

Vorhersage kritischer Siedezustände in Brennelementstrukturen von Leichtwasserreaktoren bei variablem Druck

Von der Fakultät Energie-, Verfahrens- und Biotechnik
der Universität Stuttgart
zur Erlangung der Würde eines
Doktors der Ingenieurwissenschaften (Dr.-Ing.)
genehmigte Abhandlung

vorgelegt von
Dipl.-Ing. Lars Behnke
aus Kassel

Hauptberichter: Prof. Dr.-Ing. habil. E. Laurien
Universität Stuttgart

Mitberichter: Prof. Dr.-Ing. Th. Schulenberg
Universität Karlsruhe (TH)

Datum der mündlichen Prüfung: 20. März 2009

Universität Stuttgart
Institut für Kernenergetik und Energiesysteme (IKE)
Abteilung Thermofluidynamik (TFD)

2008

Zusammenfassung

Im Rahmen des europäischen Projektes „High Performance Light Water Reactor“ (HPLWR) wird derzeit ein neues Konzept eines Leichtwasserreaktors mit überkritischen Dampfzuständen untersucht. Durch den hohen Betriebsdruck von 25 MPa und der Dampfaustrittstemperatur von über 500°C ergeben sich im Vergleich zur heutigen Generation von Kernkraftwerken erhebliche konstruktive Einsparungen. Durch die Möglichkeit, den HPLWR auch im Teillastbereich effizient betreiben zu können, ergäben sich zudem neue Möglichkeiten für die Einsatzplanung der Kraftwerke. Bei der sich hierfür anbietenden Fahrweise im Gleitdruckbetrieb kommt es jedoch im Kern zwangsläufig zu einer Zweiphasenströmung und zum Auftreten der damit verbundenen Wärmeübertragungsphänomene, wie z.B. kritische Siedezustände, die im Extremfall zur Zerstörung der Brennstäbe führen können und deren zuverlässige Vorhersage daher bereits während der Auslegung des HPLWR außerordentlich wichtig ist. Daraus ergibt sich die Motivation, eine Vorhersage dieser kritischen Phänomene mit Hilfe eines Programms zur Unterkanalanalyse zu ermöglichen.

Durch die systematische Erweiterung eines verfügbaren Unterkanalanalyseprogramms mit allgemeinen, auf verschiedene Geometrien und über den nahezu gesamten Druckbereich unterhalb des kritischen Punktes von Wasser anwendbaren Korrelationen und Modellen sowie deren anschließenden Validierung anhand experimenteller Daten konnte ein solches Werkzeug, das im Rahmen der Auslegung des HPLWR verwendet werden kann, entwickelt werden.

Die Vergleiche der berechneten Werte mit experimentellen Daten zeigen, dass Berechnungen speziell kritischer Siedezustände innerhalb des Gültigkeitsbereiches der implementierten Korrelationen mit einer Mittelabweichung zwischen 1,9% und 4,8% und einer Standardabweichung von dabei maximal 10,2% möglich sind. Somit sind verfahrenstechnische Auslegungen von Versuchen in HPLWR-typischen Geometrien und Zweiphasenströmungen mit Wärmeübertragung und kritischen Siedezuständen prinzipiell möglich.

Aufgrund der gewonnenen Erkenntnisse scheint ein Teillastbetrieb nach dem Gleitdruckprinzip mit einem Single-Pass Kern für den HPLWR nicht möglich.

Abstract

As a part of the European „High Performance Light Water Reactor“ (HPLWR) project a new light water cooled reactor concept with supercritical steam conditions is being developed. Because of the supercritical system pressure of 25 MPa and steam exit temperatures in the 500°C range some of the features that are typical for today’s LWRs like water separators and steam dryers can be omitted, thus resulting in lower overall construction cost. As a direct result of the HPLWR operating also highly efficiently during part load operation new possibilities arise for utilities and their operating schedule. However, the suggested sliding pressure operation during part load to maintain a high efficiency will inevitably lead to two-phase flow in the reactor core with all the resulting two-phase flow phenomena for flow and heat transfer, also including critical heat flux phenomena which could lead to the destruction of fuel pins. Thus, a detailed investigation and of course a preferably precise prediction of these phenomena during the engineering of the HPLWR is important. Hence comes the motivation to upgrade and use proven sub-channel analysis codes to predict these phenomena for the HPLWR.

By systematically upgrading an existing sub-channel analysis program with universally valid correlations that are not specific to geometry and cover almost the whole pressure range below the critical point pressure of water as well as evaluating and validating these correlations by comparing them with experimental data a useful engineering tool for further HPLWR-related experiments was created.

Comparing the calculated results with the experimental data showed that especially the prediction of critical heat flux phenomena is possible within the implemented correlations’ scopes of application with a median deviation of 1.9% to 4.8% and a maximum standard deviation of 10.2%.

Therefore the sub-channel analysis program modified in this work can be used for the basic design layout and engineering of experiments in HPLWR-specific geometries with two -phase flows with heat transfer and related phenomena.

Based on the knowledge gained during this study, the sliding pressure operation during part load presumably is not feasible with a single-pass core HPLWR.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|-------|--|-----|
| 1 | Einleitung | 1 |
| 1.1 | Elektrische Energie – Lebenselixier der modernen Welt..... | 1 |
| 1.2 | Das HPLWR Projekt..... | 3 |
| 1.3 | Zweiphasenströmung mit Wärmeübertragung und kritischen Siedezuständen sowie thermisch induzierte Phänomene im Brennelementbündel..... | 8 |
| 1.4 | Ziel der Arbeit | 31 |
| 2 | Unterkanalanalyse zur Vorhersage der Dampfvolumenverteilung und kritischer Wärmestromdichten in LWR-Brennelementstrukturen bei variablem Druck | 34 |
| 2.1 | MATRA- α - Ein Rechenprogramm zur thermohydraulischen Analyse von Stabbündeln..... | 41 |
| 2.1.1 | Modell zur Berechnung des Void-Drifts in MATRA- α | 46 |
| 2.1.2 | Modell zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten in MATRA- α | 52 |
| 2.2 | Erweiterung und Modifikation von MATRA- α | 52 |
| 2.2.1 | Beschreibung eines neuen Void-Drift Modells für die Ringströmung in einem Stabbündel und seine Implementierung in MATRA- α | 53 |
| 2.2.2 | Beschreibung eines neuen Modells zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten in den Unterkälen des HPLWR-Brennelements in MATRA- α | 60 |
| 2.3 | Validierung des erweiterten und modifizierten MATRA- α | 69 |
| 2.3.1 | Validierung des neuen Void-Drift-Modells | 69 |
| 2.3.2 | Validierung des neuen Modells zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten..... | 72 |
| 2.3.3 | Kombinierte Validierung des neuen Modells zur Vorhersage kritischer Siedezustände und des neuen Void-Drift-Modells in MATRA- α | 78 |
| 3 | Anwendung von MATRA-BCP auf eine HPLWR-spezifische Geometrie..... | 89 |
| 4 | Schlussfolgerungen und Ausblick | 97 |
| 5 | Nomenklatur und Abkürzungsverzeichnis..... | 102 |
| 6 | Quellen- und Literaturverzeichnis..... | 111 |

Abbildungsverzeichnis

| | |
|---|----|
| Abbildung 1: HPLWR-Brennelement (nach Hofmeister, 2006)..... | 5 |
| Abbildung 2: Wärmeübergangs- und Strömungsphänomene in einer Zweiphasenströmung in einem Rohr nach Todreas und Kazimi (1990)..... | 12 |
| Abbildung 3: Auswirkung der Siedekrise auf die Heizfläche für das System Wasser-Stahl (nach Auracher et al., 1997)..... | 18 |
| Abbildung 4: Photooptische Visualisierung eines kritischen Siedezustandes (LFD) (mit freundlicher Genehmigung von In Cheol Bang, Korea Advanced Institute of Science and Technology, 2005)..... | 19 |
| Abbildung 5: Phasenverteilung in einer Zweiphasenströmung in einer Brennelementgeometrie, nach (Lahey und Schraub, 1969)..... | 21 |
| Abbildung 6: Formänderung der Brennstofftabletten mit zunehmenden Abbrand, nach Steinberg, 1998..... | 22 |
| Abbildung 7: Schematische Darstellung der Brennstabverbiegung infolge der diametralen Temperaturunterschiede der Brennstäbe..... | 25 |
| Abbildung 8: Maximal zulässiger Abstandshalterabstand in Abhängigkeit der Temperaturunterschiede an diametralen Stellen des Brennstabes, Behnke et al. (2006)..... | 27 |
| Abbildung 9: a) Typische Unterkanaltypen und Unterkanalaufteilung in Brennelementgeometrien mit quadratischer Anordnung, b) Darstellung eines Kontrollvolumens innerhalb des Rechengitters für die Unterkanalanalyse..... | 36 |
| Abbildung 10: a) Massen-, b) Energie- und c) Impulsbilanz für ein Kontrollvolumen in einem Zentralkanal (stationärer Zustand)..... | 38 |
| Abbildung 11: Implizites Lösungsschema in MATRA- α | 43 |
| Abbildung 12: Schematische Darstellungen zum Void Drift Modell für die Ringströmung in einem Stabbündel..... | 54 |
| Abbildung 13: Vergleich des Gültigkeitsbereiches verschiedener Korrelationen zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten für Bündel und Rohre..... | 61 |
| Abbildung 14: Kritische Wärmestromdichte für einen Kühlkanal in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil (nach Doroshchuk, 1975 und Kon'kov, 1965), $G = 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $d_{hy} = 5 \text{ mm}$ und 10 mm , und $P = 50 - 150 \text{ bar}$ | 65 |

| | |
|---|----|
| Abbildung 15: Kritische Wärmestromdichte für einen Kühlkanal in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil (nach Doroshchuk, 1975 und Kon'kov, 1965), $G = 750 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $d_{hy} = 5 \text{ mm}$ und 10 mm , und $P = 50 - 150 \text{ bar}$ | 66 |
| Abbildung 16: Kritische Wärmestromdichte für einen Kühlkanal in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil (nach Doroshchuk, 1975 und Kon'kov, 1965), $G = 1.000 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $d_{hy} = 5 \text{ mm}$ und 10 mm , und $P = 50 - 150 \text{ bar}$ | 66 |
| Abbildung 17: Verlauf der kritischen Wärmestromdichte für ein Rohr mit $d_{hy} = 5 \text{ mm}$, $G = 750 \text{ kg/m}^2\text{s}$ und $P = 100 \text{ bar}$ unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors für Abstandshalter | 68 |
| Abbildung 18: Strömungsquerschnitt im Lahey 3x3 Bündel, Versuche zur Void-Verteilung (Lahey et al, 1972) | 70 |
| Abbildung 19: Schematischer Anlagenaufbau für den Ringspalt-Versuch von Persson (2002) | 72 |
| Abbildung 20: Strömungsquerschnitt in der untersuchten Ringspaltgeometrie im Versuch von Persson (2002) | 73 |
| Abbildung 21: Gemessene und berechnete Höhe des Austrocknens der Heizstaboberfläche und Heizstaboberflächentemperaturen in einem Ringspaltkanal, Persson Versuch #08 | 74 |
| Abbildung 22: Gemessene und berechnete Höhe des Austrocknens der Heizstaboberfläche und Heizstaboberflächentemperaturen in einem Ringspaltkanal, Persson Versuch #06 | 76 |
| Abbildung 23: Gemessener und berechneter mittlerer Dampfgehalt am Ort des Austrocknens der Heizstaboberfläche im Ringspaltkanal (Quelle: Experimentelle Daten aus Persson (2002), eigene Berechnungen)..... | 77 |
| Abbildung 24: Schematischer Anlagenaufbau für die Versuche von Nilsson (nach Nilsson et al. 1971) | 79 |
| Abbildung 25: Strömungsquerschnitt im Nilsson 2 x 2 Bündel, Versuche zum Dryoutverhalten (Nilsson et al, 1971) | 79 |
| Abbildung 26: Axiale Leistungsprofile in den Nilsson Experimenten (Nilsson et al., 1971)..... | 82 |
| Abbildung 27: Vergleich Nilsson Experiment OF4-F1, 10 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment..... | 83 |
| Abbildung 28: Vergleich Nilsson Experiment OF4-F1, 40 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment..... | 83 |
| Abbildung 29: Vergleich Nilsson Experiment OF4-D, 10 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment..... | 84 |

| | |
|---|----|
| Abbildung 30: Vergleich Nilsson Experiment OF4-D, 40 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment..... | 84 |
| Abbildung 31: Vergleich Nilsson Experiment OF4-E, 10 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment..... | 85 |
| Abbildung 32: Vergleich Nilsson Experiment OF4-E, 10 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment..... | 85 |
| Abbildung 33: Vergleich repräsentativer experimenteller Punkte (nach Krejci et al., 2005) mit berechneten Werten aus MATRA- α unter Verwendung der Void-Drift-Modelle von Hwang und Behnke..... | 88 |
| Abbildung 34: Querschnitt des HPLWR 4-Stab Testbündels..... | 89 |
| Abbildung 35: Unterkanalabbildung des HPLWR-Brennelements im 4-Stab Testbündel..... | 90 |
| Abbildung 36: LFD-Lage im HPLWR - Testbündel in Abhängigkeit der Wärmestromdichte für den Zentral-, Seiten- und Eckkanal, theoretischer Lastpunkt 40% ($P = 100$ bar, $G = 400$ kg/m ² s, $q'' =$ variabel) | 92 |
| Abbildung 37: LFD-Lage im HPLWR - Testbündel in Abhängigkeit der Wärmestromdichte für den Zentral-, Seiten- und Eck-, theoretischer Lastpunkt 60% ($P = 150$ bar, $G = 600$ kg/m ² s, $q'' =$ variabel) | 94 |
| Abbildung 38: LFD-Lage im HPLWR - Testbündel in Abhängigkeit der Wärmestromdichte für den Zentral-, Seiten- und Eckkanal, theoretischer Lastpunkt 78% ($P = 190$ bar, $G = 760$ kg/m ² s, $q'' =$ variabel) | 95 |

Tabellenverzeichnis

| | |
|---|----|
| Tabelle 1: Wesentliche hydraulische Größen für das 3x3 Versuchsbündel von Lahey (Quelle: Lahey, 1972 sowie eigene Berechnungen)..... | 71 |
| Tabelle 2: Vergleich von berechneten Daten (MATRA- α) bei Verwendung unterschiedlicher Void-Drift-Modelle mit experimentellen Daten | 71 |
| Tabelle 3: Wesentliche hydraulische Größen für den Ringspalt-Versuch von Persson (Quelle: Persson, 2002 sowie eigene Berechnungen)..... | 73 |
| Tabelle 4: Wesentliche hydraulische Größen für das 2 x 2 Versuchsbündel von Nilsson (Quelle: Nilsson et al., 1971 sowie eigene Berechnungen)..... | 81 |
| Tabelle 5: Statistische Betrachtung der Versuchsergebnisse zu den Versuchsreihen OF-4 E, OF-4 D und OF-4 F1 | 86 |
| Tabelle 6: Wesentliche hydraulische Größen für das HPLWR 4-Stab Testbündel (Quelle: Behnke et al, 2006 sowie eigene Berechnungen)..... | 91 |
| Tabelle 7: Exemplarische Auflistung von Ein- und Austrittszustand des Kühlmittels für das 4-Stab Testbündel, berechnet für P von 100 bar und $q'' = 900 \text{ kw/m}^2$ | 93 |

"If we are going to reduce fossil fuel consumption, even level it of from continually growing, as it is, the only solution is a combination of renewables and nuclear."

Patrick Moore, KTG Jahrestagung 2006

Für Gabi und für meine Eltern.

Vorwort

Mein besonderer Dank gilt Herrn Prof. Dr.-Ing. habil. Eckart Laurien, dem Leiter der Abteilung Thermofluidodynamik am Institut für Kernenergetik und Energiesysteme der Universität Stuttgart, für die Übernahme des Hauptgutachtens sowie der fachlichen Betreuung über die gesamte Dauer der Promotion hindurch.

Ebenso möchte ich besonders Herrn Prof. Dr.-Ing. Thomas Schulenberg, Leiter des Instituts für Kern- und Energietechnik am Forschungszentrum Karlsruhe, herzlich für die Übernahme des Zweitgutachtens sowie für die Möglichkeit, diese Arbeit an seinem Institut durchzuführen, danken. Durch seine Diskussionsbereitschaft, seine Erfahrung und seinen fachlichen Rat trug er wesentlich zum Gelingen dieser Arbeit bei.

Besonders möchte ich mich bei Dr.-Ing. Jörg Starflinger für die Übersetzung der schwedischen Literatur zu Burnout-Experimenten an Brennelementbündeln sowie die vielen wertvollen Anregungen und Vorschläge während meiner Zeit am Institut für Kern- und Energietechnik bedanken.

An dieser Stelle möchte ich mich auch bei der Firma Westinghouse Electric Sweden AB für die Erlaubnis zur Verwendung eines internen Forschungsberichts zu Burnout-Experimenten und beim Korea Advanced Institute of Science and Technology für die Freigabe der Bilddokumentation eines Burnout-Experiments bedanken.

Bei meinen Kollegen im Kernkraftwerk Gundremmingen und den Mitarbeitern des Instituts für Kern- und Energietechnik am Forschungszentrum Karlsruhe möchte ich mich herzlich für die professionelle Zusammenarbeit und Unterstützung bedanken.

Mein aufrichtiger Dank gilt der Firma RWE Power AG für die finanzielle Unterstützung, durch die diese Arbeit erst möglich wurde.

Gundelfingen a.d. Donau, im November 2008

Lars Behnke

1 Einleitung

1.1 Elektrische Energie – Lebenselixier der modernen Welt

Elektrische Energie trägt heute einen maßgeblichen Anteil dazu bei, weltweit die Bedürfnisse von nahezu sechs Milliarden Menschen zu befriedigen, weil elektrische Energie praktisch überall zuverlässig, ausreichend und preiswert zur Verfügung steht. Elektrische Energie ist daher die wichtigste Sekundärenergie für die Menschheit. Sie ist eine nahezu ideale Form von Energie für den Menschen, da sie sich leicht in jede andere Form von Energie umwandeln lässt und somit für den Menschen vor allem Licht, Kraft und Wärme sowie Mobilität, Kommunikation und Unterhaltung bedeutet. Der Bedarf an elektrischer Energie wird durch das weltweite Bevölkerungswachstum und die zunehmende Industrialisierung auch in Zukunft weiter ansteigen.

In der Wissenschaft (IPCC, 2007) wird die rapide globale Erwärmung und der dadurch bedingte Anstieg des Meeresspiegels und die Ausbreitung der Wüsten auch auf die durch den Menschen seit Beginn der Industrialisierung intensivierte Freisetzung von CO₂ zurückgeführt. Aus diesem Grund haben Deutschland und weitere Länder beschlossen, neben anderen der Reduktion von Treibhausgasen vor allem auch die Reduktion der CO₂-Emissionen voranzutreiben.

Heute beruht die Erzeugung elektrischer Energie weltweit überwiegend auf fossilen Brennstoffen und ist damit trotz moderner Technologien und hoher Wirkungsgrade der fossil gefeuerten Kraftwerke unweigerlich mit Emissionen von Treibhausgasen verbunden. Den Studien von Marheineke et al., 2000; PSI, 2007; Hirschberg et al., 2004 und Fritsche, 2007 zur Folge fallen bei der Stromerzeugung unter Berücksichtigung der „direkten“ Emissionen aufgrund der jeweiligen Wirkungsgrade sowie der „indirekten“ Emissionen beim Bau, Rückbau sowie ggf. für die Brennstoffbereitstellung in einem modernen Braunkohlekraftwerk insgesamt zwischen 838 und 1.231 g/kWh, in einem Steinkohlekraftwerk insgesamt zwischen 750 und 1.080 g/kWh, in einem Erdöl- gefeuerten Kraftwerk zwischen 550 und 946 g/kWh, in einem Erdgas befeuerten GuD-Kombikraftwerk zwischen 399 und 644 g/kWh und in einem Kernkraftwerk insgesamt lediglich zwischen 5 und 33 g/kWh CO₂-Emissionen an. Selbst für Wasserkraftwerke werden CO₂-Emissionen von 4 bis 36 g/kWh, für

Windkraftanlagen 10 bis 38 g/kWh und für Photovoltaikanlagen immerhin 78 bis 217 g/kWh ermittelt.

Nach Angaben des Bundesministeriums für Wirtschaft und Technologie (2007) betrug die Bruttostromerzeugung in Deutschland 2006 insgesamt 633,5 Milliarden kWh. Bezogen auf die Bruttostromerzeugung nach Energieträgern hatte die Kernenergie einen Anteil von 26,4%, Braunkohle 24,0%, Steinkohle 21,3%, Erdgas 11,5%, Wasserkraft 4,4% und Windkraft 4,8%, Mineralöl 1,7% und die übrigen Brennstoffe 5,9%. Bezogen auf den Einsatz von Energieträgern hatte die Kernenergie einen Anteil von rund 33%. Der Anteil der bei der Verstromung von den fossilen Energieträgern Braunkohle, Steinkohle, Erdgas und Mineralöl verursachten CO₂-Emissionen betrug in Deutschland im Jahr 2004 ca. 40% an den gesamten CO₂-Emissionen.

Entsprechend lagen nach einer Studie des Umweltbundesamtes von 2003 die durchschnittlichen CO₂-Emissionen (g CO₂/kWh_{elektrisch}) Strom im Jahr 2002 in Deutschland bei ca. 667 g/kWh, in Frankreich und Schweden hingegen aufgrund des hohen Kernenergieanteils und eines erheblichen Anteils von Wasserkraft bei lediglich ca. 101 g/kWh bzw. 140 g/kWh - der EU Durchschnitt betrug 429 g/kWh. Die CO₂-freie Erzeugung von 167,4 Milliarden kWh Strom in den deutschen Kernkraftwerken und die damit verbundene Einsparung von rund 112 Millionen Tonnen CO₂ gegenüber der Erzeugung der gleichen Menge Strom in fossil gefeuerten Kraftwerken im Jahr 2006 verdeutlichen eindrucksvoll das Potenzial der Kernenergie.

Wenn man den Verbrauch fossiler Brennstoffe für die Erzeugung elektrischer Energie langfristig reduzieren, oder zumindest mittelfristig eine weitere Zunahme ihres Anteils an der Erzeugung elektrischer Energie und die damit verbundene Zunahme energiebedingter CO₂-Emissionen verhindern will, scheint eine Kombination von regenerativer und nuklearer Stromerzeugung das wohl am besten geeignete Konzept.

Weltweit decken Kernkraftwerke bereits heute zuverlässig und preiswert in etwa ein Fünftel des gesamten Bedarfs an elektrischer Energie. An neuen Lösungen zur Aufarbeitung und Entsorgung der dabei entstehenden Reststoffe wird intensiv geforscht (US DOE, 2000). Um auch in Zukunft elektrische Energie mit Kernkraftwerken erzeugen zu können und um ihren Anteil an der Stromerzeugung auszubauen, müssen neue Kraftwerke gebaut werden, ebenso um alte Kraftwerke zu ersetzen, wenn diese abgeschaltet werden.

Aus diesen Gründen wurde durch das „Generation IV International Forum“ ein weltweites Rahmenprogramm zur Entwicklung einer zukünftigen Generation von Kernkraftwerken unter dem Titel „Generation IV“ initiiert. Die dabei nach einem Evaluierungsverfahren favorisierten Kernkraftwerke müssen außerordentlich hohe technologische Vorgaben in den Bereichen Sicherheit und Zuverlässigkeit, Nachhaltigkeit und Wirtschaftlichkeit erfüllen, dürfen aber gleichzeitig selbstverständlich keine Möglichkeiten zur Proliferation von kernwaffentauglichen Materialien aufweisen und müssen darüber hinaus einen hohen physikalischen Schutz der kerntechnischen Anlagen gewährleisten (Behnke et al. 2004).

1.2 Das HPLWR Projekt

Einer der im Rahmen der „Generation IV“ betrachteten sechs potentiellen Reaktortypen und Ausgangspunkt dieser Arbeit ist das europäische Konzept eines Leichtwasserreaktors (LWR) mit überkritischen Dampfstufen. Dieses Konzept wurde innerhalb des fünften Rahmenprogramms der europäischen Kommission unter dem Namen „High Performance Lightwater Reactor“ (HPLWR), etwa „Hoch-Performerter Leichtwasser-Reaktor“ untersucht (Heusener et al., 2000; Squarer et al., 2001).

Der HPLWR zeichnet sich im Vergleich zu den Kernkraftwerken der „zweiten“ und „dritten“ Generation besonders durch einen deutlich höheren Anlagenwirkungsgrad und niedrigere spezifischere Kraftwerkskosten aus. Dies wird vor allem durch ein im Vergleich zu heutigen leichtwassergekühlten Kernkraftwerken einfacheres und kompakteres Anlagendesign ermöglicht. Durch seine hohen Kühlmittelaustrittstemperaturen bei gleichzeitig hohem Reaktordruck verfügt der HPLWR über eine hohe Kühlmittelenthalpie. Da das Kühlmittel beim HPLWR im Direktkreislauf geführt wird, ist der HPLWR vom Anlagenaufbau her prinzipiell mit einem Siedewasserreaktor vergleichbar. Das Kühlmittel wird in den Unterkanälen zwischen den Brennstäben erhitzt und verdampft, während es den Reaktor vertikal aufwärts durchströmt; die Kondensation des Dampfes nach der Niederdruckturbine erfolgt in einem Kondensator mit einem separaten Flusswasser- oder Kühlturmkreislauf. In einem SWR verlässt das Kühlmittel den Reaktorkern bei ca. 70 bar und 286°C (Lahey, 1993) als ein Wasser-Wasserdampf-Gemisch mit einem Dampfmassenanteil von maximal 20%. Es muss daher, um den Austrag aktivierten

Materials aus dem Reaktorkern zu verhindern und um Schäden an der Turbinenbeschaufelung durch Tröpfchenerosion auszuschließen, bevor es in der Turbine entspannt wird, mit Hilfe von mechanischen Wasserabscheidern und Dampftrocknern getrocknet werden. Die auf diese Weise separierte flüssige Phase des Kühlmittelinventars rezirkuliert im Kern, was über einen weiten Betriebsbereich durch die am Umfang angeordneten Umwälzpumpen im Reaktor bewirkt wird. Der HPLWR hingegen arbeitet unter Vollast mit einem Betriebsdruck von 250 bar und einer Kühlmittelaustrittstemperatur von ca. 500°C (Oka et al., 2001) deutlich über dem thermodynamischen kritischen Punkt des Wassers bei 221,6 bar und 374°C (Wagner und Kruse, 1998), so dass das Kühlmittel grundsätzlich einphasig vorliegt. Aus diesem Grund können Wasserabscheider und Dampftrockner, wie sie bei Siedewasserreaktoren üblicherweise eingesetzt werden oder Druckhaltesysteme und externe Dampferzeuger, wie sie in Druckwasserreaktoren zum Einsatz kommen, entfallen, während die Steuerstäbe wie bei einem Druckwasserreaktor von oben in den Kern eingefahren werden können, was insgesamt zu einer Reduktion der Kapitalkosten führt. Ein Konzept eines mit leichtem Wasser gekühlten Reaktors mit überkritischen Dampfzuständen wurde bereits Anfang der 90er Jahre von Oka und Koshizuka (Oka 1992, Oka und Koshizuka, 1993) aufgrund der positiven Erfahrungen mit fossil gefeuerten überkritischen Dampfkraftwerken erstellt (Squarer et al., 2003).

Die für den HPLWR bei Nennlast zu erwartenden Drücke und Enthalpien übersteigen deutlich die von Siede- und Druckwasserreaktoren bekannten Kühlmitteldrücke und -enthalpien. Nach Angaben von Bittermann et al., 2004 ergibt sich beim HPLWR für die spezifische Leistung $p_{\text{elektrisch}} / \dot{m}_{\text{Kühlmittel}}$ der Dampfturbinen als Folge der höheren Kühlmittelaustrittsenthalpie ein Wert von ungefähr 900 kW_{elektrisch}/(kg/s), während heutige Siedewasserreaktoren über eine spezifische Leistung von in etwa 620 kW_{elektrisch}/(kg/s) verfügen. Bedingt durch die hohe Kühlmittelaustrittsenthalpie bei einer thermischen Leistung von ca. 3.000 MW_{thermisch} und vergleichbaren Kondensatordrücken und -temperaturen beträgt der thermische Wirkungsgrad des HPLWR in etwa 44%. Dies bedeutet gegenüber den Leichtwasserreaktoren modernster Bauart, wie beispielsweise dem European Pressurized Water Reactor (EPR) als typischem Vertreter der 3. Generation, eine Verbesserung von bis zu 8% (Oka et al., 1996). Hinsichtlich der Anlagensicherheit profitiert der HPLWR dabei von den bereits für die 3. Generation von Leichtwasserreaktoren (LWR) entwickelten, fortschrittlichen aktiven und passiven Sicherheitssystemen, deren Übertragung auf

Reaktorkonzepte mit überkritischen Dampfzuständen grundsätzlich möglich ist (Aksan et al., 2003; Ishiwatari et al., 2004). Trotz der Tatsache, dass sich der Prozess der Dampferzeugung beim HPLWR grundsätzlich von dem Prozess der Dampferzeugung in einem überkritischen, fossilgefeuerten Kraftwerk unterscheidet, können für die Energieumwandlung beim HPLWR bereits kommerziell verfügbare und bewährte Technologien für Turbosätze und Materialien aus überkritischen, fossilgefeuerten Kraftwerken verwendet werden. Entsprechend gehen Bittermann et al., 2003 für den HPLWR von spezifischen Kraftwerkskosten in Höhe von ca. 1.000 EUR je kW installierter elektrischer Leistung und Stromgestehungskosten zwischen 30 und 40 EUR je produzierter Megawattstunde Strom aus.

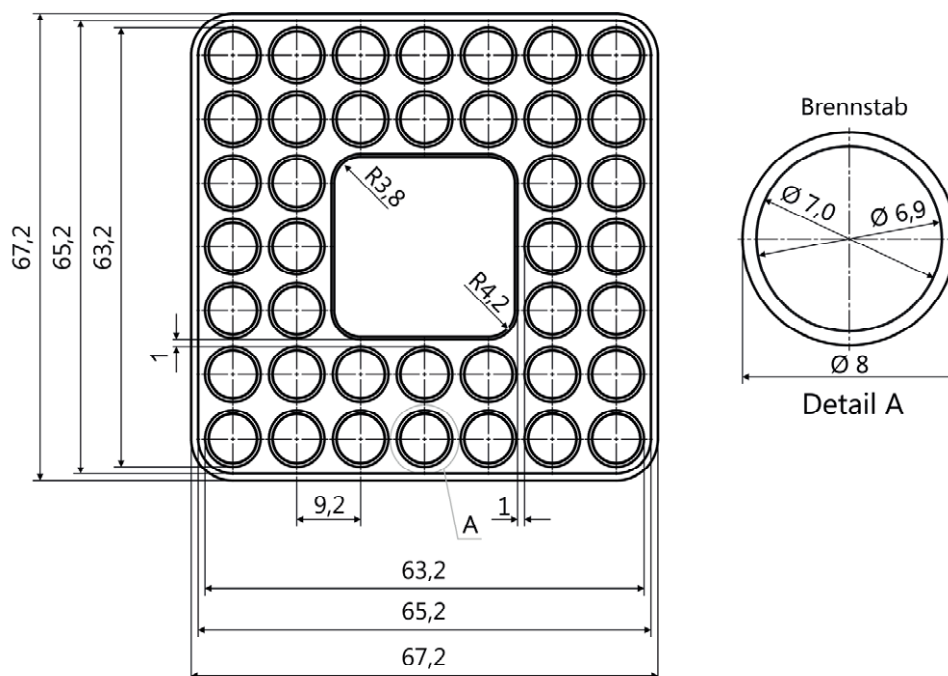


Abbildung 1: HPLWR-Brennelement (nach Hofmeister, 2006)

Hofmeister (2006) berichtete im Rahmen der Entwicklung eines möglichen Brennelements für den HPLWR über ein Brennelementcluster in quadratischer Anordnung, das aus 3 x 3 kleinen, quadratischen, zweireihigen Brennelementen mit je 40 Brennstäben und je einem zentralen, innenliegenden Wasserkanal besteht. Abbildung 1 zeigt einen Querschnitt eines solchen Brennelements. Die Anordnung der 40 Brennstäbe in diesem Brennelement erfolgt als Quadrat aus 7 x 7 Brennstäben, wobei das mittlere Quadrat aus 3 x 3 Brennstäben durch den Wasserkasten ersetzt

wird. Die kleinen Brennelementkästen haben eine Seitenlänge von 67,2 mm und eine Wandstärke von ca. 1 mm, der innenliegende Wasserkasten eine Seitenlänge von 26 mm und eine Wandstärke von ca. 0,7 mm. Der Außendurchmesser der Brennstäbe beträgt 8 mm, die Wandstärke des Hüllrohres 0,5 mm, die Brennstofftabletten haben einen Durchmesser von 6,9 mm. Die Achsen der einzelnen Brennstäbe haben, wie in Abbildung 1 gezeigt, einen Abstand von 9,2 mm, so dass sich ein Verhältnis von Stabmittenabstand zu Stabdurchmesser von 1,15 ergibt. Die aktive Höhe des Brennelements beträgt ca. 4.200 mm. Das Brennelementdesign mit einem zentralen Wasserkasten ist ähnlich der ATRIUM Brennelementfamilie der Firma AREVA-NP, die aktuell in Siedewasserreaktoren eingesetzt wird (Urban, 1991).

Waata führte für diese Geometrie die Berechnung der Oberflächentemperaturen der Brennstabhüllrohre für den Volllastfall bei überkritischen Dampfzuständen durch (Waata, 2006), indem sie das von Cheng et al., 2003, entwickelte Thermohydraulik-Programm STAFAS (Sub-channel Thermal-hydraulics Analysis of Fuel Assembly under Supercritical Conditions) mit der Neutronik-Simulation MCNP (Monte Carlo N-Particle) koppelte. Mit diesen Berechnungen konnte gezeigt werden, dass bei geeigneter Wahl der Anreicherung des Kernbrennstoffs im Brennelement die werkstofftechnisch maximal zulässige Hüllrohrtemperatur auch bei Volllastbetrieb nicht überschritten wird.

Durch die Option, den HPLWR auch im Teillastbereich effizient zur Stromerzeugung nutzen zu können, ergäben sich neue Möglichkeiten bei der Integration des HPLWR in den Kraftwerkspark eines Versorgers bzw. in ein Verbundnetz und bei der Einsatzplanung des Kraftwerks. Bei der Auslegung und Konstruktion des Reaktorkerns muss entsprechend gewährleistet werden, dass der Frischdampf nicht nur bei Volllast, sondern auch bei allen Betriebszuständen im Teillastbereich direkt in der Hochdruckturbine und nach einer Zwischenüberhitzung weiter in den Mittel- und Niederdruckturbinen entspannt werden kann, ohne dass dort Kondensationsphänomene auftreten, die zu einer Beschädigung der Beschauelung des Turbosatzes führen könnten.

Im Teillastbereich zeichnet sich das Verhalten von Turbinen im Wesentlichen dadurch aus, dass sich das Druckgefälle über die Turbine entsprechend dem durchströmenden Massenstrom einstellt. Bei niedrigen Dampfmassenströmen reduzieren sich das Druckgefälle und gleichzeitig die Leistung der Turbine. Bei einer Fahrweise nach dem

sog. Festdruckprinzip, bei dem der Druck im Reaktor über den gesamten Betriebsbereich konstant gehalten wird, realisiert man den verringerten Eintrittsdruck dadurch, dass der Frischdampfdruck hinter dem Reaktor durch eine thermodynamisch ungünstige Drosselung am Turbineneintritt eingestellt wird. Bei einer Fahrweise nach dem Gleitdruckprinzip wird im Gegensatz zum Festdruckprinzip der Druck im Reaktor über die Speisewasserpumpen proportional zum Turbineneintrittsdruck geregelt. Im Idealfall folgt der Druck im Reaktor so ohne Drosselverluste dem leistungscharakteristischen Turbinendruck und wird durch die Speisewasserpumpen so nachgefahren, dass der Druck und der Massenstrom proportional zur Turbinenleistung sind.

Durch den jeweiligen Druck und Massenstrom stellt sich auch die Reaktorleistung entsprechend ein, da sowohl das vom jeweiligen Druck abhängige Dampfblasenvolumen als auch der jeweilige Massenstrom die Moderation im Reaktor verändert. Ein Druckanstieg verbunden mit einer Erhöhung des Massenstromes führt zu einer unmittelbaren Reaktivitätsfreisetzung, was zu einer Leistungserhöhung im Reaktor führt. Durch das entsprechende Aus- oder Einfahren der Steuerstäbe lässt sich zusätzlich Reaktivität freisetzen oder binden, um den jeweiligen Betriebszustand zu stabilisieren bzw. der Abbrand zu kompensieren.

Um möglichst flexibel im Kraftwerksportfolio einsetzbar zu sein, sollte der HPLWR demnach im Teillastbereich oder beim Anfahren aufgrund der sich daraus für die Anlage hinsichtlich Teillastwirkungsgrad und Kosten ergebenden Vorteile vorzugsweise nach dem sogenannten Gleitdruckprinzip arbeiten können. Bei dieser Fahrweise kann das Turbinenstellventil voll geöffnet bleiben und die für die netzseitige Lastanforderung erforderliche Regelung der Kraftwerksleistung erfolgt durch eine Drehzahlregelung der Speisewasserpumpe. Infolgedessen kann auf das im Festdruckbetrieb notwendige Drosselventil vor der Turbine verzichtet und ein einfacherer Aufbau der Hochdruckturbine realisiert werden, wodurch sich die Kosten für die Turbine reduzieren. Weiterhin ergeben sich verglichen mit dem Festdruckprinzip Vorteile bei der Anlagen- und Komponentenlebensdauer, da die Komponenten im Teillastbereich nicht mit dem Druck bei Vollastbedingungen beaufschlagt sind, sowie die bereits zuvor erwähnte Wirkungsgradverbesserung im Teillastbereich, die auf die verhältnismäßig zur angeforderten Last verringerte Speisewasserpumpenleistung zurückgeführt werden kann (Strauss, 1997). Um von

diesen Vorteilen zu profitieren, sollte für den HPLWR zumindest beim Anfahren ein Gleitdruckbetrieb möglich sein (Nakatsuka et al., 2000).

Im Gegensatz zu den heutigen Direktkreislaufkonzepten (SWR) muss der Frischdampf des HPLWR dafür bei allen Lastzuständen bereits vollständig „trocken“ und überhitzt sein, wenn er aus den Unterkanälen der Brennelemente ausströmt. Nur so kann beim Design des Reaktors auf einen Sekundärkreislauf, wie er bei heutigen Druckwasserreaktoren (DWR) verwendet wird, die zur mechanischen Dampftrocknung benötigten Kerneinbauten sowie zusätzliche, interne (SWR) oder externe (DWR) Kühlmittelumwälzpumpen verzichtet werden, was zu der bereits zuvor genannten kompakten Konstruktion des Reaktorkerns führt.

