarme zeigt Bild 8.5. Die dadurch bewirkte Abschaltung des Reaktors zeigt Bild 8.6.

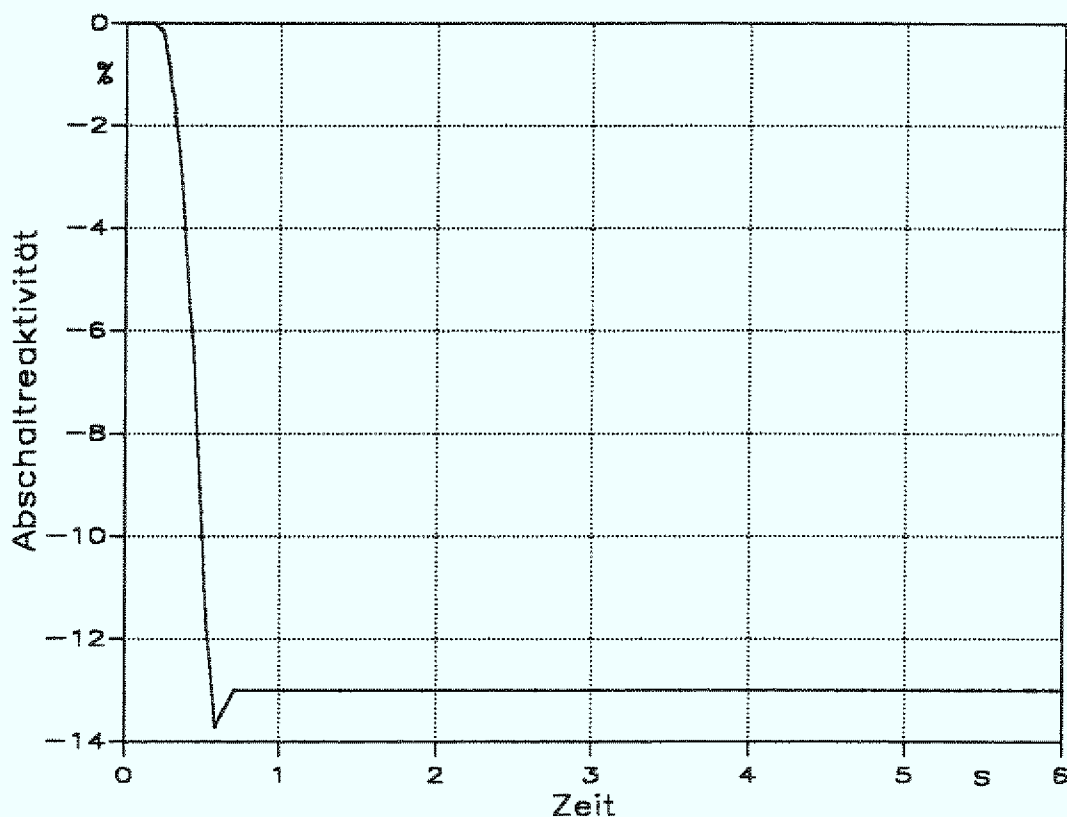


Bild 8.5: Zeitlicher Verlauf der Abschaltreaktivität bei Abwurf der Grobsteuerarme aus einer Position, die einen Gesamtreaktivitätshub von ca. $\frac{\Delta k}{k} = 13\%$ bewirkt.

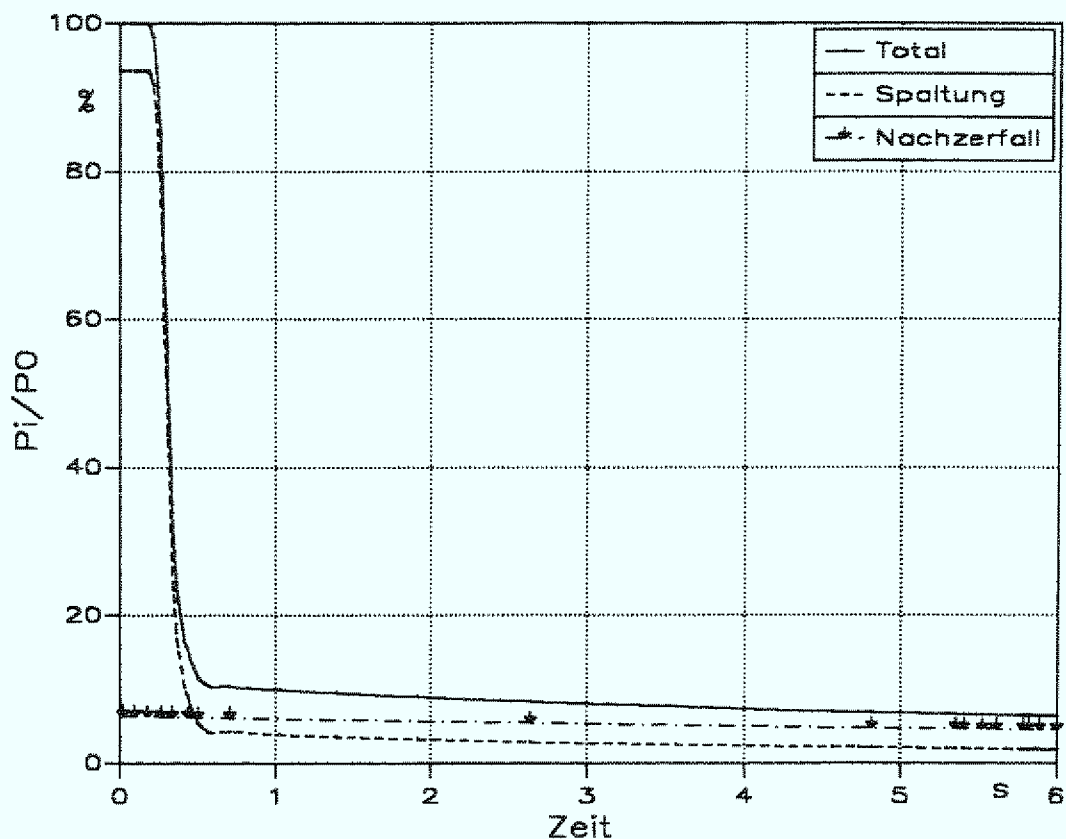


Bild 8.6: Relativer Leistungsverlauf der Spaltleistung, Nachzerfallsleistung und der daraus resultierenden Gesamtleistung, bezogen auf einer Gesamtanfangsleistung P_0 von 23

MW (Unterkritikalität nach der Abschaltung $\frac{\Delta k}{k} = 13\%$).

Durch die Abschaltung fällt die Gesamt-Reaktorleistung innerhalb der Abschaltzeit (0.59 s nach Ausfall der Hauptpumpen) auf 10.3% der Ausgangsleistung, die 23 MW beträgt. Die 10.3% verteilen sich mit 4.14% auf die Spaltleistung und 6.16% auf die Nachzerfallsleistung. Wie erwähnt, wurde dieser Störfall experimentell am Reaktor untersucht. Dabei wurden die Kühlmitelein- und -austrittstemperaturen im 4. Ringkanal des zentralen Brennelementes gemessen. Der Vergleich zwischen den gemessenen und nachgerechneten Kühlmitteltemperaturen geht aus Bild 8.7 hervor. Die Werte sind auf den jeweiligen stationären Anfangswert bezogen. Die Darstellung der Temperaturen als Relativwerte anstelle von Absolutwerten wurde deshalb gewählt, weil die Messung bei einer niedrigeren Reaktorleistung durchgeführt wurde als es bei der Rechnung der Fall ist.

Die Verläufe der gemessenen und gerechneten relativen Kühlmiteleintrittstemperatur stimmen sehr gut miteinander überein.