Daher sind sowohl neutronenphysikalische als auch thermohydraulische Optimierungen im Kern notwendig, damit der an der Kernoberkante aus den Brennelementen ausströmende Dampf eine möglichst homogene Verteilung der Austrittstemperaturen aufweist. Bei einem Auftreten von lokalen Temperaturmaxima müsste sonst die mittlere Kühlmittelaustrittstemperatur gesenkt werden, um die maximal zulässigen thermischen Belastungen der im Kern des HPLWR eingesetzten Werkstoffe (Ehrlich et al., 2003) nicht zu überschreiten. Eine im Mittel niedrigere Kühlmittelaustrittstemperatur hätte zudem einen geringeren Wirkungsgrad zur Folge.

1.3 Zweiphasenströmung mit Wärmeübertragung und kritischen Siedezuständen sowie thermisch induzierte Phänomene im Brennelementbündel

Der Vorgang des Siedens beschreibt den mit einer Phasenumwandlung gekoppelten Prozess der Wärmeübertragung auf ein Kühlmittel und ist unter der Einhaltung bestimmter thermohydraulischer Voraussetzungen einer der effektivsten Mechanismen zur Wärmeübertragung. Die allgemeine Anwendung des Siedens in vielen technischen Apparaten sowie die komplizierten Gesetzmäßigkeiten des Siedens führten zu einer Vielzahl von theoretischen und experimentellen Untersuchungen. Dabei wurden Ringspaltgeometrien, einfache Vierstabbündel und auch reale Brennelementgeometrien untersucht. In der Regel sind diese Studien, besonders zu aktuellen Experimenten, zum Auftreten kritischer Siedezustände in Bündelgeometrien jedoch proprietärer Art und daher entweder gar nicht oder nur sehr eingeschränkt

verfügbar. Einen Überblick über die gemachten Bündelversuche gibt Hughes (1974). Jedoch werden in den meisten Bündelversuchen fest installierte Temperaturfühler verwendet, so dass die Genauigkeit der experimentellen Daten hinsichtlich des Ortes des ersten Auftretens eines kritischen Siedezustandes im Bündel nicht immer optimal ist.

Grundsätzlich unterscheidet man beim Sieden zwischen dem Behältersieden (Sieden bei freier Konvektion, eine Strömung entsteht hier nur durch den Auftrieb entstehender Dampfblasen bzw. durch Dichteunterschiede in der Flüssigkeit) und dem Strömungssieden (Sieden bei Zwangskonvektion, aufgeprägte Kühlmittelströmung). Bei den meisten technischen Anwendungen erfolgt das Sieden unter Zwangskonvektion.

Eine detaillierte Beschreibung der Siedephänomene ist z.B. bei Collier und Thome (1994), Tong und Tang (1997) oder Lahey (1993) zu finden. In diesem Abschnitt werden daher nur kurz die Phänomene beschrieben, die dabei in den Unterkanälen der Brennelemente auftreten und die zur Entstehung von kritischen Siedezuständen führen.

Durch Siedevorgänge können bereits bei einer geringen Überhitzung der Wand gegenüber der Sättigungstemperatur des Kühlmediums große Wärmeströme übertragen werden, wobei die über eine mit Kühlmedium benetzte Heizfläche maximal übertragbare Wärmestromdichte jedoch begrenzt ist. Beim Überschreiten bestimmter thermohydraulischer Bedingungen kommt es zu einer abrupten Änderung des Wärmeübergangsmechanismus, der im Folgenden als kritischer Siedezustand bezeichnet wird. So kann es bereits durch eine kleine Änderung der aufgeprägten Wärmestromdichte oder der lokalen Kühlmittleigenschaften zum Überschreiten einer kritischen Wärmestromdichte oder kritischen Heizflächenbelastung kommen, die unmittelbar einen rapiden Anstieg der Heizflächentemperatur zur Folge hat, da die Flüssigkeit die Heizfläche nicht mehr unmittelbar benetzt und somit die Wärme nicht mehr an die flüssige, sondern an die dampfförmige Kühlmittelphase übertragen wird. Per Definition (KTA, 1980) liegt entsprechend dann ein kritischer Siedezustand vor, wenn es bei Erreichen einer kritischen Wärmestromdichte zum Einsetzen des Filmsiedens oder bei Erreichen eines kritischen Dampfmassenanteils zum Einsetzen des Austrocknens der Heizflächen in einem Kühlkanal kommt, wobei ein Kühlkanal die Anordnung, die eine

Brennstabgruppe, das anteilige Kühlmedium und die anteiligen Einrichtungen zur Strömungsführung umfasst.

Ein Unterkanal in einem HPLWR Brennelement kann für sich betrachtet prinzipiell mit einem vertikalen, axial beheizten und mit Kühlmittel zwangsdurchströmten Rohr verglichen werden, in dem folglich Strömungssieden auftritt. Das einphasige, unterkühlte Kühlmittel strömt von unten in das Rohr ein und wird im weiteren Verlauf zum Sieden gebracht, vollständig verdampft und überhitzt. Alle thermohydraulischen Phänomene in einer vertikalen Rohrströmung treten in unterschiedlich starker Ausprägung auch im Unterkanal einer Brennelementgeometrie auf, so dass diese Konfiguration im Wesentlichen mit einem Unterkanal in einem HPLWR Brennelement bei unterschiedlichen Teillastzuständen vergleichbar ist und hier dazu dienen soll, einen Überblick über wesentlichen die Strömungs- und Wärmeübergangsphänomene zu vermitteln, die dabei auftreten. Das Kühlmittel tritt unterkühlt in das Rohr ein und heizt sich aufgrund des Wärmeeintrags auf. Im unteren Teil des Rohres wird das Kühlmittel in den wandnahen Bereichen bis auf die aus dem Systemdruck resultierende Siedetemperatur gebracht, wobei die für die Aktivierung von kleinsten Kavitäten in der Materialoberfläche des Rohres zur Entstehung von ersten Dampfblasen erforderliche Überhitzung der Heizfläche gegenüber dem Kühlmittel in diesem Bereich noch nicht erreicht wird (Hetsroni, 2004). In diesem Bereich gelten die üblichen Korrelationen für den konvektiven Wärmeübergang in einphasigen Medien.

Ab einer bestimmten Höhe im Rohr ist die Oberflächentemperatur der Heizfläche gegenüber dem Kühlmittel so weit überhitzt, dass es zur Bildung erster Dampfblasen an der Wandoberfläche kommt. Dabei erfolgt die Abführung der Verdampfungsenthalpie durch Verdampfung am Fuß einer wachsenden Dampfblase. Da aber nach dieser Strömungslänge das Kühlmittel im Kern der Strömung noch nicht die Siedetemperatur erreicht hat und somit die über den Querschnitt des Rohres gemittelte Temperatur insgesamt noch unterhalb der Siedetemperatur liegt, bezeichnet man diesen Bereich als „unterkühltes Blasensieden“. Die sich von der Wand lösenden und in die Strömung eingetragenen Dampfbläschen kollabieren bzw. kondensieren daher, sobald sie in kühlere Bereiche der Strömung gelangen. Ab diesem Zeitpunkt bleibt die Wandtemperatur annähernd konstant einige °C über der Siedetemperatur, da der Turbulenzgrad der Strömung durch die sich von der Wand lösenden Dampfbläschen erhöht wird und dadurch infolge des Nachströmens kalter

Flüssigkeit im Sog der abströmenden Blasen die Wärmeübertragung von der Wand auf das Kühlmittel verbessert wird.

An den Bereich des unterkühlten Blasensiedens schließt sich der Bereich des gesättigten Blasensiedens an. Der Bereich des gesättigten Blasensiedens wird dadurch definiert, dass die Kühlmitteltemperatur über den gesamten Strömungsquerschnitt die Siedetemperatur erreicht hat. In diesem Bereich lösen sich vermehrt Dampfbläschen von der Wand und verschmelzen zu größeren Blasen. Dadurch kommt es zunächst zu einer stabilen Blasenströmung, die sich dann aufgrund des stetig zunehmenden Dampfvolumens, wodurch sich immer mehr einzelne Dampfblasen zu Dampfpfropfen zusammenschließen, zu einer Pfropfenströmung entwickelt. Der Wärmeübergang in diesem Bereich ist aufgrund der das Kühlmittel aufwühlenden Dampfpfropfen und Dampfblasen und der daraus resultierenden Turbulenz sehr gut (Lahey, 1993).

Bei einer entsprechenden Kombination von Massenstromdichte und Wärmestromdichte schließen sich im weiteren Strömungsverlauf und mit weiter zunehmender Kühlmittelverdampfung die Dampfpfropfen zu einem kontinuierlichen Dampfzopf zusammen, der das flüssige Kühlmittel weitestgehend aus dem Kernbereich der Strömung verdrängt. Der flüssige Kühlmittelanteil strömt in Form einer Ringströmung als immer dünner werdender Film auf der Wand des Hüllrohres entlang. Außerdem wird ein kleiner Anteil von flüssigem Kühlmittel in Form von mitgerissenen Tröpfchen von der Dampfströmung mitgeführt. Die Wärmeübertragung erfolgt in diesem Bereich durch das Sieden und Verdampfen des Wandfilmes.

Bei anderen Kombinationen von Massenstromdichte und Wärmestromdichte hingegen kommt es bei entsprechend hohen Wärmestromdichten im Anschluss an das Blasensieden zum Übergangssieden, bei dem die Heizfläche abwechselnd von dampfförmigem und flüssigem Kühlmittel gekühlt wird und schließlich zur Ausbildung einer umgekehrten Ringströmung, bei der das flüssige Kühlmittel in Form einer den größten Teil des Strömungsquerschnittes ausfüllenden Strähne strömt.

Abbildung 2, nach Todreas und Kazimi (1990), illustriert die zuvor beschriebenen Phänomene sowie zwei weitere mögliche Besonderheiten, die bei einer geeigneten Kombination von Massenstromdichte und Wärmestromdichte auftreten können. An

den in Abbildung 2 mit LFD und DNB bezeichneten Stellen treten infolge des Überschreitens einer kritischen Wärmestromdichte kritische Siedezustände auf, die im folgenden Abschnitt beschrieben werden.

Das Thema "kritische Wärmestromdichte" wurde in der Literatur in den letzten 30 Jahren umfassend untersucht (Collier 1981; Tong, 1965; Tong and Weisman, 1996; Hewitt 1970; Hetsroni, 1982; Bergles, 1977, Tong, 1972, Groeneveld and Snoek, 1986; Weisman ,1992 and Katto, 1994).

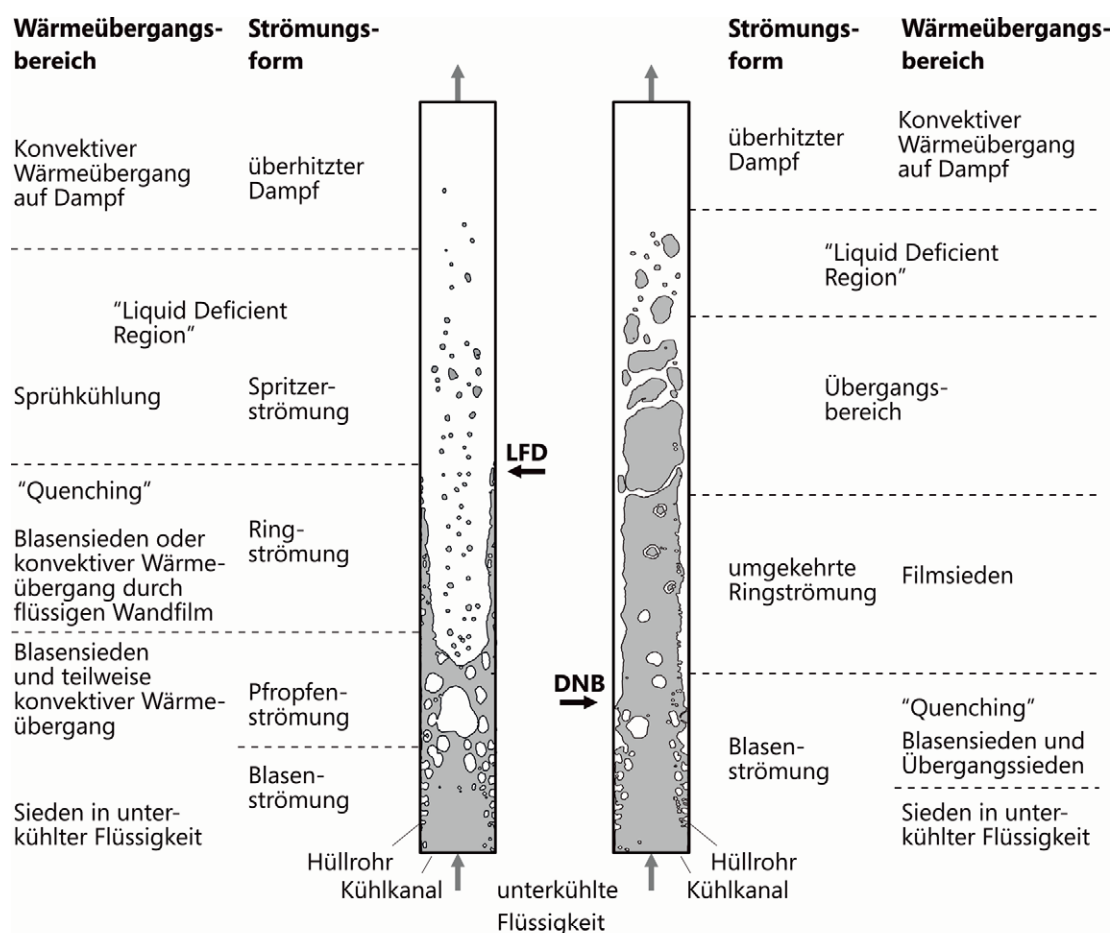


Abbildung 2: Wärmeübergangs- und Strömungsphänomene in einer Zweiphasenströmung in einem Rohr nach Todreas und Kazimi (1990)

Ein kritischer Siedezustand tritt bei Siede- und Verdampfungsvorgängen in zwangsdurchströmten Strömungsquerschnitten auf, sobald die Wärmestromdichte ein derart hohes Niveau erreicht, dass eine vollständige Benetzung der Heizfläche mit flüssigem Kühlmittel nicht mehr möglich ist. Andere Begriffe, die einen kritischen

Siedezustand beschreiben sind „Dryout“ und „Departure from Nucleate Boiling“ (DNB). Die zum kritischen Siedezustand führende Heizflächenbelastung wird als kritische Wärmestromdichte bezeichnet. Bei Erreichen der kritischen Wärmestromdichte kommt es durch die Bildung eines stabilen Dampffilmes auf der Hüllrohroberfläche zu einem plötzlichen Anstieg der Hüllrohroberflächentemperatur und damit zu einer Temperaturerhöhung über den gesamten Querschnitt des Brennstabes. Ebenfalls sind lokal kleinere Temperaturspitzen möglich, die mit dem Auftreten und Verschwinden „trockener“ Stellen korrelieren („Quenching“-Effekt). Die kritische Wärmestromdichte limitiert daher die Leistung, die in Brennelementen auf das Kühlmittel übertragen werden kann. Beim Überschreiten der kritischen Wärmestromdichte kann es zum Versagen der Brennstabhüllrohre kommen, was besonders beim Auftreten kritischer Siedezustände in einer stark unterkühlten Kühlmittelströmung der Fall sein kann. Bei hohen Massenströmen und einem hohen Dampfmassenanteil beim Auftreten der Siedekrise reicht der Post-Dryout Wärmeübergang aus, um die Hüllrohroberflächentemperaturen auf tolerable Werte zu begrenzen und der Betrieb mit einem Dryout scheint zeitlich begrenzt möglich zu sein. In siedenden Strömungen hängen die Mechanismen, die einen kritischen Siedezustand auslösen können, von der lokalen Strömungsform und Phasenverteilung ab, die beide ganz wesentlich vom Druck, dem Massenstrom und dem Dampfmassenanteil beeinflusst werden.

Im Falle eines sehr hohen aufgeprägten Wandwärmestroms kann es passieren, dass die lokale Dampfblasenentstehungsrate so groß wird, dass sich ein Dampffilm zwischen der Rohroberfläche und der Kühlmittelströmung ausbilden kann. Dieses Phänomen, bei dem es ebenfalls zu einem Austrocknen der Heizfläche kommt, bezeichnet man als DNB.

Bereits in unterkühlten Strömungen oder in Strömungen mit niedrigen Dampfmassenanteilen, in denen die Wärme zunächst sehr effizient durch Dampfblasenbildung an der Hüllrohroberfläche übertragen wird, kann ein DNB auftreten. Die an der Hüllrohroberfläche gebildeten Blasen kollabieren in einer unterkühlten Strömung jedoch unmittelbar und fördern so die Konvektion über der Hüllrohroberfläche. Für das Auftreten des DNB sind entsprechend sehr hohe Wärmestromdichten notwendig.

Die Theorien von Collier (1981) und Tong (1972) beschreiben die Entstehung des DNB als die Ausbreitung einer zunächst lokal begrenzten, trockenen Stelle auf der Hüllrohroberfläche infolge der Verdampfung in der Grenzschicht unter einer Blase und die Vereinigung mehrerer Dampfblasen. Der DNB hängt dabei lediglich von der lokalen Wärmestromdichte und den Kühlmittelbedingungen ab, das Heizleistungsprofil stromauf des DNB spielt keine Rolle.

Ein weiterer theoretischer Ansatz ist das „Bubble Clouding“ in Strömungen mit einem Dampfmassenanteil bis ca. 5%. Beim unterkühlten und gesättigten Blasensieden hängt die Bildung von Dampfblasen von der Wärmestromdichte und der mittleren Kühlmitteltemperatur ab. Die Anzahl der Dampfblasen in unmittelbarer Nähe der Hüllrohroberfläche nimmt mit steigender Wärmestromdichte zu und es bildet sich in geringem Abstand zur Hüllrohroberfläche eine sogenannte Blasengrenzschicht (Tong, 1965; Weisman, 1983). Wenn diese Blasengrenzschicht eine gewisse Dicke erreicht hat, verhindert sie den Kühlmitteltransport zur Hüllrohroberfläche, was zu einer weiteren Erhöhung der Dampfblasenanzahl zwischen der Dampfblasengrenzschicht und der Hüllrohroberfläche führt, bis die Überhitzung der Hüllrohroberfläche schließlich so groß wird, dass sich ein geschlossener Dampffilm auf der Hüllrohroberfläche bildet.

Bei einem DNB kommt es daher unmittelbar zu einem abrupten Anstieg der Rohrwandtemperatur, da bei insgesamt noch geringem Dampfvolumenteil in der kontinuierlichen Strömung des Kühlmediums zwischen Heizfläche und dem Kühlmedium ein stabiler, beinahe stagnierender Dampffilm entsteht, der das Kühlmedium von der Heizfläche trennt. Aufgrund der quasi isolierenden Wirkung des Dampffilms kommt es zu einer drastischen Reduzierung des Wärmeübergangs und einem im Vergleich zum Dryout heftigeren Anstieg der Wandtemperatur. Der Temperaturanstieg des Hüllrohrmaterials bedingt durch den DNB führt üblicherweise zum Versagen des Hüllrohres.

Das Austrocknen oder die teilweise oder vollständige Ablösung des die Heizfläche benetzenden Flüssigkeitsfilms in einer Ringströmung beim Erreichen einer kritischen Wärmestromdichte wird Dryout oder Liquid Film Dryout (LFD) genannt. Der kritische Dampfmassen- bzw. -volumenanteil ist dabei nahezu unabhängig von der lokalen Wärmestromdichte. Der Dryout tritt bei einer vollständigen Verdampfung des Kühlmittels gezwungenermaßen auf. Bei hohen Dampfmassenanteilen kommt es wie

beschrieben zu einer Ringströmung, bei der das Kühlmittel einen Film auf der Hüllrohroberfläche bildet und kleine Tröpfchen mit einer höheren Geschwindigkeit als der Wandfilm in der Kernströmung mitgeführt werden. Durch das kontinuierliche Verdampfen des Kühlmittelfilms auf der Hüllrohroberfläche sowie das Mitreißen von Flüssigkeitströpfchen durch die Strömung dünnt dieser Film stetig aus. Kurz unterhalb der Stelle an der der LFD auftritt, ist der Film bereits so dünn, dass es trotz der hohen Geschwindigkeit des den Flüssigkeitsfilm überströmenden Dampfes nicht mehr zur Bildung von Wellenformen auf dem Film kommen kann, die ein Herauslösen und Mitreißen von Tröpfchen durch Strömung aus dem Wandfilm fördern. Wenn die Tröpfchenabscheiderate aus der Strömung nicht größer als die Verdampfung von Kühlflüssigkeit ist, trocknet der Kühlmittelfilm aus und es kommt bei einem stabilen LFD zunächst zu einem moderaten Temperaturanstieg der Hüllrohroberfläche. Das Austrocknen des Kühlmittelfilms auf den Hüllrohren wird dabei durch einen der folgenden Mechanismen beschleunigt.

Wenn ein erheblicher Teil der Wärme über Wärmeleitung durch den Kühlmittelfilm auf den Hüllrohren an die Dampfströmung übertragen wird und der Kühlmittelfilm über eine wellige Oberfläche verfügt, ist die Temperatur an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Dampf in den Wellentälern am höchsten und es bestehen daher hohe Oberflächenspannungen. Durch die Oberflächenspannungsgradienten wird Flüssigkeit in Bereiche hoher Oberflächenspannungen gezogen. Durch diesen „Thermocapillary Effect“ kommt es im Wesentlichen bei mittleren Massenströmen und hohen Dampfmassenanteilen zum Aufbrechen des Kühlmittelfilms in den Wellentälern.

Hewitt et al. (1963) beobachteten darüber hinaus, dass in einer Ringströmung Dampfblasenbildung und Oberflächenverdampfung gleichzeitig auftreten können. Wenn die Kühlmittelfilmdicke in etwa der maximalen Größe der Dampfblasen entspricht, reißt die Blase an der Grenzfläche zwischen Kühlmittel und Dampf auf und es entsteht kurzzeitig eine „trockene“ Stelle auf der Hüllrohroberfläche („Quenching“-Effekt). Bei entsprechend hohen Wärmestromdichten kommt es aufgrund der hohen Oberflächentemperaturen an dieser „trockenen“ Stelle nicht zu einer Wiederbenetzung der Hüllrohroberfläche infolge der hohen Oberflächentemperaturen. Dieser Mechanismus ist typisch für nicht-konstante Verläufe der Wärmestromdichte.

Weiterhin kann es bedingt durch die hydrodynamischen Besonderheiten der untersuchten Geometrie zu einem instabilen oder periodischen Auftreten eines LFD im Unterkanal kommen. Hydraulische Schwingungen werden z.B. oft in parallelen Unterkanälen beobachtet und führen ebenso wie Pfropfenströmungen oder das Auftreten einer Dampfblase im unteren Bereich des Strömungskanals zu einem instabilen oder periodischen Verhalten. Während dieser hydraulischen Schwingungen wird der Wandfilm periodisch abgebremst, so dass die Grenzschicht stärker überhitzt wird und sich daher möglicherweise bereits vorzeitig eine „trockene“ Stelle ausbildet. Instabile Strömungsverhältnisse im Unterkanal, durch die der Film stellenweise abreißen kann, sowie mechanische Schwingungen der Brennstäbe spielen ebenfalls eine Rolle. Im Fall eines instabilen oder periodischen LFD kommt es entsprechend zu Schwingungen in der Oberflächentemperatur oder einem wandernden Dryout.

Schließlich besteht die Möglichkeit eines „langsamen LFD“, bei dem die Hüllrohroberfläche keiner ausgeprägten Temperaturerhöhung ausgesetzt wird und lediglich ein langsamer Anstieg der Hüllrohroberflächentemperatur beobachtet werden kann. Der langsame LFD wird hauptsächlich beim Aufschäumen des Kühlmittels oder in einer Sprayströmung bei sehr hohen Massenstromdichten von $G > 2.700 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ und Dampfmassenanteilen $x > 80\%$ beobachtet. Unter diesen Bedingungen ist der Einfluss der Flüssigkeitströpfchen bei der Begrenzung der Hüllrohroberflächentemperatur bedeutend. Berechnungen für eine reine Dampfströmung zeigen, dass die Hüllrohroberflächentemperaturen bei reiner Dampfkühlung unterhalb der Leidenfrosttemperatur liegen, so dass feinste Tröpfchen die Hüllrohroberfläche benetzen und somit die Wärmeübertragung verbessern könnten.

Im weiteren Verlauf der in Abbildung 2 dargestellten Kühlmittelströmung liegt nach dem LFD zunächst eine Spritzerströmung vor. Die Wärmeübertragung findet konvektiv auf den Dampf statt, der Wärme an die mitgeführten Flüssigkeitströpfchen abgibt und diese dadurch im weiteren Strömungsverlauf verdampfen. Durch das Auftreffen von Spritzern kommt es lokal zur kurzzeitigen Benetzung und einer Abkühlung der Rohrwand. Dieser Bereich wird im englischen als „Liquid Deficient Region“ bezeichnet.

Im oberen Bereich des Rohres ist das Kühlmittel vollständig verdampft und die Wärme wird auf den Dampf übertragen. Der Dampf wird dabei überhitzt, die Hüllrohrtemperatur steigt dabei in etwa linear weiter an.

Unmittelbar an der Stelle des LFD bzw. des DNB kommt es zu einem Anstieg der Rohrwandoberflächentemperatur, da der Wärmeübergang vom Rohrwerkstoff auf den Dampf deutlich schlechter ist, als der Wärmeübergang vom Rohrwerkstoff auf das flüssige Kühlmittel. Beim LFD wird der Wärmeübergang jedoch weniger stark verringert als bei einem DNB, da aufgrund des hohen Dampf volumenanteils und den daraus resultierenden höheren Strömungsgeschwindigkeiten im Vergleich zur Geschwindigkeit der Flüssigkeit bei in etwa gleicher Massenstromdichte im Kühlkanal die Heizfläche stärker konvektiv gekühlt wird, als dies beim DNB der Fall ist, da dieser bereits bei relativ niedrigen Dampfmassenanteilen in der Kühlmittelströmung entstehen kann. Durch die bereits zuvor beschriebenen Spritzer geht die Wandtemperatur wieder leicht zurück. In der Strömung nach dem Dryout, sogar noch bevor der thermodynamische Gleichgewichtsdampfmasseanteil von 100% erreicht wird, existiert an der Rohrwand überhitzter Dampf, der siedende Flüssigkeitstropfen mitführt. Ab dem Punkt im Rohr, ab dem das Kühlmittel vollständig verdampft ist, steigt die Wandtemperatur erneut stetig an.

Sowohl der DNB als auch der LFD werden als kritische Siedezustände oder Siedekrisen bezeichnet und können zur Beschädigung oder Zerstörung des Rohrwerkstoffes führen. Die Wandwärmestromdichte, die abhängig von den lokalen Kühlmittelparametern zum Auftreten einer der beiden beschriebenen kritischen Siedezustände führt, wird Siedeübergangsleistung, kritische Heizflächenbelastung oder kritische Wärmestromdichte genannt. Aufgrund von Strömungsschwankungen kann es bereits vor dem Auftreten dieser beiden Phänomene bereits zu einem instabilen Wärmeübergangphänomen kommen, dem sog. Übergangssieden, bei dem sich entweder Blasensieden und Filmsieden bzw. Austrocknen der Heizflächen und Wiederbenetzen der Heizfläche im Kühlkanal abwechseln. Die Auswirkung einer Siedekrise auf die Heizfläche hängt außer von den thermohydraulischen Bedingungen auch von der Kombination Flüssigkeit bzw. Dampfmasseanteil und Heizfläche ab.

In Abbildung 3 ist für die Kombination Wasser und Stahl die Auswirkung eines kritischen Siedezustandes auf die Heizfläche vereinfacht dargestellt. Bei Wärmestromdichten, die innerhalb der weißen Fläche liegen, ist mit einer Zerstörung

der Heizfläche zu rechnen. Man erkennt außerdem, dass das Erreichen eines kritischen Siedezustandes bei hohen Dampfmassenanteilen im Post-Dryout-Gebiet der Ringströmung (LFD, Liquid Film Dryout) nicht zwangsläufig zur Zerstörung der Heizfläche führt, so dass in diesem Bereich, der zwischen dem eingezeichneten Verlauf für die kritische Wärmestromdichte und dem Gebiet liegt, in dem es zur Zerstörung der Heizfläche kommt, ein dauerhafter Betrieb des Reaktors mit entsprechenden Wärmestromdichten durchaus möglich scheint. Der bis in den Bereich des gesättigten Blasensiedens hinein auftretende DNB (Filmsieden) hingegen führt zum Durchbrennen („Burnout“) der Heizfläche.

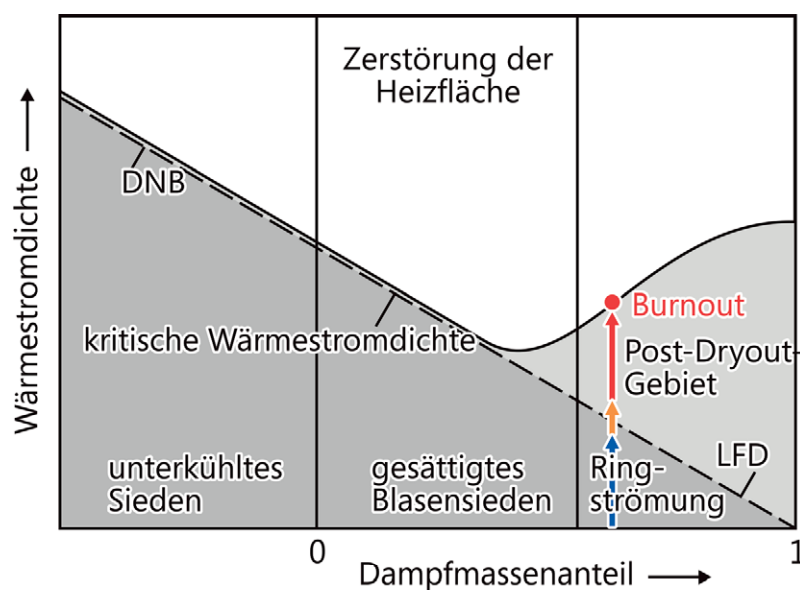


Abbildung 3: Auswirkung der Siedekrise auf die Heizfläche für das System Wasser-Stahl (nach Auracher et al., 1997)

Abbildung 4 stellt eine photooptische Visualisierung des LFD-Phänomens in einem Kühlkanal, wie er in Abbildung 2 beschrieben wird, dar und zeigt die Abläufe vom Entstehen des kritischen Siedezustandes (linkes Bild) bis hin zum „Burnout“ (rechtes Bild), dem „Durchbrennen“ der Heizfläche. Dazu wurde in diesem Versuch bei konstantem Dampfmassenanteil die Wärmestromdichte kontinuierlich erhöht, bis es zum Auftreten eines LFD und schließlich zum „Burnout“ der Heizfläche kam. Der Versuch ist in Abbildung 3 schematisch eingezeichnet.

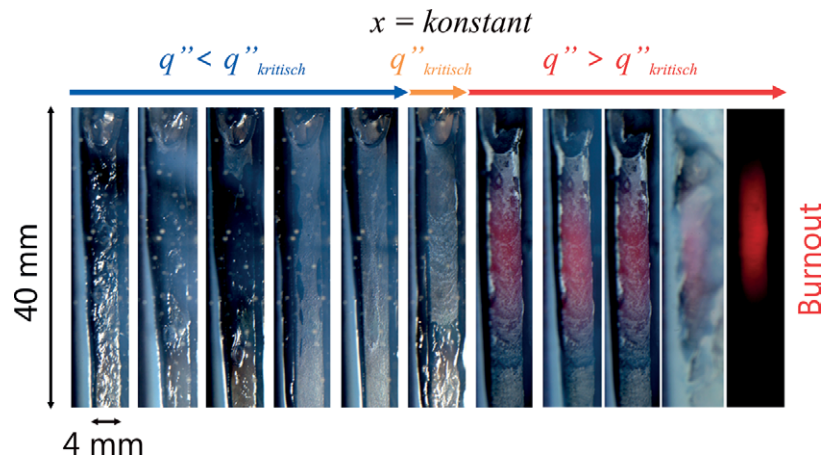


Abbildung 4: Photooptische Visualisierung eines kritischen Siedezustandes (LFD) (mit freundlicher Genehmigung von In Cheol Bang, Korea Advanced Institute of Science and Technology, 2005)

Bedingt durch ihre Konsequenzen haben beide Phänomene, LFD und DNB, einen bedeutenden praktischen Einfluss auf die Entwicklung und Auslegung des HPLWR und seine mögliche Fahrweise.

Prinzipiell lassen sich hinsichtlich des Auftretens eines kritischen Siedezustandes aufgrund der in Versuchen gewonnenen Erkenntnisse folgende Aussagen treffen (nach Auracher et al., 1997):

- Mit steigender Massenstromdichte im Rohr nimmt die kritische Wärmestromdichte höhere Werte an,
- mit höherer Eintrittsunterkühlung nimmt die kritische Wärmestromdichte höhere Werte an,
- mit steigendem Systemdruck nimmt die kritische Wärmestromdichte niedrigere Werte an,
- mit steigender Heizleistung nimmt die kritische Wärmestromdichte niedrigere Werte an,
- je unsymmetrischer die axiale Leistungsverteilung ist, desto niedrigere Werte nimmt die kritische Wärmestromdichte an.

Eine wesentliche Voraussetzung für die Berechnung kritischer Siedezustände in Stabbündeln ist ein von lokalen Kühlmittelparametern, z.B. dem lokalem

Dampfmassenanteil, dem lokalen Druck oder der lokalen Massenstromdichte, abhängiges, jedoch von Systemgrößen wie der Bündellänge oder der Kühlmittelintrittstemperatur unabhängiges Auftreten der kritischen Siedezustände im Bündel. Zusätzlich muss als Voraussetzung gewährleistet sein, dass sich der Strömungsbereich bzw. der Kühlkanal als ein gleichwertiges, außenbeheiztes, innendurchströmtes Rohr abbilden lässt.

Die Vorhersage zum Auftreten eines kritischen Siedezustandes kann dabei mit einer „lokalen Hypothese“ erfolgen, bei der vorausgesetzt wird, dass der kritische Siedezustand bei einer axial ungleichförmigen Wärmezufuhr bei der gleichen Kombination von lokaler Wärmestromdichte und lokalem Dampfmassenanteil auftritt wie bei einem axial gleichförmig beheizten Rohr. Das Auftreten eines kritischen Siedezustandes ist demnach als eine Funktion von lokaler Wärmestromdichte und lokalem Dampfmassenanteil formulierbar (Auracher et al, 1997). Die lokale Wärmestromdichte wird dabei für Teillängen des Bündels als abschnittsweise konstant angenommen.

Abbildung 5, nach (Lahey und Schraub, 1969), zeigt gemessene Dampfmassenanteile für eine Zweiphasenströmung in einer SWR-Brennelementgeometrie. Dabei fällt auf, dass es wesentliche Unterschiede zu der Strömung in einem Rohr besonders im Hinblick auf die ungleichmäßige Verteilung von flüssiger und gasförmiger Phase über den Querschnitt gibt. Der Dampf bzw. die Phase in einer Zweiphasenströmung mit der geringeren Dichte scheint vorrangig in den Unterkanälen mit der größeren Querschnittsfläche zwischen den Brennstäben zu strömen, d.h. in den Bereichen mit höheren Strömungsgeschwindigkeiten, so dass in den Seiten- und Eckkanälen deutlich geringere mittlere Dampfvolumentehalte beobachtet werden. Das deutet auf einen ausgeprägten Flüssigkeitsfilm auf der inneren Oberfläche des Brennelementkastens hin, während in den zentralen Kanälen mit größerem Strömungsquerschnitt größere Dampfvolumentehalte in der Strömung gemessen werden. Dieses Verhalten kann darüber hinaus auch in Versuchen in Bündelgeometrien beobachtet werden, bei denen das Verhältnis von Leistung zu Massenstromdichte in den Eckkanälen im Vergleich zu den übrigen Unterkanälen am höchsten eingestellt wurde. Auch hier wurden in den Eckkanälen die niedrigsten und in den zentralen Kanälen die höchsten Dampfvolumentehalte in der Strömung

nachgewiesen (Lahey et al., 1971; Lahey et al., 1972). Der Dampfvolumenteil wird auch als Void und die Umverteilung von Dampfvolumenten als Void-Drift bezeichnet.

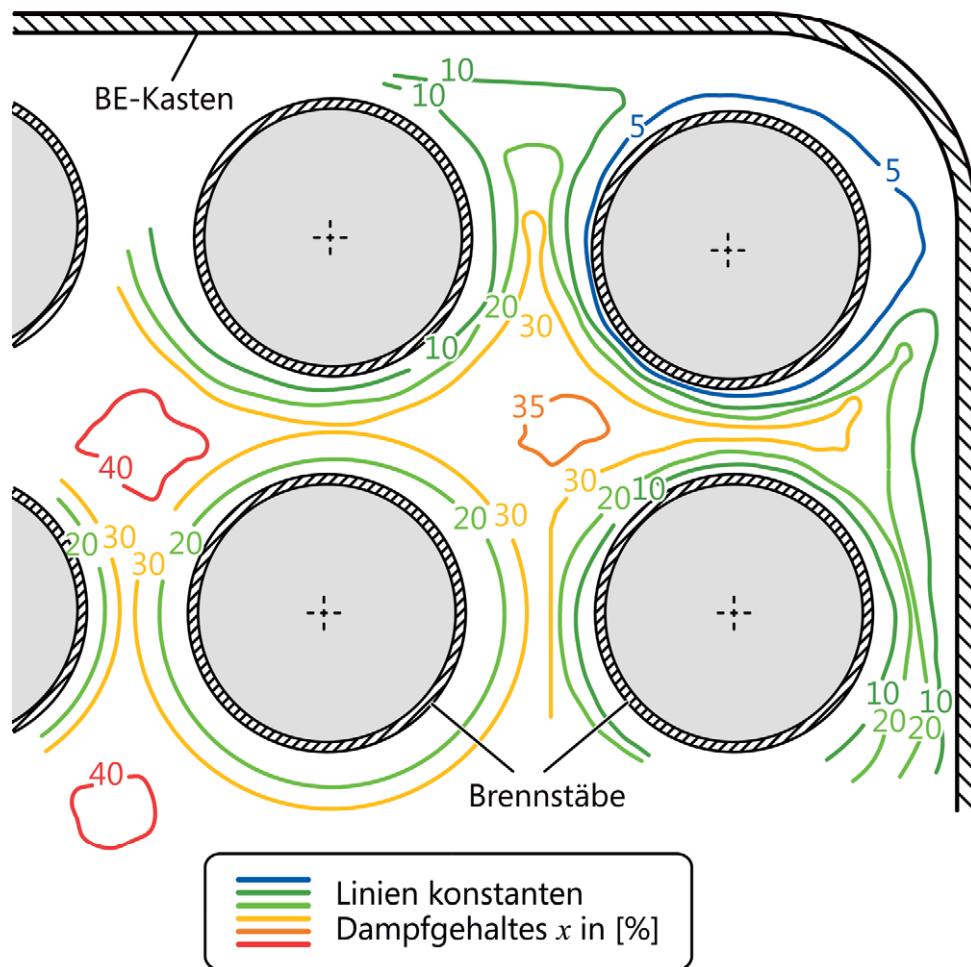


Abbildung 5: Phasenverteilung in einer Zweiphasenströmung in einer Brennelementgeometrie, nach (Lahey und Schraub, 1969)

Aufgrund der zuvor genannten, möglichen Phänomene unterliegen Brennelemente bei ihrer Dimensionierung bestimmten thermohydraulischen Auslegungskriterien. Nach KTA Regel 3101, Teil 1, (KTA, 1980) sind Brennelementgeometrie und Strömungsführung des Kühlmittels so zu gestalten, dass Reaktivitätskontrolle und Kernkühlung sowohl bei bestimmungsgemäßem Betrieb als auch bei Störfällen sichergestellt sind. Aus thermohydraulischer Sicht muss daher gewährleistet sein, dass bei bestimmungsgemäßem Betrieb die Integrität der Brennstäbe, deren Hüllrohre als Barriere für radioaktive Stoffe dienen, erhalten bleibt. Bezogen auf einen Kühlkanal bedeutet dies, dass für eine thermohydraulische Betrachtung die Durchsatzverteilung,

Druckdifferenzen, Dampfmassenanteile und Dampfvolumentanteile, die Wärmestromdichte an der äußeren Hüllrohroberfläche, die Hüllrohrtemperatur, die Dichte des Kühlmittels und die Enthalpie des Kühlmittels zu berücksichtigen ist.

Jedoch kann es bereits vor einem rein thermisch bedingten Versagen der Hüllrohre („Durchbrennen“, „Burnout“) aufgrund der thermischen Überlastung des Brennstoffs dazu kommen, dass die Spaltprodukte ungehindert aus dem Brennstoff ausdiffundieren können. Infolge Pellet-Cladding-Interaction- (PCI-) -bedingter Brennstabhüllrohrschäden kann es zur Freisetzung radioaktiver Stoffe in das Kühlmittel kommen. Durch lokale Überhitzung der Brennstabhüllrohre kann die Korrosion des Hüllrohrmaterials zudem stark beschleunigt werden.

Im fabrikneuen Zustand befindet sich zwischen den Brennstofftabletten und dem Hüllrohr ein Spalt, der sich jedoch allmählich schließt, wenn das Hüllrohr im Reaktorbetrieb durch den Druck des Siedewassers zusammengedrückt wird und die Brennstofftabletten mit zunehmendem Abbrand eine positive Volumenänderung erfahren. Um einen guten Wärmeübergang von den Brennstofftabletten auf das Hüllrohr und das Kühlwasser sicherzustellen, weist das Hüllrohr in der Regel eine Helium-Atmosphäre von einigen bar auf.

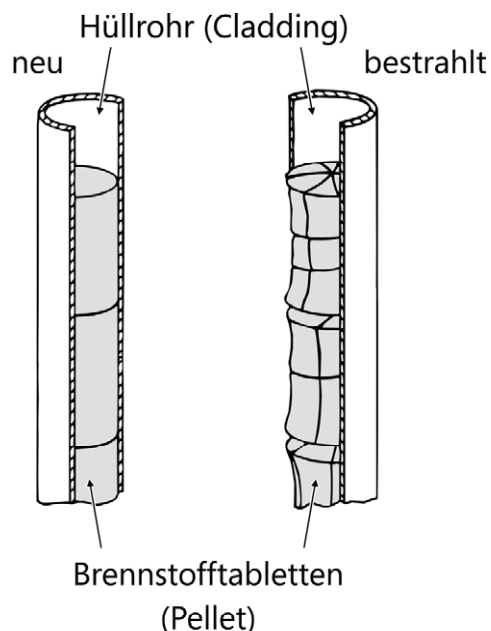


Abbildung 6: Formänderung der Brennstofftabletten mit zunehmenden Abbrand, nach Steinberg, 1998

In Abbildung 6 ist der fabrikneue Zustand der Brennstofftabletten sowie der Zustand dargestellt, wenn der Reaktor in Betrieb genommen ist und die Brennstofftabletten daher nicht mehr ideal-zylindrisch geformt und bereits teilweise versprödet sind. Eventuell vorhandene Brennstofftablettenbruchstücke können zu punktförmigem Druck und starken lokalen Spannungen an der Hüllrohrinnenfläche führen, wobei gleichzeitig durch die Bruchflächen die aggressiven Spaltstoffe auf die Innenfläche geleitet werden. Die Fortschritte in der Reaktortechnik führen jedoch dazu, dass der Brennstoff immer höher mit spaltbarem Material angereichert wird, also einen höheren Energieinhalt aufweist, der eine längere Einsatzzeit (sogenannter "Abbrand") der Brennstäbe ermöglicht und auch zu etwas höheren Brennstab- und Betriebstemperaturen führt (Steinberg, 1998).

Der PCI-Effekt ist ein komplexes Phänomen, das allerdings im Wesentlichen beim Anfahren oder beim Nachfahren von Lastrampen, bzw. dem Verfahren von Steuerstäben, auftritt. Als Ursache für das Auftreten der PCI werden die thermische Ausdehnung der Brennstofftabletten aufgrund der hohen Temperaturen im Inneren des Brennstoffs, Rissbildung in den Brennstofftabletten aufgrund thermischer Spannungen durch hohe axiale und radiale Temperaturunterschiede im Brennstoff sowie das Anschwellen und die Formänderung des Brennstoffes mit zunehmendem Abbrand angesehen. Hierdurch kann es aufgrund der Volumenzunahme der Brennstofftabletten mit zunehmendem Abbrand und einer überlagerten Wärmeausdehnung zum Kontakt zwischen den Brennstofftabletten (Pellets) und dem Hüllrohrmaterial (Cladding) kommen. Problematisch dabei ist die unterschiedliche thermische Ausdehnung von Brennstoff und Hüllrohrmaterial, wobei die thermische Ausdehnung des Brennstoffes größer ist als die des Hüllrohrmaterials, wodurch es zum direkten Kontakt zwischen Brennstofftablette und Hüllrohr kommen kann. Diesen mechanischen Belastungen im Inneren des Brennstabes sind die äußeren Belastungen infolge des unter Druck stehenden Kühlmittels überlagert, so dass stellenweise enger Kontakt zwischen den Brennstofftabletten und dem Hüllrohr besteht. Dabei wird das Hüllrohrmaterial durch Reibung an der Kontaktlinie geschwächt (sogenanntes „Fretting“). Die gasförmigen Spaltprodukte des Cäsiums und Iods können bei hohen Brennstofftemperaturen aus dem Brennstoff ausdiffundieren, gelangen in den Spalt zwischen Brennstofftabletten und Hüllrohr und bilden dort eine chemisch aggressive Atmosphäre, die zur Spannungsrissskorrosion (Stress Corrosion Cracking, SCC) des Hüllrohrmaterials führen kann. Thermische Schocks im Hüllrohrmaterial aufgrund von

Lastrampen (Leistungsänderungen) führen zur Entstehung von hohen lokalen Spannungsgradienten im Hüllrohr und erhöhen damit zusätzlich die Reibspannungen an der Kontaktstelle zwischen Hüllrohr und Brennstofftabletten. Durch diese Interaktion der Brennstofftabletten und dem Hüllrohrmaterial kann es schließlich zu einem Risswachstum im Hüllrohrmaterial, quasi einer „Perforation“ und zum Hüllrohrversagen mit einer Freisetzung von Spaltprodukten in das Kühlmittel im Reaktorkern kommen. Das PCI-bedingte Versagen der Brennstabhüllrohre stellt dabei die wesentliche Schadensursache von Brennelementen dar (Cahn et al, 1994; Frost und Brian, 1982; Diard et al., 2001).

Natürlich kann es auch abhängig vom Spaltgasdruck im Inneren des Brennstabes zwischen Brennstofftabletten und Hüllrohr zu einem massiven Aktivitätsaustrag in den Wasser-Dampf-Kreislauf kommen, sobald ein thermisch entsprechend hoch belasteter Brennstab aufgrund eines kritischen Siedezustandes lokal „durchbrennt“ („Burnout“) und in Konsequenz eine Undichtigkeit aufweist.

Um dies zu verhindern, ist sicherzustellen, dass hohe thermische Gradienten für Brennstoff und Hüllrohr aufgrund kritischer Siedezustände und darüber hinaus eventuell zum Brennstoffschmelzen führende kritische Siedezustände vermieden werden oder zumindest die beim Auftreten kritischer Siedezustände auftretenden Temperaturen der Brennstabhüllrohre auf solche Werte begrenzt werden, dass eine unzulässige Veränderung der werkstofftechnischen Eigenschaften oder gar ein Überschreiten der werkstofftechnischen Auslegungsgrenzen der Brennstabhüllrohre ausgeschlossen ist.

Weiterhin ist es bedeutsam, dass sich die Brennelemente und Brennstäbe im Betrieb nicht aufgrund hoher Temperaturgradienten über den Umfang über ein definiertes Maß hinaus verformen, da sonst die Kühlmittelströmung zwischen den Brennstäben negativ beeinträchtigt oder in einzelnen Unterkanälen gar blockiert werden könnte und somit die Wärmeabfuhr nicht mehr erfolgen kann (Hill et al., 1975; Markowski et al., 1977; Macduff und Fighetti, 1983). Die Temperaturunterschiede zwischen der einem Eckkanal zugewandten Seite und der an einen mittleren Kanal grenzenden Seite eines Brennstabes verursachen in einem Vierstabbündel eine S-förmige thermische Verbiegung der Brennstäbe zwischen den Abstandshaltern. Dadurch kommt es zu einer Umverteilung des Kühlmittelmassenstromes im Bündel, wobei der Massenstromdurchsatz in den sich verengenden Unterkanälen geringer wird und

entsprechend in den durch die thermische Verbiegung erweiterten Unterkanälen zunimmt. Dieser Effekt wiederum verstärkt den Überhitzungsprozess an den ohnehin bereits heißen Stellen, so dass die Verformung der Brennstäbe so weit zunehmen könnte, dass sich die Brennstäbe am Punkt ihrer maximalen Durchbiegung berühren und an dieser Stelle in Konsequenz durchbrennen.

Diese thermoelastischen Instabilitäten wurden ebenfalls in natriumgekühlten, schnellen Reaktoren betrachtet (Heinecke und Weber, 1991). Interessanterweise waren die Temperaturen am Kerneintritt und -austritt ähnlich den für den HPLWR spezifizierten Temperaturen und das Verhältnis von Stababstand zu Stabdurchmesser betrug ebenfalls in etwa 1,15. In dem von Heinecke und Weber beschriebenen Bündel waren die Abstandshalter so konstruiert, dass sie ein definiertes Spiel gegenüber den Brennstäben hatten, um das Anschwellen des Hüllrohrmaterials aufgrund der Bestrahlung im Reaktorkern kompensieren zu können. Durch das Spiel in den Abstandshaltern kam es jedoch zu wenn auch relativ langsamen aber zyklischen Biegebelastungen, die schließlich zum Ermüdungsbruch der Hüllrohre führten. Das Problem in dem von Heinecke und Weber beschriebenem Brennelement wurde durch steife, aber elastische Abstandshalter ohne Spiel gelöst.

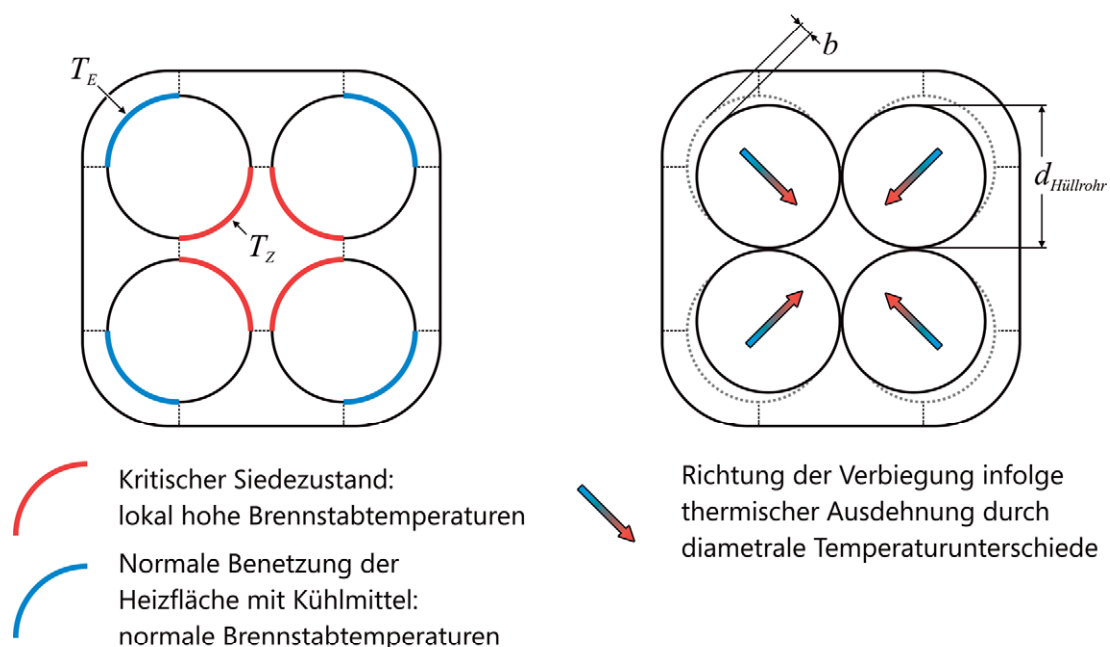


Abbildung 7: Schematische Darstellung der Brennstabverbiegung infolge der diametralen Temperaturunterschiede der Brennstäbe

Aus diesem Grund wurde jedoch im Rahmen der Arbeiten zum Design eines Brennelements für den HPLWR eine vereinfachte Festigkeitsanalyse durchgeführt. Hierbei wurde unterstellt, dass auch im ungünstigsten Fall die Thermospannungen im Hüllrohrmaterial aufgrund der Temperaturverteilung nahezu vernachlässigbar klein werden. Die thermische Verformung ist dann lediglich eine Folge der unterschiedlichen lokalen thermischen Ausdehnung auf der Eckkanalseite und der dem mittleren Kanal zugewandten Seite, die ihrerseits proportional zum Unterschied zwischen den jeweiligen Hüllrohroberflächentemperaturen in diesen gegenüberliegenden Sektoren ist.

Abbildung 7 stellt diesen Effekt schematisch dar. Die maximale Verformung oder Durchbiegung b kann dann analytisch zu

$$b = \frac{L_{AH}^2 \cdot a \cdot \Delta T_{EZ}}{8d_{Hüllrohr}} \quad (1)$$

bestimmt werden. In dieser Gleichung entspricht L_{AH} der axialen Distanz der Abstandshalter, $d_{Hüllrohr}$ entspricht dem Hüllrohraußendurchmesser, a dem thermischen Ausdehnungskoeffizient und ΔT_{EZ} der Differenz zwischen der Hüllrohrtemperatur im Eckkanal und im Zentralkanal, die zusätzlich als konstant über die Stabhöhe angenommen wird. Behnke et al. (2006) gehen dabei von der Annahme aus, dass es bei einer Durchbiegung von weniger als 25% der maximalen, die Brennstäbe in Kontakt bringenden Durchbiegung b nicht zur Entstehung der zuvor beschriebenen thermoelastischen Instabilität kommt.

Mit Hilfe dieses Kriteriums wurde für die sich aus den von Waata et al. (2006) für eine der von Hofmeister (2006) vorgestellten Brennelementgeometrie ähnlichen Konfiguration unter Vollastbedingungen berechneten Hüllrohrtemperaturen ergebende maximale Temperaturdifferenz von 23 K der axiale Abstandshalterabstand bestimmt. Dieser muss, um die vorgegebene Durchbiegung nicht zu überschreiten, wie in Abbildung 8 dargestellt, ca. 250 mm betragen.

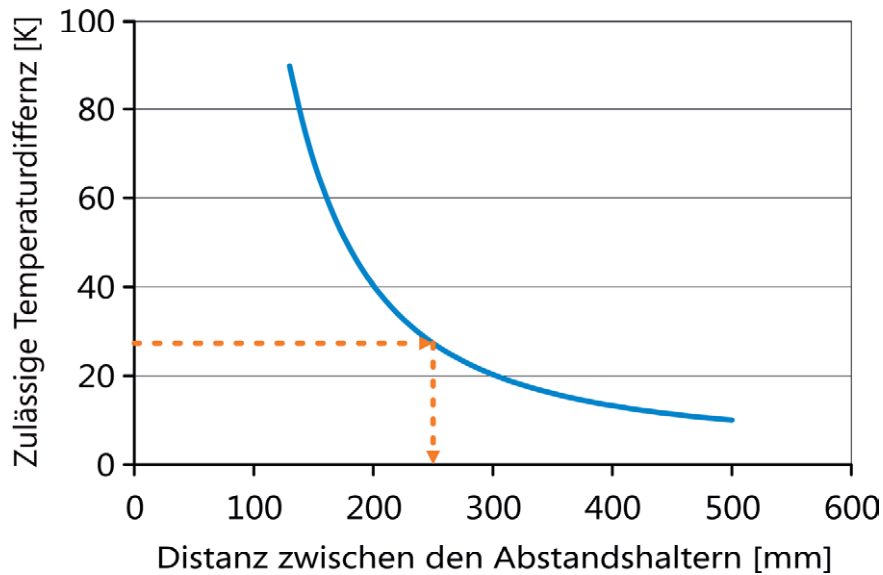


Abbildung 8: Maximal zulässiger Abstandshalterabstand in Abhängigkeit der Temperaturunterschiede an diametralen Stellen des Brennstabes, Behnke et al. (2006)

Die Ungleichförmigkeit der Kühlmittelzuführung in die Unterkanäle des Brennelements wird durch hydraulische Ausgleichsstrecken und Strömungsvorwiderstände reduziert und wurde für das HPLWR Brennelement von Hofmeister et al. (2006) berechnet. Der unterschiedliche Kühlmitteldurchsatz in den Kühlkanälen, die aus der nuklearen, axialen Leistungsdichteverteilung resultierende unterschiedliche Beheizung und ggf. die durch die Abstandshalterkonstruktion verstärkte Turbulenz der Strömung bestimmen dabei im Brennelement maßgeblich die lokalen Kühlmitteltemperaturen und Dampfmassenanteile, die wiederum über die Stoffwerte des Kühlmittels eine Rückwirkung auf die lokalen Kühlmitteldurchsätze haben. Der Kühlmitteldurchsatz in den einzelnen Kühlkanälen ergibt sich aus den Reibungs- und Verteilungseinflüssen der Brennstäbe, Abstandshaltern, moderatorführenden Strukturen und Brennelementkästen. Durch die Kühlmittelverdrängung infolge der aus der unterschiedlichen Aufheizung resultierenden, räumlich unterschiedlichen Kühlmitteldichten kommt es zu einer zusätzlichen Veränderung des lokalen Kühlmitteldurchsatzes im Brennelement. Lokale Überhöhungen der Aufheizung im Brennelement können dabei durch eine Querdurchmischung von Kühlmittel in ihren Auswirkungen abgemindert werden.

Die Ermittlung der Kühlmittelparameter wird heute oft mit Rechenprogrammen nach der Methode der Unterkanalanalyse durchgeführt. Diese Rechenprogramme stellen

damit heute einen wichtigen Beitrag in der thermohydraulischen Analyse und Bewertung moderner Kernreaktoren dar, da sie in angemessener Zeit ausreichend genaue Ergebnisse liefern können. Für leichtwassergekühlte Kernreaktoren werden beispielsweise die Rechenprogramme THERMIT (Kelley et al., 1981); TORC (Combustion Engineering, 1975) und THINC-IV (Castellana und Bonilla, 1969; Chelemer et al., 1972) für Druckwasserreaktoren (DWR) sowie VIPRE (Kelley et al., 1992), COBRA (Rowe, 1971; Rowe, 1973; Wheeler et al., 1976) und MATRA- α (Yoo und Hwang, 1998) für Siedewasserreaktoren in jeweils verschiedenen Modifikationen und Versionen verwendet. Die meisten der heute verwendeten Rechenprogramme für die thermohydraulische Analyse der Strömung in den Unterkanälen von Brennelementen für Kernreaktoren verfügen zwar bereits über detaillierte Möglichkeiten zur Unterkanalanalyse, müssen aber für die Analyse von Transienten und Zweiphasenströmungen wie sie in den fortschrittlichen, leichtwassergekühlten Reaktorkonzepten der nächsten Generation, der sogenannten „Generation 3+“ und „Generation 4“ (US DOE/GIF, 2002), auftreten können, erweitert werden. Um darüber hinaus die Rechenprogramme nicht nur für eine Analyse bereits existierender, sondern auch zur Auslegung und Entwicklung neuer Konzepte wie dem HPLWR, der von typischen Betriebszuständen heutiger LWR abweicht und sogar heute unzulässige Betriebszustände wie z.B. kritische Siedezustände im Betrieb erlauben soll, nutzen zu können, müssen die Rechenprogramme zur Unterkanalanalyse zuverlässige Ergebnisse für unterschiedliche Unterkanalgeometrien, Betriebspunkte oder Transienten liefern. Von den so entwickelten Rechenprogrammen könnte man so schon bei der Auslegung von Experimenten zur Wärmeübertragung in den Brennelementen im Rahmen der Entwicklung dieser neuen Konzepte profitieren.

Die Vorhersage der kritischen Wärmestromdichte in einem Bündel ist prinzipiell auf drei Arten möglich:

- Der sogenannte „Mixed Flow Correlation“-Ansatz, bei dem kritische Wärmestromdichten, die direkt aus Siedeübergangsvorsuchen in Bündeln abgeleitet wurden, auf gemittelte Werte in einem Bündel angewendet werden, um für eine beliebige axiale Ebene in diesem Bündel eine Vorhersage zu treffen. Hier werden häufig proprietäre Modelle und Korrelationen verwendet. So werden die Reaktorkerne der beiden Reaktorblöcke KRB II (Block B und C) hinsichtlich der kritischen Wärmestromdichtes dem Stand der Technik entsprechend mit einer

thermohydraulischen Analysemethode mit der XL-Korrelation von AREVA NP beurteilt. Die XL-Korrelation basiert auf Messdaten aus Versuchen zur Bestimmung kritischer Wärmestromdichten, die mit Versuchsbündeln in Originalabmessungen und unter weitgehender Simulierung der Reaktorbedingungen ermittelt werden. Ein weiteres Beispiel für diesen Ansatz ist die ebenfalls proprietäre GEXL-Korrelation von General Electrics (1973), die auf Messungen in Stabbündeln mit 49 und 64 Brennstäben basiert.

- Der sogenannte „Phänomenologische“ Ansatz, bei dem kritische Wärmestromdichten in Bündeln durch eine analytische Modellierung der relevanten physikalischen Phänomene vorhergesagt werden sollen. Allerdings sind die dazu erforderlichen Modelle und das genaue Verständnis dieser komplexen Phänomene (Collier und Thome, 1994; Hewitt, 1981) zur Formulierung entsprechender Modelle sehr aufwändig. Ein solches Programm ist z.B. COBRA-TF (Thurgood et al., 1983), das bei der Berechnung der Strömung von drei „Fluiden“, d.h. „kontinuierlicher Flüssigkeit“, „kontinuierlichem Dampf“ und zusätzlich „mitgeführter Flüssigkeit“, also einem sog. „Multi-Fluid“-Ansatz, ausgeht. Für jedes „Fluid“ werden Modelle für den Massen- und Impulsaustausch über die Fluidoberflächen, sowie „Entrainment“ und „De-Entrainment“, d.h. das Mitreißen von Flüssigkeitströpfchen durch die Dampfströmung aus der Flüssigkeitsoberfläche und das Abscheiden von Flüssigkeitströpfchen aus der Dampfströmung auf der Flüssigkeitsoberfläche, benötigt. Die Massen- und Impulserhaltung wird dabei für jedes Fluid erstellt, wobei die Energiegleichung lediglich für die thermodynamisch betrachtet flüssige und die dampfförmige Phase erstellt wird.
- Der sog. „Local Flow Correlation“- oder Unterkanal-Ansatz, bei dem empirische Korrelationen zur Vorhersage kritischer Wärmestromdichten oder Nachschlagetabellen für Rohre oder Bündel mit Hilfe von Programmen zur Unterkanalanalyse auf die lokalen Bedingungen in den Unterkanälen einer Brennelementgeometrie angewandt werden. Typische in der Literatur verfügbare Korrelationen sind die Korrelationen von Barnett (1966), Biasi et al. (1967), Bowring (1972, 1977) oder Hench-Levy (Healzer et al., 1966). Außerdem sind einige der älteren Herstellerkorrelationen verfügbar, z.B. die W3-Korrelation (Tong, 1968), die WSC-2 Korrelation (Bowring, 1979) oder die CISE-4 Korrelation (Gaspari et al., 1974). Nachschlagetabellen sind z.B. von Groeneveld et al., (1995, 2005) verfügbar. Die Korrelationen sind dabei grundsätzlich empirischer Art, d.h. nicht ohne

Weiteres auf andere Geometrien bzw. Druck- und Enthalpiebereiche oder Massenstromdichten anwendbar, bzw. weisen teilweise bis zu 40% Abweichungen auf (Hwang et al, 1993; Qu und Mudawar, 2003), wenn sie auf andere Geometrien bzw. Druck- und Enthalpiebereiche oder Massenstromdichten angewandt werden, die nicht den Bedingungen entsprechen, bei denen die Experimente zur Erzeugung der Datenbasis für die Erstellung der Korrelation gemacht wurden.

Für die Berechnungen zum HPLWR wird in dieser Arbeit der Unterkanal-Ansatz herangezogen und ein Unterkanalanalyseprogramm eingesetzt. Jedoch ist die Anwendbarkeit der bislang in den Programmen zur Unterkanalanalyse implementierten Korrelationen zur Vorhersage der kritischen Wärmestromdichte generell auf den Bereich beschränkt, der auch für die Herleitung der Korrelation verwendet wurde. Daher ist es schwierig, die vorhandenen Bündelkorrelationen unmittelbar bei solchen Fällen anzuwenden, bei denen die thermohydraulischen Strömungsparameter stark variieren können. Weiterhin sind viele der Korrelationen ursprünglich zur Vorhersage kritischer Wärmestromdichten in Rohren entwickelt worden, da die Versuche zur Bestimmung kritischer Wärmestromdichten in einem Rohr deutlich weniger aufwändig in Experimenten durchzuführen sind, als analoge Versuche in einer Bündelgeometrie. Die Arbeiten von Chun et al. (1998), Katto und Ohno (1984), Tong (1968) und Leung und Henry (1979) haben dabei allerdings gezeigt, dass die Annahme, dass das thermohydraulische Verhalten eines Unterkanals, bzw. einer Unterkanalströmung - nicht jedoch des gesamten Bündels - hinsichtlich des Auftretens kritischer Siedezustände prinzipiell einer Rohrströmung ähnlich ist und somit Rohrkorrelationen zur Bestimmung kritischer Wärmestromdichten in Brennelementgeometrien (Stabbündeln) bei gleichzeitiger Verwendung geeigneter Bündelkorrekturfaktoren zur Berücksichtigung der bündelspezifischen Phänomene, zusammen mit einer möglichst genauen Berechnung der lokalen Kühlmittelbedingungen, geeignet sind.

In Brennelementgeometrien bzw. Stabbündeln kommt es dabei zum Teil bei bereits deutlich geringeren Wärmestromdichten zum Auftreten kritischer Siedezustände als dies im Vergleich zu Rohrströmungen mit ähnlicher Strömungsquerschnittfläche der Fall ist. Allgemein sind die Bündeleffekte prinzipiell auf ein Ungleichgewicht der Enthalpie und der Geschwindigkeiten in den Unterkanälen zurückzuführen, sie sind aber ebenso den Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie unterworfen.

Prinzipiell kann der Unterschied zum Verhalten hinsichtlich des Auftretens kritischer Siedezustände in einer Rohrströmung dabei auf drei Aspekte zurückgeführt werden.

- So kommt es aufgrund der im wesentlichen aus der ungleichförmigen Beheizung der Unterkanäle resultierenden Querströmungen und turbulenten Durchmischung zwischen benachbarten Unterkanälen zu einer Veränderung der Kühlmittelzustände über die Höhe eines Unterkanals, so dass z.B. die Massenstromdichte nicht konstant bleibt.
- Weiterhin kommt es zu Effekten durch die Bündelgeometrie, z.B. der zuvor gezeigten ungleichmäßigen Verteilung der Dampfblasen und „cold-wall“ Effekte, da an den nicht beheizten Oberflächen ein Flüssigkeitsfilm vorhanden ist, der nicht für die Wärmeübertragung zur Verfügung steht.
- Schließlich werden in einer Bündelgeometrie Turbulenzeffekte durch Abstandshalter hervorgerufen, wodurch die lokale Turbulenz im Unterkanal erhöht wird, was zunächst positiven Einfluss auf die Wärmeübertragung hat, aber eben auch ein instabiles Verhalten des die Brennstäbe benetzenden Kühlmittelfilms zur Folge haben kann.

Beim Unterkanalansatz können diese Aspekte zum einen Teil bei der Bestimmung der lokalen Kühlmittelparameter, zum anderen Teil als Korrekturfaktoren in den Korrelationen zur Berechnung der kritischen Wärmestromdichten in den Programmen zur Unterkanalanalyse berücksichtigt werden. Somit stehen prinzipiell auch die Korrelationen zur Vorhersage kritischer Wärmestromdichten in Rohren für die Berechnungen zum HPLWR zur Verfügung.

1.4 Ziel der Arbeit

Bei leichtwassergekühlten Reaktoren hat das Primärkreismedium zwei Aufgaben, nämlich die der Kühlung und die der Neutronenmoderierung. Aus der einwandfreien und zuverlässigen Erfüllung dieser Aufgaben ergeben sich die Probleme der Zweiphasenströmung im Reaktorkern. Grundsätzlich muss daher bei der Entwicklung eines Brennelements darauf geachtet werden, dass physikalische, thermohydraulische, werkstofftechnische, sicherheitstechnische und ökonomische Forderungen erfüllt werden (Smidt, 1971; Ziegler, 1984).

Im Rahmen dieser Arbeit wird daher ein Werkzeug (Unterkanalanalyseprogramm) für die Berechnung HPLWR-spezifischer, thermohydraulischer Phänomene entwickelt und anschließend mit diesem Unterkanalanalyseprogramm abschätzend untersucht, ob der bei konventionellen Kraftwerken übliche Gleitdruckbetrieb bei Teillast auch beim HPLWR prinzipiell möglich sein wird. Im Reaktor eines HPLWR würden in diesem Fall beim Anfahren der Anlage und bei einer Fahrweise nach dem Gleitdruckprinzip im Teillastbereich Drücke und Temperaturen unterhalb des kritischen Punktes von Wasser vorliegen und es kommt in den Unterkanälen der Brennelemente zu den in Kapitel 1.3 erwähnten Strömungs- und Wärmeübertragungsphänomenen. Da der Dampf am Kernaustritt überhitzt sein soll, wird auch zwangsläufig ein Bereich im Kern existieren, in dem kritische Siedezustände auftreten. Folglich muss die Konstruktion des Reaktorkerns und der für den Prozess der Dampferzeugung erforderlichen Komponenten gründlich geprüft werden, besonders unter Berücksichtigung der thermohydraulischen Charakteristik der einzelnen Komponenten und deren Einfluss untereinander. Die Betrachtung der thermohydraulischen Phänomene und besonders eine möglichst genaue Vorhersage des Auftretens kritischer Siedezustände in den einzelnen Unterkanälen des HPLWR-Brennelements während der Inbetriebnahme und der optionalen Gleitdruckfahrweise stellt daher einen wichtigen Punkt der aktuellen Forschung und Entwicklung zum HPLWR dar.

Abgeleitet aus den zuvor genannten Aspekten ist es daher das Ziel der Arbeit, ein bestehendes Rechenprogramm zur Unterkanalanalyse für die Vorhersage von kritischen Siedezuständen in einer HPLWR-spezifischen Brennelementstruktur zu modifizieren, indem sowohl Korrelationen zur Vorhersage kritischer Wärmestromdichten für höhere Drücke als auch ein Modell zur besseren Vorhersage des Void-Drifts bei mittleren bis hohen Dampfgehalten in der Kühlmittelströmung in das Rechenprogramm zur Unterkanalanalyse implementiert werden, mit denen darüber hinaus auch die Betriebsbedingungen des HPWLR abgedeckt werden können. Das so modifizierte Rechenprogramm soll Anhand von Nachrechnungen verschiedener Experimente validiert werden.

Beim Auftreten des kritischen Siedezustandes reicht es prinzipiell aus, am Ort des Austrocknens der Hüllrohroberfläche und im weiteren Verlauf der Strömung die Hüllrohrtemperatur auf Werte zu begrenzen, die ohne negative Auswirkungen auf die Brennelemente bleiben. Weiterhin muss jedoch auch eine Verbiegung der Brennstäbe

in Folge ungleichförmiger Heizflächenbelastungen am Umfang der Stäbe berücksichtigt werden. In einer strukturmechanischen Analyse wurde daher bereits im Vorfeld die maximale Temperaturdifferenz über den Umfang eines Brennstabes definiert, um die Verformung innerhalb der tolerierbaren Werte zu halten und daraus der axiale Abstand der Abstandshalter definiert.

Aufgrund der beschriebenen Brennstabschäden durch PCI-Effekte scheint es ausgesprochen wichtig, das Auftreten eines kritischen Siedezustandes in den HPLWR-Brennelementen bereits im Vorfeld zu berechnen und somit den Massenstrom durch das Brennelement auch für spätere Versuche zu HPLWR-Brennelement-spezifischen Strömungsgeometrien auf solche Werte einstellen zu können, bei denen es nicht zum Auftreten eines kritischen Siedezustandes kommt, durch den die HPLWR-Brennelemente oder die Versuchsgeometrien geschädigt werden könnten.

Die in der Unterkanalanalyse gewonnenen Erkenntnisse und Rechnungen beziehen sich zunächst auf generische Brennelementstrukturen. Die in dieser Arbeit vorgestellten Methoden und das modifizierte Unterkanalanalyseprogramm sind daher als ein wichtiger Teilaspekt bei der thermischen Gesamtbetrachtung des Reaktorkerns für den HPLWR zu verstehen und können später bei dessen Auslegung angewandt werden.

2 Unterkanalanalyse zur Vorhersage der Dampfvolumenverteilung und kritischer Wärmestromdichten in LWR-Brennelementstrukturen bei variablem Druck

Die Methodik der Unterkanalanalyse wird in der Literatur ausführlich behandelt (Lahey, 1993; Todreas und Kazimi, 1990; Tong und Weismann, 1996). Dabei lassen sich weltweit die Aktivitäten im Rahmen der Weiterentwicklung von Rechenprogrammen zur Unterkanalanalyse in drei wesentliche Schwerpunkte einteilen. Ein Schwerpunkt liegt dabei im Verständnis der lokalen, einphasigen Strömungsphänomene in einem Unterkanal, besonders von Turbulenzeffekten an Abstandshaltern. Die mikroskopische Betrachtung des Problems soll dabei seine grundlegende Analyse ermöglichen. Der zweite Schwerpunkt liegt hingegen auf einer Verbesserung der analytischen Fähigkeiten bei der Untersuchung von Zweiphasenströmungen. Dabei sollen die thermohydraulischen Phänomene in einem Reaktorkern unter den Bedingungen eines Kühlmittelverluststörfalles oder während einer störfallauslösenden Neutronenflusstransiente betrachtet werden und zusätzlich mit einem Code zur Systemanalyse oder kernphysikalischen Codes gekoppelt werden. Der dritte Schwerpunkt liegt darin, die bestehenden, meist spezialisierten Rechenprogramme zur Unterkanalanalyse in ihren Modellen soweit zu verbessern, dass mit ihnen bereits Berechnungen zu den unterschiedlichsten Betriebsbedingungen und geometrischen Brennelementgeometrien für die nächste Generation von leichtwassergekühlten Kernreaktoren gemacht werden können.

Bei der Unterkanalanalyse wird das Brennelement in mehrere für die jeweilige Bündelgeometrie charakteristische, über die Spalte zwischen den Brennstäben miteinander verbundene Unterkanäle eingeteilt.

Im Allgemeinen benutzen Programme zur Unterkanalanalyse für die Berechnung der lokalen thermohydraulischen Verhältnisse einen eindimensionalen Ansatz unter der Annahme, dass die Strömung in axialer Richtung die dominierende Strömung darstellt. Die Erhaltungsgleichungen werden daher aus der als eindimensional angenommenen axialen Strömung abgeleitet.

Folglich betrachten Rechenprogramme zur Unterkanalanalyse laterale Transportphänomene, wie den Transport von Masse, Impuls und Energie über die imaginäre Grenzfläche zwischen zwei benachbarten und verbundenen Unterkanälen mit einfachen Modellen, die aber einen erheblichen Einfluss auf die Genauigkeit der Unterkanalanalyseprogramme haben.

Die lateralen Transportphänomene sind jedoch relativ komplex und nur unter entsprechendem Aufwand in elementare Austauschterme zu zerlegen. Dennoch werden sie üblicherweise in die folgenden Komponenten zerlegt (Beus, 1971, Lahey, 1993):

- Den so genannten „Diversion Crossflow“, einer gerichteten Querströmung, die aufgrund der lateralen Druckdifferenzen zwischen benachbarten und verbundenen Unterkanälen entsteht;
- die turbulente Durchmischung, die einen Austausch von Fluid zwischen zwei Kanälen aufgrund zufälliger Massentransportschwankungen ohne Vorzugsrichtung zurückzuführen ist;
- den so genannten „Void-Drift“, der unterschiedliche Dampfvolumenanteile in den Unterkanälen verursacht, wenn die Zweiphasenströmung ein Gleichgewicht in der Phasenverteilung erreicht;
- die molekulare Diffusion, d.h. den Austausch von Molekülen aufgrund deren zufälliger kinetischen Verteilung;
- eine erzwungene Querströmung, die beispielsweise durch Umlenkleche oder Nasen an Abstandshaltern verursacht wird;
- eine zwar erzwungene, aber ungerichtete Durchmischung etwa als Folge von Abstandshaltergittern.

Von diesen sechs Komponenten werden die auf dem „Diversion Crossflow“ und der molekularen Diffusion basierenden Phänomene durch die Quellterme der Bilanzgleichungen abgedeckt. Die struktur- bzw. geometriebedingten Phänomene wie die erzwungene Querströmung und die erzwungene, ungerichtete Durchmischung werden durch die Auswertung von Experimenten mit jeweils charakteristischen Strukturen und Geometrien bestimmt. Folglich ist die Modellierung der turbulenten Durchmischung und des Void-Drifts ebenfalls sehr wichtig.