Der nachgerechnete Verlauf der Austrittstemperatur zeigt dagegen in der Anfangsphase eine weniger gute Übereinstimmung mit den Meßdaten. Im Zeitbereich der ersten zwei Sekunden wird der zeitliche Temperaturabfall noch recht gut wiedergegeben. Der Zeit-

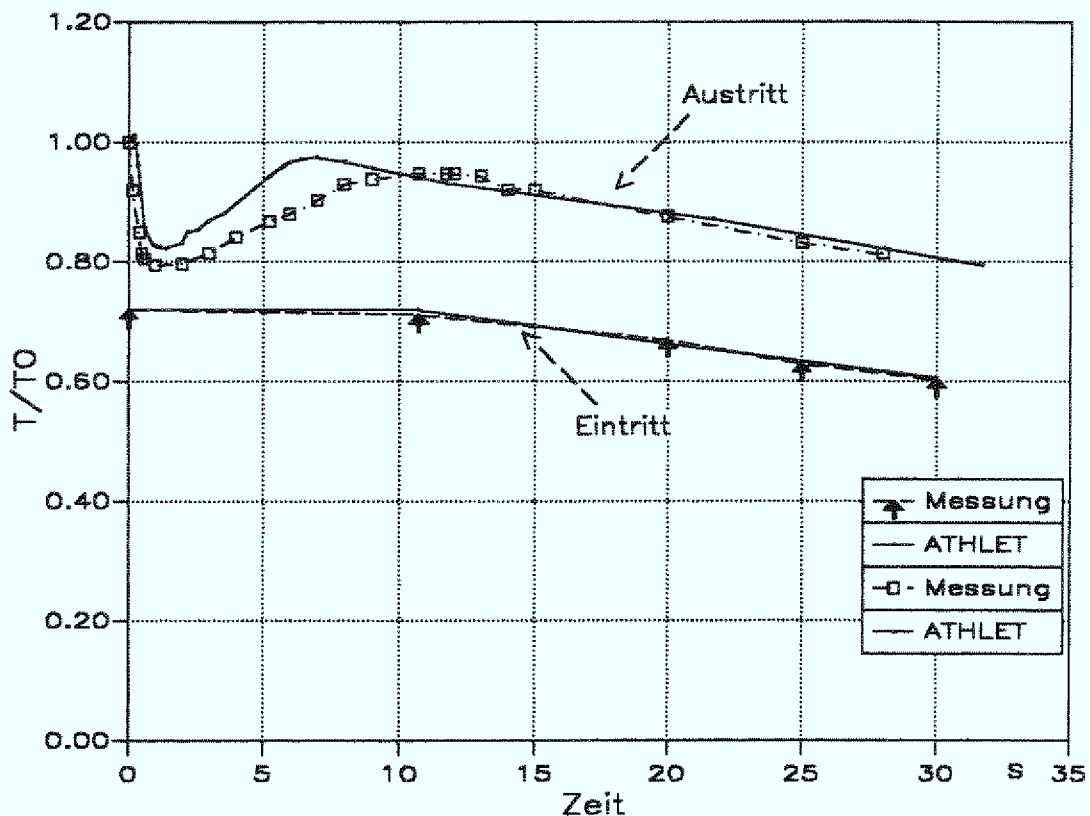


Bild 8.7: Zeitlicher Verlauf der auf den jeweiligen Anfangswert bezogenen Ein- und Austrittstemperatur des vierten Kühlpaltes des zentralen Brennelements bei Ausfall aller Hauptpumpen und Abschaltung des Reaktors (Unterkritikalität nach Abschaltung $\frac{\Delta k}{k} = 13\%$).

punkt des Minimums wird dabei ziemlich genau getroffen, während der Temperatureinbruch um etwa 3.5% von der Nachrechnung unterschätzt wird. Der Wiederanstieg verläuft nach der Nachrechnung steiler, so daß das Maximum ca. 4 s früher erreicht wird als bei der Messung. Das Maximum selbst liegt um etwa 2.9% über dem gemessenen Relativwert. Nach Ablauf der Übergangsphase von ca. 12 s stimmen die Verläufe wieder gut mit einander überein. Die Nachrechnung liefert ein konservatives Ergebnis, da die Kühlmitteltemperaturen etwas überschätzt werden.

Die Abnahme der Austrittstemperatur in den ersten Sekunden wird dadurch bewirkt, daß der Leistungsabfall schneller erfolgt als der Durchflußmengenabfall. Der Wiederanstieg der Austrittstemperatur setzt nach ca. 1.5 s ein, da der Massenstrom nach Ablauf dieser Zeit auf ca. 20% des stationären Anfangswertes abgesunken ist. Nach etwa 8 s durchläuft die Austrittstemperatur ein Maximum, um dann mit sinkender Leistung und sinkender Eintrittstemperatur, die bis zu diesem Zeitpunkt praktisch konstant blieb, abzufallen.

Der Grund für das Konstantbleiben der Eintrittstemperatur innerhalb der ersten 10 s liegt zum einen an der Speicherwirkung des Wassers im Reaktortank, die dafür sorgt,

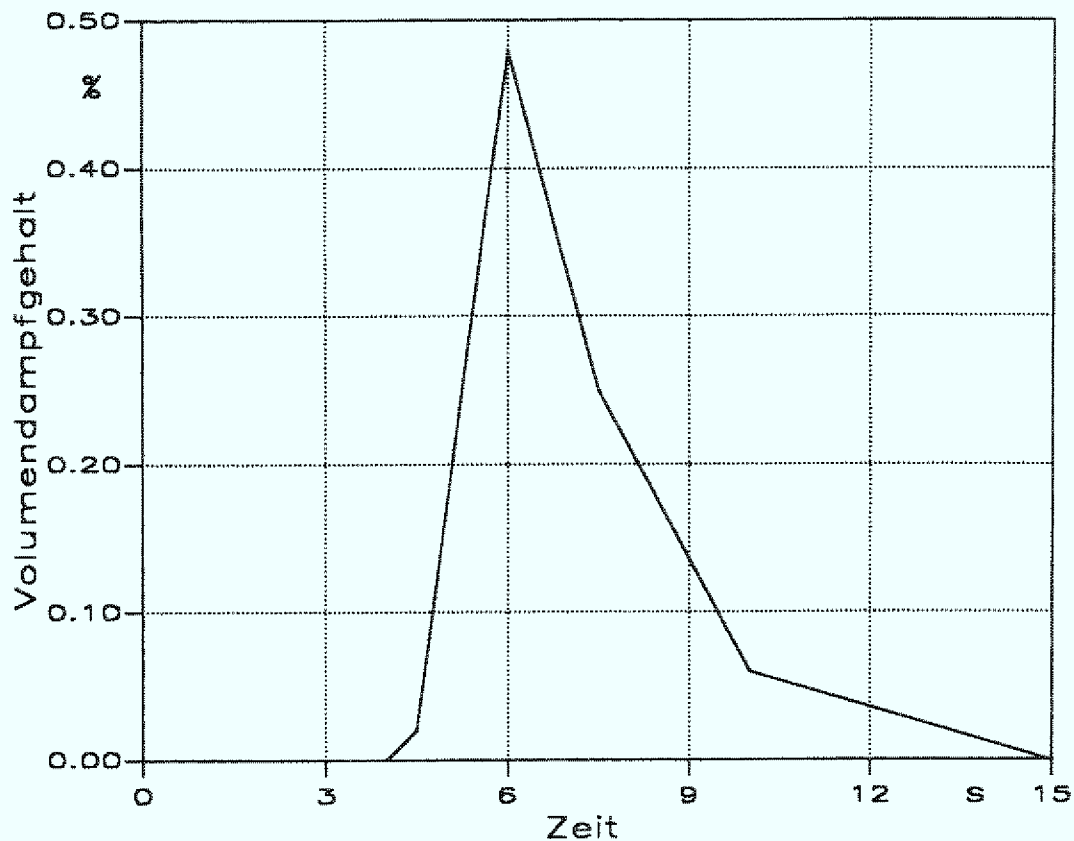


Bild 8.8: Zeitlicher Verlauf des Volumendampfgehaltes im höchstbelasteten Kanal des zentralen Brennelementes nach Ausfall aller Hauptpumpen und gleichzeitiger Reaktorabschaltung.

daß die Austrittstemperatur des Tanks für eine kurze Zeitspanne noch unverändert bleibt, zum zweiten ist der Massenstromverlauf der Sekundärseite der Wärmetauscher durch den Ausfall der Sekundärhauptpumpen und das Anlaufen einer Abschaltpumpe denselben Veränderungen auf der Primärseite unterworfen.

Die Brennstofftemperatur zeigt ein ähnliches Verhalten wie die Austrittstemperatur. So fiel die Temperatur im Brennstoffrohr 2 innerhalb von 1 s von 129 °C auf 86 °C ab, stieg dann im Laufe der nächsten 9 s wieder auf 106 °C an, um danach mit abfallender Brennelementleistung und Eintrittstemperatur wieder abzusinken.

Die Rechnung zeigt, daß im Kühlpalt 2 des zentralen Brennelementes, das thermisch am höchsten belastet ist, eine geringe Dampfbildung auftritt. Der Dampfgehalt erreicht sein Maximum von 0.48% (Bild 8.8) dann, wenn die Wand- und Austrittstemperatur nach ca. 6 s ihren maximalen Wert erreicht haben, um danach innerhalb von 9 s gänzlich zu verschwinden. Dieser geringe Dampfgehalt hat keinen nennenswerten Einfluß auf den Ablauf der Transiente. Dennoch ist die Dampfbildung in diesem transienten Bereich, wo das Kühlmittel noch unterkühlt ist, als ein Indiz dafür anzusehen, daß das eingebaute Modell im Verbund mit den anderen Moduln in ATHLET erfolgreich funktioniert.

8.1.4 Ausfall der Hauptpumpen mit verzögerter Reaktorabschaltung

Bei dieser Transiente wird der Störfall simuliert, bei dem, wie im vorangegangenen Fall, alle Hauptpumpen bei gleichzeitiger Einschaltung einer Abschaltpumpe, ohne daß der Reaktor sofort abgeschaltet wird, ausfallen. Hier wird unterstellt, daß das erste Abschaltkriterium "Pumpenausfall" versagt und die Abschaltung erst 0.79 s nach Störfallbeginn durch das zweite Abschaltkriterium "Durchfluß im Primärkreislauf zu gering" ausgelöst werden. Die Abschaltreaktivität der Grobsteuerarme wurde wieder mit 13% angenommen. Die Simulation mit dem erweiterten ATHLET zeigt, daß unmittelbar vor dem Beginn der Reaktorabschaltung, d.h. 0.79 s nach Beginn der Transiente, eine Brennstofftemperatur an der höchst gefährdeten Stelle des zentralen Brennelements von ca. 137.6 °C erreicht wird (Bild 8.9). Zu diesem Zeitpunkt ist der Durchsatz im höchstbelasteten Kanal (B1C2) auf etwa die Hälfte des Anfangswertes zurückgegangen mit der Folge, daß ein beachtlicher volumetrischer Dampfgehalt von ca. 20% gebildet wird, wie dies aus Bild 8.10 hervorgeht.

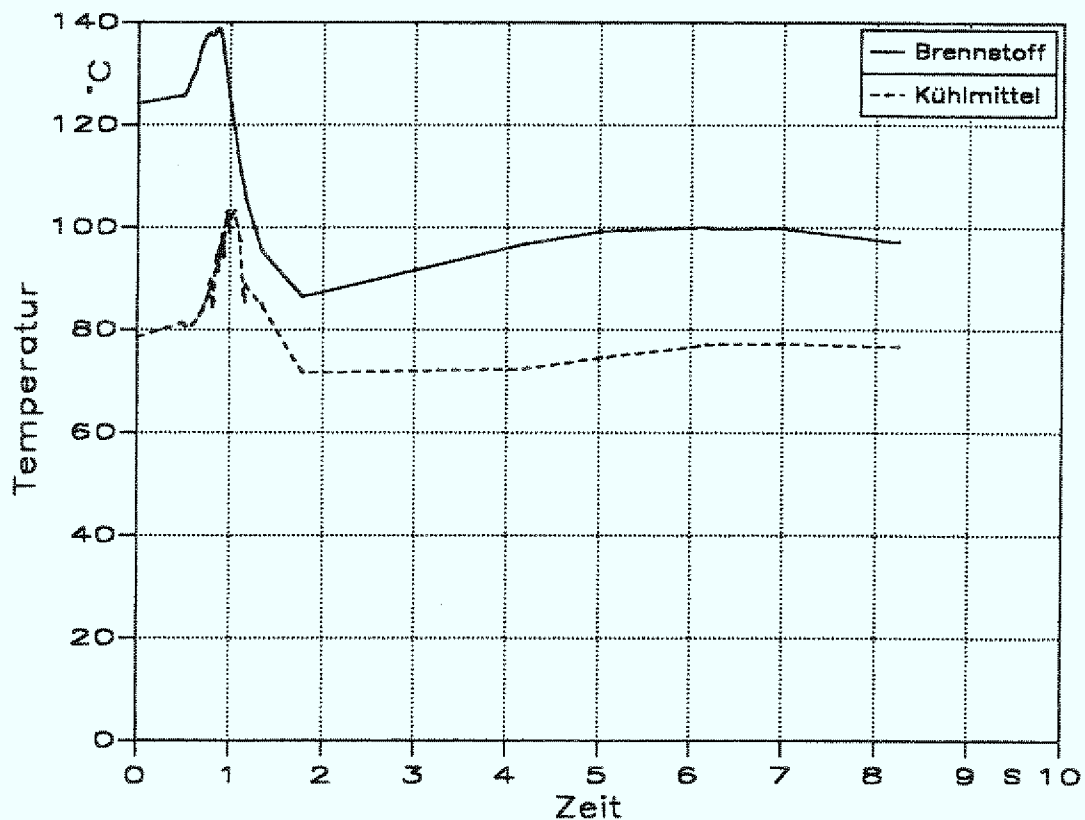


Bild 8.9: Verlauf der Kühlmittel- und Brennstofftemperatur im höchstbelasteten Kanal des zentralen Brennelements beim Ausfall aller Hauptpumpen und um 0.79 s verzögerter Abschaltung des Reaktors.

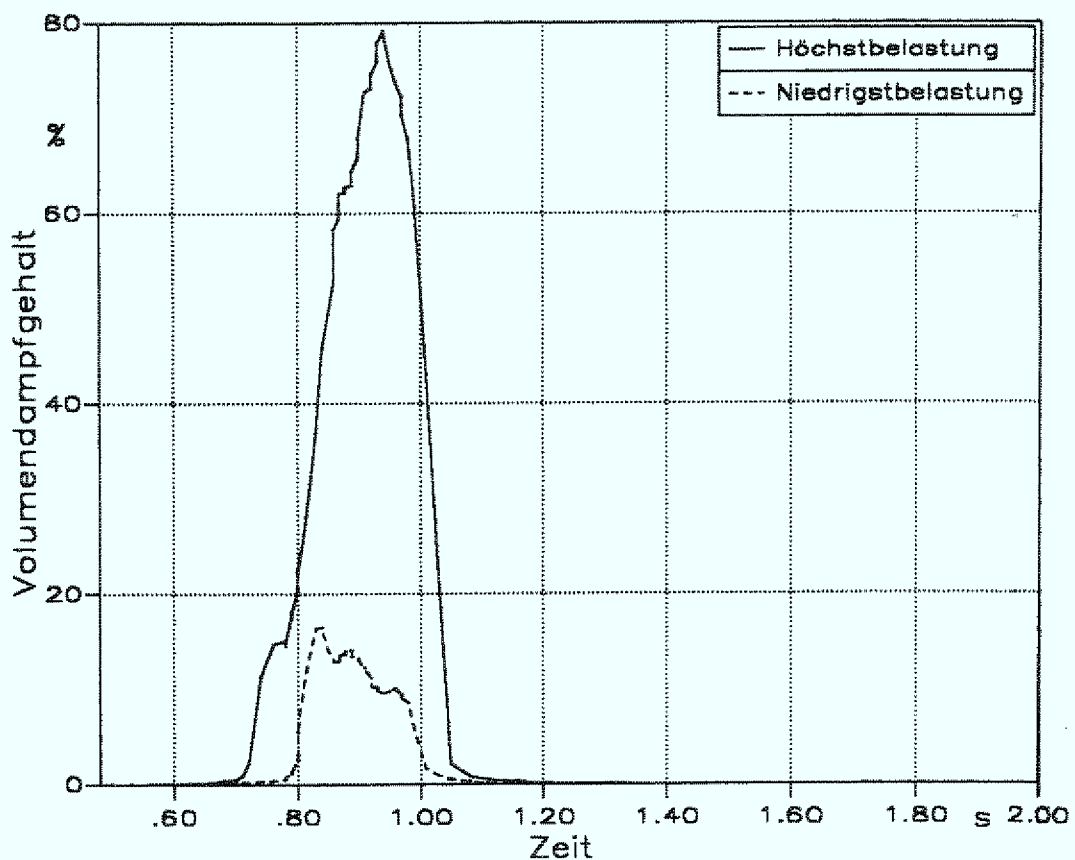


Bild 8.10: Voidverlauf im höchstbelasteten Kanal des zentralen Brennelements bei Ausfall aller Pumpen mit verzögerter Abschaltung.

Etwa 0.15 s nach Einleitung der Reaktorabschaltung, die bis dahin eine externe Abschaltreaktivität von nur $7.6 \cdot 10^{-3}$ bewirkte, erreicht die Brennstofftemperatur im zentralen Brennelement einen maximalen Wert von 139°C .

Der Dampf im höchstbelasteten Kanal des zentralen Brennelements erreicht nun einen volumetrischen Gehalt von etwa 80%. Der gebildete Dampf führt dazu, daß in den Kanälen des zentralen Brennelements erste Anzeichen der Parallelkanal-Instabilität zu beobachten sind. Dies geht aus Bild 8.11 hervor, das den Verlauf der Massenströme im höchst- (B1C2) und niedrigst- (B1C1) belasteten Kanal des zentralen Brennelementes zeigt. Der gebildete Dampf im B1C2 führt zu einer Teilblockage des Kanals mit der Folge, daß der abrupte Rückgang des Massenstroms in diesem Kanal auf einen Wert von etwa 0.20 kg/s eine Erhöhung des Massenstroms im B1C1 auf 1.49 kg/s bewirkt. Zu beachten ist, daß der Durchsatz im B1C1, in dem nur geringe Dampfbildung vorliegt, im stationären Zustand um ca. 16% niedriger ist als im B1C2, wie dies Bild 8.11 zu entnehmen ist.