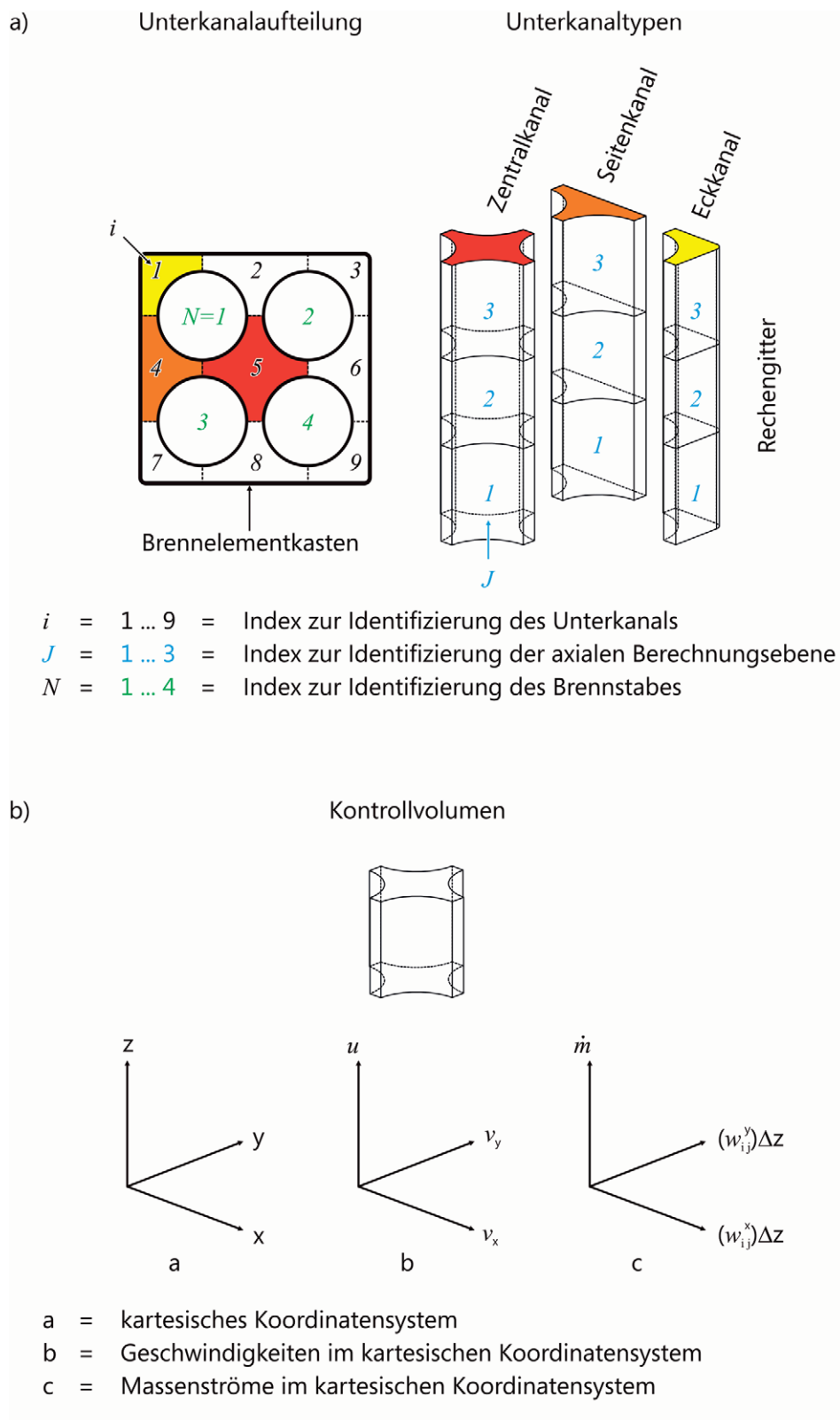


Abbildung 9: a) Typische Unterkanaltypen und Unterkanalaufteilung in Brennelementgeometrien mit quadratischer Anordnung, b) Darstellung eines Kontrollvolumens innerhalb des Rechengitters für die Unterkanalanalyse

Abbildung 9 a) zeigt eine typische, unterkanalzentrierte Aufteilung der Unterkanäle in einem Brennelement mit einer quadratischen 2×2 -Anordnung der Brennstäbe, die mit dem von 1 bis 4 laufenden Index N gekennzeichnet sind. Die Unterkanäle werden jeweils durch Brennstaboberflächen oder durch Brennstaboberflächen und die übrigen Brennelementstrukturen eingefasst, wodurch sich geometrisch definierbare Austauschflächen zwischen den Unterkanälen ergeben.

Dieses Brennelement weist die drei für quadratische Brennstabanordnungen charakteristischen Unterkanaltypen auf. Der durch den gelb gefärbten Strömungsquerschnitt gekennzeichnete Kanal wird als Eckkanal bezeichnet, der orange gekennzeichnete als Seitenkanal und der rot gekennzeichnete entsprechend als Zentralkanal. Das in Abbildung 9 a) dargestellte Bündel verfügt somit insgesamt über neun Unterkanäle - vier Eckkanäle, vier Seitenkanäle und einen Zentralkanal. Die einzelnen Kanäle werden mit dem Index i (später auch i und j) identifiziert, der entsprechend von 1 bis 9 läuft. Die jeweiligen Grenzen der Unterkanäle zueinander werden in der Regel durch die Linien gebildet, die den minimalen Abstand zwischen zwei Brennstäben oder zwischen Brennstab und Wasserkasten bzw. Brennelementkasten darstellen. Diese Verbindung zwischen den Unterkanälen wird als Spalt bezeichnet. Zur eindeutigen Identifikation eines Spalts zwischen zwei benachbarten Unterkanälen, aber auch zur Beschreibung von Strömungen zwischen zwei benachbarten Unterkanälen werden zwei Indizes (i und j) benötigt, so dass z.B. Ursprung und Ziel einer Strömung eindeutig angegeben werden können.

Die so gebildeten Unterkanäle werden zusätzlich axial in mehrere Ebenen unterteilt, wodurch sich ein Rechengitter ergibt, dessen einzelne Zellen schließlich die „Kontrollvolumen“ für die Unterkanalanalyse darstellen, wie exemplarisch in Abbildung 9 b) dargestellt. In Abbildung 9 a) ist beispielshalber eine Unterteilung in drei Gitterebenen erfolgt, deren Index J entsprechend von 1 bis 3 läuft.

In einem Programm zur Unterkanalanalyse wird die Querschnittsfläche eines Unterkanals, wie zuvor in Abbildung 9 a) dargestellt, von Linien umschlossen, die sich in den Mittelpunkten der den Kanal umgebenden Brennstäbe schneiden oder mit den angrenzenden Wänden von Wasser- oder Brennelementkasten zusammenfallen. Dieser Unterkanal wird über seine gesamte Länge in eine Anzahl von Intervallen, sog. „Knoten“ oder „Stützstellen“, unterteilt, für die die Erhaltungsgleichungen von Masse, Energie und Impuls iterativ gelöst werden.

Abbildung 10 zeigt für einen stationären Zustand die Massen-, Energie- und Impulsbilanz für ein wie in Abbildung 9 b) gezeigtes Kontrollvolumen im Zentralkanal einer quadratischen Stabanordnung und wie sie auch von einem Rechenprogramm zur Unterkanalanalyse für ein kartesisches Koordinatensystem x, y, z erstellt wird. Die dort eingezeichneten Austauschtermine werden nachfolgend erläutert. In der Darstellung handelt es sich bei D um den Stabmittenabstand, s bezeichnet die Breite des Spalts zwischen zwei Brennstäben. Die Flächen, über die ein Austausch von Masse, Energie und Impuls stattfindet, ergeben sich in axialer Richtung durch die Flächen $A_{(z_0)}$ am Eintritt und $A_{(z_0+\Delta z)}$ am Austritt sowie aus den vier Querverbindungen zu den Nachbarkanälen mit der Breite s und der Höhe Δz .

Abbildung 10 a) zeigt dabei beispielhaft an einer Austauschfläche mit einem Nachbarkanal, d.h. einem unmittelbar benachbarten Kontrollvolumen im Rechengitter, sowie für die beiden unmittelbar unter und über dem Kontrollvolumen liegenden Kontrollvolumen die axialen und lateralen Massenströme, die über die Oberflächen des betrachteten Kontrollvolumens in dieses hinein- bzw. aus ihm hinausströmen.

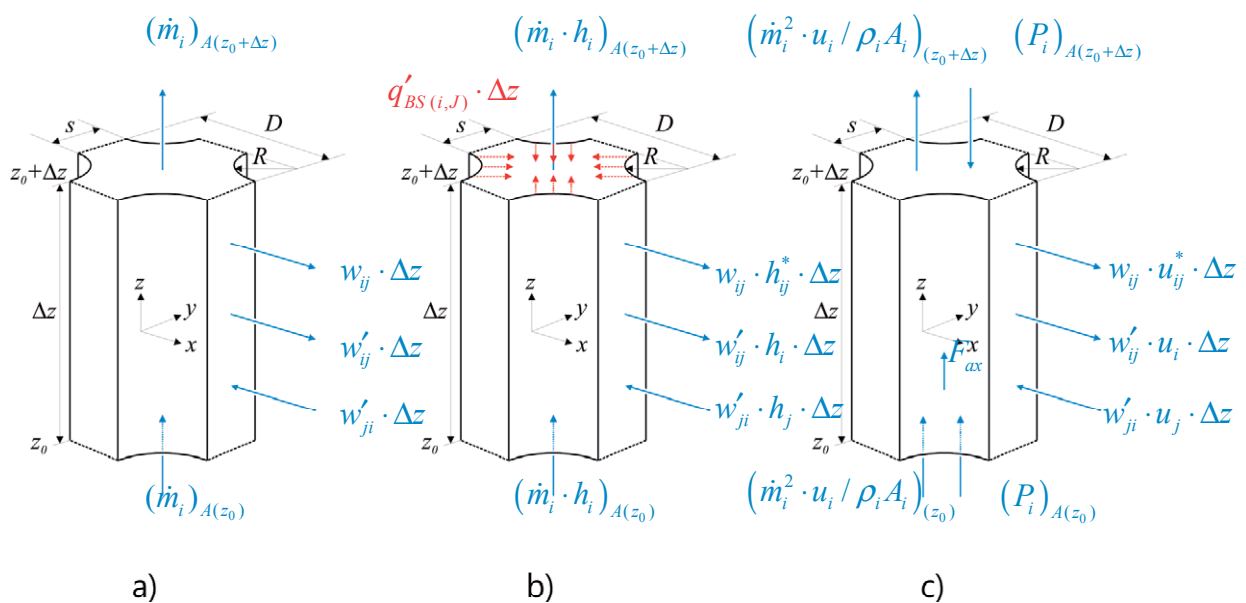


Abbildung 10: a) Massen-, b) Energie- und c) Impulsbilanz für ein Kontrollvolumen in einem Zentralkanal (stationärer Zustand)

Abbildung 10 b) zeigt analog dazu die verschiedenen Energieein- und -austräge über die Oberflächen des Kontrollvolumens, die an Massenströme gebunden sind sowie

den Energieeintrag in das Kontrollvolumen über die Brennstaboberfläche der vier Brennstabviertel mit dem Radius R .

In Abbildung 10 c) werden ebenfalls analog zu den vorherigen beiden Abbildungen die verschiedenen Impulsein- und -austräge über die Oberflächen des Kontrollvolumens, die an Massenströme gebunden sind, sowie die auf das Fluid im Kontrollvolumen wirksamen Kräfte dargestellt.

Entsprechend dem in MATRA- α verwendeten „Equal-Mass-Exchange“-Modell (Wheeler et al., 1976) werden die allgemeinen Erhaltungsgleichungen für Masse, Impuls und Energie auf ein Eulersches Kontrollvolumen in einem Unterkanal, wie z.B. in Abbildung 9 b) bzw. Abbildung 10 dargestellt, für das homogene Gleichgewicht angewendet. So wird der Erhalt von Masse, Energie und axialem Impuls für ein beliebiges Kontrollvolumen in MATRA- α bezogen auf den axialen Abstand zwischen zwei Kontrollvolumen folgendermaßen bilanziert:

$$A_i \frac{\partial \rho_i}{\partial t} + \frac{\partial \dot{m}_i}{\partial z} + \sum_j w_{ij} + \sum_j (w'_{ij} - w'_{ji}) = 0 \quad (2)$$

$$A_i \frac{\partial}{\partial t} (\rho_i h_i) + \frac{\partial}{\partial z} (\dot{m}_i h_i) + \sum_j w_{ij} h_{ij}^* + \sum_j (w'_{ij} h_i - w'_{ji} h_j) = q' \quad (3)$$

$$\frac{\partial \dot{m}_i}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial z} \left(\frac{\dot{m}_i^2 u_i}{\rho_i A_i} \right) + \sum_j w_{ij} u_{ij}^* + \sum_j f_T (w'_{ij} u_i - w'_{ji} u_j) = -A_i \frac{\partial P_i}{\partial z} - F_{ax} \quad (4)$$

In diesen drei Gleichungen ist A_i die Querschnittsfläche, ρ_i die mittlere Dichte, \dot{m}_i der Massenstrom jeweils für den Unterkanal i , w_{ij} ist der gerichtete Quermassenstrom und w'_{ij} bzw. w'_{ji} der turbulente Quermassenstrom vom Unterkanal i in den Unterkanal j bzw. vom Unterkanal j in den Unterkanal i . Die mittlere Enthalpie im Unterkanal ist entsprechend dem Index h_i bzw. h_j . Dabei gilt für die sich in Folge von Konvektion durch die gerichtete Querströmung übertragene axiale Geschwindigkeitskomponente

$$u_{ij}^* = u_i \quad (5)$$

wenn die Strömung vom Unterkanal i in den Unterkanal j strömt, bzw.

$$u_{ij}^* = u_j \quad (6)$$

wenn die Strömung von Unterkanal j in den Unterkanal i strömt, da bei der Berechnung des Impulseintrags als Ergebnis der gerichteten Querströmung jeweils die axiale Geschwindigkeitskomponente des Ursprungsunterkanals der Querströmung maßgeblich ist. Für die Enthalpie gilt folglich analog zu Gleichung (5) und (6)

$$h_{ij}^* = h_i, \quad (7)$$

wenn Enthalpie durch die Strömung vom Unterkanal i in den Unterkanal j transportiert wird und

$$h_{ij}^* = h_j \quad (8)$$

bei einem Transport von Enthalpie von Unterkanal j in den Unterkanal i .

Die längenbezogene Heizleistung des Kontrollvolumens wird mit q' , mit P_i der wirksame Druck im Unterkanal und die auf das Fluid wirkende Kraft in axialer Richtung mit F_{ax} bezeichnet.

Die Wirbelviskosität, d.h. die Scheinreibung, wird mit Hilfe der Wirbeldiffusivität von Wärme und dem turbulenten Impulsfaktor f_T , abgeschätzt, der in etwa der turbulenten Prandtlzahl unter Leichtwasserreaktorbedingungen entspricht. Der Faktor f_T wird üblicherweise im Rahmen eines Versuchs zur thermischen Durchmischung über Messungen der turbulenten Durchmischung in einer einphasigen Strömung bestimmt.

Der jeweils erste Term auf der linken Seite der Gleichungen (2), (3) und (4) stellt die auf das Kontrollvolumen bezogene zeitliche Veränderung von Masse, Energie und axialem Impuls für das betrachtete Kontrollvolumen dar und wird nicht bei der Darstellung in Abbildung 10 berücksichtigt, da dort ein stationärer Zustand betrachtet wird. Der letzte Term auf der linken Seite der zuvor genannten Erhaltungsgleichungen entspricht dem zeitlich gemittelten, effektiven Austausch von Masse, Energie und axialem Impuls aufgrund turbulenter Durchmischung zwischen dem Unterkanal i und den diesen Unterkanal umgebenden Unterkanälen.

2.1 MATRA- α - Ein Rechenprogramm zur thermohydraulischen Analyse von Stabbündeln

Zur Berechnung der Wärmeübertragung bei unterkritischen Drücken und zur Unterkanalanalyse sowie zur Vorhersage der kritischen Wärmestromdichten für den HPLWR wurde im Rahmen dieser Arbeit der Computercode MATRA- α in der zur Verfügung stehenden Entwicklungsversion („ α -Status“) von 1998 verwendet.

MATRA- α ist die Abkürzung für „Multichannel Analyzer for Steady States and Transients in Rod Arrays“ und ist ein von KAERI (Korea Atomic Energy Research Institute) entwickeltes Rechenprogramm zur thermohydraulischen Analyse von Stabbündeln (KAERI, 1998 und Yoo et al., 1999). MATRA- α besteht aus einem Hauptprogramm und mehreren sogenannten „Subroutinen“, die vom Hauptprogramm aufgerufen werden und in denen z.B. Druckverluste, Stoffgrößen oder Wärmeübergangskoeffizienten berechnet werden. MATRA- α kann unterkanalspezifisch den Enthalpie- und Strömungsverlauf in Stabbündeln, Brennelementen und Reaktorkernen für stationäre Zustände und Transienten in Druck- und Siedewasserreaktoren berechnen und verfügt weiterhin über eine Schnittstelle zu dem Neutronikcode MASTER (KAERI, 2002). MATRA- α basiert auf COBRA-IV-I (Coolant Boiling in Rod Arrays; Wheeler et al., 1976) und verfügt gegenüber seinem Vorgänger COBRA-IV-I über eine verbesserte Programmstruktur, die keine speziellen Anforderungen an die eingesetzte Rechnerplattform stellt, so dass MATRA- α auf heute üblichen PC-Systemen lauffähig ist. KAERI führte bereits mit der Entwicklungsversion von MATRA- α Rechnungen zur Evaluierung seiner Leistungsfähigkeit durch, im Rahmen derer die Vorhersagen von MATRA- α und COBRA-IV-I mit Daten aus Experimenten verglichen wurden (KAERI, 1998). MATRA- α verfügt gegenüber COBRA-IV-I über Fähigkeiten, die die Analyse von fortschrittlichen und aktuellen Leichtwasserreaktoren ermöglichen. Dazu wurde in MATRA- α auch das Modell zur Abbildung lateraler Transportphänomene zwischen benachbarten Unterkanälen verbessert, so dass besonders bei der Vorhersage von zweiphasenströmungstypischen Phänomenen eine Verbesserung gegenüber COBRA-IV-I festgestellt werden konnte. MATRA wird in der endgültigen Version gegenüber MATRA- α eine deutlich verbesserte numerische Stabilität aufweisen (KAERI, 1998).

Die Grundlagen für MATRA- α sind die eingangs in Kapitel 2 beschriebenen Erhaltungsgleichungen (Gleichungen (2)-(4)), die den Massen- und Energietransport beschreiben, sowie die numerischen Methoden, die angewendet werden, um die Erhaltungsgleichungen zu lösen. Die grundlegenden Gleichungen für das mathematische Modell von MATRA- α wurden von Rowe, 1973, Wheeler et al. 1976 und Stewart et al., 1977 beschrieben.

Diese grundlegenden Gleichungen, sog. „Governing Equations“, werden für zweckmäßige Randbedingungen sowie mit den entsprechenden Zustandsgleichungen und Fluideigenschaften numerisch gelöst. MATRA- α beinhaltet für die numerische Lösung eine implizite und eine explizite Methode. Der implizite Algorithmus wird für die Berechnung stationärer Zustände und langsamer Transienten empfohlen, der explizite Algorithmus hingegen für schnelle Transienten und für Transienten, bei denen es auch zu einer Strömungsrichtungsumkehr kommen kann. Die folgende Betrachtung bezieht sich auf den impliziten Algorithmus, da dieser im Rahmen dieser Arbeit verwendet wurde.

In Ergänzung zu den Erhaltungsgleichungen ist es notwendig, die Fluideigenschaften und entsprechende Zustandsgleichungen zu formulieren, um ein geschlossenes System von Gleichungen für die Lösung zur Verfügung zu haben. In MATRA- α sind außerdem Funktionen und Parameter für axiale und laterale Reibung, Wärmeübergangskoeffizienten, Koeffizienten für den turbulenten Austausch und den Schlupf notwendig, sowie eine Zustandsgleichung für ein inkompressibles, aber thermisch expandierendes Fluid.

Die Gleichungen für den impliziten Lösungsalgorithmus werden mit Hilfe der so genannten „Lumped Parameter Finite Difference Techniques“ gelöst. Hierbei wurden für die Formulierung der Erhaltungsgleichungen zur Lösung des impliziten Lösungsalgorithmus zwei Matrizenoperatoren eingeführt. Diese Matrizenoperatoren beschreiben jeweils die Unterkanäle anhand ihrer hydraulischen Verbindungen untereinander bzw. hinsichtlich ihrer thermischen Verbindungen - ggf. auch über thermisch leitende Wände - zueinander. Dadurch ist MATRA- α prinzipiell auch dazu geeignet, Wärmeübertragung zwischen Unterkanälen zu berechnen, die sich auf gegenüberliegenden Seiten einer für das Kühlmittel nicht durchdringbaren, aber thermisch leitfähigen Wand befinden.

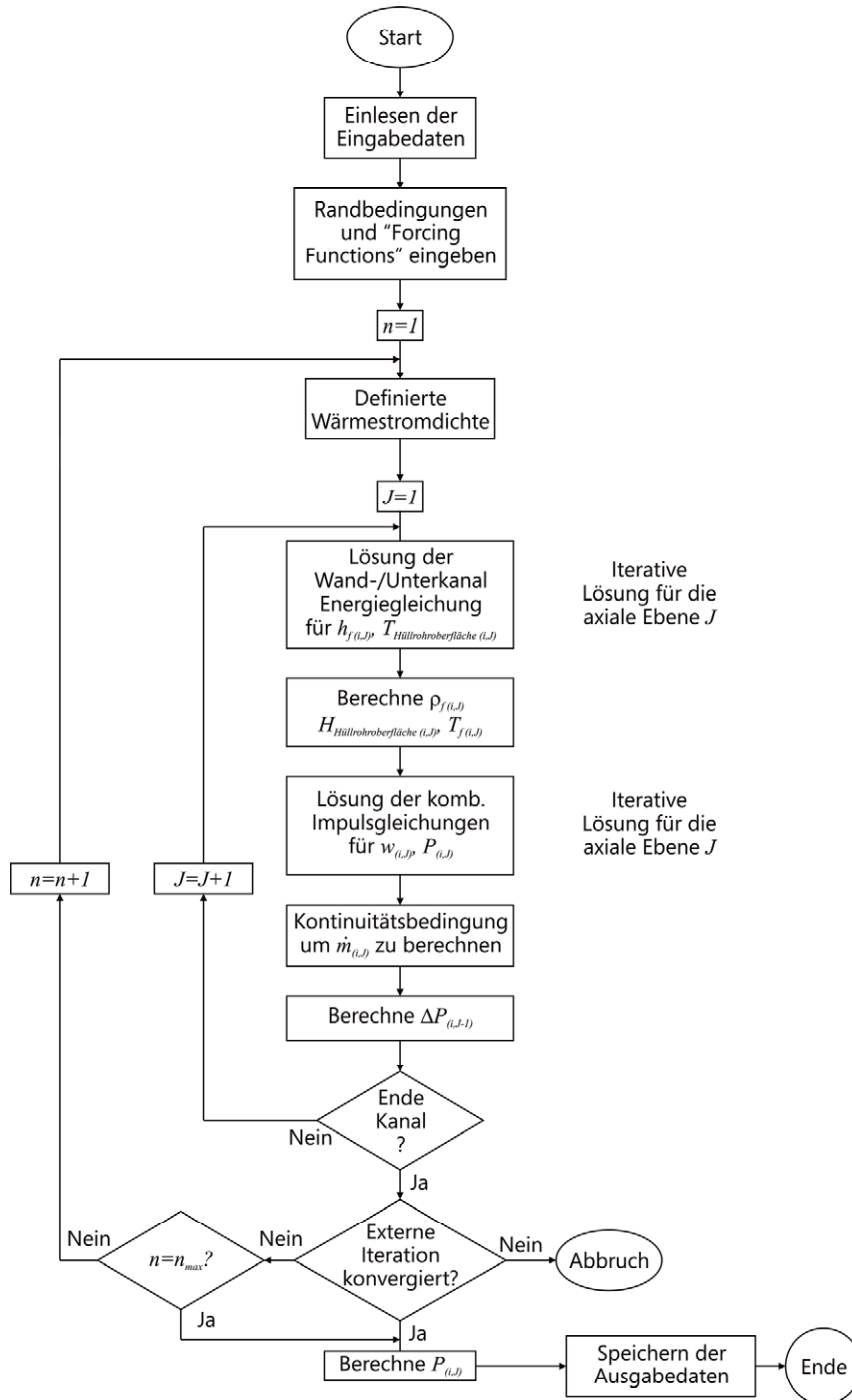


Abbildung 11: Implizites Lösungsschema in MATRA- α

Auf diesen so definierten Relationen der Unterkanäle untereinander bauen die Gleichungen für die Massenerhaltung und die Energiegleichung auf.

Die beiden Gleichungen für die axiale und die transversale Impulsbilanz werden in MATRA- α bei der Auflösung des Gleichungssystems zusammengefasst. Die jeweiligen

Werte werden in MATRA- α in komprimierter Form gespeichert und das Simultansystem mit einem Gauss-Seidel-Verfahren iterativ gelöst. Bei dem Gauss-Seidel-Verfahren handelt es sich um eine zusätzliche interne Iteration in jeder axialen Rechenebene, die unabhängig vom externen Iterationsverfahren zur Lösung des impliziten Grenzwertproblems durchgeführt wird (Meister, 2005).

Abbildung 11 zeigt das Ablaufschema des verwendeten impliziten Lösungsschemas in MATRA- α . Das Schema besteht prinzipiell aus einem externen iterativen Durchlaufen des Rechnernetzes von der Eintritts- zur Austrittsebene bei dem die lokalen Werte für die mittlere Enthalpie h , die mittlere Dichte ρ , den lateralen Massenstrom w , den axialen Massenstrom \dot{m} und der Druck P in der Strömung in einer axialen Ebene bei jedem Durchlauf aktualisiert werden. Die externe Iteration schließt jeweils eine zusätzliche interne iterative Lösung innerhalb der axialen Ebene für die Berechnung der Enthalpien in allen Unterkanälen sowie für die Berechnung des Quermassenstromes über alle Spalte. Die Lösung der externen Iteration wird als konvergiert betrachtet, sobald die größte Änderung von lateralem und axialem Massenstrom und der Enthalpie geringer ist, als der im Eingabedatensatz spezifizierte Wert für aufeinanderfolgende Iterationsschritte. Falls dieses Kriterium nach einer ebenfalls vorgegebenen Anzahl der maximal durchzuführenden Iterationsschritte nicht erfüllt wird, bricht die Berechnung an dieser Stelle ab. Diese Kriterien gelten ebenfalls für die beiden internen Iterationen, führen aber nicht zum Abbruch der externen Iteration.

Für die thermohydraulische Berechnung der Strömung werden die Verteilung des Eintrittsmassenstroms und der Bündeleintrittsenthalpie als Randbedingungen vorgegebenen. Innerhalb der ersten axialen Berechnungsebene werden weder Quermassenströme noch Druckunterschiede zwischen den Unterkanälen definiert.

Wie in Abbildung 11 dargestellt, wird nach dem Aufruf des Programms („Start“) zunächst die Datei mit der Beschreibung der Start- und Randbedingungen sowie den parametrisierten Informationen zur Geometrie der untersuchten Struktur eingelesen. In dieser Datei müssen im einzelnen allgemeine Daten und Angaben zur Rechnung sowie detaillierte Angaben zur Berechnung der Kühlmittleigenschaften, Reibungsbeiwerte, Wärmeübertragungskoeffizienten und Korrelationen für Zweiphasenströmungen, axiales Profil der Wärmestromdichte, Unterkanalgeometrie und -anordnung, Austauschflächen zwischen den Unterkanälen, Parameter der

Abstandshalter, Stabanordnung, -abmessungen und -eigenschaften, Berechnungssteuerung, laterale Transportmodelle, Betriebszustände, Bilanzgleichungen sowie die Einstellungen für das Ausgabeformat der Ergebnisse vorgegeben werden.

Im nächsten Schritt werden dem Rechenprogramm die Randbedingungen und „Forcing Functions“ übergeben sowie der Zähler für die durchgeführten Iterationen n auf 1 gesetzt ($n = 1$).

Für alle Unterkanäle mit dem Index i in der Ebene mit dem Index J wird dann die Lösung der Energiegleichung ermittelt, so dass die Kühlmittelenthalpie $h_{f(i,J)}$ und die Hüllrohrwandtemperatur $T_{\text{Hüllrohroberfläche}(i,J)}$ in allen Unterkanälen auf dieser Ebene bestimmt werden können. Unter Berücksichtigung der so aktualisierten Kühlmittelenthalpien $h_{f(i,J)}$ können mit Hilfe der Zustandsgleichung die jeweiligen mittleren Fluidichten $\rho_{f(i,J)}$ in allen Unterkanälen i der Ebene J berechnet werden. Die mittleren Fluidichten werden dann zur Berechnung der Koeffizienten verwendet und für die Auswertung der Quellterme der kombinierten Impulsgleichung herangezogen. Zusätzlich wird der neue Wärmeübergangskoeffizient $H_{\text{Hüllrohroberfläche}(i,J)}$ und die Fluidtemperatur $T_{f(i,J)}$ für den nächsten Iterationsschritt berechnet. Die aus der internen iterativen Lösung der kombinierten Impulsgleichung für die Ebene J berechneten lateralen Massenströme w_i werden zusammen mit den aktualisierten Dichten und den axialen Massenströmen der vorhergehenden Ebene in die Kontinuitätsgleichung eingesetzt, um die neuen axialen Massenströme $m_{(i,J)}$ in den Unterkanälen zu berechnen. Damit ist der Iterationsschritt zur Berechnung des Strömungsfeldes innerhalb der axialen Ebene J abgeschlossen. Bevor die Iteration für die nächste axiale Ebene $J = J + 1$ fortgesetzt wird, wird die modifizierte axiale Impulsgleichung unter Annahme der neuen lateralen Massenströme gelöst, um einen Wert für den Druckverlust in den jeweiligen Unterkanälen gegenüber der vorherigen axialen Ebene zu berechnen.

Nachdem alle axialen Gitterebenen aktualisiert worden sind, werden die Konvergenzkriterien überprüft und ggf. eine weitere Iterationsschleife gestartet. Ist dies nicht der Fall, werden die Ausgabedaten gespeichert. Sollte eine weitere Iteration

notwendig sein, so wird die Anzahl der Iterationen n um eins erhöht, $n = n + 1$, und die externe Iterationsschleife für den gesamten Unterkanal erneut durchlaufen.

2.1.1 Modell zur Berechnung des Void-Drifts in MATRA- α

Die kritische Wärmestromdichte ist ein Parameter, der die thermische Leistung eines leichtwassergekühlten Kernreaktors begrenzt. Die kritische Wärmestromdichte wird üblicherweise mit einer Korrelation bestimmt, die eine möglichst genaue Berechnung der lokalen Strömungsverhältnisse und Kühlmittleigenschaften voraussetzt. Da die lokalen Kühlmittleigenschaften an der Stelle der kritischen Heizflächenbelastung normalerweise nicht zusätzlich experimentell bestimmt werden, ist also die Korrelation zur Vorhersage eines kritischen Siedezustands auf eine möglichst genaue Berechnung der Kühlmittleigenschaften durch das Rechenprogramm zur Unterkanalanalyse angewiesen. Da das Void-Drift-Phänomen darüber hinaus aufgrund der unterschiedlichen Dampfanteile in den Unterkanälen auftritt und es daher für das unterstellte Auftreten einer kritischen Heizflächenbelastung mit Austrocknen der Brennstaboberfläche bei einem erheblichen Dampfanteil im Unterkanal bedeutsam ist, ist die Berücksichtigung des Void-Drifts für möglichst genaue Berechnungen mit Unterkanalanalyseprogrammen wichtig, da hierzu wie bereits zuvor erwähnt oftmals die lokalen thermodynamischen Größen und Parameter für die Berechnung benötigt werden. Das Auftreten eines hohen Dampfanteils träfe nämlich unter den bereits zuvor erwähnten Teillastbedingungen insbesondere auf den HPLWR zu, da die vollständige Verdampfung des Kühlmittels in den Unterkanälen angestrebt wird.

Bei der Unterkanalanalyse werden die Erhaltungsgleichungen unter der Annahme einer dominanten, eindimensionalen, axialen Strömung hergeleitet. Somit ist die Genauigkeit eines Rechencodes zur Unterkanalanalyse bei der Vorhersage für zweiphasige Strömungen im Wesentlichen von der Modellierung der lateralen Massenströme zwischen benachbarten Unterkanälen abhängig, z.B. durch eine gerichtete Querströmung oder turbulente Durchmischung. Im Hinblick auf die möglichst genaue Vorhersage einer kritischen Wärmestromdichte wird somit die Modellierung der lateralen Massenströme sowie des lateralen Energie- und Impulsaustauschs zu einem wichtigen Punkt, um den Einfluss dieser Parameter auf das Auftreten eines kritischen Siedezustandes, im Wesentlichen des zu unterstellenden

Austrocknens der Hüllrohroberfläche bei hohen Dampfgehalten in der Kühlmittelströmung im Kern des HPLWR beim Anfahren oder unter Teillastbedingungen, bestimmen zu können. Darüber hinaus beeinflusst der laterale Queraustausch auch die Thermohydraulik im heißesten Unterkanal.

Eine verbesserte Modellierung dieser lateralen Transportphänomene erhöht insgesamt die Genauigkeit des verwendeten Rechencodes zur Unterkanalanalyse bei der Berechnung der Phasenverteilung über den Strömungsquerschnitt der untersuchten Stabbündelgeometrie bei den für den HPLWR-typischen Bedingungen und ist daher wichtig für das thermohydraulische Design des HPLWR.

Um zu verdeutlichen, dass die auf den axialen Abstand zwischen zwei Kontrollvolumen bezogene turbulente Massenstromdichte w'_{ij} zwischen den Unterkanälen i und j über die Spaltbreite s_{ij} zunächst für eine einphasige Strömung gültig ist, ist sie mit dem Index $_{SP}$ versehen und wird wie folgt definiert:

$$(w'_{ij})_{SP} = \rho_i s_{ij} v'_{ij} \quad (9)$$

Entsprechend der Mischungstheorie wird dabei angenommen, dass sich die Schwankungsgeschwindigkeit der einphasigen Strömung v'_{ij} zwischen den beiden Unterkanälen i und j zur turbulenten Diffusivität proportional und zur effektiven Mischlänge invers proportional verhält. In MATRA- α wird der turbulente Massendiffusionskoeffizient, d.h. der Austauschkoeffizient für die Diffusion einer konservativen Größe durch Wirbel in einer turbulenten Strömung, gleich dem turbulenten Diffusionskoeffizient für Wärme gesetzt. Durch die Einführung des turbulenten Diffusionskoeffizienten β , der als das Verhältnis von lateraler Massenschwankung zum axialen Massenstrom des Kühlmittels im Unterkanal definiert wird, ergibt sich mit

$$G_{avg} = \frac{G_i A_i + G_j A_j}{A_i + A_j}, \quad (10)$$

wobei G_{avg} die aus den Massenstromdichten der Unterkanäle i und j , G_i und G_j sowie den Unterkanalquerschnittsflächen A_i und A_j berechnete, flächengewichtete Massenstromdichte ist, die turbulente Durchmischung der einphasigen Strömung zu

$$(w'_{ij})_{SP} = \beta s_{ij} G_{avg} \cdot \quad (11)$$

Mit dem in MATRA- α verwendeten lateralen Transportmodell lassen sich in jedoch auch für Zweiphasenströmungen Berechnungen mit einer hohen Genauigkeit durchführen. In MATRA- α wird dafür das Modell zur Vorhersage der turbulenten Vermischung von Lahey und Moody (1993) sowie das auf dem „Equal-Volume-Exchange mixing with the Void-Drift“-Modell (EVVD) von Lahey (1972) basierende Void-Drift Modell von Hwang (Hwang et al., 2000) verwendet. Die Zweiphasendurchmischung ist in MATRA- α analog zur einphasigen Durchmischung formuliert.

In Zweiphasenströmungen kann in Versuchen zusätzlich zum Energie- und Impulstransport ein beträchtlicher effektiver Massentransport festgestellt werden (Gonzalez-Santalo und Griffith, 1972). Um dieses Phänomen abbilden zu können, wird in MATRA- α ein Modell verwendet, das den Austausch gleicher Volumen in einer Zweiphasenströmung zwischen den Unterkanälen (z.B. $v'_{ij} = v'_{ji}$) beschreibt und das als weitere Bedingung eine Proportionalität der turbulenten Zweiphasendurchmischung und des „Nicht-Gleichgewichts-Dampfblasenanteils“ von Lahey und Moody, 1993 voraussetzt. Das EVVD-Modell geht bei der Querdurchmischung von den Massenstromschwankungen und dem Void-Drift über die Austauschfläche zwischen zwei benachbarten Unterkanälen als Ursachen aus. Das Void-Drift-Phänomen ist zudem von einer starken Tendenz zur Gleichgewichtsverteilung des Voids charakterisiert. Dies bedeutet, dass der Dampf eine ausgeprägte Affinität zu Unterkanälen mit größeren Querschnitten und höheren Strömungsgeschwindigkeiten aufweist. Lahey geht demnach bei seinem Void-Drift-Modell prinzipiell von dem physikalischen Ansatz aus, dass Blasen in größeren Kanälen schneller aufsteigen können als in engen Kanälen und es dadurch zu einem „Sog“ in die großen Unterkanälen kommt, durch den Dampfblasen durch die Spalte zwischen zwei benachbarten Unterkanälen in den größeren Unterkanal „gesogen“ werden, so dass dort höhere Dampfblasenanteile vorliegen, wie bereits in Abbildung 5 gezeigt.