Der maximale Dampfgehalt tritt zum selben Zeitpunkt auf, zu dem die Wand- und Kühlmitteltemperatur ihre Maxima mit 139°C für die Wand und ca. 102°C für das Kühlwasser erreicht haben. Dabei ist die Kühlwassertemperatur am Austritt des

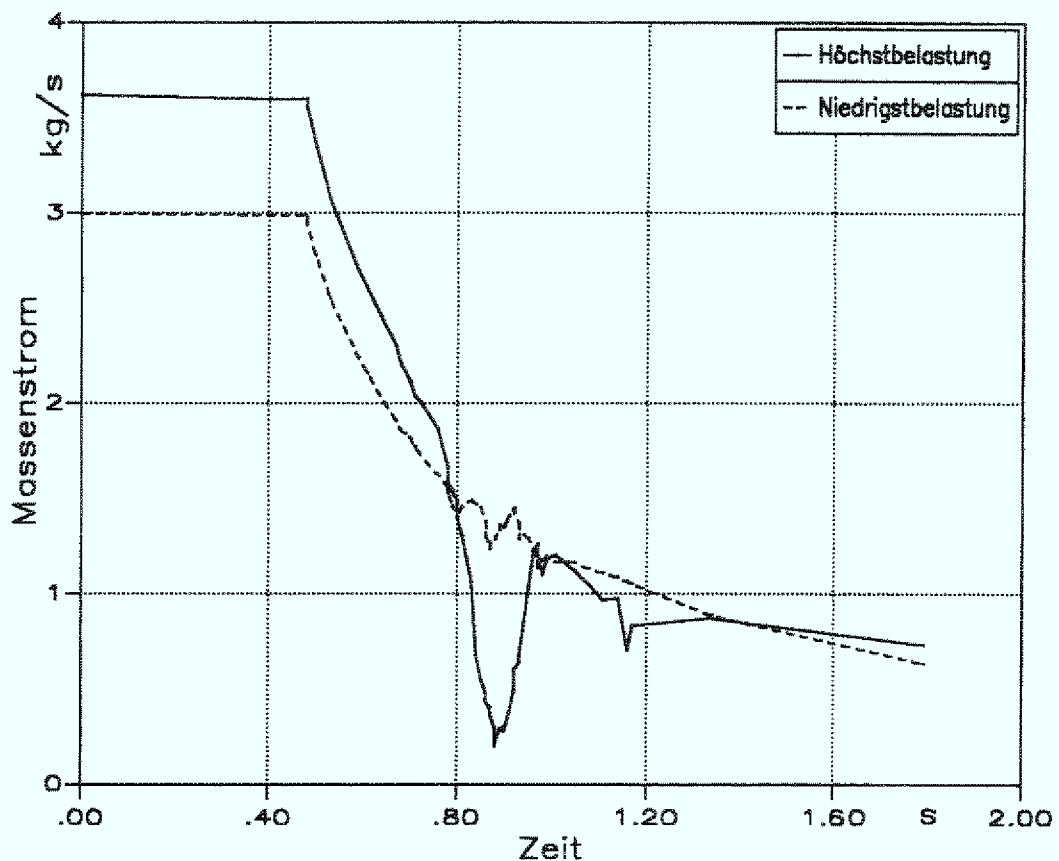


Bild 8.11: Verlauf des Massenstroms im jeweils höchst (B1C2) und niedrigst belasteten Kanal (B1C1) des zentralen Brennelements beim Ausfall aller Hauptpumpen mit verzögerter Abschaltung des Reaktors.

höchstbelasteten Kanals als Folge des raschen Massenstromrückgangs bis an die Sättigungstemperatur angestiegen. Dies führt zum starken Rückgang der Kondensation im noch unterkühlten Siedebereich, worauf letzten Endes der hohe Dampfgehalt zurückzuführen ist.

In den folgenden 0.25 s verschwindet der Dampf gänzlich, nach dem die Reaktorabschaltung mit einer Abschaltreaktivität von 13% wirksam wurde. Die Reaktorleistung ist dadurch auf weniger als 10% des Ausgangswerts zurückgegangen, wie Bild 8.12 zeigt. Der gebildete Dampf bewirkte dabei nur eine Void-Reaktivität von 0.14% (Bild 8.13). Der steile Anstieg der Brennstoff- und Kühlwassertemperatur des zentralen Brennelements in der ersten Sekunde der Transiente ist auf die um 0.79 s verzögerte Reaktorabschaltung und den schnellen Abfall des Durchflusses im Primärkreislauf zurückzuführen. Der Wiederanstieg beider Temperaturen setzt nach ca. 1.8 s ein [101], da der Massenstrom nach Ablauf dieser Zeitspanne auf ca. 10% des stationären Anfangswertes abgesunken ist. Nach etwa 7 s durchlaufen beide Temperaturen ein Maximum, um dann endgültig abzufallen.

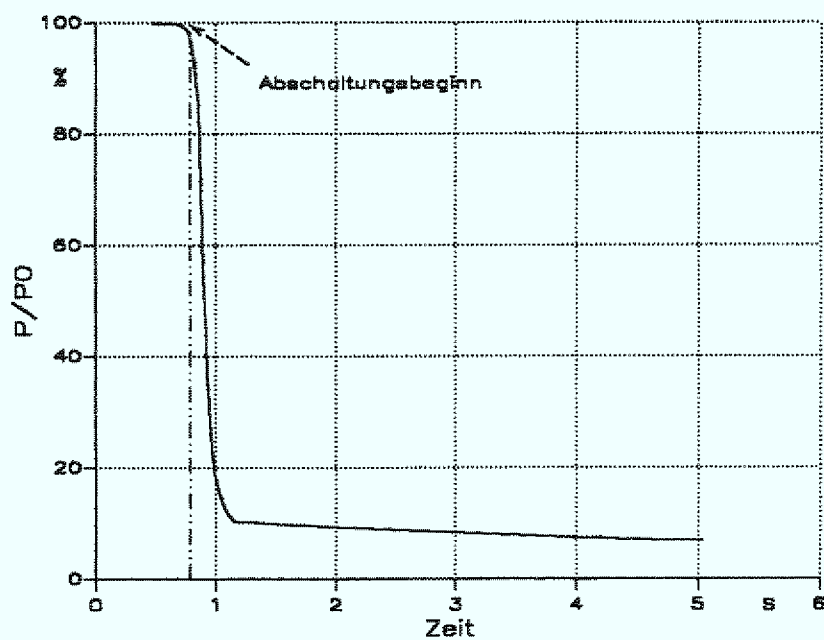


Bild 8.12: Verlauf der auf die Ausgangsleistung bezogenen Gesamtleistung bei Ausfall aller Hauptpumpen mit verzögerter Abschaltung des Reaktors.

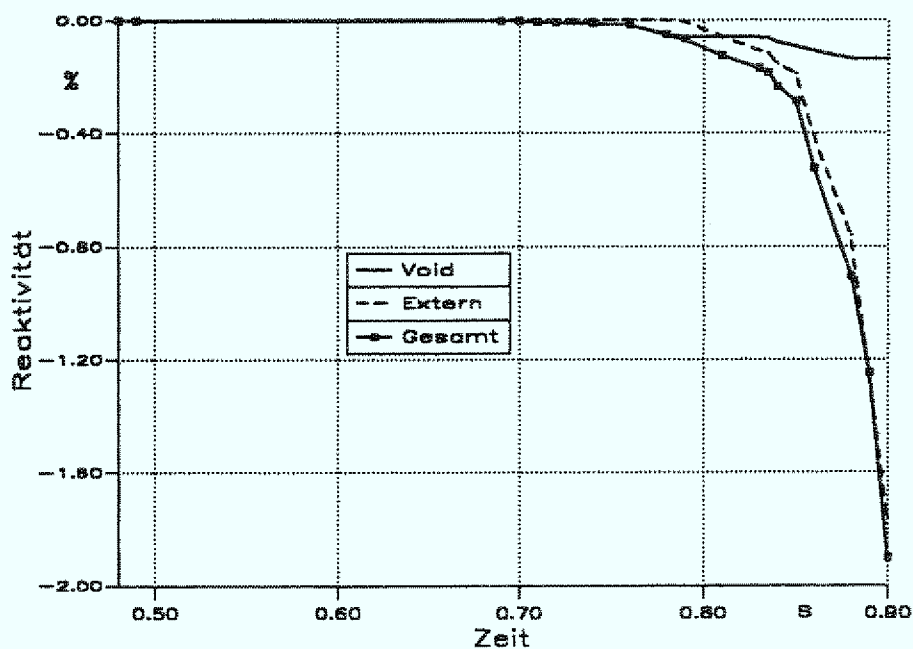


Bild 8.13: Verlauf der einzelnen Reaktivitätsanteile beim Ausfall aller Hauptpumpen mit verzögerter Abschaltung des Reaktors.

Der Ablauf dieser Transiente zeigt, daß auch das höchstbelastete zentrale Brennelement in keiner Phase der Transiente gefährdet ist, obwohl der Voidgehalt im höchstbelasteten Kanal einen maximalen Wert von ca. 79% erreicht. Diese lokale Dampfbildung, die stark transient ist und nur für eine sehr kurze Zeitspanne andauert, reicht offenbar noch nicht aus, um einen stabilen "Burn-out" zu bewirken, der eine Eskalation der Wandtemperatur zur Folge hätte. Diese Situation kann sich allerdings ändern, wenn die Abschaltung später oder überhaupt nicht erfolgt.

9.0 Zusammenfassung und Schlußfolgerungen

Die Nachrechnung von Versuchen zur thermohydraulischen Instabilität bei den hochbelasteten Kanälen der Brennelemente von Forschungsreaktoren mit dem Code ATHLET hat gezeigt, daß die ursprüngliche ATHLET-Version nicht in der Lage ist, das Phänomen der Strömungsinstabilität beim unterkühlten Sieden zu erfassen. Daraufhin wurde ein Modell zur Beschreibung der im unterkühlten Siedebereich auftretenden Dampfbildung, die für das Phänomen der Strömungsinstabilität verantwortlich ist, entwickelt und im Code ATHLET implementiert.

Das entwickelte Modell beschreibt die thermodynamischen Ungleichgewichtseffekte beim unterkühlten Sieden, die daher rühren, daß Dampfblasen und unterkühlte Flüssigkeit unterschiedlicher Temperaturen nebeneinander existieren. Der große Einfluß der hohen Wärmestromdichte und des niedrigen Systemdrucks auf die Dampfbildung in diesem Siedebereich wurde dabei besonders beachtet.

Das Modell behandelt die gegenseitig konkurrierenden Erzeugungs- und Kondensationseffekte von Dampfblasen; es besteht aus einem Verdampfungs- und einem Kondensationsmodell. Das Verdampfungsmodell beschreibt die Dampfblasenerzeugung an überhitzten Heizflächen. Hier zeichnet sich die Situation dadurch aus, daß bei hohen Wärmestromdichten bereits bei starker Unterkühlung der Kernströmung eine überhitzte thermische Grenzschicht an der Heizfläche entsteht, in der die ersten Blasenkeime aktiviert werden. Die Aktivierung der bereits in den Vertiefungen der Heizfläche als Gas- oder Dampfreste vorhandenen Keime wird besonders bei niedrigen Systemdrücken begünstigt. Die Dampfblasen wachsen in dieser thermischen Grenzschicht zunächst an, bis sie sich nach Erreichen einer kritischen Größe von der Heizfläche ablösen und in die unterkühlte Kernströmung geraten, wo sie nach kurzer Lebensdauer kollabieren. Bei der Bestimmung der Dampfblasenerzeugungsrate an der Heizfläche wurde davon ausgegangen, daß der beim unterkühlten Sieden von der Wand an das Fluid übertragene Wärmestrom aus drei Termen besteht. Dies sind: der Verdampfungsanteil, der beim Wachstum der Dampfblasen als latenter Wärmestrom aufgewendet wird, der Grenzschichtanteil, der dadurch bewirkt wird, daß die ablösenden Blasen überhitzte Flüssigkeitsballen in die unterkühlte Kernströmung transportieren und schließlich der Konvektionsanteil, der außerhalb des Einflußbereiches der Blasen durch einphasige Zwangskonvektion von der Heizfläche an die unterkühlte Flüssigkeit direkt übertragen wird. Der Beitrag des letzten Terms nimmt mit zunehmender Blasenpopulation an der Heizfläche ab. Das Kondensationsmodell beschreibt die anschließende Kondensation der Dampfblasen in der unterkühlten Kernströmung. Bei der Bestimmung der Kondensationsrate wird mittels der Jakob-Zahl, die das Verhältnis der fehlenden Energie der Flüssigkeit zur Erreichung des Sättigungszustandes zur im Dampf bei gleichem Volumen gespeicherten Wärme angibt, zwischen zwei Bereichen unterschieden:

Bei großer Unterkühlung und hohen Strömungsgeschwindigkeiten ($Ja > 100$) wird die Blasenkonensation vorwiegend durch die Trägheit der die Blase umgebenden Flüssigkeit gesteuert. Im zweiten Bereich ($Ja < 80$) wird die Kondensation durch den Wärmeübergang an der Phasengrenze kontrolliert. Zwischen beiden Bereichen wird linear interpoliert. Hier sind Trägheits- und Wärmeübergangseffekte gleichzeitig wirksam.

Die Netto-Massenaustauschrate der Blasenerzeugung und -kondensation bestimmt über ihren Beitrag in den Massen- und Energieerhaltungsgleichungen den Dampfgehalt im unterkühlten Siedebereich.

Das Modell wurde im Programmsystem ATHLET implementiert und auf zwei Ebenen validiert. Zuerst wurde eine Versuchsreihe zur Volumendampfgehaltsverteilung im unterkühlten Siedebereich nachgerechnet. Die Versuche wurden im Bereich niedriger Drücke (bis etwa 2 bar) durchgeführt und ermöglichen die separate Überprüfung der Verdampfungs- und Kondensationsmodelle, da die Teststrecke am Austritt einen unbeheizten Teil enthält, in dem ausschließlich das Kondensationsverhalten der Dampfblasen untersucht wurde. Die Nachrechnungen ergaben eine maximale Abweichung vom Experiment bis ca. 23%.

In der zweiten Ebene wurden umfangreiche Versuche zur thermohydraulischen Instabilität im unterkühlten Siedebereich nachgerechnet. Da die ursprüngliche ATHLET-Version dieses Phänomen nicht erfassen konnte, woraufhin die neue Erweiterung des Codes durchgeführt wurde, kam der Nachrechnung dieser Versuche bei der Validierung des erweiterten Programms eine besondere Bedeutung zu. Insgesamt wurden 27 Versuche nachgerechnet, die insbesondere in einem weiten Bereich der Wärmestromdichte liegen. Die Versuche decken die Betriebsbedingungen des Jülicher Forschungsreaktors FRJ-2 voll ab. Bei der Nachrechnung wurde besonderes Gewicht auf die genaue Erfassung der Einsatzpunkte der thermohydraulischen Instabilität gelegt. Es zeigte sich, daß die Nachrechnungen zum größten Teil konservativ sind. Vom Sicherheitsstandpunkt her bedeutet dies, daß der bei der Nachrechnung berechnete Massenstrom, bei dem die Strömung gerade instabil wird, höher liegt als im Experiment. Nur bei 4 Fällen wurde der Einsatzpunkt unterschätzt. Dabei lag die maximale Abweichung zum Experiment bei -14.6%.

Das erweiterte und in dieser Weise validierte Programm ATHLET wurde schließlich zur Modellierung des Jülicher Forschungsreaktors FRJ-2 eingesetzt. Zu diesem Zweck wurde ein umfassendes Abbildungsmodell entwickelt, das eine detaillierte Beschreibung der Gesamtanlage einschließlich des Reaktorkerns ermöglicht. Dabei wurde besonderes Gewicht auf die genaue Nachbildung der Geometrie und der Anordnung der annularen Brennelemente gelegt.

Mit der in ATHLET nachgebildeten Reaktoranlage wurde zuerst der Normalbetrieb des Reaktors simuliert. Die sich einstellenden stationären Temperatur- und Druckverteilungen bei einer Reaktorleistung von etwa 23 MW zeigten eine gute Übereinstimmung mit den Betriebsdaten des Reaktors. Interessant war bei der Nachrechnung des Normalbetriebs die Feststellung, daß in den annularen Kanälen des zentralen Brennelements unter gewissen Umständen unterkühltes Sieden mit einem maximalen Volumendampfgehalt von 0.065% auftritt.

Schließlich wurden Sicherheitsuntersuchungen durchgeführt, um das Verhalten der Anlage bei ausgewählten Störfällen zu studieren. Dazu zählt der Ausfall aller drei Hauptkühlmittelpumpen mit direkter und verzögerter Reaktorabschaltung.

Im Falle der direkten Reaktorabschaltung zeigt der Durchflußmengenabfall und der Kühlmitteltemperaturverlauf am Austritt des vierten Kanals des zentralen Brenn-

elements gute Übereinstimmung mit den Werten, die an dieser Stelle bei einem Reaktorexperiment gemessen worden waren.