Zur Bestimmung des Gleichgewichtsdampfblasenanteils („Equilibrium Void Fraction“- oder „Equilibrium Void Density“-Verteilung) wurde das einfache Modell zur Vorhersage des Druckverlustes und Dichteverteilung von Levy (1963) mit der Massenstromverteilung korreliert. Levy geht davon aus, dass die

Gleichgewichtsdichteverteilung in einem Kanal proportional zur Gleichgewichtsgeschwindigkeitsverteilung ist, wird jedoch in dieser Annahme durch Versuchsergebnisse in einer Zweiphasenströmung (Sadatomi et al, 1994) nur bedingt bestätigt, da Sadatomi keine direkte Proportionalität zwischen der Gleichgewichtsdichteverteilung und Gleichgewichtsgeschwindigkeitsverteilung feststellen kann. Aus diesem Grund wurde das Netto-Turbulenz-Massentransport-Modell zur Bestimmung des effektiven Massentransports infolge der Turbulenz in MATRA- α mit einem empirisch ermittelten Void-Drift-Koeffizient, K_{VD} , erweitert. Dadurch erhält man mit

$$w'_{i \leftrightarrow j} = w'_{ij} - w'_{ji} \quad (12)$$

für die effektive Quermassenströmung in Folge turbulenter Durchmischung $w'_{i \leftrightarrow j}$, schließlich

$$w'_{i \leftrightarrow j} = (w'_{ij})_{SP} \cdot \theta \cdot \left[(\alpha_j - \alpha_i) - K_{VD} \cdot \frac{(G_j - G_i)}{G_{avg}} \right]. \quad (13)$$

Der effektive Quermassenstrom in Folge turbulenter Durchmischung $w'_{i \leftrightarrow j}$ ist das Produkt aus dem Wert für den einphasigen turbulenten Queraustausch zwischen den beiden Unterkanälen $(w'_{ij})_{SP}$, dem Zweiphasenmultiplikator θ sowie dem Klammerterm. Der Klammerterm wird aus der Differenz der Dampfvolumentanteile zwischen den beiden Unterkanälen, α_i und α_j , abzüglich dem Produkt aus dem empirischen Korrekturfaktor für den Void-Drift, K_{VD} , und der auf die mittlere flächengewichtete Kühlmittelmassenstromdichte G_{avg} bezogenen Differenz der Kühlmittelmassenstromdichten in den Unterkanälen G_i und G_j gebildet. Der Korrekturfaktor K_{VD} ist dabei ein aus Versuchsdaten ermittelter, von der jeweiligen Strömungsform abhängiger Koeffizient zur Beschreibung des Void-Drifts. Entsprechend dem Modell für eine turbulente Durchmischung einer Zweiphasenströmung von Beus (1971) lautet der Zweiphasenmultiplikator θ für die Blasen- und Pfropfenströmung

$$\theta = 1 + (\theta_M - 1) \frac{x}{x_C} \quad (14)$$

und für die Ringströmung

$$\theta = 1 + (\theta_M - 1) \frac{1 - x_0/x_C}{x/x_C - x_0/x_C}. \quad (15)$$

Mit der mittleren Reynoldszahl Re in den Unterkanälen i und j gilt dabei nach (Todreas und Kazimi, 1990) für das Verhältnis von x_0/x_C

$$x_0/x_C = 0,57 Re^{0,0417} \quad (16)$$

und für den Maximalwert θ_M des Zweiphasenmultiplikators

$$\theta_M = 5. \quad (17)$$

Der mittlere Dampfmassenanteil in den Unterkanälen i und j wird als x bezeichnet; der Dampfmassenanteil x_C ab dem die Blasen- bzw. Pfropfenströmung in eine Ringströmung übergeht (Beus, 1971), wird mit $\rho_{liquidus}$ als Dichte der flüssigen und ρ_{gaseus} als Dichte der gas-/dampfartigen Phase allgemein als

$$x_C = \frac{0,4 \sqrt{d_{hy} \rho_{liquidus} \Delta \rho} / G + 0,6}{\sqrt{\rho_{liquidus} / \rho_{gaseus}} + 0,6} \quad (18)$$

berechnet.

Die Energietransportrate aufgrund der turbulenten Durchmischung und als Folge des Void-Drifts wird schließlich hergeleitet zu

$$w'_{ij} h_i - w'_{ji} h_j = (w'_{ij})_{SP} \theta \left[(\alpha_j - \alpha_i) - K_{VD} \frac{(G_j - G_i)}{G_{avg}} \right] \times \left(\frac{(\rho h)_{liquidus} - (\rho h)_{gaseus}}{\rho_{liquidus} - \rho_{gaseus}} \right) \quad (19)$$

Für das EVVD Modell wird angenommen, dass der turbulente Impulsaustausch zwischen den Phasen verschwindet, sobald thermodynamisches Gleichgewicht vorliegt (Lahey und Moody, 1993).

Für eine Blasen- und Pfropfenströmung ($x < x_C$) wird der Korrekturfaktor K_{VD} für den Void-Drift von Hwang et al. (2000) aufgrund ihrer Auswertung von Versuchen wie folgt angegeben:

$$K_{VD \text{ Blasen- und Pfropfenströmung}} = a_1 \cdot \left(\frac{x - x_{OSV}}{x_C - x_{OSV}} \right). \quad (20)$$

Dabei ist x der thermodynamische Dampfmassenanteil, x_{OSV} stellt für den betrachteten Unterkanal den mit dem Modell von Levy (1967) berechneten Dampfmassenanteil dar, ab dem die Bildung von Dampfvolumenta als „signifikant“ bezeichnet wird (Index $_{OSV}$, „Onset of Significant Void“); x_C beschreibt den Dampfmassenanteil in der Strömung, ab dem die Strömung nicht mehr als Pfropfenströmung beschrieben wird, sondern in eine Ringströmung übergeht. Die Steigung a_1 dieser Funktion wird als

$$a_1 = 0,72 \cdot \left(\frac{1 - P_r}{P_r} \right)^{1,33} \quad (21)$$

beschrieben. P_r ist dabei das Verhältnis des Systemsdruckes zum kritischen Druck des Kühlmediums.

Für eine Ringströmung empfehlen Hwang et al. (2000) zur Berechnung des Korrekturfaktor K_{VD} die Gleichung

$$K_{VD \text{ Ringströmung}} = a_1 + a_2 \cdot \left(\frac{x - x_{OSV}}{x_C - x_{OSV}} - 1 \right). \quad (22)$$

Als Ergebnis seiner Versuchsauswertung von druckwasserreaktortypischen Versuchen mit Dampfmassenanteilen von $x < 0,35$ schlägt Hwang (2000) $a_2 = 10$ vor. Diese Annahme ($a_2 > 0$) führt jedoch bei gegebenem x_C und x_{OSV} sowie einem zunehmenden Dampfmassenanteil x in der Strömung wie sie beim HPLWR im Teillastbereich bei Gleitdruckbetrieb zu erwarten ist, zu unphysikalischen Ergebnissen, da der Void-Drift dabei stetig zunimmt. Stattdessen ist es jedoch plausibel, dass der Korrekturfaktor K_{VD} mit zunehmendem Dampfmassenanteil abnimmt, sobald es zu einer voll ausgebildeten Ringströmung im Unterkanal kommt. Aus diesem Grund wird

im Kapitel 2.2.1 ein geeignetes Modell zur Beschreibung des Void-Drifts in Bündeln bei höheren Dampfmassenanteilen eingeführt.

2.1.2 Modell zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten in MATRA- α

MATRA- α verfügt über ein Modell zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten, dass aus drei Korrelationen besteht, die je nach Druck einzeln oder in Kombination verwendet werden. Für Drücke $P < 50$ bar wird die modifizierte Barnett Korrelation von Hughes (1970) verwendet, zwischen 50 und 68,9 bar erfolgt eine Interpolation zwischen der Korrelation von Barnett (1966) und der modifizierte Barnett Korrelation. Bei Drücken P zwischen 68,9 und 89,6 bar wird die Korrelation von Barnett und zwischen 89,6 und 103 bar eine Interpolation zwischen Barnett und der Babcock & Wilcox-2 Korrelation von Gellerstedt et al. (1969) für die Berechnung kritischer Wärmestromdichten verwendet. Im Bereich der Drücke P über 103 bar erfolgt die Berechnung der kritischen Wärmestromdichte mit Hilfe der Babcock & Wilcox-2 Korrelation. Das so in MATRA- α verwendete Modell zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten hat einen Gültigkeitsbereich von Drücken P von ca. 50 bar bis 165 bar, einem Dampfmassenanteil x bis 0,2, einer Massenstromdichte G von 1.000 kg/(m²s) bis 5.400 kg/(m²s) und einer beheizten Länge von 1,83 m (Tong und Tang, 1997). Während das Modell damit zwar die für den HPLWR im Gleitdruckbetrieb zu erwartenden „unterkritischen“ Drücke bei Teillast in einem großen Bereich abdeckt, weichen aber vor allem die Massenstromdichte G und der Dampfmassenanteil x deutlich von den für den HPLWR angenommenen Werten ($G \leq 1.000$ kg/(m²s); $0 > x > 1$) ab, so dass das Modell in MATRA- α zur Vorhersage kritischer Wärmestromdichten ebenfalls für den HPLWR angepasst werden muss.

2.2 Erweiterung und Modifikation von MATRA- α

Im Rahmen dieser Arbeit wurden aufgrund der in den vorherigen Kapiteln beschriebenen Phänomene die in den folgenden beiden Kapiteln dargestellten, notwendige Anpassungen und Modifikationen an MATRA- α durchgeführt.

Dabei wurde zum einen aufgrund der höheren Dampfmassenanteile gegenüber heutigen SWR ein für den HPLWR angepasstes Void-Drift Modell implementiert und

zum anderen aufgrund des deutlich von SWR- und DWR-typischen Betriebsdrücken abweichenden Druckes im Reaktor des HPLWR geeignete Korrelationen für die Vorhersage von Wärmestromdichten, die zu kritischen Siedezuständen führen, in MATRA- α verwendet.

2.2.1 Beschreibung eines neuen Void-Drift Modells für die Ringströmung in einem Stabbündel und seine Implementierung in MATRA- α

Das von Lahey und Moody (1993) hergeleitete Void-Drift Modell ist nur gültig für Blasenströmungen. Es berücksichtigt, dass sich die Dampfblasen vorzugsweise in größeren Unterkanälen sammeln, so dass dort ein höherer Dampfmassenanteil auftritt. Die Korrektur von Hwang et al. (2000) sollte dieses Modell eigentlich zur Ringströmung erweitern, erwies sich aber, wie zuvor erläutert, als unphysikalisch. Bei großen Dampfvolumentanteilen wird erwartet, dass sich die Flüssigkeit auf Grund von Kapillarkräften in Engstellen des Brennelements zurückzieht, so dass wiederum große Unterkanäle einen größeren Dampfvolumentanteil bekommen als kleinere. Das nachfolgende Modell beschreibt erstmals diesen Effekt. Voraussetzung dafür ist, dass wie bei einer Ringströmung der Dampf eine kontinuierliche Phase bildet, so dass der Druck in der Dampfphase über den Querschnitt des Brennelements als konstant angesehen werden kann und der Druck in der flüssigen Phase je nach Krümmungsradius ihrer Oberfläche unterschiedlich ist. Das neue Modell zur expliziten Berechnung des Void-Drifts für Ringströmungen in einem Stabbündel basiert auf den in den folgenden Abschnitten vorgestellten Größen, Definitionen und physikalischen Annahmen.

Abbildung 12 illustriert die wesentlichen schematischen Darstellungen zu dem für die Berechnungen zum HPLWR entwickelten Void-Drift Modell für die Ringströmung in einem Stabbündel. Die Größen d_i und d_j im oberen Teil der Abbildung 12 beschreiben die jeweiligen größtmöglichen Durchmesser der Dampfrohre in zwei benachbarten und über einen Spalt mit der Breite s_{ij} verbundenen Unterkanälen i und j , d. h. einen Kreis, der alle seitlichen Oberflächen des Unterkanals genau tangential berührt. A_i und A_j beschreiben den Strömungsquerschnitt dieser beiden Unterkanäle.

Damit ergibt sich für eine zweiphasige Strömung analog zu Gleichung (11) die mittlere turbulente Schwankung w'_{ij} zwischen den beiden Unterkanälen i und j als Produkt aus dem Queraustauschkoeffizienten β für eine einphasige Strömung, der mit ca. 0,005 (Lahey et al., 1970) angenommen wird, dem Zweiphasenmultiplikator θ nach Beus (1971), der bereits zuvor erläuterten Massenstromdichte G_{avg} und der Spaltbreite s_{ij} zu

$$w'_{ij} = \beta \cdot \theta \cdot G_{avg} \cdot s_{ij}. \quad (23)$$

Die mittlere Schwankung der Massenstromdichte im Spalt beträgt dann

$$\dot{m}'_{ij} = \frac{w'_{ij}}{s_{ij}}. \quad (24)$$

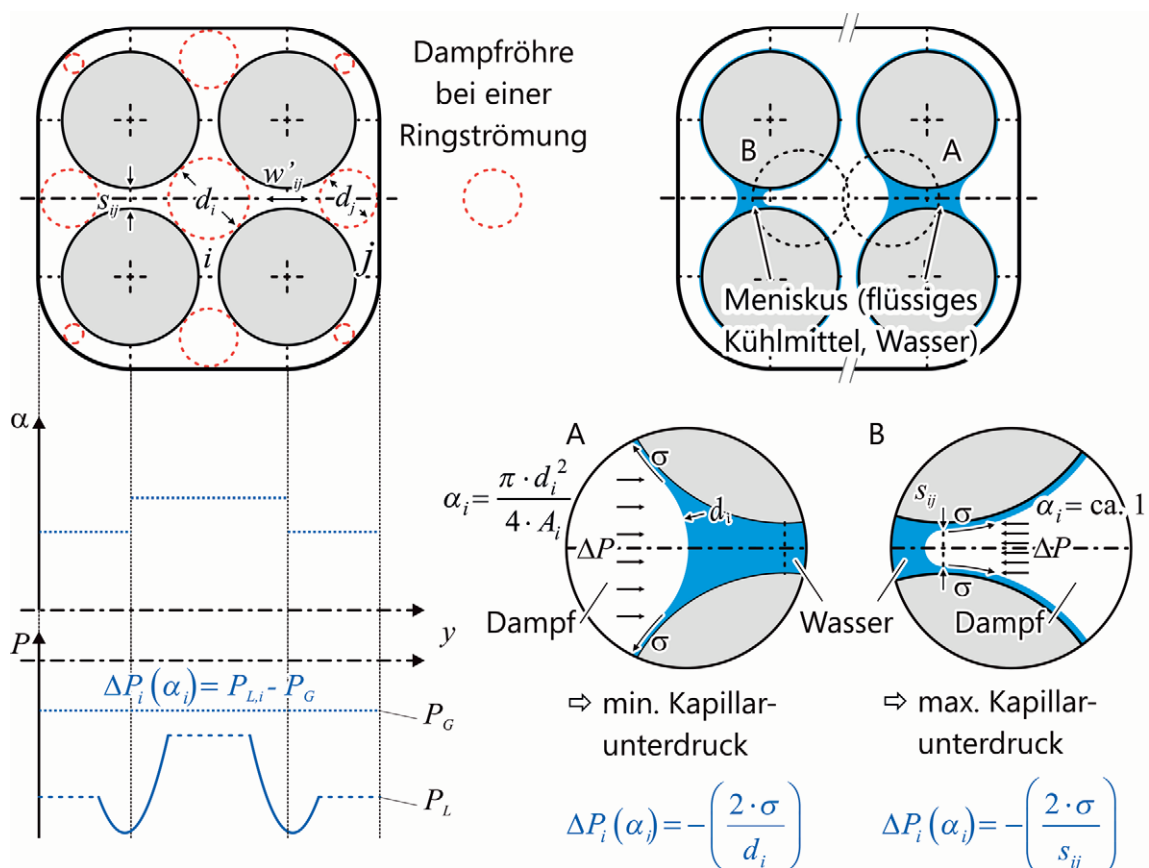


Abbildung 12: Schematische Darstellungen zum Void Drift Modell für die Ringströmung in einem Stabbündel

Daraus berechnet sich die mittlere kinetische Energie der Massenstromschwankung im Spalt $E'_{ij,kinetisch}$ als

$$E'_{ij,kinetisch} = \frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{m}'_{ij}{}^2}{\rho_I} = \frac{1}{2} \cdot \frac{w'_{ij}{}^2}{s_{ij}^2 \cdot \rho_I}. \quad (25)$$

Als mittlere Dichte der Massenstromschwankungen wird näherungsweise die Impulsdichte ρ_I verwendet. Sie wird aus dem mittleren lokalen Void α , dem mittleren lokalen Dampfanteil x sowie den Dichten $\rho_{liquidus}$ der flüssigen Phase und ρ_{gaseus} der dampfförmigen Dampfphase zu

$$\frac{1}{\rho_I} = \frac{x^2}{\alpha \cdot \rho_{gaseus}} + \frac{(1-x)^2}{(1-\alpha) \cdot \rho_{liquidus}} \quad (26)$$

berechnet.

Der größtmögliche Kapillarunterdruck eines Flüssigkeitstropfens im Spalt ist dann erreicht, wenn der Meniskus an der engsten Stelle auftritt, wie in Abbildung 12 angedeutet ist. Er beträgt dann

$$P_{liquidus,s} - P_{gaseus} = -\frac{2 \cdot \sigma}{s_{ij}}. \quad (27)$$

Dieser Fall tritt jedoch erst auf, wenn innerhalb der Strömung in der betrachteten Geometrie der Volumenanteil der flüssigen Phase gegen null geht und damit umgekehrt der Dampfvolumenteil gegen eins geht.

Der kleinstmögliche Kapillarunterdruck der Flüssigkeit in den Unterkanälen i und j tritt entsprechend beim größtmöglichen Krümmungsradius der Menisken auf. Dieser Fall wird durch die Dampfrohre der Abbildung 12, Detail A definiert. Der Kapillarunterdruck ist dann entsprechend

$$P_{liquidus,i} - P_{gaseus} = -\frac{2 \cdot \sigma}{d_i} \quad (28)$$

für den Unterkanal i (wie in Abbildung 12, Detail A dargestellt) und analog

$$P_{\text{liquidus},j} - P_{\text{gaseus}} = -\frac{2 \cdot \sigma}{d_j} \quad (29)$$

für den Unterkanal j . Die Größen d_i und d_j beschreiben die bereits zuvor genannten in den Unterkanälen „eingeschriebenen“ Kreise, σ ist die Oberflächenspannung des flüssigen Kühlmittels zwischen dessen flüssiger und dampfförmiger Phase. Der Druck P_{gaseus} der dampfförmigen Phase, die bei der Ringströmung als kontinuierliche Phase angenommen wird, ist dabei daher auch für die Betrachtung in den Unterkanälen i und j gleich, wie im unteren Teil der Abbildung 12 qualitativ dargestellt. In den beiden Graphen im unteren Teil der Abbildung 12 sind korrespondierend zu der im oberen Teil gezeigten Beispielgeometrie der Verlauf des mittleren Voids (Ordinate α) im Unterkanal sowie der prinzipielle Verlauf der Drücke (Ordinate P) in den beiden Phasen aufgetragen. Die Abszisse (y) läuft in beiden Graphen im kartesischen Koordinatensystem von links zum rechten Rand der Beispielgeometrie entlang der horizontalen Mittelachse im oberen Teil der Abbildung 12.

Für den in Abbildung 12 dargestellten Fall wird angenommen, dass sämtlicher Dampf in je einer Röhre mit dem Durchmesser d_i bzw. d_j strömt und das flüssige Kühlmittel die übrige Fläche im Unterkanal einnimmt. Die Dampfrohren sind als Kreisquerschnitte in den Unterkanälen in Abbildung 12 eingezeichnet. Der Void α_i und α_j in den beiden betrachteten Unterkanälen i und j ist dann

$$\alpha_i = \frac{\pi \cdot d_i^2}{4 \cdot A_i} \quad (30)$$

und

$$\alpha_j = \frac{\pi \cdot d_j^2}{4 \cdot A_j} \quad (31)$$

Im stationären Fall wäre der Flüssigkeitsmeniskus im Spalt zwischen zwei Brennstäben dann entsprechend zum Kanal mit dem niedrigeren Dampfmasseanteil hin verschoben.

In erster Annäherung nimmt der Kapillarunterdruck linear mit dem Void zu. Somit erhält man mit den gerade beschriebenen Größen näherungsweise für die beiden Unterkanäle i und j für den „Kapillarunterdruck“ ΔP_i bzw. ΔP_j

$$\Delta P_i(\alpha_i) = (P_{liquidus,i} - P_{gaseus}) = -\left(\frac{2 \cdot \sigma}{s_{ij}}\right) + \frac{\left(\frac{2 \cdot \sigma}{s_{ij}}\right) - \left(\frac{2 \cdot \sigma}{d_i}\right)}{1 - \left(\frac{\pi \cdot d_i^2}{4 \cdot A_i}\right)} \cdot (1 - \alpha_i) \quad (32)$$

und

$$\Delta P_j(\alpha_j) = (P_{liquidus,j} - P_{gaseus}) = -\left(\frac{2 \cdot \sigma}{s_{ij}}\right) + \frac{\left(\frac{2 \cdot \sigma}{s_{ij}}\right) - \left(\frac{2 \cdot \sigma}{d_j}\right)}{1 - \left(\frac{\pi \cdot d_j^2}{4 \cdot A_j}\right)} \cdot (1 - \alpha_j) \quad (33)$$

jeweils als Funktion des Voids.

Durch die turbulenten Fluktuationen der Zweiphasenströmung wird die Flüssigkeit im Spalt zwischen zwei Brennstäben nicht stationär bleiben und der Meniskus stattdessen ständig hin und her schwanken. Die Wahrscheinlichkeitsdichteverteilung dieser turbulenten Schwankungen des Massenstroms im Spalt ergibt sich unter Zugrundelegung einer Normalverteilung

$$W(w') = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot w'_{ij}}} \cdot e^{\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{w' - \mu}{w'_{ij}}\right)^2\right)} \quad (34)$$

mit dem Mittelwert $\mu = 0$ und der Standardabweichung w'_{ij} (Zeidler et al., 2003) zu

$$W(w') = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi \cdot w'_{ij}}} \cdot e^{\left(-\frac{w'^2}{w'_{ij}^2}\right)} \quad (35)$$

Formuliert man den Energieerhaltungssatz (Bernoulli-Gleichung) für die Schwankung des Massenstroms im Spalt, so erhält man die Mindestenergie die benötigt wird, um Flüssigkeit gegen den Kapillardruck im Spalt in den Kanal i zu bringen:

$$\frac{1}{2} \cdot \frac{\dot{m}'_{ij}{}^2}{\rho_l} = \Delta P_i(\alpha_i) + \left(\frac{2 \cdot \sigma}{s_{ij}} \right) \quad (36)$$

Damit erhält man für die Mindestmassenstromschwankung $w'_{i,Min}$, um Flüssigkeit aus dem Spalt in den Kanal i zu bringen:

$$w'_{i,Min} = -2 \cdot s_{ij} \cdot \sqrt{\rho_l \cdot \sigma \cdot \frac{\left(\frac{1}{s_{ij}}\right) - \left(\frac{1}{d_i}\right)}{1 - \left(\frac{\pi \cdot d_i^2}{4 \cdot A_i}\right)} \cdot (1 - \alpha_i)}. \quad (37)$$

Analog zur gerade dargestellten Vorgehensweise erhält man

$$w'_{j,Min} = +2 \cdot s_{ij} \cdot \sqrt{\rho_l \cdot \sigma \cdot \frac{\left(\frac{1}{s_{ij}}\right) - \left(\frac{1}{d_j}\right)}{1 - \left(\frac{\pi \cdot d_j^2}{4 \cdot A_j}\right)} \cdot (1 - \alpha_j)}, \quad (38)$$

um Flüssigkeit aus dem Spalt in den Kanal j zu bringen.

Sind beide benachbarten Unterkanäle verschieden, sind diese Energien jedoch unterschiedlich. Die Flüssigkeit wird daher eher in den Unterkanal schwappen, der energetisch niedriger liegt. Wir berechnen dazu, wie häufig es bei der angenommenen Schwankung vorkommt, dass die Schwankungsenergie größer als die oben berechnete Mindestenergie ist. Die kumulierte Häufigkeit H_i , mit der Flüssigkeit in den Kanal i kommt, ergibt sich aus der Auswertung der zuvor genannten Normalverteilung zu

$$H_i = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot w'_{ij}} \cdot \int_{-\infty}^{w'_{i,Min}} e^{\left(\frac{-w'^2}{2 \cdot w'_{ij}{}^2}\right)} \cdot dw' \quad (39)$$

Analog hierzu beträgt die kumulierte Häufigkeit H_j mit der Flüssigkeit in den Unterkanal j kommt

$$H_j = \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot w'_{ij}} \cdot \int_{w'_{j,Min}}^{\infty} e^{\left(\frac{-w'^2}{2 \cdot w'_{ij}{}^2}\right)} \cdot dw' \quad (40)$$

oder, da das Integral über Fläche unter der Kurve der Normalverteilung gleich 1 (eins) ist,

$$H_j = 1 - \frac{1}{\sqrt{2 \cdot \pi} \cdot w'_{ij}} \cdot \int_{-\infty}^{w'_{j,Min}} e^{\left(\frac{w'^2}{2 \cdot w'^2_{ij}}\right)} \cdot dw' . \quad (41)$$

Für die Massenbilanz im Spalt betrachten wir zunächst die Flüssigkeitsmenge im Spalt, die vom Massenstrom aus Kanal i und aus Kanal j mit den Flüssigkeitsanteilen $(1-x_i)$ bzw. $(1-x_j)$ gespeist wird und erhalten so für die als Hilfsgröße verwendete, dem im Mittel pro Meter Spaltlänge zugeführten Flüssigkeitsmassenstrom $w'_{ij,liquidus}$

$$w'_{ij,liquidus} = w'_{ij} \cdot \left(1 - \frac{x_i + x_j}{2}\right) \quad (42)$$

Andererseits ist der aus dem Spalt in den Unterkanal i bzw. den Unterkanal j eingetragene Flüssigkeitsmassenstrom im stationären Zustand gleich dem sich unter Berücksichtigung der zuvor berechneten Häufigkeiten H_i und H_j ergebenden zugeführten Flüssigkeitsmassenstrom über den Spalt zwischen den Unterkanälen i und j

$$w'_{ij,liquidus}(i) = w'_{ij} \cdot \left(1 - \frac{x_i + x_j}{2}\right) \cdot \frac{H_i}{H_i + H_j} \quad (43)$$

als Hilfsgröße für den Anteil aus Unterkanal i bzw.

$$w'_{ij,liquidus}(j) = w'_{ij} \cdot \left(1 - \frac{x_i + x_j}{2}\right) \cdot \frac{H_j}{H_i + H_j} \quad (44)$$

als Hilfsgröße für den Anteil aus Unterkanal j .

Unter der Annahme, dass der Dampfmassenstrom durch diesen Flüssigkeitsmassenstrom nicht beeinflusst wird, ergibt sich aus der Differenz dieser beiden „gerichteten“ Flüssigkeitsmassenströme als „Vorzugsrichtung“ eine additive Korrektur zur turbulenten Schwankung des Massenstromes w'_{ij} , die wir Void-Drift nennen. Diese ergibt sich zu

$$w'_{VD,ij} = w'_{ij} \cdot \left(1 - \frac{x_i + x_j}{2}\right) \cdot \frac{H_j - H_i}{H_i + H_j} \quad (45)$$

für die Massenstromschwankung zwischen zwei benachbarten Kanälen i und j . Dieser Anteil ist von null (0) verschieden, wenn die in den Gleichungen (39) und (41) berechneten Häufigkeiten H_i und H_j unterschiedlich sind, also wenn beide benachbarten Unterkanäle unterschiedliche Querschnitte und unterschiedliche eingeschriebene Durchmesser aufweisen. Auf Grund der Kontinuität gilt

$$w'_{VD,ji} = -w'_{VD,ij} \quad (46)$$

Der mit diesem Modell berechnete Wert für den Void-Drift wird als additive Korrektur zur turbulenten Schwankung w'_{ij} des Massenstroms in der entsprechenden Subroutine in MATRA- α berücksichtigt.

2.2.2 Beschreibung eines neuen Modells zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten in den Unterkanälen des HPLWR Brennelements in MATRA- α

In der Literatur existieren rund 400 Korrelationen zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten für unterschiedliche Heizflächegeometrien (Auracher et al., 1997). Abbildung 13 zeigt eine grafische Darstellung des Gültigkeitsbereichs verschiedener in der Literatur verfügbarer sowie in den gängigen Rechenprogrammen zur Unterkanalanalyse verwendeter, überwiegend empirischer Korrelationen zur Vorhersage kritischer Wärmestromdichten für Rohre und Bündel. Dabei ist für jede Korrelation der jeweilige Gültigkeitsbereich dargestellt, indem logarithmisch der Bereich der Kühlmittelmassenstromdichte über dem ebenfalls logarithmisch aufgetragenen Bereich des Druckes als Rechteck dargestellt ist. Die von dem sich jeweils ergebenden Rechteck eingeschlossene Fläche stellt entsprechend den Bereich aller Kombinationen von Massenstromdichte und Druck dar, für die die jeweilige Korrelation theoretisch als gültig angegeben wird. Zusätzlich ist noch der Bereich eingetragen, der für den HPLWR vorab spezifiziert wurde, wobei dieser über den kritischen Druck von Wasser bei 221,6 bar hinausgeht, bis zu seinem vorgesehenen Betriebsdruck von $P = 250$ bar.

Dabei scheinen zunächst viele der in Abbildung 13 dargestellten Korrelationen für Berechnungen des HPLWR geeignet zu sein. Da es sich aber in den meisten Fällen um empirische Korrelationen handelt, sind die Gültigkeitsbereiche oftmals auch durch geometrische Größen limitiert oder entsprechend der zugrunde liegenden Versuche auf Dampfmassenanteilsbereiche beschränkt.

Die thermohydraulischen Bedingungen in einem langsamströmten Stabbündel unterscheiden sich zudem wesentlich von denen innendurchströmter Rohre hinsichtlich der Geometrie und Beheizung und den daraus resultierenden Wärmeübertragungscharakteristika. Bedingt durch die unterschiedliche Geometrie gibt es in einem Bündel auch kalte Flächen mit einem sogenannten „parasitären“ Massenstrom, der nicht zur Benetzung der beheizten Flächen und damit nicht unmittelbar zur Wärmeübertragung bzw. Kühlung der Heizflächen zur Verfügung steht. Des Weiteren kann die kritische Heizflächenbelastung aufgrund des Aufbaus der Abstandshalter der Stäbe beeinflusst werden (Stosic, 1999; Shin und Chang, 2005).

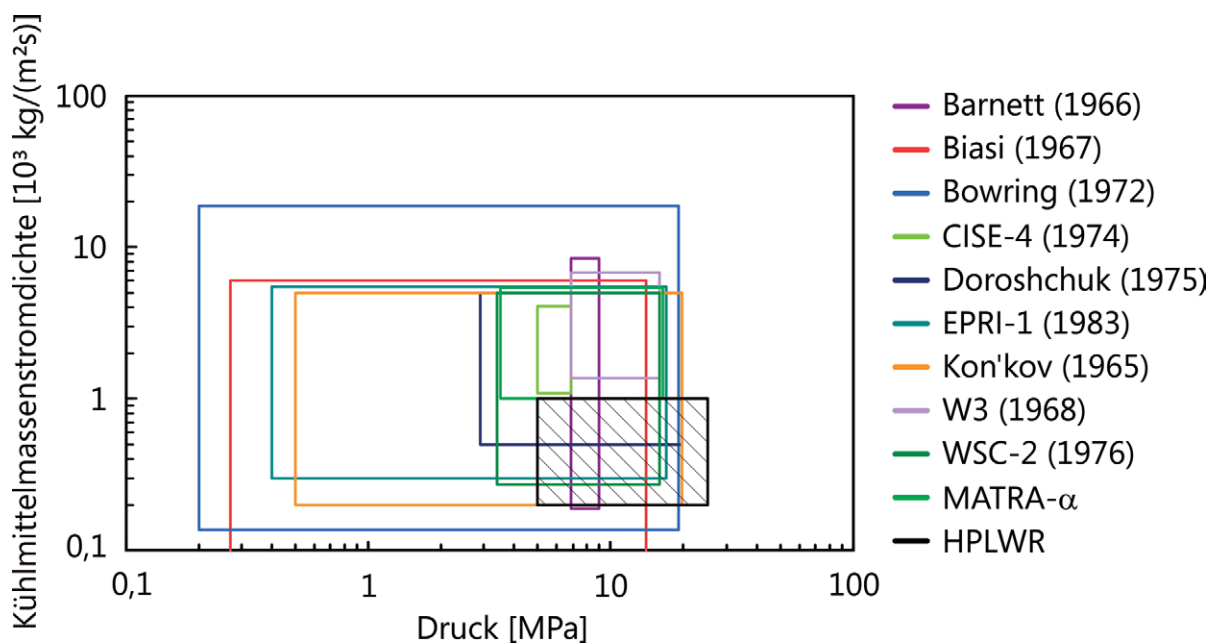


Abbildung 13: Vergleich des Gültigkeitsbereiches verschiedener Korrelationen zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten für Bündel und Rohre

Im Vergleich mit anderen Korrelationen zeigt sich, dass die W3-Korrelation von Tong (1968) eine typische Korrelation für Druckwasserreaktorbedingungen ist und lediglich für Dampfmassenanteile von maximal 15% gültig (Todreas und Kazimi, 1990) ist.

Aufgrund der angestrebten vollständigen Verdampfung ist aber in den Brennelementen des HPLWR mit weitaus höheren Dampfmassenanteilen zu rechnen.

Die dargestellte Korrelation von Biasi (1967) hingegen deckt einen weiten Bereich für den HPLWR ab, auch hohe Dampfmassenanteile werden von der Korrelation abgedeckt (Todreas und Kazimi, 1990). Allerdings ist der Druck auf 140 bar begrenzt und der RMS Fehler beträgt 20,6% bei einer Standardabweichung von 0,15 (Hwang et al., 1993).

Die in Abbildung 13 ebenfalls dargestellte CISE-4 Korrelation ist eine typische Korrelation zur Berechnung kritischer Siedezustände für aktuelle Siedewasserreaktoren (Gaspari et al., 1974), deckt jedoch lediglich einen Druckbereich zwischen ca. 50 und 70 bar ab, womit sie deutlich unterhalb des Druckbereichs gültig ist, der für den HPLWR anvisiert wird. Zudem liegen die Massenstromdichten im HPLWR unterhalb des Gültigkeitsbereiches der CISE-4 Korrelation. Dies gilt auch für die Korrelation von Barnett (1966), diese ist jedoch lediglich für einen Druck von 68,9 bis 90 bar gültig.

Die Korrelation von Bowring (1972) schließlich scheint mit einem druckbezogenen Gültigkeitsbereich von 2 bis 190 bar zwar den Druckbereich für den HPLWR im Bereich unterkritischer Drücke gut abzudecken und auch die Massenstromdichten G zwischen 136 und 18.600 kg/m²s decken den Bereich für den HPLWR gut ab. Allerdings zeigen Qu und Mudawar (2003) bei den Nachrechnungen von Versuchen mit kritischen Heizflächenbelastungen $q''_{kritisch}$ zwischen 300 und 2.000 kW/m² bis zu 40% Abweichungen, mit einer mittleren Abweichung von ca. 28%.

Ferner ist in Abbildung 13 auch das in MATRA- α enthaltene Modell zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten dargestellt, dessen Einschränkungen bereits in Kapitel 2.1.2 beschrieben wurden.

Eine von Auracher et al. (1997) empfohlene Korrelation zur Vorhersage des Austrocknens der Heizflächen in glatten, zwangsdurchströmten, außenbeheizten Rohren in Dampferzeugern bei niedrigen bis mittleren Dampfgehalten ist die Korrelation von Doroshchuk et al. (1975) und bei mittleren und hohen mittleren Dampfgehalt die Korrelation von Kon'kov (1965). Die mit diesen beiden Korrelationen abgebildeten Phänomene DNB und LFD sind in Abbildung 2 in Kapitel 1.3 dargestellt

und beschrieben. Beide Korrelationen decken zudem einen weiten Bereich von Dampfgehalten sowie Drücken ab und sind damit den momentan in der Wissenschaft frei zugänglichen Korrelationen hinsichtlich deren Anwendbarkeit zur Vorhersage bei den möglichen Betriebszuständen des HPLWR überlegen, da diese empirischen Korrelationen wie zuvor dargestellt meist nur für einen engen Parameterbereich gültig sind und eine Extrapolation über die Gültigkeitsbereiche hinaus im allgemeinen als nicht zulässig erachtet wird.

Obwohl diese empirischen Korrelationen bereits relativ alt sind, werden sie von Auracher et al. (1997) aufgrund ihres Mittelwerts von 0,99 bei einer Standardabweichung von 16% in Bezug auf den Quotienten aus berechneter und gemessener kritischer Wärmestromdichte bzw. einer mittleren Abweichung von -0,04 und einer Standardabweichung von 0,10 für die Differenz zwischen berechnetem und gemessenem kritischem Dampfmassenanteil über ihren Gültigkeitsbereich empfohlen.

Die Korrelationen von Doroshchuk basieren auf Tabellenwerten im Bereich des Filmsiedens und stellen so eine empirische Gleichung für das Auftreten eines DNB dar. Drescher und Köhler (1981) haben durch einen Vergleich mit etwa 3.000 Versuchswerten gezeigt, dass für den Bereich des Filmsiedens die Tabellenwerte von Doroshchuk und Mitarbeitern (Doroshchuk et al., 1975; Akademie der Wissenschaften in der USSR, 1977) den bisher bekannten Korrelationen überlegen sind. Für den praktischen Gebrauch ist es unter Inkaufnahme eines vertretbaren Genauigkeitsverlustes vorteilhafter, die von Doroshchuk aus dem Tabellenwerk entwickelte empirische Gleichung für Wasser zu verwenden.

Die kritische Wärmestromdichte $q''_{kritisch}$ in [kW/m²] ergibt sich nach Doroshchuk et al. (1975) zu

$$q''_{kritisch} = C \cdot \left(\frac{G}{10^3} \right)^{0,68} \cdot \left(\frac{P}{P_{kritisch}} \right)^{-1,2 \cdot x - 0,3} \cdot e^{-1,5 \cdot x} \quad (47)$$

mit

$$C = 10^3 \cdot \left[10,3 - 17,5 \cdot \left(\frac{P}{P_{kritisch}} \right) + 8 \cdot \left(\frac{P}{P_{kritisch}} \right)^2 \right] \cdot \left(\frac{8 \cdot 10^{-3}}{d_{hy}} \right)^{0,5} \quad (48)$$

Diese Korrelation ist gültig für hydraulische Durchmesser d_{hy} von 4 bis 25 mm, Massenstromdichten G von 500 bis 5.000 kg/m²s, einer Eintrittsunterkühlung $\Delta T_{\text{Unterkühlung}}$ von 0 bis 75 K und Drücke P zwischen 29 und 196,0 bar. P_{kritisch} ist als Stoffeigenschaft dabei der kritische Druck des Kühlmediums.

Die Korrelationen von Kon'kov (1965) beschreiben das Austrocknen des Flüssigkeitsfilmes (LFD) und sind für hydraulische Durchmesser d_{hy} von 4 bis 32 mm, Massenstromdichten G von 200 bis 5.000 kg/m²s und Drücke P zwischen 4,9 und 196,0 bar gültig, wobei der Druckbereich in drei Teilbereiche unterteilt ist, für die jeweils optimierte Faktoren und Exponenten bestimmt wurden. Gemäß den Korrelationen von Kon'kov ergeben sich die kritischen Wärmestromdichten q''_{kritisch} in [kW/m²] zu

$$q''_{\text{kritisch}} = 1,8447 \cdot 10^8 \cdot x^{-8} \cdot G^{-2,664} \cdot (d_{hy} \cdot 10^3)^{-0,56} \cdot e^{-1,372P} \quad (49)$$

für Drücke zwischen 4,9 und 29,4 bar,

$$q''_{\text{kritisch}} = 2,0048 \cdot 10^{10} \cdot x^{-8} \cdot G^{-2,664} \cdot (d_{hy} \cdot 10^3)^{-0,56} \cdot e^{-0,204P} \quad (50)$$

für Drücke zwischen 29,4 und 98,0 bar und

$$q''_{\text{kritisch}} = 1,1853 \cdot 10^{12} \cdot x^{-8} \cdot G^{-2,664} \cdot (d_{hy} \cdot 10^3)^{-0,56} \cdot e^{-0,636P} \quad (51)$$

für Drücke zwischen 98,0 und 196,0 bar.

In diesen Gleichungen ist q''_{kritisch} die kritische Wärmestromdichte in [kW/m²], G ist die Massenstromdichte in [kg/m²s], d_{hy} der Rohrrinnendurchmesser in [m] und P der Druck in [bar].