Die Simulation des Ausfalls aller Hauptpumpen mit um 0.79 s verzögerter Reaktorabschaltung über die Durchflußüberwachung zeigte, daß die Brennelemente in keiner Phase der Transiente gefährdet sind, obwohl der Volumendampfgehalt im höchstbelasteten Kanal des zentralen Brennelementes im unterkühlten Siedebereich einen maximalen Wert von 79% erreicht, was dazu führt, daß erste Anzeichen der Parallelkanal-Instabilität in den Kanälen dieses Brennelementes zu beobachten sind. Die verursachte Instabilität, die stark transient ist und nur für eine kurze Zeitspanne andauert, reicht allerdings nicht aus, um einen stabilen Burn-out zu bewirken, der eine Eskalation der Brennstofftemperatur zur Folge hätte. Die höchste Brennstofftemperatur wird 0.95 s nach Ausfall der Pumpen erreicht. Sie liegt mit 139 °C weit unterhalb der Schmelztemperatur von 660 °C.

Ergänzend zu den behandelten Störfällen werden der Zeit zunächst zwei weitere Störfälle untersucht. Beim ersten handelt es sich um einen Störfall, bei dem nach Ausfall einer der drei Hauptkühlmittelpumpen die zugehörige Rückschlagklappe in Offenstellung versagt. Die Reaktorabschaltung wird in diesem Fall verzögert über die Durchflußüberwachung ausgelöst. In der Simulation wurde jedoch unterstellt, daß der Reaktor nicht abgeschaltet wird. Die durch das Offenbleiben der Rückschlagklappe bewirkte Rückströmung in der betroffenen Pumpenleitung führt zu einem Abfall des Kerndurchsatzes auf 68% des Betriebswertes. Der im zentralen Brennelement registrierte maximale Dampfgehalt erreicht einen Volumenanteil von 89%. Die Brennstofftemperatur steigt im höchstbelasteten Kanal auf 145 °C.

Der zweite in Arbeit befindliche Fall ist ein hypotetischer Störfall, bei dem der Ausfall aller Kühlmittelpumpen mit gleichzeitigem Versagen der Reaktorabschaltung unterstellt wird. Die ersten Ergebnisse zeigen, daß es 1.4 s nach Beginn des Störfalls zum Einsatz der Parallelkanal-Instabilität im zentralen Brennelement kommt. Der höchstbelastete Kanal (B1C2) blockiert durch die heftige Dampfbildung, die einen Anstieg des Volumendampfgehaltes auf ca. 98% bewirkt, woraufhin die DNB-Grenze in den Brennstoffplatten überschritten wird. Die anschließende Eskalation der Brennstofftemperatur führt dazu, daß 4.2 s nach Beginn der Transiente die Schmelztemperatur überschritten wird. Die Zerstörung der Brennstoffplatten beschränkt sich zunächst auf das zentrale Brennelement, während die restlichen Brennelementgruppen bis dahin ausreichend gekühlt bleiben. Der weitere Ablauf des Störfalls wird durch den Auswurf von Brennstoff aus den Brennelementen und den damit verbundenen Reaktivitätsverlust bestimmt und kann deshalb mit einem Programm, das keine Modellierung der Ablaufmechanismen von Brennelementschmelzen enthält, nicht simuliert werden.

In den noch bevorstehenden Arbeiten ist geplant, weitere Erweiterungen und Verifikationen zur Absicherung der Aussagefähigkeit des Codes im Hinblick auf die Behandlung von Hochfluß-Forschungsreaktoren (etwa der in München geplante Forschungsreaktor FRM-II) durchzuführen. Hierzu werden Versuchsergebnisse aus dem amerikanischen Entwicklungsprogramm für den Advanced Neutron Source Reactor (ANSR) zur Verfügung stehen. In diesem Zusammenhang werden die Entwicklungsarbeiten bei den anderen Codes, wie RELAP und CATHARE, im Hinblick auf die Anwendung bei Forschungsreaktoren weiterverfolgt. Die letzten Untersuchungen auf

diesem Gebiet zeigen, daß bei der Anwendung des Programms RELAP5 in der Sicherheitsanalyse des Hochfluß-Forschungsreaktors ANSR einige neue Erweiterungen notwendig waren. Hierzu gehörte die Implementierung von neuen Wärmeübergangskorrelationen für hochturbulente Strömungen sowie geeignete Korrelationen für die kritische Heizflächenbelastung (KHB) beim unterkühlten Sieden [83].

Zusätzlich wird daran gearbeitet, in ATHLET Stoffwertetabellen für Schwerwasser einzubauen und geeignete Korrelationen für die kritische Heizflächenbelastung im unterkühlten Siedebereich zu implementieren.

10.0 Literatur

- [1] *A.E. Bergels, J.G. Collier, J.M. Delhaye, G.F. Hewitt, F. Mayinger:*
Two-Phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries.
Hemisphere, Washington, New York, London (1981)
- [2] *F. Mayinger:*
Strömung und Wärmeübergang in Gas-Flüssigkeits-Gemischen. Springer, Wien,
New York (1982)
- [3] *G.F. Hewitt, F. Mayinger, J.R. Riznic:*
Phase Interphase Phenomena in Multiphase Flow. Hemisphere Publishing
Corporation, New York, Washington, Philadelphia, London (1990)
- [4] *F. Steinhoff:*
Thermo- und Fluidodynamikmodelle im Rechenprogramm DRUFAN und im
Nachfolgeprogramm ATHLET zur Simulation von Separationsvorgängen und
Gemischspiegelbewegungen in vertikalen Strömungskanälen. Garching,
GRS-A-1539 (März 1989)
- [5] *M.J. Burwell, D. Enix u.a.:*
DRUFAN-01/MOD2, Volume III: Model Description. Garching, GRS-A-846
(July 1983)
- [6] *C. Bals, G. Lerchl, D. Loy:*
Entwicklung einer ATHLET-Version mit zwei Energiegleichungen. Garching,
GRS-A-1830 (August 1991)
- [7] *U. Gall, J.E. Miro:*
Software Architecture of Large Computer Programs Describing Transport
Phenomena in Network Systems. Garching, GRS-A-1662 (Mai 1990)
- [8] *ATHLET MODE 1.1 - CYCLE A:*
INPUT DATA DESCRIPTION. Garching, GRS (Feb. 1993)
- [9] *W. Pointner, M. Fessel:*
Nachrechnung des HDR Versuchs V 21.1 mit dem Rechenprogramm ATHLET.
Garching, GRS-A-1950 (August 1992)
- [10] *W. Pointner:*
Interim Program Discription Part 3: Wall Heat Transfer Package in
DRUFAN-02 and its Application to LOBI- and LOFT-Experiments Garching,
GRS-A-1325 (Feb. 1987)
- [11] *H. Austregesilo, T. Voggenberger:*
The General Control Simulation Module GCSM within the ATHLET Code.
Garching, GRS-A-1660 (April 1990)

- [12] *D. Smidt:*
Reaktortechnik Band 1, 2; Einführung in die Auslegung von Kernkraftwerken. Braun Verlag, Karlsruhe (1971)
- [13] *C.T. Avedisian, T.M. Rudy:*
Fundamentals of Phase Change: Boiling and Condensation. The American Society of Mechanical Engineers, HTD-Vol. 38 (1984)
- [14] *M.S. Plesset, N. Zuber, I. Catton:*
Transient Two-Phase Flow: Proceedings of the Third CSNI Specialist Meeting. Hemisphere Publishing Corporation, Washington, New York, London (1983)
- [15] *G.F. Hewitt, N.S. Taylor:*
Annular Two-Phase Flow. Pergamon Press, Oxford, New York, Toronto, Sydney, Braunschweig (1970)
- [16] *R.C. Martinelli, D. B. Nelsonn:*
Prediction of Pressure Drop during Forced Circulation Boiling of Water. Trans. Am. Mech. Eng., 70, 695 (1948)
- [17] *Whittle and Forgen:*
A Correlation for the Minima in the Pressure Drop versus Flow-Rate Curves for Subcolled Water Flowing in Narrow Heated Channels. Nucl. Eng. Des. 6 (1967) 89-99
- [18] *K-F Chen:*
Effect of System Pressure on Reaktor Power Limits Criteria. Nuclear Technology, VOL. 103 (August 1993).
- [19] *A. Hainoun, G. Meister u.a.:*
Theoretische und experimentelle Untersuchungen zur thermohydraulischen Instabilität von MTR-Reaktoren. Jahrestagung Kerntechnik, Tagungsbericht (1992) 469
- [20] *U. Moritz:*
Auswertung von Messungen zur thermohydraulischen Instabilität. Jahrestagung Kerntechnik, Tagungsbericht (1991)
- [21] *M.A. Hoffman, C.F. Wong:*
Prediction of Pressure Drops in Forced Convection Subcooled Boiling Water Flows, Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 35, 3291-3299 (1992)
- [22] *F. Mayinger, W. Kastner:*
Berechnung von Instabilitäten in Zweiphasenströmungen. Chemie-Ing. Techn., Heft 24 (1968)
- [23] *F. Mayinger, O. Schad, E. Weiß:*
Der Einfluß der hydrodynamischen Bedingungen auf die kritische Heizflächenbelastung beim Sieden. M.A.N (BWK), Nr. 6 (1966)

- [24] *S. Y. Jiang, D. Emendörfer:*
Subcooled Boiling and Void Flashing in a Natural Circulation System at Heating Reactor Conditions. Jahrestagung Kerntechnik'93, Tagungsbericht 273-278 (1993)
- [25] *W. Ho, K. Tu, B. Pei, C. Chang:*
A Theoretical Critical Heat Flux Model for Low-Pressure, Low-Mass-Flux and Low-Steam-Quality Conditions. Nuclear Technology, Vol. 103 (Sep. 1993)
- [26] *M. Aritomi, J.H. Chiang, M. Mori:*
Fundamental Studies on Safty-Related Thermo-Hydraulics of Natural Circulation Boiling Parallel Channel Flow Systems under Startup Condeitions (Mechanism of Geysering in Parallel Channels). Nuclear Safty, Vol. 33 (April-June 1992)
- [27] *P. Griffith, U. J. Maulpetch:*
A study of system-induced instabilities in forced-convection flows with subcooled boiling. Dept. of Mech. Eng., MIT Engineering Projects Lab. Report (April 1965)
- [28] *E.F. Hicken:*
Thermohydraulische Auslegung von großtechnischen Anlagen. Vorlesungsunterlagen, Uni. Bochum.
- [29] *A. Hainoun, E. Hicken, J. Wolters*
ATHLET-Erweiterung zur Anwendung an Forschungsreaktoren. Jahrestagung Kerntechnik, Tagungsbericht 443 (1993)
- [30] *G. Hatsroni:*
Handbook of Multiphase System. Hemisphere, Washington, New York, London (1982)
- [31] *E. L. Bibeau, M. Salcudean:*
The Effekt of Flow Direction on Void Growth at Low Velocity and Low Pressure. Int. Comm. Heat and Mass Transfer, 17, 19 (1990)
- [32] *N. Zuber, F. W. Staub, G. Bijwaard:*
Vapor Void Fractions in Subcooled Boiling and Saturated Boiling System. 3rd Int. Heat Transfer Conf., Chicago, Illinois, August 8-12 (1966)
- [33] *P. Lavinge:*
Modele D' Evolution du Titre du Taux de Vide en Ebullition Locale et Zone de Transition. CEA-2365 (1963)
- [34] *S. Z. Rouhani, E. Axelsson:*
Calculation of Void Volume Fraction in Subcooled and Quality Boiling Regions. Int. J. Heat Mass Transfer, 13, 383 (1970)
- [35] *P. S. Larsen, L. S. Tong:*
Void Fraction in Subcooled Flow Boiling. Trans. ASME, 19, 471 (1969)

- [36] *S. Levy:*
Forced Convection Subcooled Boiling- Prediction of Vapor Volumetric Fraction. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 10 (1967)
- [37] *F. W. Staub:*
The Void Fraction in Subcooled Boiling- Prediction of the Initial Point of Net Vapor Generation. J. Heat Mass Transfer, Vol. 90 (1968)
- [38] *P. Saha and N. Zuber:*
Point of Net Vapor Generation and Vapor Void Fraction in Subcooled Boiling, Proc. 5th International Heat transfer Conference. Tokyo (1974)
- [39] *S.Y. Ahmad:*
Axial Distribution of Bulk Temperature and Void Fraction in a Heated Channel with Inlet Subcooling. J. Heat Mass Transfer, 595 (Nov.1970)
- [40] *L. Marotti:*
Axial Distribution of Void Fraction Subcooled Boiling. Nuclear Technology, Vol. 34 (June 1977)
- [41] *W. T. Hancox, W. B. Nicoll:*
A General Technique for the Prediction of Void Distribution in Non-Steady Two-Phase Forced Convection. J. Mass and Heat Transfer, Vol. 14, 1377-1394 (1971)
- [42] *J.C. Lai, B. Farouk:*
Numerical Simulation of Subcooled Boiling and Heat Transfer in Vertical Ducts. J. Heat Mass Transfer, Vol. 36, 1541-1551 (1993)
- [43] *F. Campolunghi, M. Cumo, G. Palazzi, G.C.Urbani:*
Subcooled and Bulk Boiling Correlations for Thermal Design of Steam Generators. Comitato Nazionale Energia Nucleare, RT/ING(77)10
- [44] *K.O. Pasamehmetoglu, R.A. Nelson, F.S. Gunnerson:*
Critical Heatflux Modeling in Forced Convection Boiling during Power Transients. Journal of Heat Transfer, Vol. 112 , 1058-1062 (Nov. 1990)
- [45] *F. Mayinger:*
Blasenbildung und Wärmeübergang beim Sieden in freier und erzwungener Konvektion. Chemie-Ing.-Techn., Nr. 18, 737-782 (1975)
- [46] *F. Mayinger:*
Subcooled Boiling, Two-Phase Flow and Heat Transfer with Application to Nuclear Reactor Design Problems, J. J. Ginoux, Ed., Hemisphere, Washington, D.C. (1978)
- [47] *V. Chatoorgoon, G.R. Dimmick, M.B. Carver, W.N. Selander, M. Shoukri:*
Application of Generation and Condensation Models to Predict Subcooled Boiling Void at Low Pressures. Nuclear Technology , Vol. 98, June (1992)

- [48] *B. Donevskin, M. Shoukri:*
Experimental Study of Subcooled Flow Boiling and Condensation in Annular Channels. Report ME/89/TFRI, McMaster University (1989)
- [49] *V. Chatoorgoon, G.R. Dimmick, M.B. Carver, W.N. Selander, M. Shoukri:*
Application of Generation and Condensation Models to Predict Subcooled Boiling Void at Low Pressures. International Conference on Simulation Methods in Nuclear Engineering, Montreal. Quebec (April 18-20 1990)
- [50] *H. Bräuer:*
Wärmeübergang und Siedebeginn beim unterkühlten Sieden unter Zwangskonvektion. Diss. Uni. München (1988)
- [51] *M. Belhadj, T. Aldemir, R.N. Christensen:*
Onset of Nucleate Boiling in Researchreaktors with Thin Rectangular Channels Under Low-Velocity Upward-Flow Condition. Nuclear Technology, Vol. 82, Sep. (1988)
- [52] *M. Belhadj, T. Aldemir, R.N. Christensen:*
Determining Wall Superheat under Fully Developed Nucleate Boiling in Plate-Type Research Reactor Cores with Low-Velocity Upward Flows. Nuclear Technology, Vol. 95 (July 1991)
- [53] *C. Han, P. Griffith:*
The Mechanism of Heat Transfer in Nucleate Pool Boiling-Part I, Bubble Initiation, Growth and Departure. Int. J. Heat Mass Transfer, Vol. 8, 887-904 (1965)
- [54] *H. Beer:*
Beitrag zur Wärmeübertragung beim Sieden. Institut für Thermodynamik der Luft- und Raumfahrt der Universität Stuttgart, 311-368 (1969)
- [55] *S. G. Bankoff, R. D. Mikesel:*
Bubble Growth Rates in Highly Subcooled Nucleate Boiling. Chemical Engineering, No. 29, Vol. 55 (1958)
- [56] *M.S. Plesset, S.A. Zwick:*
A Nonsteady Heat Diffusion Problem With Spherical Symmetry. Journal of Applied Physics, Vol. 23 (Jan. 1952)
- [57] *H.K. Forster and N. Zuber:*
Dynamics of Vapor Bubbles and Boiling Heat Transfer. A.I.Ch.E. Journal, Vol. 1, No. 4 (Dec. 1955)
- [58] *N. Zuber:*
The Dynamics of Vapor Bubbles in Nonuniform Temperature Fields. Int. J. Heat Mass Transfer 2 (1961) 83.