In Abbildung 14 bis Abbildung 16 ist der prinzipielle Verlauf dieser beiden Korrelationen für die Drücke P 50 bar, 100 bar und 150 bar, die Massenstromdichten G 500 kg/m²s, 750 kg/m²s und 1.000 kg/m²s sowie die Rohrdurchmesser d_{hy} 5 mm und 10 mm dargestellt, d.h. die kritische Wärmestromdichte als Funktion des Dampfmassenanteils. In beiden Abbildungen erkennt man, dass die kritische Wärmestromdichte für niedrigere Dampfmassenanteile, also für den Fall des Filmsiedens, weniger drastisch abfällt, als dies im Vergleich mit höheren

Dampfmassenanteilen, also für den Fall des Austrocknens des Flüssigkeitsfilmes auf der Heizfläche, der Fall ist. Die beiden Korrelationen von Doroshchuk und Kon'kov haben daher einen Schnittpunkt, der einen Übergang zwischen beiden Mechanismen (DNB und LFD) darstellt.

Für die Berechnungen in MATRA- α wurde daher stets nach beiden Korrelationen die lokale kritische Wärmestromdichte berechnet und über eine Auswahl des jeweiligen Minimums die gültige lokale kritische Wärmestromdichte ausgewählt. Die Anwendung der Korrelationen von Doroshchuk und Kon'kov erfolgt unter der Annahme stabiler Strömungsverhältnisse in der untersuchten Brennelementgeometrie, da das Auftreten instationärer Massenstromschwankungen wie in Kapitel 1.3 beschrieben zu einem wesentlich früheren Entstehen eines kritischen Siedezustandes führen kann. Die Berechnung bezieht sich auch nicht auf den ebenfalls in Kapitel 1.3 beschriebenen „langsamen LFD“. Bei den Korrelationen von Kon'kov und Doroshchuk ist selbstverständlich zu beachten, dass es sich um Korrelationen für Rohre handelt und die bereits zuvor erwähnten Besonderheiten hinsichtlich der Strömungsverhältnisse in einer Brennelementgeometrie (siehe auch Abbildung 5) gesondert berücksichtigt werden müssen.

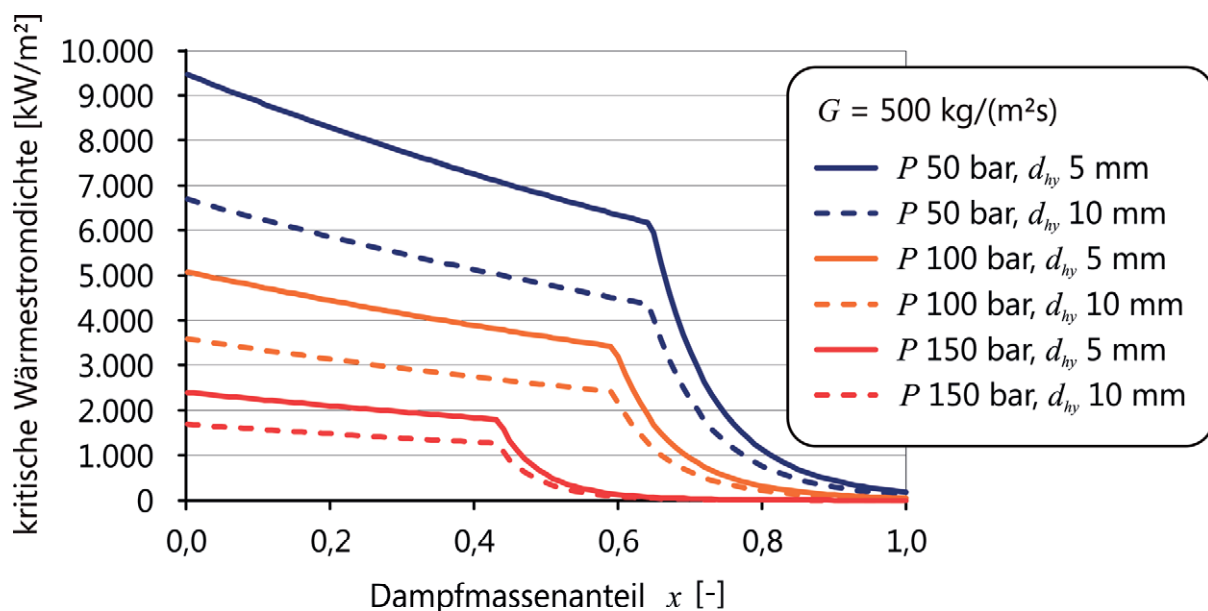


Abbildung 14: Kritische Wärmestromdichte für einen Kühlkanal in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil (nach Doroshchuk, 1975 und Kon'kov, 1965), $G = 500 \text{ kg/m}^2\text{s}$, $d_{hy} = 5 \text{ mm}$ und 10 mm , und $P = 50 - 150 \text{ bar}$

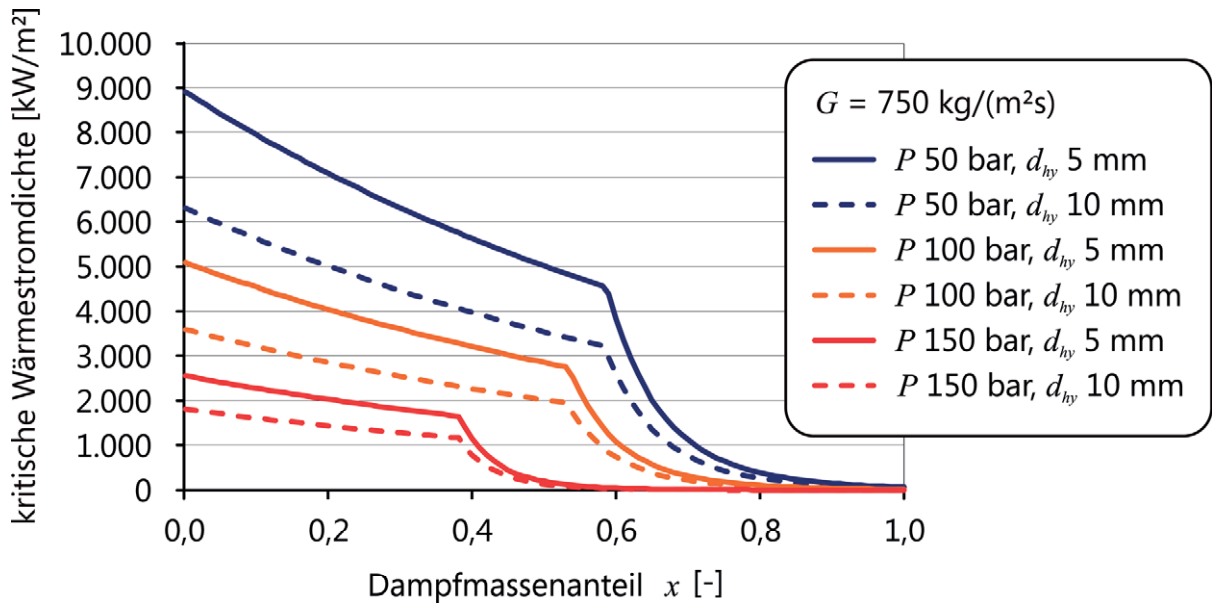


Abbildung 15: Kritische Wärmestromdichte für einen Kühlkanal in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil (nach Doroshchuk, 1975 und Kon'kov, 1965), $G = 750 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$, $d_{hy} = 5 \text{ mm}$ und 10 mm , und $P = 50 - 150 \text{ bar}$

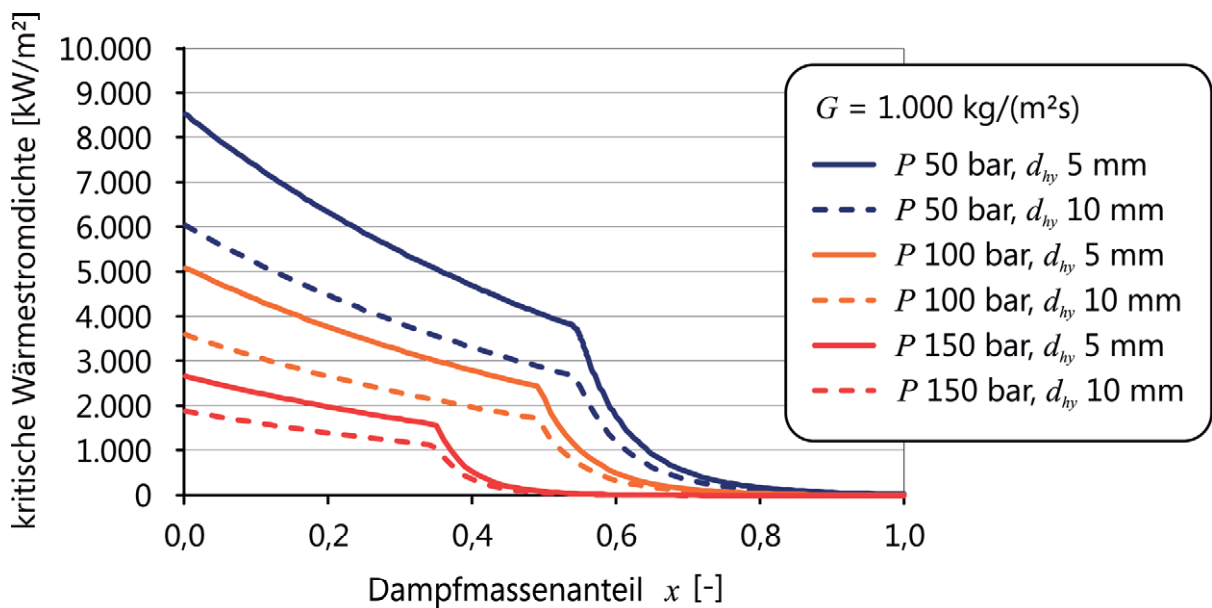


Abbildung 16: Kritische Wärmestromdichte für einen Kühlkanal in Abhängigkeit vom Dampfmassenanteil (nach Doroshchuk, 1975 und Kon'kov, 1965), $G = 1.000 \text{ kg}/\text{m}^2\text{s}$, $d_{hy} = 5 \text{ mm}$ und 10 mm , und $P = 50 - 150 \text{ bar}$

In dem für das Verständnis einer Zweiphasenströmung benutzte Modell einer Kühlmittelströmung durch ein von außen beheiztes Rohr gibt es keine unbeheizten

Oberflächenanteile, während dies in einer Brennelementgeometrie durchaus der Fall ist, z.B. durch Strukturmaterial oder die innere Oberfläche des Brennelementkastens. Besonders durch den Flüssigkeitsfilm auf der inneren Oberfläche des Brennelementkastens wird der Strömung „parasitär“ Kühlmittel entzogen, das somit nicht mehr unmittelbar für die Wärmeübertragung von den Brennstäben auf das Kühlmittel, bzw. zur Kühlung der Brennstäbe zur Verfügung steht. Somit sind für ein Bündel niedrigere Siedeübergangsleistungen zu erwarten, als für ein Rohr.

Ein solcher in der Literatur vorgeschlagener Korrekturfaktor zur Berücksichtigung von Stabbündeleffekten für Daten zu Siedeübergangsleistungen in Röhrengemetrien ist der Korrekturfaktor von Chandraker et al. (2006). Der von Chandraker et al. ermittelte Korrekturfaktor $K_{Bündel}$ der über eine Auswertung von ca. 1.400 Datenpunkten aus verschiedenen Experimenten in Bündelgeometrien (Becker, 1965; Hesson et al., 1965; Waters et al., 1963) und deren Vergleich mit Vorhersagen zu kritischen Wärmestromdichten aus verschiedenen Korrelationen sowie der Nachschlagetabelle von Groeneveld et al. (1996) hergeleitet wurde, ist für drei Bereiche mit unterschiedlichem Dampfmassenanteilen angepasst und für Dampfmassenanteile x von mehr als 20% ($x > 0,2$) zusätzlich eine Exponentialfunktion des Dampfmassenanteils.

Nach Chandraker et al. (2006) ist

$$K_{Bündel} = [0,8] \quad (52)$$

für Dampfmassenanteile $x \leq 0,2$,

$$K_{Bündel} = [0,8 \cdot e^{-0,5 \cdot x^{1/3}}] \quad (53)$$

für Dampfmassenanteile $0,2 < x \leq 0,25$ und

$$K_{Bündel} = [0,6 \cdot e^{-0,5 \cdot x^{1/3}}] \quad (54)$$

für Dampfmassenanteile $x > 0,25$.

Außerdem wurde der Korrekturfaktor für Abstandshalter von Groeneveld (1996), $K_{\text{Abstandshalter}}$, in MATRA- α in der zur Berechnung der kritischen Siedekrise verwendeten Subroutine implementiert. Es ist

$$K_{\text{Abstandshalter}} = 1 + 1,5 \cdot \kappa_p^{0,5} \cdot (G/10^3)^{0,2} \cdot e^{(-B \cdot L_{AH}/d_{hy})} \quad (55)$$

mit $B = 0,1$ (Groeneveld, 1989) und κ_p dem Druckverlustbeiwerts des Abstandshalters, sowie der Distanz zum Abstandshalter L_{AH} und dem hydraulischen Durchmesser des Unterkanals d_{hy} .

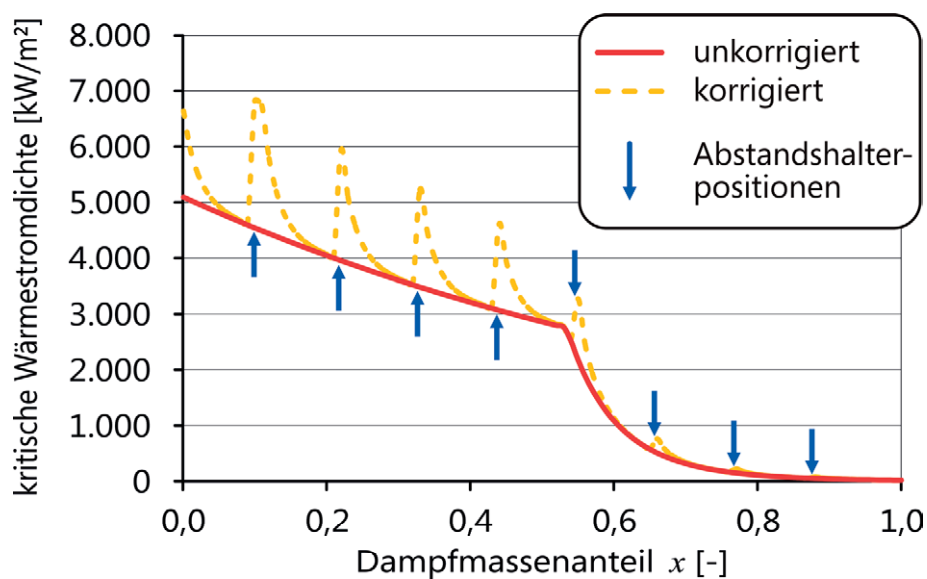


Abbildung 17: Verlauf der kritischen Wärmestromdichte für ein Rohr mit $d_{hy} = 5$ mm, $G = 750$ kg/m²s und $P = 100$ bar unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors für Abstandshalter

Abbildung 17 zeigt den Verlauf der kritischen Wärmestromdichte für ein Rohr mit $d_{hy} = 5$ mm, $G = 750$ kg/m²s und $P = 100$ bar unter Berücksichtigung des Korrekturfaktors für Abstandshalter. Dabei lässt sich im Allgemeinen ein deutlicher Anstieg der kritischen Wärmestromdichte unmittelbar stromab des Abstandshalters beobachten. Dieser Effekt nimmt jedoch exponentiell mit zunehmendem Abstand zum Abstandshalter ab. Der Anstieg ist auf die höhere Turbulenz in der zweiphasigen Strömung unmittelbar stromab des Abstandshalters sowie die Erhöhung der Abscheiderate auf die Hüllrohroberflächen der in der Dampfphase der Kühlmittelströmung mitgeführten Flüssigkeitströpfchen zurückzuführen (Groeneveld, 1996). Die geschlossene Linie stellt den nicht-korrigierten Verlauf der

kritischen Wärmestromdichte dar und die offene Linie den entsprechend korrigierten Verlauf. Die blauen Pfeile deuten auf die Abstandshalterpositionen im Bündel hin.

Damit ergibt sich die für ein Kontrollvolumen berechnete, effektive kritische Wärmestromdichte für das Auftreten eines kritischen Siedezustandes, $q''_{kritisch,effektiv}$, basierend auf den lokalen Kühlmittleigenschaften, als das Produkt aus dem minimalen Wert der Korrelationen von Doroshchuk und Kon'kov sowie den beiden zuvor genannten Korrekturfaktoren für Bündel und Abstandshalter zu

$$q''_{kritisch,effektiv} = \left[\text{Minimum}(q''_{kritisch,Kon'kov}, q''_{kritisch,Doroshchuk}) \right] \cdot K_{Bündel} \cdot K_{Abstandshalter} \quad (56)$$

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Anwendbarkeit dieser Korrelationen für die Vorhersage des Heizflächenaustrocknens untersucht.

2.3 Validierung des erweiterten und modifizierten MATRA- α

Die im Rahmen dieser Arbeit in MATRA- α implementierten Korrelationen und Modelle wurden mit Hilfe von verfügbaren experimentellen Daten überprüft. Dabei wurden jeweils experimentelle Daten zu Stabbündeln oder Ringspaltgeometrien ausgewählt, mit deren Hilfe die implementierten Korrelationen und Modelle einzeln und kombiniert validiert werden konnten. Für die Berechnungen wurden ansonsten die in MATRA- α bereits integrierten Modelle und Korrelationen verwendet (KAERI, 1998 und Yoo et al., 1999).

2.3.1 Validierung des neuen Void-Drift-Modells

Zur Validierung des in Kapitel 2.2.1 vorgestellten Modells zur Beschreibung des Void-Drifts wurden die 9-Stab-Bündel Experimente von Lahey et al. (1972) nachgerechnet.

Der Querschnitt des Bündels sowie die Lage der ausgemessenen Unterkanäle im Bündel sind schematisch in Abbildung 18 dargestellt, die wesentlichen hydraulischen Geometriedaten des Bündels sind in Tabelle 1 aufgelistet. Unterkanal Nr. 1 ist ein typischer Eckkanal, der Unterkanal Nr. 2 ein typischer Seitenkanal und Unterkanal Nr. 3 schließlich ein Zentralkanal.

Obwohl die Experimente von Lahey et al. (1972) lediglich Austrittsdampfmassenanteile x von maximal ca. 0,32 umfassten, konnte eine gute Übereinstimmung zwischen den mit dem neuen Void-Drift-Modell berechneten und im Experiment gemessenen Dampfmassenanteilen am Austritt der repräsentativen Unterkanäle (Eckkanal, Seitenkanal, Zentralkanal) festgestellt werden.

Zum Vergleich sind in Tabelle 2 zusätzlich zu den Ergebnissen aus dem Experiment und den mit dem modifizierten MATRA- α berechneten Ergebnissen die Ergebnisse von Hwang et al. dargestellt. Hier sieht man, dass besonders der Eckkanal durch das neue Void-Drift-Modell besser abgebildet wird, als mit dem ursprünglichen Void-Drift-Modell von Hwang et al., die Abweichung gegenüber dem Experiment beträgt dabei lediglich 0,4%, für den Eckkanal (Unterkanal 1), 10% für den Seitenkanal (Unterkanal 2) und 2,7% für den Zentralkanal (Unterkanal 3). Die Abweichung von Hwang et al. beträgt für den Eckkanal 15,4%, für den Seitenkanal 7% und für den Zentralkanal 0,5%. Da das neue Void-Drift Modell das Modell von Hwang nur in den Bereichen hoher Dampfmassenanteile (ab einschließlich der Ringströmung) ersetzt, kann somit auch gezeigt werden, dass beim Übergang zwischen den beiden Modellen keine unphysikalischen Sprünge bei der Berechnung der Dampfmassenanteile zu erwarten sind.

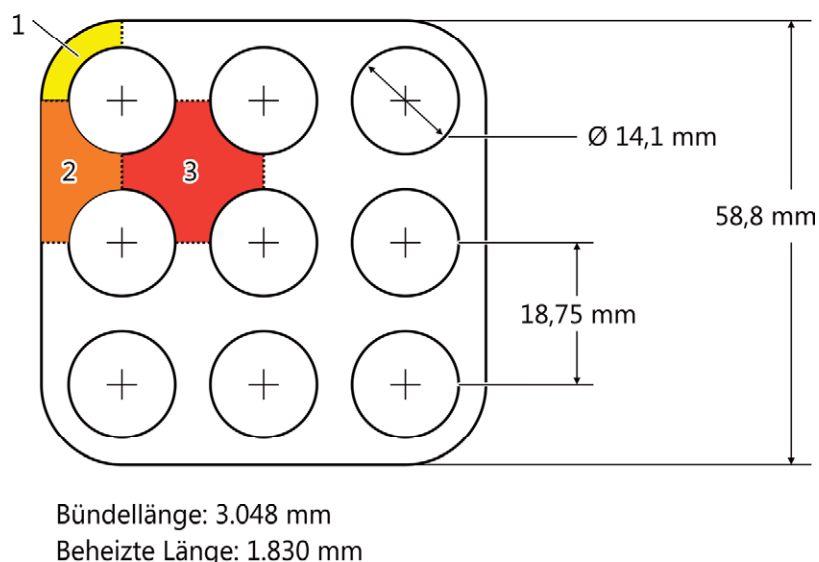


Abbildung 18: Strömungsquerschnitt im Lahey 3x3 Bündel, Versuche zur Void-Verteilung (Lahey et al, 1972)

| Bündel / Experiment Geometriedaten | | Lahey | | | | |
|------------------------------------|---|-----------------------|-----------------------|--------------------------------|----------------------------|--|
| Stabdurchmesser (Diameter, D) | [mm] | 14,33 | | | | |
| Stababstand (Pitch, P) | [mm] | 17,84 | | | | |
| P zu D Verhältnis | [-] | 1,24 | | | | |
| Unterkanal Nummer (Typ) | Strömungsquerschnitt [mm ²] | benetzter Umfang [mm] | beheizter Umfang [mm] | hydraulischer Durchmesser [mm] | beheizter Durchmesser [mm] | |
| 1 (Eckkanal) | 51,36 | 28,23 | 11,25 | 7,277 | 18,261 | |
| 2 (Seitenkanal) | 119,38 | 41,25 | 22,50 | 11,576 | 21,223 | |
| 3 (Zentralkanal) | 190,20 | 45,00 | 45,00 | 16,903 | 16,903 | |
| Gesamter Strömungsquerschnitt | [mm ²] | 1.921,28 | | | | |
| Gesamter benetzter Umfang | [mm] | 622,96 | | | | |
| Gesamter beheizter Umfang | [mm] | 405,04 | | | | |
| Gesamter hydraulischer Durchmesser | [mm] | 12,34 | | | | |
| Gesamter beheizter Durchmesser | [mm] | 18,97 | | | | |

Tabelle 1: Wesentliche hydraulische Größen für das 3x3 Versuchsbündel von Lahey (Quelle: Lahey, 1972 sowie eigene Berechnungen)

| | Unterkanal | Experiment (isokinetische Probennahme) | Rechnungen mit MATRA (Voiddriftmodell) | |
|------------------------|------------|--|--|--------|
| | | Lahey | Hwang | Behnke |
| Dampfgehalt (x) | 1 | 0,260 | 0,220 | 0,261 |
| | 2 | 0,330 | 0,307 | 0,297 |
| | 3 | 0,364 | 0,362 | 0,354 |
| Dampfvolumenanteil (α) | 1 | - | 0,762 | 0,797 |
| | 2 | - | 0,840 | 0,834 |
| | 3 | - | 0,866 | 0,862 |

Tabelle 2: Vergleich von berechneten Daten (MATRA-α) bei Verwendung unterschiedlicher Void-Drift-Modelle mit experimentellen Daten

2.3.2 Validierung des neuen Modells zur Berechnung kritischer Wärmestromdichten

Um die Korrelation zur Vorhersage eines kritischen Siedezustandes von Kon'kov und Doroshchuk unabhängig von der verwendeten Void-Drift-Korrelation zu validieren, wurde das modifizierte MATRA- α angewendet, um ein Experiment von Persson (2002) zur Heizflächenaustrocknung in einem elektrisch von innen und außen beheizten Ringspaltkanal nachzurechnen. Abbildung 19 zeigt den schematischen Aufbau der Versuchsstrecke, Abbildung 20 zeigt den untersuchten Strömungsquerschnitt des Ringspaltkanals. Die wesentlichen hydraulischen Größen sind in Tabelle 3 aufgeführt.

Persson untersuchte in seinen Experimenten einen Ringspaltkanal zwischen einem mittig angeordneten, elektrisch beheizten Stab von 10,0 mm Außendurchmesser und einem ebenfalls elektrisch beheizten Mantelrohr mit einem Innendurchmesser von 22,1 mm. Durch sieben Abstandshalter, die mit einer Distanz von jeweils 379,0 mm entlang der 3.650 mm langen Versuchsstrecke angeordnet waren, wurde der Stab im Mantelrohr fixiert.

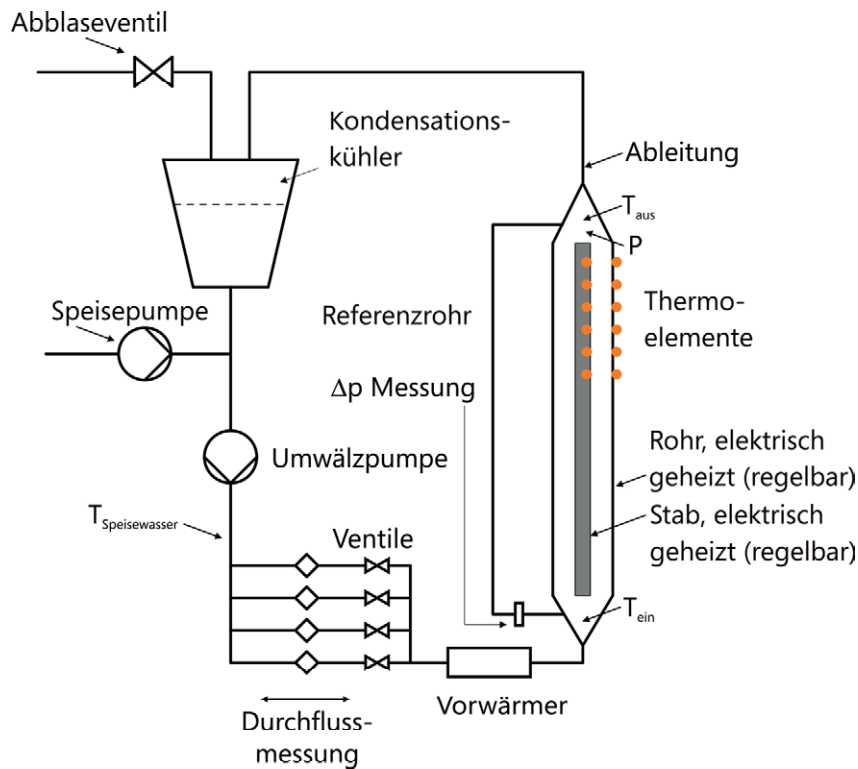


Abbildung 19: Schematischer Anlagenaufbau für den Ringspalt-Versuch von Persson (2002)

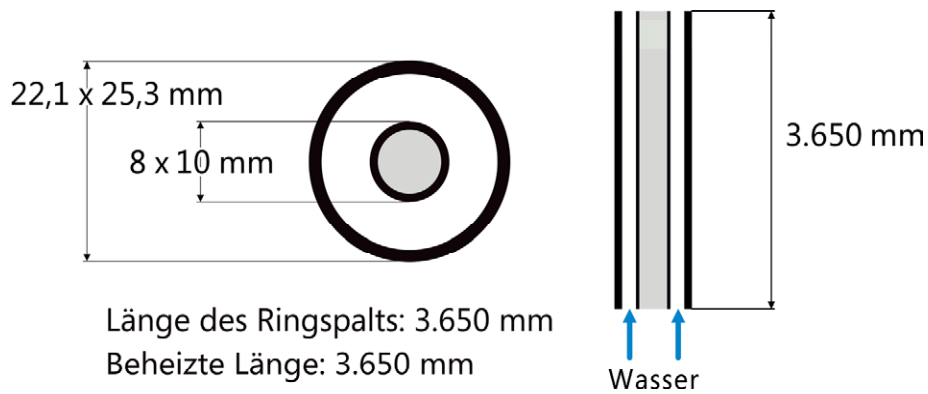


Abbildung 20: Strömungsquerschnitt in der untersuchten Ringspaltgeometrie im Versuch von Persson (2002)

| Ringspalt / Experiment Geometriedaten | <u>Persson</u> | | | | |
|---------------------------------------|---|-----------------------|-----------------------|--------------------------------|----------------------------|
| Stabdurchmesser (Außendurchmesser) | [mm] | 10,00 | | | |
| Rohrdurchmesser (Innendurchmesser) | [mm] | 22,10 | | | |
| Unterkanal "Ringspalt" Nummer (Typ) | Strömungsquerschnitt [mm ²] | benetzter Umfang [mm] | beheizter Umfang [mm] | hydraulischer Durchmesser [mm] | beheizter Durchmesser [mm] |
| 1 (1/4 Geometrie) | 76,26 | 25,21 | 25,21 | 12,100 | 12,100 |
| Gesamter Strömungsquerschnitt | [mm ²] | 305,04 | | | |
| Gesamter benetzter Umfang | [mm] | 100,84 | | | |
| Gesamter beheizter Umfang | [mm] | 100,84 | | | |
| Gesamter hydraulischer Durchmesser | [mm] | 12,10 | | | |
| Gesamter beheizter Durchmesser | [mm] | 12,10 | | | |

Tabelle 3: Wesentliche hydraulische Größen für den Ringspalt-Versuch von Persson (Quelle: Persson, 2002 sowie eigene Berechnungen)

Die Messungen wurden für einen weiten Bereich von Massenstromdichten bei einem Druck von ca. 70 bar und mit einer Unterkühlung des Kühlmediums zur Sättigungstemperatur bzw. Siedetemperatur von 10°C bzw. 40°C durchgeführt. Sowohl der der Staboberfläche als auch der der Mantelfläche des Ringspaltkanals aufgeprägte Wärmestrom war konstant, jedoch wurden unterschiedliche Verhältnisse von Staboberflächenwärmestromdichte zu Mantelrohrwärmestromdichte für die Versuche eingestellt.

Abbildung 21 zeigt eine typische Messung der Oberflächentemperaturen im oberen Bereich des Ringspaltkanals. Die Positionen der zuvor beschriebenen Abstandshalter sind durch schwarze Quadrate auf der 350°C-Isothermen dargestellt. Die gemessenen Temperaturen werden durch schwarze Dreiecke symbolisiert. Die rote Kurve schließlich stellt die mit MATRA- α berechneten Staboberflächentemperaturen dar. Dabei wird eine recht gute Übereinstimmung der berechneten mit den gemessenen Temperaturen bei den jeweiligen Versuchsparametern. Dies trifft sowohl auf den vorherberechneten Ort des Heizflächenaustrocknens als auch auf die zu erwartenden Temperaturen für den Bereich der ausgetrockneten Heizfläche zu.

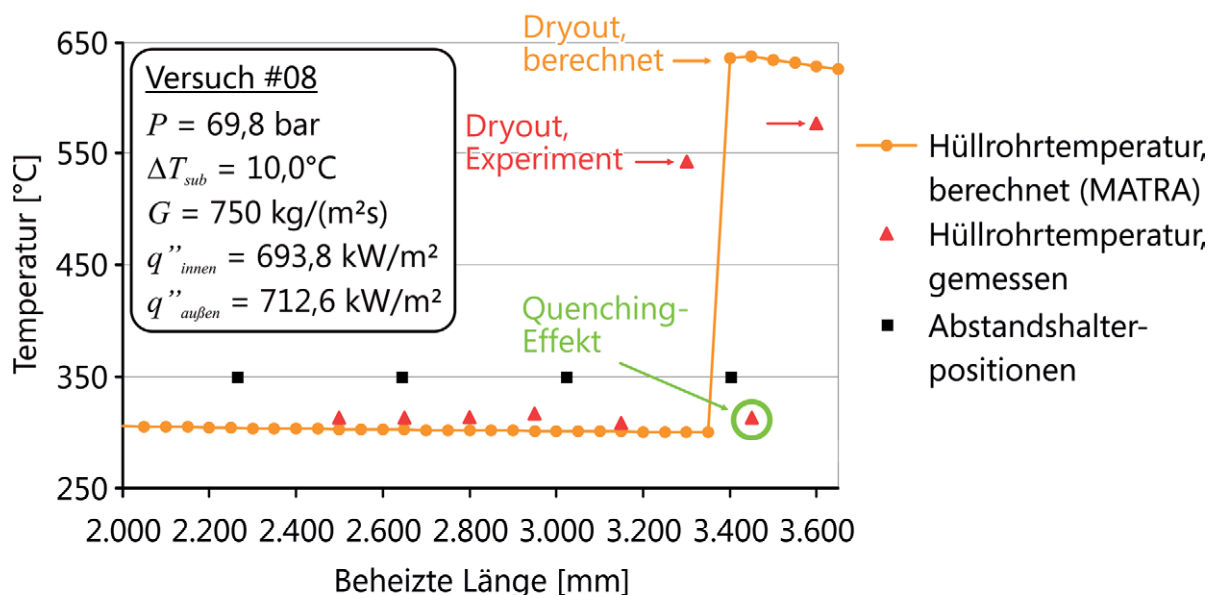


Abbildung 21: Gemessene und berechnete Höhe des Austrocknens der Heizstaboberfläche und Heizstaboberflächentemperaturen in einem Ringspaltkanal, Persson Versuch #08

Der in Abbildung 21 nachgerechnete Versuch #08 wurde bei einem Druck P von 69,8 bar, einer Massenstromdichte G von $750 \text{ kg}/(\text{m}^2\text{s})$ und einer konstanten Staboberflächenwärmestromdichte von $693,8 \text{ kW}/\text{m}^2$ sowie einer ebenfalls konstanten Mantelrohrwärmestromdichte von $712,8 \text{ kW}/\text{m}^2$ bei einer Unterkühlung des Kühlmediums am Eintritt des Ringspaltkanals von 10°C durchgeführt. Ein Austrocknen der Heizstaboberfläche wurde ab einer Höhe von 3,40 m bis zum oberen Ende des Ringspaltkanals berechnet. Die Staboberflächentemperatur wird für das betrachtete Experiment mit knapp unter 650°C vorhergesagt. Im Experiment wurde hingegen in einer Höhe von 3,3 m ein lokales Austrocknen der Heizstaboberfläche, genau unterhalb des Abstandshalters bei 3,4 m, sowie ein erneutes Austrocknen der Heizstaboberfläche in einer Höhe von 3,6 m berechnet. Offensichtlich kam es im Experiment durch den Abstandhalter in dessen Nachlauf zu einer Wiederbenetzung und damit zu einer Abkühlung der Heizstaboberfläche durch die Abscheidung von mitgerissenen Wassertröpfchen aus der Strömung. Im Experiment wird bis zu einer Höhe von ca. 3,1 m eine nahezu konstante Heizstaboberflächentemperatur von ca. 315°C gemessen. Die mit dem Thermoelement in 3,4 m Höhe gemessene Temperatur von 550°C deutet auf einen abrupten Anstieg der Heizstaboberfläche hin, wie es typischerweise beim Austrocknen der Heizfläche geschieht. Direkt nach dem folgenden Abstandhalter wird mit einem Thermoelement eine deutlich niedrigere Temperatur, auf dem Niveau der unterhalb von 3,4 m gemessenen Temperaturen, gemessen, bevor die Temperaturmessung in ca. 3,6 m Höhe erneut Temperaturen über 550°C ergibt, was wie bereits beschrieben auf das erneute Austrocknen der Heizstaboberfläche am oberen Ende des Ringspaltkanals, ein Stück stromab des Abstandshalters, hindeutet.

Das im Experiment beobachtete Phänomen einer Wiederbenetzung der Heizstaboberfläche durch Abstandhaltereffekte tritt in glatten Rohren nicht auf und wird somit nicht von Kon'kovs Korrelationen wiedergegeben. Auch in MATRA- α selbst werden diese Effekte nicht explizit berücksichtigt, da in MATRA- α wie bereits zuvor beschrieben lediglich die Umverteilung des den Abstandhalter passierenden Kühlmittelstroms auf benachbarte Unterkanäle berücksichtigt wird, dies aber nicht automatisch zu den beobachteten Wiederbenetzungseffekten führt.

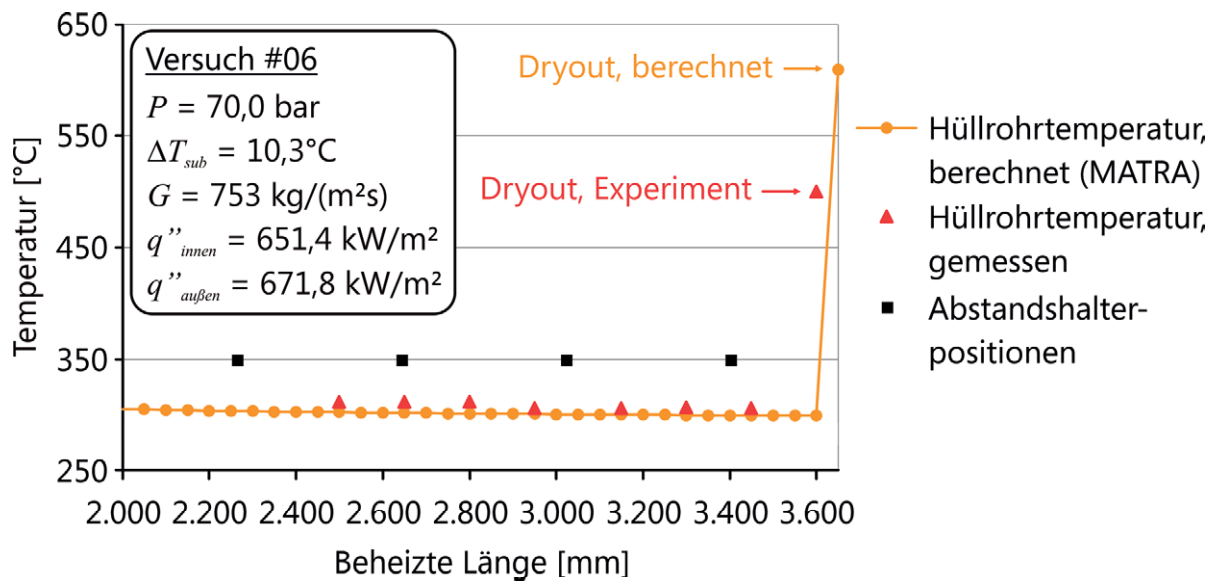


Abbildung 22: Gemessene und berechnete Höhe des Austrocknens der Heizstaboberfläche und Heizstaboberflächentemperaturen in einem Ringspaltkanal, Persson Versuch #06

Bei der in Abbildung 22 gezeigten Berechnung zu Perssons Versuch #06 liegt eine ebenfalls gute Übereinstimmung zwischen experimentell ermittelter und berechneter Lage des kritischen Siedezustands vor, wobei der Dryout in diesem Fall am oberen Ende der Versuchsstrecke nahe dem Austritt auftritt. Im Vergleich zu dem in Abbildung 21 gezeigten Versuch #08 von Persson war die Heizleistung leicht reduziert, während die anderen Parameter vergleichbar mit Perssons Versuch #08 waren.