- [59] **T.T. Robin, N.W. Snyder:**
Theoretical Analysis of Bubble Dynamics for an Artificially Produced Vapor Bubble in a Turbulent Stream. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 13, 523-536 (1970)
- [60] **H. C. Hewitt, J. D. Parker:**
Bubble Growth and Collapsa in Liquid Nitrogen. *Int. J. Heat Transfer*, WA/HT-10(1968)
- [61] **A.H. Abdelmessih, F.C. Hooper, S. Nangia:**
Flow Effects on Bubble Growth and Collapse in Surface Boiling. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 15, 115-125 (1972)
- [62] **D. Moalem-Maron, W. Zijl:**
Growth, Condensation and Departure of Small and Large Vapour Bubbles in Pure and Binary Systems. *Chemical Engeniering Science*, Vol. 33, 1339-1346 (1978)
- [63] **G. Meister:**
Vapor Bubble Growth and Recondensation in Subcoold Boiling Flow. *Nuclear Engineering and Design*, 97-114(1979)
- [64] **J.T. Rogers, M. Salcudean, Z. Abdullah, D. McLeod, D. Poirier:**
The Onset of Significant Void in Up-Flow Boiling of Water at Low Pressure and Velocities. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 30, 2247-2260 (1987)
- [65] **S. Zia Rouhani:**
Calculation of Steam Volume Fraction in Subcooled Boiling. *Transitions of the ASME*, 158-164 (1968)
- [66] **G. Meister:**
SIKADE-2 Ein Computerprogramm zur Simulation der Dynamik von gasbeheizten Dampferzeugern. Jül-Spez-544, KFA-Jülich, Dezember (1989)
- [67] **H. C. Ünal:**
Maximum Bubble Diameter, Maximum Bubble-Growth Time and Bubble-Growth Rate during the Subcooled Nucleat Flow Boiling of Water up to 177 bar. *Int. J. Heat Mass Transfer*, Vol. 19, 643-649 (1976).
- [68] **R. A. Riemke:**
Modification to Ünal's Subcooled Flow Boiling Bubble Modell. *Nuclear Technology*, Vol. 12 (June 1993)
- [69] **W.J. Bornhorst, G.N. Hatsopoulos:**
Bubble-Growth Calculation Without Neglect of Inertial Discontinuities. *Journal of Applied Mechanics*, 847-853 (Dec. 1967)
- [70] **F. Mayinger, D. Nordmann, W. Panknin:**
Holographische Untersuchungen zum unterkühlten Sieden. *Jahrestagung Verfahrensingenieure* (Okt. 1973)

- [71] *D. Nordman, F. Mayinger:*
Experimental Investigations of Bubble Growth and Collapse during Subcooled Boiling. European Two-Phase Flow Group Meeting (1976)
- [72] *D. Nordman, F. Mayinger:*
Temperatur, Druck und Wärmetransport in der Umgebung kondensierender Blasen. VDI Forschungsheft Nr.605 (1981)
- [73] *Y.M. Chen:*
Wärmeübergang an der Phasengrenze kondensierender Blasen. Diss. Techn. Universität München (1986)
- [74] *F.G. Hamit*
Cavitation und Multiphase flow Phenomena. McGraw-Hill Inc. (1980)
- [75] *C.L. Kling, F.G. Hamit*
A Photographic Study of Spark-Induced Cavitation Bubble Collapse. Journal of Basic Engineering, 825 (Dec. 1972)
- [76] *T. Mitchell, F.G. Hamit*
On the Effects of Heat Transfer upon Collapsing Bubbles. Nuclear Science and Engineering, 53, 263-276 (1974)
- [77] *A. A. Avdeev:*
The Rate of Growth (Condensation) of Vapour Bubbles in a Turbulent Flow. Thermal Engineering, 33 (1) (1986)
- [78] *A. Hainoun:*
Kalibrierung verschiedener Blasendetektoren zur Bestimmung des lokalen relativen Gasgehaltes in Luft-Wasser-Blasenströmungen. Diplomarbeit, Uni. Karlsruhe (1990).
- [79] *W. Hobbhahn:*
Kondensationsmodell in der 5-Gleichungsversion von ATHLET. GRS-A-1891 (1992)
- [80] *J. Fassbender, J. Wolters.:*
Erhöhung der Leistung des Forschungsreaktors FRJ-2. Jahresbericht der Forschungsanlage Jülich GmbH (1972)
- [81] *J. Wolters, D. Richter, T. Springer:*
Moderne Forschungsreaktoren als Neutronenquellen - Nutzung und Konzeption. Monographien des Forschungszentrums Jülich: Fortschritte in der Energietechnik, Band 8 (1993)
- [82] *J. Fassbender:*
Forschungsreaktoren. Kerntechnik, Isotopentechnik und Chemie, Heft 8/9 (1966)
- [83] *N. C. J. Chen, Mark W. Wendel, Graydon L. Yoder:*
Conceptual Design Loss-Of-Coolant Accident Analysis for the Advanced Neutron Source Reaktor. Nuclear Technology, Vol. 105 (Jan. 1994)

- [84] *Y. Elkassabgi:*
Thermal-Hydraulic Analysis of the Advanced Neutron Source Reactor Refueling Process. Nuclear Technology, Vol. 105 (Mar. 1994)
- [85] *A.N. Erykalov, O.A. Kolesnichenko, K.A. Konoplev und andere:*
PIK REAKTOR. Academy of Sciences of Russia Petersburg Nuclear Physics Institute. Preprint Nr. 1784 (April 1992)
- [86] *Statusbericht:*
Neutronenquelle München FRM-II. Projektgruppe "Neuer Forschungsreaktor" der Fakultät für Physik E21, Technische Universität München (März 1992)
- [87] *D. Smidt:*
Reaktor-Sicherheitstechnik. Springer-Verlag, Berlin, Heidelberg, New York (1979)
- [88] *J. Wolters.:*
Rieselfilm-Notkühlung für Forschungsreaktoren vom Typ des FRJ-2. Forschungsanlage Jülich GmbH. Jül-1602 (1979)
- [89] *J. Zierep:*
Grundzüge der Strömungslehre. G. Braun, Karlsruhe (1982)
- [90] *S. Langenbuch:*
Die Modellgleichungen des 3D-Kernmodells QUABOX-HYCA für Leichtwasserreaktoren. GRS-A-256, Garching (1979)
- [91] *E. Martinsen:*
Analysis III, Gewöhnliche Differentialgleichungen und Ausbau der Infinitesimalrechnung. Bibliographisches Institut, Mannheim, Wien, Zürich (1980)
- [92] Sicherheitsbericht für den Betrieb des Forschungsreaktors FRJ-2 (DIDO) mit einer thermischen Leistung bis maximal 25 MW. (Okt. 1970)
- [93] *Joel W. Chastain:*
U.S. Research Reactor Operation and Use, United States Atomic Commission. Addison-Wesley Publishing Company, INC. (1958)
- [94] *R. Nabbi, J. Wolters:*
Loss of main pumps at the research reactor FRJ-2 with delayed or without scram. The American Society of Mechanical Engineers, Thermal Hydraulics of Severe Accidents. HTD-Vol. 192 (1992)
- [95] *J. Wolters:*
Durchflußmessungen im Kern des Forschungsreaktors FRJ-2 nach Einbau von Strömungsrichtern in die Gittersitze und Untersuchung der sicherheitstechnischen Konsequenzen für den Reaktorbetrieb. Jül-1189 (April 1975)
- [96] *J. Fassbender, H. Krämer, G. Meister:*
Ergebnisse der Anfahrexperimente am Reaktor FRJ-2. Jül-236-RE (Juli 1965)

- [97] **D. Stelzer:**
Thermische Analyse zum Ausfall der Zwangskühlung beim Entladen eines Brennelementes aus dem Reaktor FRJ-2 in die Entladeflasche. KFA-ZAT (Sep. 1990)
- [98] **R. Schützle:**
Untersuchung der Auswirkungen eines hypotetischen Kühlmittelverluststörfalles an einem Forschungsreaktor. IKE-Bericht Nr. 2-28, Universität Stuttgart (November 1975)
- [99] **Dubbels:**
Taschenbuch für den Maschinenbau. Springer-Verlag, Berlin/Göttingen/Heidelberg, (1982)
- [100] **VDI-Wärmeatlas:**
Lc1-Lc8, VDI-Verlag GmbH, Düsseldorf (1983)
- [101] **J. Wolters:**
Zur Redundanz des Abschaltsystems des FRJ-2 bei häufigen Auslegungsstörfällen. Interner Bericht, KFA-ISF-IB-1/90 (Feb. 1990)
- [102] **R.P. Wadkins, R.G Ambrosek:**
Three-Dimentional Thermal Aspects of Aluminium Fuel Elements. Nuclear Technology, Vol. 97 (Mar. 1992)
- [103] **K. Wirtz:**
Vorlesung über Grundlagen der Reaktortechnik, Teil II Reaktortheorie. Uni. Karlsruhe (1988)
- [104] **H. Asaka, Y. Kukita, T. Yonomoto:**
Results of 0.5% Hot-Leg Break LOSS-OF-COOLANT Accident Experiments at ROSA-IV/LSTF: The Effect of Break Orientation. Nuclear Technology, Vol. 96 (Nov.1991)
- [105] **S. T. Polkinghorne, T. K. Larson, B. J. Buecher:**
RELAP5 Simulation of Advanced Test Reactor Scaled LOCA Experiments 7, 8, and 14. Nuclear Technology, Vol. 93 (Feb. 1991)

Jül-2961

September 1994

ISSN 0944-2952