Bei den beiden zuvor betrachteten Versuchen lag die beim Dryout auftretende und gemessene lokale Temperaturerhöhung der Heizfläche bei ca. 250°C.

Abbildung 23 zeigt die Auswertung aller kritischen Dampfgehalte, die direkt aus den Versuchen von Persson et al. abgeleitet wurden, indem eine Wärmebilanz mit den Eintrittsparametern des Kühlmediums und der Wärmezufuhr im Ringspaltkanal bis zur Höhe des gemessenen Austrocknens der Heizfläche erstellt wurde und somit direkt der mittlere Dampfgehalt $x_{kritisch, Experiment}$ an dieser Stelle berechnet werden konnte.

Zum Vergleich wurde mit der bei einem Druck von 69,8 bar gültigen Korrelation von Kon'kov der kritische mittlere Dampfgehalt $x_{kritisch, Kon'kov}$ als Funktion der

Massenstromdichte für verschiedene, für das Experiment von Persson et al. repräsentative Massenstromdichten berechnet. Dieser ergibt sich nach der in Kapitel 2.2.2 eingeführten Korrelation von Kon'kov zu

$$x_{kritisch, Kon'kov} = 19,398 \cdot q''^{-0,125} \cdot G^{-0,333} \cdot (d_{hy} \cdot 10^3)^{-0,07} \cdot e^{-0,00255} \quad (57)$$

Die durchgängigen Linien zeigen den kritischen mittleren Dampfgehalt $x_{kritisch, Kon'kov}$ als Funktion der Wärmestromdichte der Staboberfläche, während alle anderen Parameter konstant gehalten wurden.

Die Punkte in Abbildung 23 entsprechen jeweils den aus den Versuchsdaten berechneten Werten für den mittleren Dampfgehalt im Ringspaltkanal an den im Experiment bestimmte Orten des Austrocknens der Heizstaboberfläche.

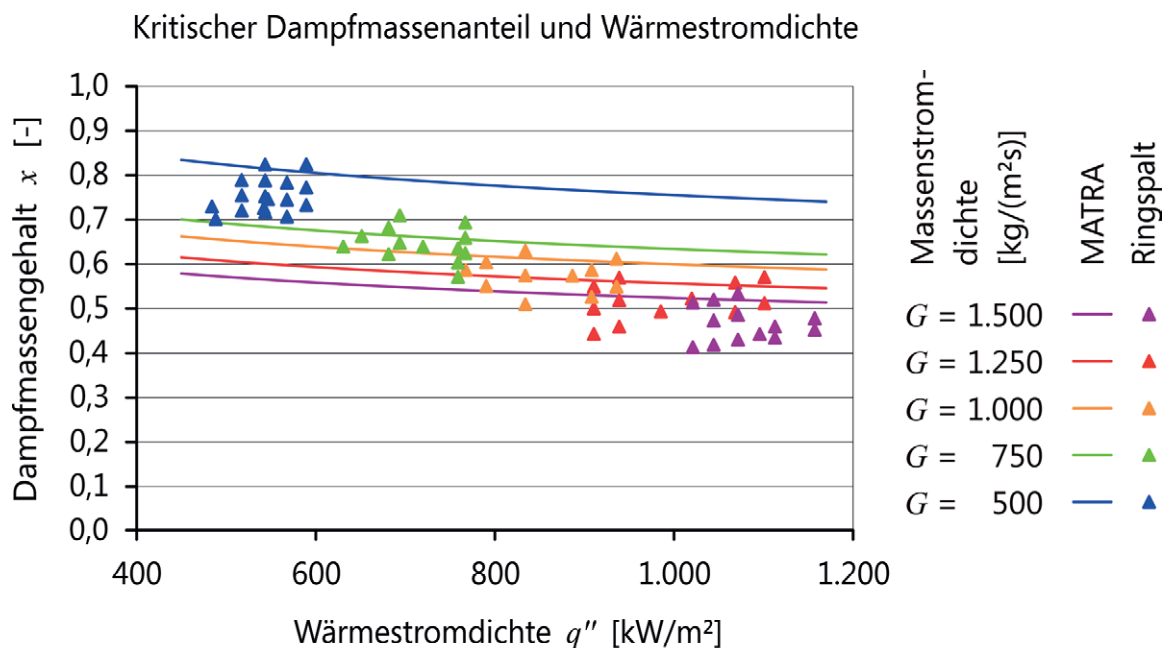


Abbildung 23: Gemessener und berechneter mittlerer Dampfgehalt am Ort des Austrocknens der Heizstaboberfläche im Ringspaltkanal (Quelle: Experimentelle Daten aus Persson (2002), eigene Berechnungen)

Die jeweils unterschiedlichen Farben korrespondieren mit den jeweiligen Massenstromdichten im Experiment und der Analyse. In einigen Fällen sind mehrere Punkte vertikal angeordnet, da im Experiment mehrere Stellen auf dem Stab detektiert wurden, an denen es zum Austrocknen der Heizstaboberfläche kam. In

diesen Fällen wurden alle Stellen in das Diagramm übernommen, auch wenn es an einem der folgenden Abstandshalter zu den bereits zuvor beschriebenen Effekten kam, d.h. stromab des folgenden Abstandshalters eine niedrigere Temperatur gemessen wurde und dies auf einen Wiederbenetzungseffekt zurückgeführt werden konnte. Für den Fall dass kein Wiederbenetzungseffekt beobachtet wurde, wurde der Ort des ersten Austrocknens der Heizstaboberfläche eingetragen. An den jeweils tiefsten Stellen im Ringspaltkanal, an denen es im Experiment zum Austrocknen der Heizstaboberfläche kam, ist der anhand der Versuchsdaten berechnete mittlere Dampfgehalt $x_{kritisch, Experiment}$ in etwa 10% niedriger als der von der Kon'kov-Korrelation berechnete mittlere kritische Dampfgehalt $x_{kritisch, Kon'kov}$. Die Kon'kov-Korrelation ist offensichtlich eher dazu geeignet, den Ort eines permanenten Austrocknens der Heizstaboberfläche vorherzusagen. Lokale Effekte wie sie durch Abstandshalter verursacht werden oder andere, bündelspezifische Effekte, werden von der Kon'kov-Korrelation nicht ausreichend berücksichtigt, so dass für Berechnungen zum Bündel zusätzliche Korrekturfaktoren aus der Literatur berücksichtigt werden sollten.

2.3.3 Kombinierte Validierung des neuen Modells zur Vorhersage kritischer Siedezustände und des neuen Void-Drift-Modells in MATRA- α

Wie in Kapitel 1.3 erwähnt, sind Daten über Versuche zu kritischen Siedezuständen in Bündelgeometrien i.d.R. proprietärer Art und damit oftmals nicht oder nur unter Auflagen im Rahmen der Wissenschaft nutzbar. Um das mit einem neuen Modell zur Vorhersage kritischer Siedezustände und dem neuen Void-Drift-Modell erweiterte MATRA- α validieren zu können, wurden die ebenfalls kürzlich von Krejci et al. (2005) untersuchten Experimente von Nilsson et al. (1971) mit MATRA- α nachgerechnet.

Nilsson führte hierbei an einem Vierstabbündel mit einer quadratischen Anordnung der Heizstäbe Versuche zur kritischen Heizflächenbelastung und dem daraus resultierenden Austrocknen des die Heizfläche benetzenden Flüssigkeitsfilms durch. Ein schematischer Aufbau der von Nilsson et al. verwendeten Versuchsstrecke ist in Abbildung 24 dargestellt. Die Strömungsrichtung des Kühlmittels ist anhand der eingezeichneten Pfeile erkennbar. Abbildung 25 zeigt zusätzlich den Strömungsquerschnitt des dabei untersuchten Bündels.

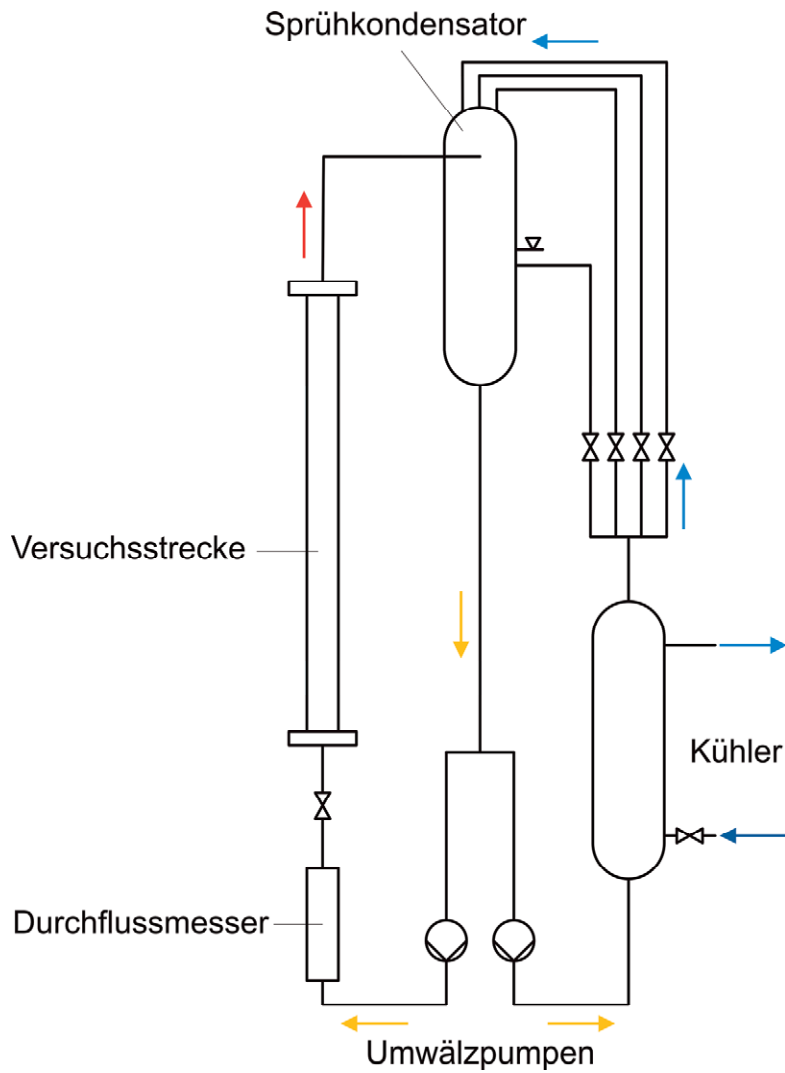


Abbildung 24: Schematischer Anlagenaufbau für die Versuche von Nilsson (nach Nilsson et al. 1971)

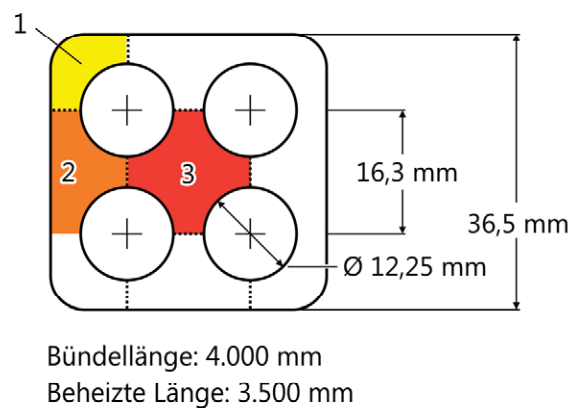


Abbildung 25: Strömungsquerschnitt im Nilsson 2 x 2 Bündel, Versuche zum Dryoutverhalten (Nilsson et al, 1971)

Die Innenseite des Bündels ist 36,5 mm breit, der Stabaußendurchmesser beträgt 12,25 mm und das Verhältnis von Stabmittenabstand zu Stabdurchmesser liegt bei 1,33. Das Testbündel wurde aus mehreren 285 mm langen Teilstücken zusammengesetzt. Weiterhin verfügt das von Nilsson et al. untersuchte Bündel über stark abgerundete Ecken mit einem Radius von 9 mm. Das Bündel selbst steckt in einem Rohr mit einem Innendurchmesser von 77,9 mm als druckführende Umschließung. Nilsson et al. führten die Versuche bei 7,0 MPa (70 bar) mit unterschiedlichen Bündelleistungen und axialen Stableistungsprofilen sowie mit unterschiedlichen Kühlmiteleintrittsbedingungen durch. Wie bereits in dem in Kapitel 2.3.2 beschriebenen Versuch von Persson et al. führte auch Nilsson die Versuche bei einem Druck von ca. 70 bar und mit einer Unterkühlung des Kühlmediums zur Sättigungstemperatur bzw. Siedetemperatur von 10°C bzw. 40°C durch.

Bei der Versuchsdurchführung wurde zunächst die Bündelleistung eingestellt sowie der Druck und die Eintrittstemperatur, d.h. die Unterkühlung der Kühlflüssigkeit gegenüber der dem Versuchsdruck entsprechenden Sättigungstemperatur. Danach wurde der Massenstrom durch das Bündel sukzessive reduziert, bis die in der Versuchsstrecke angebrachten redundanten und diversitären Detektoren zum Erfassen eines Heizflächenaustrocknens das Austrocknen der Heizfläche detektierten. Anschließend wurde der Ort des Austrocknens der Heizfläche durch eine geringfügige Anpassung des Massenstroms lokal stabilisiert. Die Temperaturmessungen ergaben, dass das Austrocknen der Heizfläche stets im mittleren Kanal zuerst auftrat.

Der Messfehler hinsichtlich der eingestellten Heizleistung lag bei +0,9-2,8%, die Genauigkeit bei der Bestimmung des Massenstromes bei $\pm 0,5\%$ und ca. 0,25 bar und $\pm 0,5^\circ\text{C}$ bei Druck und Eintrittstemperatur.

Die Bündelgeometrie des „Nilsson-Bündels“ ist prinzipiell mit der von Behnke et al. (2006) für die Versuche zum HPLWR-Bündel vorgeschlagenen Bündelgeometrie vergleichbar, ist jedoch deutlich größer. Die wesentlichen hydraulischen Größen des Bündels werden in Tabelle 4 zusammengefasst.

| Bündel / Experiment Geometriedaten | | <u>Nilsson</u> | | | | |
|---------------------------------------|---|-----------------------------|-----------------------------|--------------------------------------|----------------------------------|--|
| Stabdurchmesser (Diameter, D) | [mm] | 12,25 | | | | |
| Stababstand (Pitch, P) | [mm] | 16,30 | | | | |
| P zu D Verhältnis | [-] | 1,33 | | | | |
| Unterkanal Nummer (Typ) | Strömungs- querschnitt [mm ²] | benetzter Umfang [mm] | beheizter Umfang [mm] | hydraulischer Durchmesser [mm] | beheizter Durchmesser [mm] | |
| 1 (Eckkanal) | 55,16 | 25,96 | 9,62 | 8,500 | 22,936 | |
| 2 (Seitenkanal) | 105,70 | 35,54 | 19,24 | 11,897 | 21,975 | |
| 3 (Zentralkanal) | 147,83 | 38,48 | 38,48 | 15,367 | 15,367 | |
| Gesamter Strömungs- querschnitt | [mm ²] | 791,27 | | | | |
| Gesamter benetzter Umfang | [mm] | 284,48 | | | | |
| Gesamter beheizter Umfang | [mm] | 153,92 | | | | |
| Gesamter hydraulischer Durchmesser | [mm] | 11,13 | | | | |
| Gesamter beheizter Durchmesser | [mm] | 20,56 | | | | |

Tabelle 4: Wesentliche hydraulische Größen für das 2 x 2 Versuchs­bündel von Nilsson (Quelle: Nilsson et al., 1971 sowie eigene Berechnungen)

Wie in Abbildung 26 gezeigt variierten Nilsson et al. im Rahmen ihrer Versuche dabei das Leistungsprofil der Beheizung und den Kühlmitteldurchsatz durch das Bündel. In Abbildung 26 sind die drei axialen Leistungsprofile dargestellt. Das jeweilige Profil blieb unabhängig von der Bündelleistung gültig. In der Versuchsreihe OF-4 F1-3 wurde eine „abgeschnittene Kosinusverteilung“ verwendet, für die Versuchsreihe OF-4 E ein „verzerrtes Kosinusprofil“ mit Bauch im unteren Drittel der Teststrecke und für die Versuchsreihe OF-4 D schließlich ein „verzerrtes Kosinusprofil“ mit der höchsten Heizleistung im oberen Drittel der Teststrecke. Die maximal zu erwartenden Heizflächenbelastung war bei allen drei Profilen in etwa identisch und lag beim jeweils 1,6-fachen der mittleren Wandwärmestromdichte.

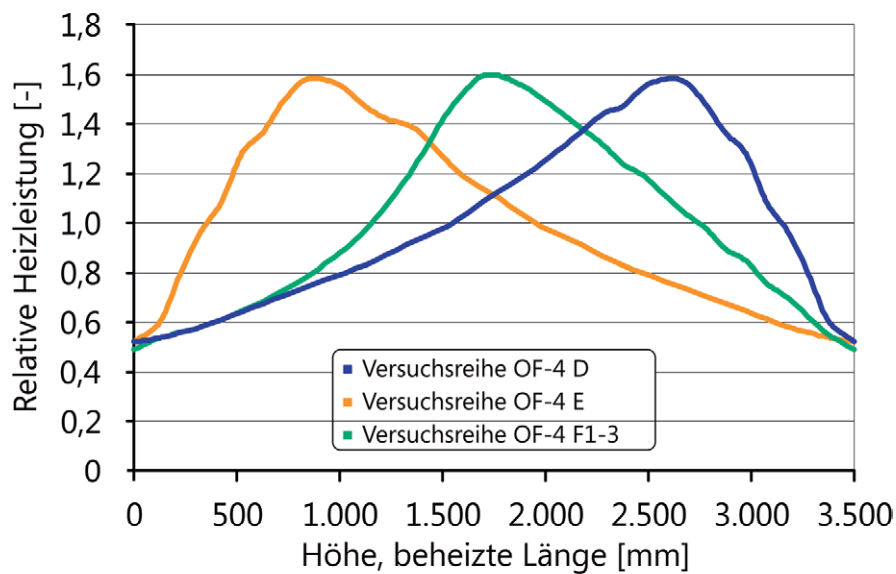


Abbildung 26: Axiale Leistungsprofile in den Nilsson Experimenten (Nilsson et al., 1971)

Abbildung 27 bis Abbildung 32 zeigen den Vergleich zwischen den experimentell bestimmten Wärmestromdichten für das Auftreten kritischer Siedezustände nach Messungen von Nilsson mit den Ergebnissen der Berechnungen mit dem modifizierten MATRA. Die Berechnungen wurden mit dem um das neue, in Kapitel 2.2.1 vorgestellte Void-Drift-Modell für Ringströmungen sowie das in Kapitel 2.2.2 eingeführte Modell zur Vorhersage kritischer Siedezustände erweiterte MATRA- α durchgeführt. Als zusätzliche Referenz sind darüber hinaus die der jeweiligen Versuchsreihe zugrunde liegenden Heizprofile als Grafik eingefügt.

Abbildung 27 und Abbildung 28 zeigen die Ergebnisse für die Versuchsreihe OF-4 F1 mit „abgeschnittenem Kosinusprofil“.

Abbildung 29 und Abbildung 30 zeigen die Ergebnisse für die Versuchsreihe OF-4 D mit dem „verzerrten Kosinusprofil“ und der höchsten Heizleistung im oberen Drittel der Testgeometrie.

Abbildung 31 und Abbildung 32 zeigen schließlich die Ergebnisse für die Versuchsreihe OF-4 E mit dem „verzerrten Kosinusprofil“, jedoch mit dem „Bauch“ im unteren Drittel.

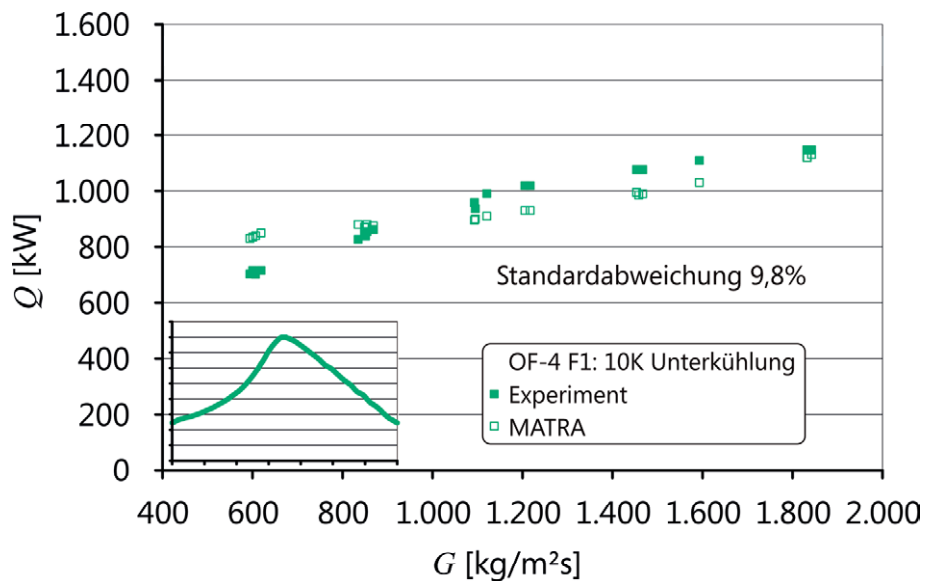


Abbildung 27: Vergleich Nilsson Experiment OF4-F1, 10 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment

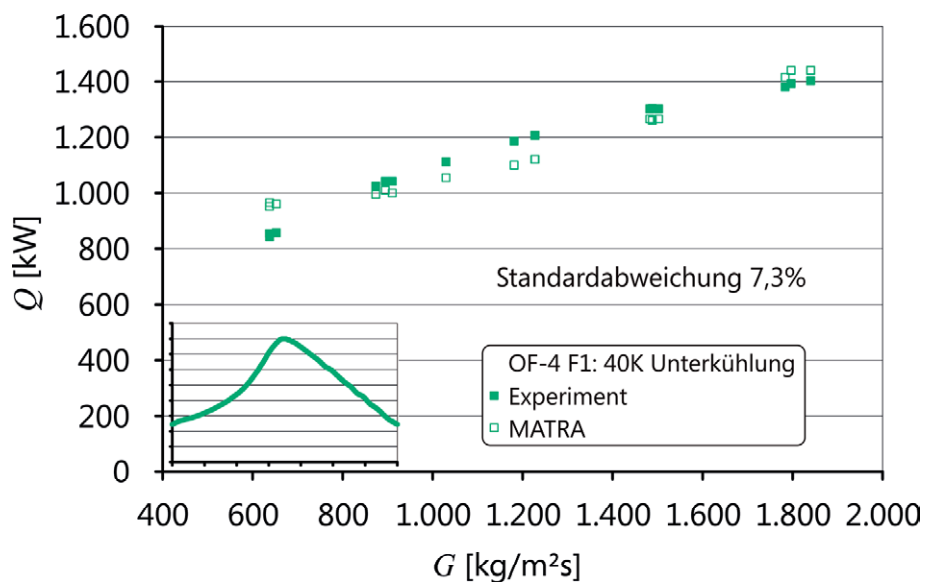


Abbildung 28: Vergleich Nilsson Experiment OF4-F1, 40 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment

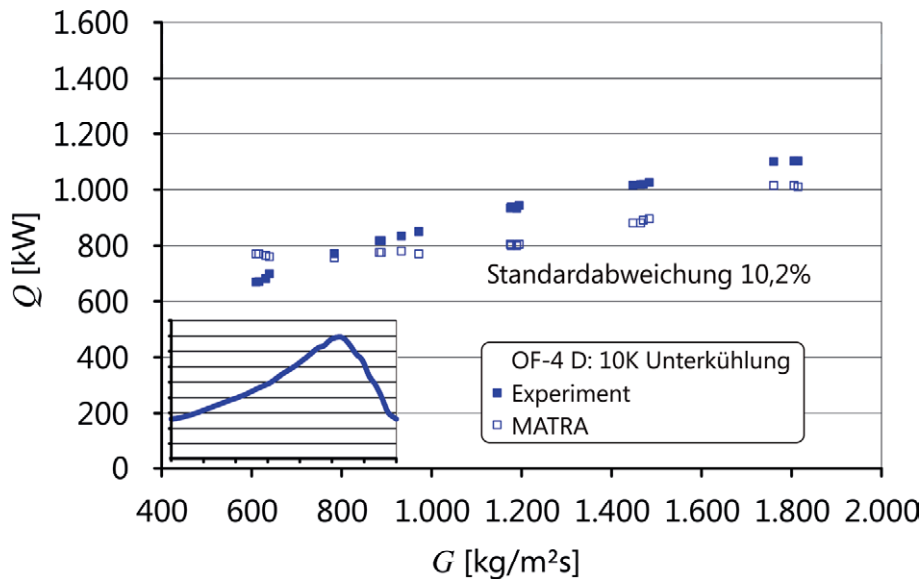


Abbildung 29: Vergleich Nilsson Experiment OF4-D, 10 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment

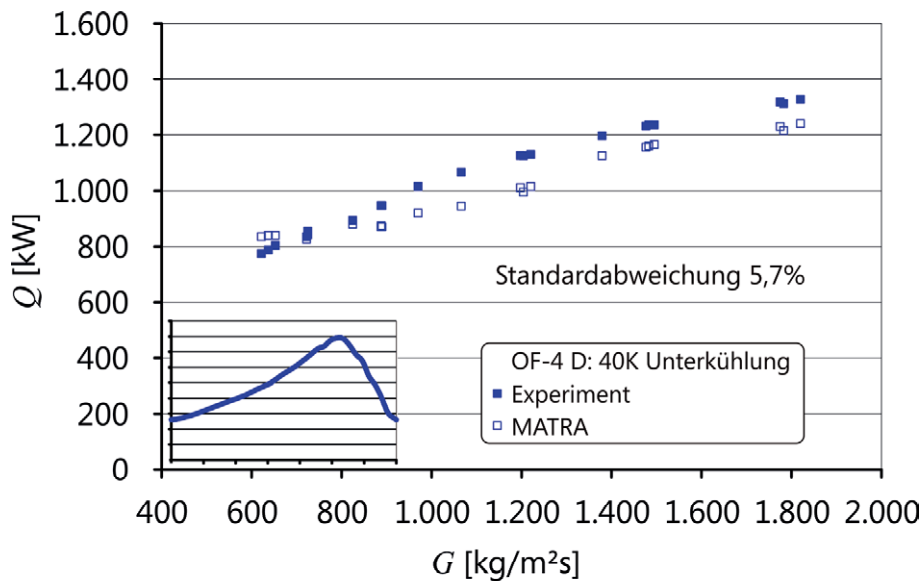


Abbildung 30: Vergleich Nilsson Experiment OF4-D, 40 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment

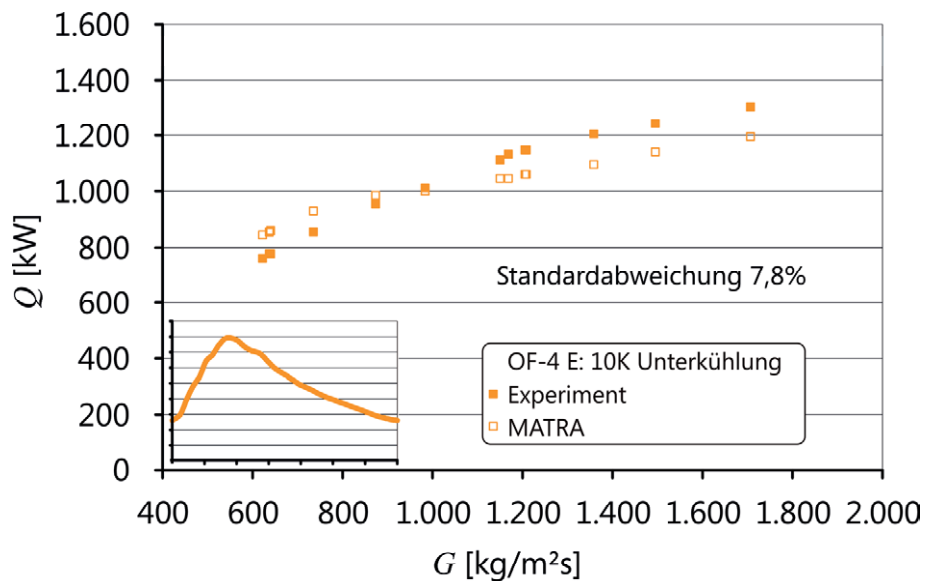


Abbildung 31: Vergleich Nilsson Experiment OF4-E, 10 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment

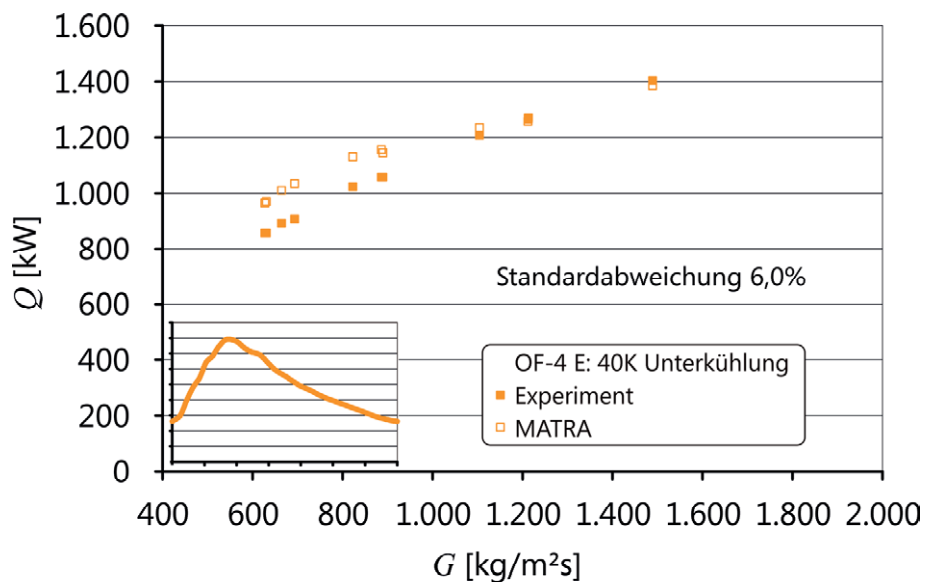


Abbildung 32: Vergleich Nilsson Experiment OF4-E, 40 K Unterkühlung, mit den MATRA- α Berechnungen zu diesem Experiment

| Bezugsgröße "kW" Versuch / Unterkühlung | | Mittelabweichung | Standardabweichung |
|--|------|------------------|--------------------|
| OF-4E | 10 K | 1,9% | 7,8% |
| | 40 K | 4,8% | 6,0% |
| OF-4D | 10 K | 3,6% | 10,2% |
| | 40 K | 2,1% | 5,7% |
| OF-4F1 | 10 K | 4,3% | 9,8% |
| | 40 K | 3,3% | 7,3% |

Tabelle 5: Statistische Betrachtung der Versuchsergebnisse zu den Versuchsreihen OF-4 E, OF-4 D und OF-4 F1

In Tabelle 5 ist zusammenfassend eine statistische Betrachtung der mit dem modifizierten MATRA- α berechneten Ergebnisse zu den Versuchen von Nilsson und dessen experimentell ermittelten Werten dargestellt.

Hierbei wurde sowohl die Standardabweichung als auch die Mittelabweichung als Darstellung gewählt. Die berechnete Standardabweichung ist eine erwartungstreue Schätzung der Standardabweichung der Grundgesamtheit. Das bedeutet, es wird durch $(n-1)$ anstatt durch n geteilt.

Die zugrunde gelegte Standardabweichung *STABW* verwendet die folgende Formel:

$$STABW = \sqrt{\frac{\sum_{i=1}^n (x - \bar{x})^2}{(n-1)}} \quad (58)$$

Die Mittelabweichung *MITTELABW* hingegen gibt die durchschnittliche absolute Abweichung der berechneten Werte und ihrem Mittelwert zurück und ist ein Maß für die Streuung innerhalb einer Datengruppe. Die Gleichung für die durchschnittliche Abweichung lautet

$$MITTELABW = \frac{1}{n} \sum_{i=1}^n |x - \bar{x}| \quad (59)$$

Danach beträgt die Mittelabweichung für die Versuchsreihe OF 4 E und 10 K Unterkühlung 1,9% und die Standardabweichung 7,8% (0,078); bei 40 K

Eintrittsunterkühlung ergibt sich eine Mittelabweichung von 4,8% und eine Standardabweichung von 6,0% (0,06). Für die Versuchsreihe OF-4D ergibt sich für die Experimente mit 10 K Unterkühlung eine Mittelabweichung von 3,6% und eine Standardabweichung von 10,2% (0,102) und für die Experimente mit 40 K Unterkühlung eine Mittelabweichung von 2,1% und eine Standardabweichung von 5,7% (0,057). Für die Versuchsreihe OF-4F schließlich beträgt die Mittelabweichung 4,3% bzw. 3,3% und die Standardabweichung 9,8% (0,098) bzw. 7,3% (0,073) für die Experimente mit 10 K bzw. 40 K Unterkühlung des Kühlmittels am Eintritt der Versuchsstrecke.

Die Ungenauigkeiten werden unter Umständen auch wesentlich von den verwendeten Daten zu den Abstandshaltern verursacht, da von den von Nilsson verwendeten Abstandshaltern lediglich die Anpresskraft der Abstandshalterfedern an die beheizten Stäbe, nicht jedoch die Kanalverengung bzw. Druckverluste oder Angaben zum Queraustausch oder der Durchmischung der Strömung dokumentiert wurden. Entsprechend wurden die in der Literatur, z.B. von Tong und Weissmann (1996) angegebenen Werte verwendet.

Krejci et al., 2005 wählten bei der Entwicklung eines Unterkanalanalyseprogramms mit einem „phänomenologischen“ Ansatz (siehe Kapitel 1.3) zur Vorhersage kritischer Siedezustände in Brennelementen fünf repräsentative experimentelle Punkte für einen Vergleich mit ihrem Rechenmodell aus. Diese Punkte wurden im Rahmen dieser Arbeit ebenfalls für einen Vergleich zwischen den beiden Void-Drift-Modellen (siehe Kapitel 2.2.1) in MATRA- α verwendet, um den Einfluss des jeweils verwendeten Void-Drift-Modells auf die Genauigkeit der Vorhersage kritischer Zustände zu verdeutlichen. Beide Void-Drift-Modelle wurden zusammen mit dem in Kapitel 2.2.2 beschriebenen Modell zur Vorhersage kritischer Siedezustände von Kon'kov und Doroshchuk verwendet.

Abbildung 33 zeigt den Vergleich der beiden zuvor beschriebenen Kombinationen von Void-Drift-Modell und Modell zur Vorhersage kritischer Siedezustände. In dem Diagramm ist die Gesamtleistung des Bündels bei Dryout punktweise über der im jeweiligen Versuch eingestellten Kühlmittelmassenstromdichte aufgetragen. Die grünen Quadrate stellen die zuvor beschriebenen fünf exemplarisch aus Nilssons Experimenten ausgewählten Versuchspunkte dar, die grün umrandeten Quadrate (ohne Füllung) stellen die Ergebnisse der Rechnungen mit dem in dieser Arbeit

entwickelten Void-Drift-Modell dar, die rot umrandeten Quadrate sind die Ergebnisse, die mit dem Void-Drift-Modell von Hwang berechnet wurden. Dabei wird deutlich, dass das empirische Modell von Hwang gegenüber dem auf physikalischen und statistischen Effekten basierende Modell (Kapitel 2.2.1) zur Berechnung des Void-Drifts in Stabbündeln höhere Ungenauigkeiten zu verursachen scheint.

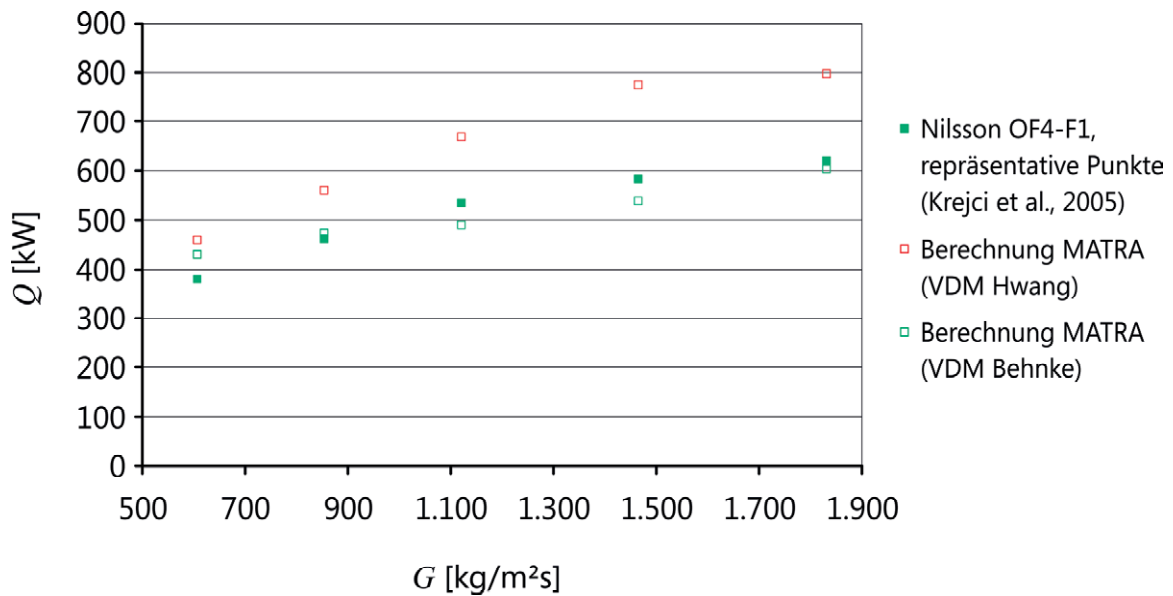


Abbildung 33: Vergleich repräsentativer experimenteller Punkte (nach Krejci et al., 2005) mit berechneten Werten aus MATRA- α unter Verwendung der Void-Drift-Modelle von Hwang und Behnke

Für das modifizierte und in diesem Kapitel validierte MATRA- α wird die Bezeichnung MATRA-BCP (Basic CHF Prediction) vorgeschlagen.

3 Anwendung von MATRA-BCP auf eine HPLWR-spezifische Geometrie

Das wie zuvor in Kapitel 2.3 beschriebene validierte MATRA-BCP wurde anschließend für eine erste Analyse einer Versuchsgeometrie zum HPLWR-Brennelement verwendet.

Bei der Versuchsgeometrie handelt es sich um die von Behnke et al. (2006) vorgestellte Anordnung von vier elektrisch beheizten Stäben, die sich in einem quadratischen Kasten befinden. Die thermische Belastung der Brennstäbe bei unterkritischen Drücken wird nachfolgend für ein kleines Test-Brennelement mit nur vier Brennstäben erläutert.

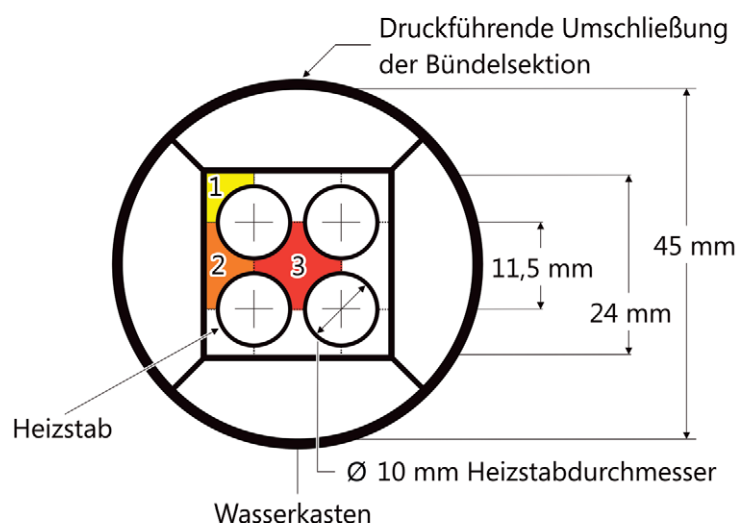


Abbildung 34: Querschnitt des HPLWR 4-Stab Testbündels

Abbildung 34 zeigt schematisch ein solches Testbündel, mit dem ein Großteil der thermohydraulischen Phänomene des von Hofmeister et al. (2006) vorgeschlagenen Brennelements untersucht werden können. Dabei handelt es sich um eine quadratische Anordnung von vier Heizstäben (HS) in einem Wasserkasten. Dieser ist von vier Kanälen umgeben, die das Testbündel in dem als druckführende Umschließung (DFU) der Teststrecke dienendem Rohr zentrieren. Der Heizstabdurchmesser beträgt 10 mm, der Heizstababstand 11,5 mm, wodurch sich ein Verhältnis von Heizstababstand zu Heizstabdurchmesser (sog. P-zu-D-Verhältnis) von

1,15 ergibt. Der die 4-Stabanordnung umschließende Wasserkasten hat innen eine Seitenlänge von 24 mm. Die Wassertemperatur sowie die Durchströmungsrichtung kann in den den Wasserkasten umgebenden vier Kanälen eingestellt werden. Die Vorwärmtemperatur des Kühlmittels kann ebenfalls eingestellt werden, so dass mit einer beheizten Länge von 1.000 mm sowie einer Einlauf- und Auslaufstrecke von jeweils 500 mm alle relevanten Strömungsstrukturen und -phänomene des Reaktors untersucht werden können. Die Beheizung der Stäbe erfolgt elektrisch, wobei zunächst ein konstantes Heizprofil aufgeprägt wird.

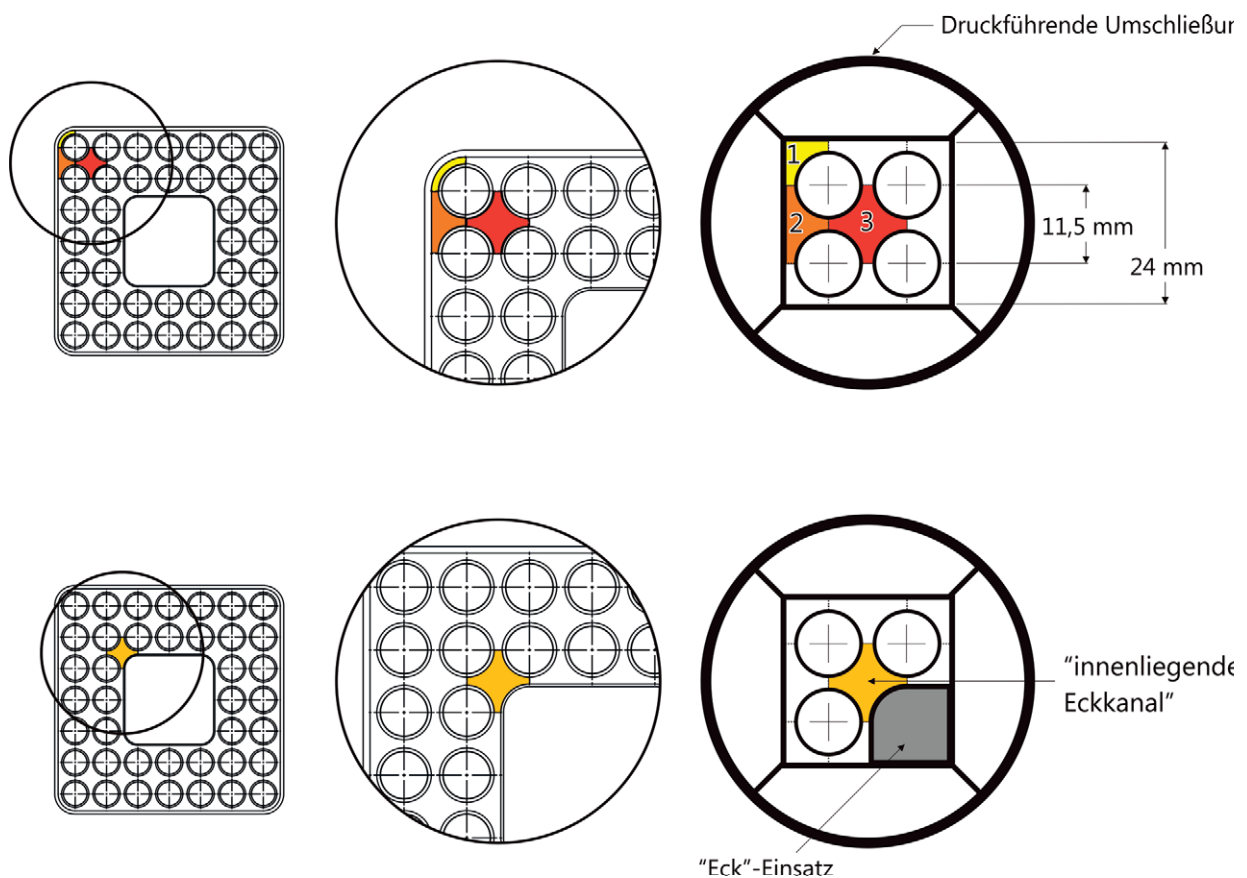


Abbildung 35: Unterkanalabbildung des HPLWR-Brennelements im 4-Stab Testbündel

Abbildung 35 zeigt die typischen Unterkanalarten des HPLWR-Brennelements und ihre Entsprechungen in der vorgeschlagenen Versuchsgeometrie zum HPLWR Brennelement. Im oberen Teil der Abbildung 35 ist dabei die Standardkonfiguration des Testbündels zu sehen, sowie die Darstellung der drei Unterkanaltypen für diese Konfiguration. Der innenliegende „Eckkanal“ des bereits zuvor in Abbildung 1 gezeigten HPLWR Brennelementes kann durch einen entsprechenden „Eck“-Einsatz

für das Testbündel abgebildet werden. Die wesentlichen hydraulischen Geometriedaten des Bündels sind in Tabelle 6 aufgelistet.

| Bündel / Experiment Geometriedaten | | <u>HPLWR 4 Stab</u> | | | | |
|------------------------------------|---|-----------------------|-----------------------|--------------------------------|----------------------------|--|
| Stabdurchmesser (Diameter, D) | [mm] | 10,00 | | | | |
| Stababstand (Pitch, P) | [mm] | 11,50 | | | | |
| P zu D Verhältnis | [-] | 1,15 | | | | |
| Unterkanal Nummer (Typ) | Strömungsquerschnitt [mm ²] | benetzter Umfang [mm] | beheizter Umfang [mm] | hydraulischer Durchmesser [mm] | beheizter Durchmesser [mm] | |
| 1 (Eckkanal) | 19,43 | 20,35 | 7,85 | 3,819 | 9,900 | |
| 2 (Seitenkanal) | 32,61 | 27,21 | 15,71 | 4,794 | 8,303 | |
| 3 (Zentralkanal) | 53,71 | 31,42 | 31,42 | 6,838 | 6,838 | |
| Gesamter Strömungsquerschnitt | [mm ²] | 261,87 | | | | |
| Gesamter benetzter Umfang | [mm] | 221,66 | | | | |
| Gesamter beheizter Umfang | [mm] | 125,66 | | | | |
| Gesamter hydraulischer Durchmesser | [mm] | 4,73 | | | | |
| Gesamter beheizter Durchmesser | [mm] | 8,34 | | | | |

Tabelle 6: Wesentliche hydraulische Größen für das HPLWR 4-Stab Testbündel (Quelle: Behnke et al, 2006 sowie eigene Berechnungen)

Für die Standardkonfiguration des Testbündels mit vier Heizstäben wurden von Behnke et al. (2006) erste Berechnungen zur axialen Lage eines kritischen Siedezustandes gemacht. Dabei wurde angenommen, dass das Wasser in den äußeren Kanälen nahezu Siedetemperatur hat und somit eine Wärmeübertragung über die Wand des Wasserkastens vernachlässigt werden kann. Für die Berechnungen wurde in Behnke et al. (2006) das modifizierte Void-Drift Modell von Hwang (2000) verwendet. Diese Rechnungen wurden mit dem in dieser Arbeit (Kapitel 2.2.1) vorgestellten Void-

Drift-Modell wiederholt und die Ergebnisse mit denen der Berechnungen in Behnke et al. (2006) verglichen.

Die Zuordnung der drei Unterkanaltypen geschieht anhand der Form der Markierungen, die jeweilige Farbe der Markierung gibt Auskunft über das zur Berechnung des jeweiligen Datenpunkts verwendete Void-Drift-Modell. Die Ergebnisse aus Behnke et al. (2006) sind mit den kleineren Symbolen dargestellt, die Ergebnisse der Berechnungen mit dem in dieser Arbeit beschriebenen Void-Drift-Modell mit den größeren Symbolen. Der Zentralkanal wird grundsätzlich durch ein Quadrat symbolisiert, der Seitenkanal durch ein Dreieck und der Eckkanal durch einen Kreis.

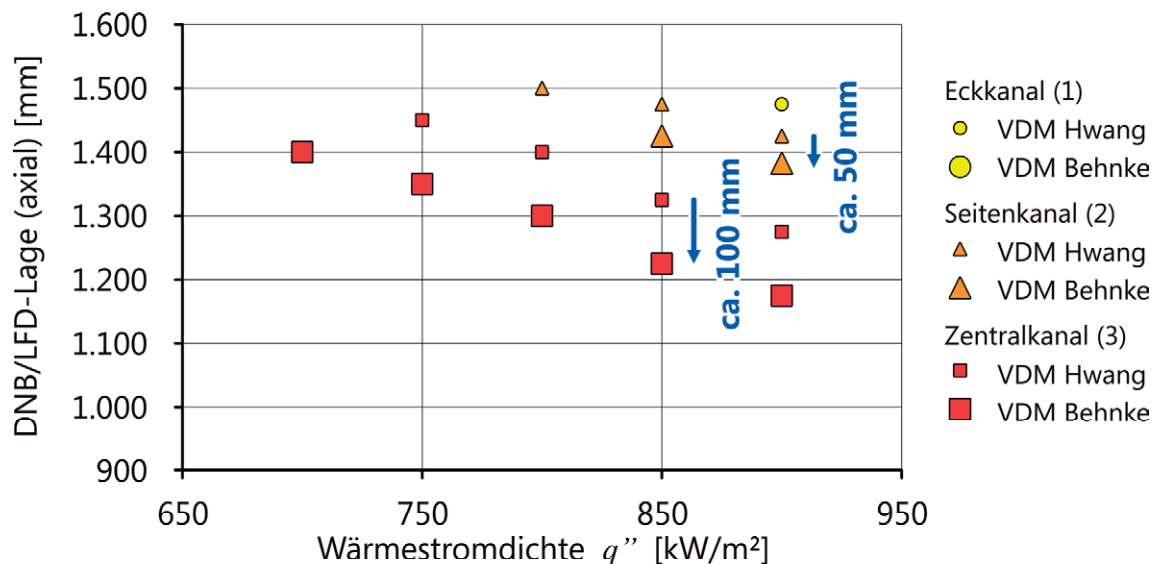


Abbildung 36: LFD-Lage im HPLWR - Testbündel in Abhängigkeit der Wärmestromdichte für den Zentral-, Seiten- und Eckkanal, theoretischer Lastpunkt 40% ($P = 100$ bar, $G = 400$ kg/m²s, $q'' =$ variabel)

Abbildung 36 zeigt dabei die Ergebnisse für einen angenommenen Lastpunkt des Bündels, der in etwa vergleichbar mit einem 40% Lastpunkt des HPLWR vergleichbar ist. Bei der vorgeschlagen Gleitdruckfahrweise bedeutet dies einen konstanten Druck P von 100 bar, eine konstante Massenstromdichte G am Bündeleintritt von ca. 400 kg/m²s und Wärmestromdichten q'' von 700 kW/m² bis 900 kW/m². Beim Betrachten der jeweiligen Datenpunkte fällt auf, dass der kritische Siedezustand im Zentral- und Seitenkanals bei der Verwendung des in dieser Arbeit vorgestellten

Void-Drift-Modells früher, d.h. in einer tieferen Lage (ca. 100 mm) auftritt als bei der Verwendung des modifizierten Void-Drift-Modells von Hwang (2000). Exemplarisch sind diese Lageänderungen des Dryouts in den einzelnen Unterkanälen bei 850 kW/m² und 900 kW/m² durch blaue Pfeile gekennzeichnet. Dies spiegelt den Einfluss der dem neuen Void-Drift-Modell zugrunde gelegten physikalischen Vorstellung der Kapillarwirkung wider. Als Folge der Kapillarwirkung wird das flüssige Kühlmittel quasi in die Eckkanäle gesogen, während der Dampf bevorzugt in den größeren Kanälen strömt. Im Eckkanal selbst kommt es daher auch zu einem späteren Auftreten des Dryouts bzw. ein Auftreten eines Dryouts bleibt aus (900 kW/m²).

| | Unterkanal | Enthalpie | Temperatur | Dichte | Dampfmassenanteil | Dampfvolumenanteil Void | Massenstromdichte |
|----------|------------|-----------|------------|----------------------|-------------------|----------------------------|-----------------------|
| | Typ | (kJ/kg) | (°C) | (kg/m ³) | [-] | [-] | kg/(m ² s) |
| Eintritt | 1,2,3 | 1.396,10 | 309,00 | 693,58 | 0,00 | 0,00 | 400,00 |
| Austritt | 1 | 2.419,64 | 310,96 | 92,73 | 0,77 | 0,94 | 354,00 |
| | 2 | 2.451,71 | 310,96 | 85,93 | 0,79 | 0,95 | 387,82 |
| | 3 | 2.578,87 | 310,96 | 70,45 | 0,89 | 0,98 | 496,09 |

Tabelle 7: Exemplarische Auflistung von Ein- und Austrittszustand des Kühlmittels für das HPLWR 4-Stab Testbündel, berechnet für P von 100 bar und $q'' = 900 \text{ kW/m}^2$

In Tabelle 7 sind exemplarisch für die durchgeführten Berechnungen zu dem HPLWR 4-Stab Testbündel bei einem Druck von P von 100 bar und $q'' = 900 \text{ kW/m}^2$ der Ein- und Austrittszustand für das Testbündel angegeben. Die Farben der Unterkanaltypen in der o.g. Tabelle korrelieren dabei mit den Farben der in Abbildung 35 farblich hervorgehobenen Unterkanäle. Der Eintrittszustand ist für alle Kanäle gleich, das Kühlmittel strömt mit einer Enthalpie von 1.396,10 kJ/kg in das Versuchsbündel ein. Die Übersicht zeigt, dass der Dampfmassenanteil in den drei Unterkanaltypen unterschiedlich ist und besonders der Dampfmassenanteil im mittleren Kanal (Typ 3) von den beiden kleineren Kanälen deutlich abweicht. Auch die Massenstromdichte G teilt sich von 400 kg/m²s am Eintritt auf Werte zwischen 354 kg/m²s in den

Eckkanälen (Typ 1) über ca. 388 kg/m²s in den seitlichen Kanälen (Typ 2) bis hin zu 496 kg/m²s im Zentralkanal (Typ 3) am Austritt auf. Die Temperatur von 310,96°C am Austritt entspricht der Siedetemperatur des Kühlmittels beim Druck von 100 bar, in diesem Fall wird keine vollständige Verdampfung im Testbündel erreicht.

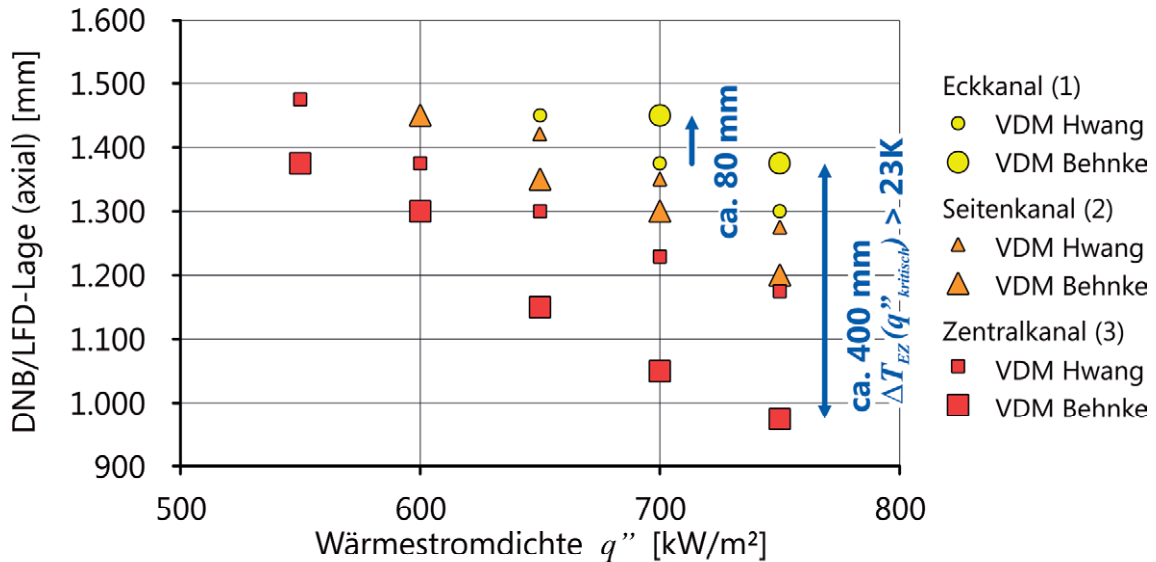


Abbildung 37: LFD-Lage im HPLWR - Testbündel in Abhängigkeit der Wärmestromdichte für den Zentral-, Seiten- und Eck-, theoretischer Lastpunkt 60% ($P = 150$ bar, $G = 600$ kg/m²s, $q'' =$ variabel)

Abbildung 37 zeigt analog zu Abbildung 36 die Berechnungen für einen angenommenen Bündelbetriebspunkt von 60%, d.h. mit einem konstanten Druck P von 150 bar, einer konstanten Massenstromdichte G am Bündeleintritt von 600 kg/m²s und variablen Wärmestromdichten q'' zwischen 550 kW/m² und 750 kW/m². Die Lageänderung des Dryouts wurde in Abbildung 37 exemplarisch für Wärmestromdichten q'' von 650 kW/m² und 700 kW/m² mit schwarzen Pfeilen eingezeichnet. Dabei fällt auf, dass der Dryout im Eckkanal bei 650 kW/m² verschwindet und sich der Dryout im Zentral- und Seitenkanal in eine tiefere Lage verschiebt. Bei 700 kW/m² hingegen verschwindet der Dryout nicht mehr vollständig, sondern verschiebt sich im Eckkanal in eine höhere Lage (ca. 80 mm), während sich der Dryout im Zentral- und Seitenkanal in tiefer gelegene axiale Positionen verschiebt. Am Beispiel der Wärmestromdichten q'' von 750 kW/m² wird zudem deutlich, wie weit das Auftreten eines kritischen Siedezustandes im Zentralkanal und im Eckkanal auseinander liegt. Über eine Distanz von ca. 400 mm ist dabei mit radialen

Temperaturunterschieden zu rechnen, die deutlich über den in Kapitel 1.3 spezifizierten zulässigen Werten von 23 K liegen.

Die Einflüsse der beiden Void-Drift-Modelle hinsichtlich der Dryoutlage im Testbündel sind deutlich zu erkennen, die Dryoutlage ist im Zentralkanal bis zu 200 mm tiefer, während die Dryoutlage im Eckkanal um bis zu 80 mm in Richtung Bündelaustritt hin verschoben wird.

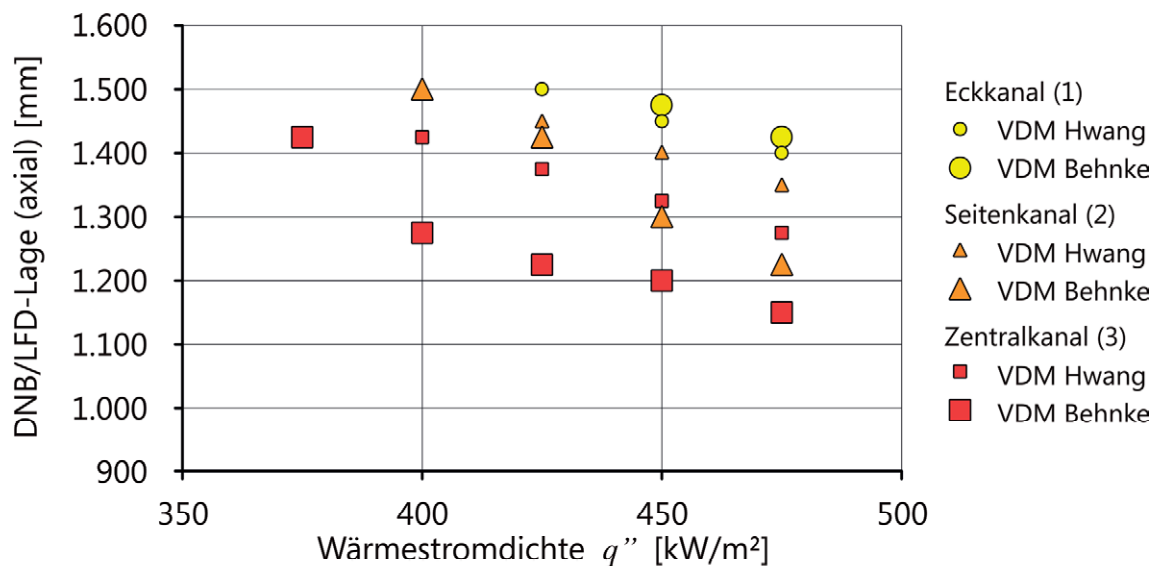


Abbildung 38: LFD-Lage im HPLWR - Testbündel in Abhängigkeit der Wärmestromdichte für den Zentral-, Seiten- und Eckkanal, theoretischer Lastpunkt 78% ($P = 190$ bar, $G = 760$ kg/m²s, $q'' =$ variabel)

Analog zu Abbildung 36 und Abbildung 37 werden in Abbildung 38 schließlich die Ergebnisse für den theoretischen 78% Lastpunkt für das Testbündel bei einem konstanten Druck P von 190 bar, einer konstanten Massenstromdichte G am Bündeleintritt von 760 kg/m²s und Wandwärmestromdichten q'' von 375 kW/m² bis 475 kW/m². Dieser obere Lastpunkt ergibt sich im Wesentlichen aus der oberen Grenze der Gültigkeit der in Kapitel 2.2.2 für die Beschreibung eines neuen Modells zur Berechnung kritischer Siedezustände eingeführten Korrelationen von Kon'kov und Doroshchuk.

Die für das wie in Abbildung 36 bis Abbildung 38 dargestellte Auftreten kritischer Siedezustände zu erwartenden Unterschiede der Hüllrohroberflächentemperaturen am Ort des ersten Auftretens des kritischen Siedezustandes liegen dabei wie in

Behnke et al. (2006) berechnet deutlich über den in Kapitel 1.3 spezifizierten zulässigen Werten von 23 K, so dass das unterstellte Phänomen der Stabverbiegung aufgrund thermoelastischer Instabilitäten (Abbildung 7) infolge diametraler Temperaturunterschiede ebenso wie das Auftreten thermisch-induzierter PCI-Effekte zu besorgen ist.

4 Schlussfolgerungen und Ausblick

Die leichtwassergekühlten Kernkraftwerke der vierten Generation sollen sich durch hohe Wirkungsgrade auszeichnen. Aus diesem Grund soll der HPLWR bei Vollast mit Drücken und Temperaturen weit oberhalb des kritischen Punktes für Wasser betrieben werden, so dass der gesamte Prozess der Dampferzeugung bei Vollast einphasig ausgelegt und der Aufbau des Reaktors im Vergleich mit einem SWR daher deutlich einfacher gestaltet werden kann. Allerdings kommt es aufgrund der im Rahmen der kontinuierlichen Optimierung des Wirkungsgrades favorisierten Gleitdruckfahrweise im Teillastbereich ebenfalls zu Betriebsdrücken unterhalb des kritischen Druckes des Kühlmittels und damit zu einer Zweiphasenströmung im Reaktor.

Bei leichtwassergekühlten Reaktoren hat das Kühlmittel im Primärkreislauf zwei Aufgaben, nämlich die der Kühlung und die der Neutronenmoderierung. Aus der einwandfreien und zuverlässigen Erfüllung dieser Aufgaben erwachsen die Probleme der Zweiphasenströmung im Kernreaktor. Durch entsprechende Optimierungen der Brennelemente und der Strömungsführung im Reaktor soll dabei der Betrieb mit einer kontrollierten Siedekrise auf den Brennstaboberflächen und einer anschließenden Überhitzung des Dampfes ermöglicht werden.

Die Optimierung der Brennelemente erfolgt heute mit Hilfe von Unterkanalanalyseprogrammen. Auf der Basis der in den Unterkanalanalyseprogrammen enthaltenen Korrelationen können auch Berechnungen der kritischen Wärmestromdichte in Brennelementgeometrien durchgeführt werden. Bisherige in der Wissenschaft frei verfügbare Korrelationen und Unterkanalanalyseprogramme waren oftmals zu sehr auf die rechnerische Abbildung bestimmter Experimente spezialisiert, um mit ihnen genaue Analysen hinsichtlich kritischer Siedezustände für beliebige Unterkanalgeometrien durchzuführen. Die heute frei verfügbaren Modelle oder Korrelationen für die Vorhersage von kritischen Siedezuständen sind in der Regel auf Eigenschaften der jeweils betrachteten Geometrien beschränkt. Die Brennelementhersteller hingegen verfügen über sehr genaue empirische, jedoch i.d.R. proprietäre Korrelationen, die mit Hilfe von umfangreichen Versuchsprogrammen für den jeweiligen Brennelementtyp bestimmt wurden. Diese Korrelationen werden selbstverständlich aufgrund ihres

technologischen und damit finanziellen Wertes für den Brennelementhersteller nicht publiziert und werden für die vorliegende Arbeit auch nicht benötigt.

Durch die Erweiterung von MATRA- α mit einem neuen Void-Drift-Modell für den Bereich von Ringströmungen in der Unterkanalgeometrie sowie einem allgemeingültigen, geometrieunabhängigen Modell zur Vorhersage von kritischen Siedezuständen konnte ein Programm zur Unterkanalanalyse zur Verfügung gestellt werden, das innerhalb seiner durch die Korrelationen abhängigen Grenzen und Einschränkungen bei der Entwicklung des HPLWR eingesetzt werden kann und damit über die Möglichkeiten bestehender, verfügbarer Programme zur Unterkanalanalyse hinausgeht.

Die Modellierung der Zweiphasenströmung im Bündel erfolgt dabei hinsichtlich der Strömungsformen analog der Modellierung im Rohr, jedoch werden dabei selbstverständlich auch die wesentlichen bündelspezifischen Aspekte abgedeckt, da sich das Auftreten eines kritischen Siedezustandes im Bündel stark vom Auftreten eines kritischen Siedezustandes in einem Rohr unterscheidet. Als Bündelspezifisch müssen im Wesentlichen Abstandshaltereffekte berücksichtigt werden sowie die Phasenverteilung über den Strömungsquerschnitt in der Strömung in der Bündelgeometrie, parasitäre Kühlmittelströmungen in Form eines Flüssigkeitsfilmes auf der Kastenwand sowie Void-Drift-Phänomene.

Die in Kapitel 2.3 abgehandelte Validierung der in Kapitel 2.2.2 und Kapitel 2.2.1 beschriebenen, in MATRA- α implementierten Korrelationen und Modelle erfolgte mit Hilfe von verfügbaren experimentellen Daten. Dabei wurden aufgrund der umfangreichen und verfügbaren Dokumentation die experimentellen Daten von Persson (2002) zu Ringspaltgeometrien sowie von Lahey et al. (1972) und Nilsson et al. (1971) zu Bündelgeometrien ausgewählt, mit deren Hilfe die implementierten Korrelationen und Modelle einzeln und kombiniert validiert werden konnten.

Durch dieses Vorgehen und die durchgeführten Rechnungen konnte ein umfangreiches Verständnis der zu erwartenden Phänomene in einer Brennelementstruktur wie sie z.B. für den HPLWR entwickelt wird, erarbeitet werden.

Mit dem modifizierten MATRA- α (MATRA-BCP) ist prinzipiell eine Vorhersage des Auftretens eines kritischen Siedezustandes in Brennelementgeometrien möglich. Die durchgeführten Berechnungen der vorgestellten Experimente zeigen auch, dass die

sicherheitsrelevanten Aussagen der Experimente durch das modifizierte MATRA- α (MATRA-BCP) reproduziert werden können. Die Vergleiche der berechneten Werte mit experimentellen Daten zeigen, dass Berechnungen speziell kritischer Siedezustände innerhalb des Gültigkeitsbereiches der implementierten Korrelationen mit einer Mittelabweichung zwischen 1,9% und 4,8% und einer Standardabweichung von dabei maximal 10,2% möglich sind.

Die in dieser Arbeit vorgestellten Korrelationen und Berechnungen stellen im Rahmen ihrer jeweiligen Gültigkeitsbereiche ein Werkzeug für die Auslegung eines Leichtwasserreaktors dar. Darüber hinaus zeigt dieses Werkzeug, dass es bislang lediglich nur sehr eingeschränkte experimentelle Grundlagen oder thermohydraulische Untersuchungen zu Reaktoren in Gleitdruckfahrweise gibt und mit Hilfe dieses Werkzeuges auch mögliche Problembereiche identifiziert werden können, zu deren Lösung es jedoch neuer Experimente und Analysen bedarf. Dabei handelt es sich im Wesentlichen um Untersuchungen zur Wechselwirkung der Brennelementstrukturen bzw. Abstandshalter in einer Zweiphasenströmung, besonders, wenn wie beim HPLWR ein wesentlich kleineres Verhältnis von Stababstand zu Stabdurchmesser als bei heutigen Druck- oder Siedewasserreaktoren gewählt wird.

Die Anwendung auf eine neue HPLWR-typische Geometrie in Kapitel 3 schließlich stellt eine verfahrenstechnische Auslegung der Versuche zum HPLWR und seiner Betriebsweise dar. Mit Hilfe dieser Versuche können weitere lokale Strömungsphänomene, wie das Abstandshalterverhalten in einer Strömung mit hohen Dampfmassenanteilen oder die Dampfblasenverteilung in der Strömung messtechnisch weitgehend erfasst werden. Die dabei gewonnenen Erkenntnisse können dann wiederum in die Weiterentwicklung von Analyseprogrammen und für den HPLWR optimierter Korrelationen einfließen.

Auf Grund der Erkenntnisse aus der vorliegenden Arbeit ist eine Fahrweise mit einem „Single-Pass Kern“, bei der es in einem Bereich im Brennelement zum Auftreten eines kritischen Siedezustandes kommt nicht realisierbar. Einer solchen ursprünglich favorisierten Fahrweise stehen zwei wesentliche Kriterien entgegen, die im Rahmen dieser Arbeit identifiziert wurden. Zum einen kommt es aufgrund der thermisch induzierten Spannungen, die durch asymmetrische Wärmeübergangskoeffizienten am Stabumfang beim Auftreten eines kritischen Siedezustandes vorherrschen, infolge

thermischer Instabilitäten zur Durchbiegung der Stäbe und einer möglichen Selbstverstärkung des Effektes und zum anderen ist der PCI Effekt, durch den die Integrität der Brennstofftabletten und der Hüllrohre selbst wesentlich beeinträchtigt werden kann, ein weiteres wichtiges Kriterium dafür, das eine solche Fahrweise nicht zulässig ist.

Entsprechend sollte durch eine geeignete Strömungsführung im Reaktor der Bereich, in dem es zum Auftreten eines kritischen Siedezustandes kommen kann, in Zonen innerhalb des Reaktors mit vergleichsweise geringerer nuklearer Leistungsfreisetzung gelegt werden. Mit Hilfe einer solchen Strömungsführung könnte eine Fahrweise mit einer zum kontrollierten Austrocknen der beheizten Staboberflächen führenden Siedekrise („langsamer“ LFD) festgelegt werden und damit das Direktkreislaufkonzept auch bei Teillastbetrieb mit unterkritischen Drücken möglich werden. Erste diesbezüglich Ansätze zeigen Schulenberg et al. (2006).

Grundsätzlich sind die bislang in Unterkanalanalyseprogrammen verwendeten allgemeinen Korrelationen für Zweiphasenströmungen und unterkritische Drücke bislang nicht für Berechnungen für den HPLWR optimiert, stellen aber einen guten Ansatz zur Optimierung dar. Daher müssen auch der Massen- und Impulsaustausch sowie der Void-Drift innerhalb des Brennelements bei höheren Drücken und Enthalpien experimentell untersucht werden.

Zur Weiterentwicklung der Korrelationen zur Vorhersage des Liquid Film Dryouts, die auch für höhere Drücke und Enthalpien, als sie in Siede- und Druckwasserreaktoren auftreten, gültig sind, sind zusätzlich geeignete experimentelle Untersuchungen notwendig. Die wie die in dieser Arbeit verwendeten Korrelationen zur Vorhersage kritischer Siedezustände für glatte Rohre scheinen ein vielversprechender Ansatz zu sein. Allerdings haben auch besonders die später in den HPLWR-Brennelementen eingesetzten Abstandshalter einen signifikanten Einfluss auf den Wärmeübergang und die Entstehung von kritischen Siedezuständen bei unterkritischen Drücken, vor allem im Bereich von Zweiphasenströmungen. Lokale Effekte, z.B. die turbulente Durchmischung in der Nähe von Abstandshaltern müssen daher ebenfalls experimentell und numerisch, vorzugsweise mit CFD-Programmen, untersucht werden, um ein besseres Verständnis dieser komplexen Phänomene zu ermöglichen.

5 Nomenklatur und Abkürzungsverzeichnis

Liste der in dieser Arbeit verwendeten Abkürzungen, Zeichen und Indizes.

Abkürzungen, Rechenprogramme

| | |
|----------|---|
| COBRA | COolant Boiling in Rod Arrays |
| COBRA-TF | COolant Boiling in Rod Arrays - Two-Fluid |
| MATRA | Multichannel Analyzer for steady states and Transients in Rod Arrays |
| MASTER | Multi-purpose Analyzer for Static and Transient Effects of Reactors |
| MCNP | Monte Carlo N-Particle |
| STAFAS | Sub-channel Thermal-hydraulics Analysis of Fuel Assembly under Supercritical Conditions) |
| THERMIT | THErmal-hydraulic analysis of light water Reactors, Massachusetts Institute of Technology |
| THINC | Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Cores |
| TORC | Thermal margin Of a Reactor Core |
| VIPRE | Versatile Internals and component Program for REactors |

Abkürzungen

| | |
|-----------------|--|
| BE | Brennelement |
| CO ₂ | Kohlendioxid |
| CHF | [kW/m ²] Critical Heat Flux, kritische Wärmestromdichte (in Abbildung 3) |

| | |
|---------------------------|--|
| DFU | Druckführende Umschließung |
| DNB | Departure from Nucleate Boiling, Filmsieden |
| DOE | Department of Energy |
| DWR | Druckwasserreaktor |
| EPR | European Pressurized Water Reactor |
| GIF | Generation IV Forum |
| GuD | Gas- und Dampfturbinen Anlage |
| HPLWR | Hoch-Performerter Leichtwasser Reaktor High Performance Lightwater Reactor |
| IPCC | Intergovernmental Panel on Climate Change, Zwischenstaatlicher Ausschuss für Klimaänderungen |
| KAERI | Korea Atomic Energy Research Institute |
| KRB II | Kernkraftwerk RWE-Bayernwerk II, Blöcke B und C Gundremmingen, Deutschland |
| KTA | Kerntechnischer Ausschuss |
| kWh _{elektrisch} | Kilowattstunde, elektrisch |
| LFD | Liquid Film Dryout, Austrocknen der Heizfläche in Folge von Filmaustrocknung |
| LWR | Leichtwassergekühlter Reaktor |
| <i>MITTELABW</i> | Mittelabweichung |
| MW _{thermisch} | Megawatt, thermisch, Thermische Leistung |
| MWh _{elektrisch} | Megawattstunde, elektrisch |
| PCI | Pellet Cladding Interaction |

| | |
|--------------|---------------------------|
| PSI | Paul Scherrer Institut |
| RMS | Root Mean Square |
| SCC | Stress Corrosion Cracking |
| <i>STABW</i> | Standardabweichung |
| SWR | Siedewasserreaktor |
| VDM | Void-Drift Modell |

Lateinische Zeichen

| | | |
|-----------------------|--------------------|--|
| A_i, A_j | [mm ²] | Strömungsquerschnitt im Unterkanal i bzw. j |
| a | [-] | thermischer Ausdehnungskoeffizient |
| a_1 | [-] | Steigung in den Gleichungen (21) und (22) |
| a_2 | [-] | Steigung in der Gleichung (22) |
| b | [mm] | thermisch induzierte Durchbiegung eines Brennstabes |
| B | [-] | Konstante in Gleichung (55) |
| C | [-] | Konstante in Gleichung (47) |
| D | [mm] | Stabmittenabstand |
| $d_{\text{Hüllrohr}}$ | [mm] | Hüllrohraußendurchmesser |
| d_{hy} | [mm] | hydraulischer Durchmesser |
| d_i, d_j | [mm] | Durchmesser der Dampfrohre in den Unterkanälen i und j |

| | | |
|---|-----------------------|---|
| $E'_{ij,kinetisch}$ | [kJ] | mittlere kinetische Energie der Massenstromschwankung im Spalt |
| F_{ax} | [N] | auf das Kühlmittel wirkende Kraft in axialer Richtung |
| f_T | [-] | turbulenter Impulsfaktor |
| G | [kg/m ² s] | Massenstromdichte |
| G_{avg} | [kg/m ² s] | flächengewichtete Massenstromdichte |
| G_i, G_j | [kg/m ² s] | Massenstromdichte im Unterkanal i bzw. j |
| G_{ij} | [kg/m ² s] | Massenstromdichte im Spalt |
| $H_{Hüllrohroberfläche(i,j)}$ | [kW/m ² K] | lokaler Wärmeübergangskoeffizient |
| H_i, H_j | [-] | kumulierte Häufigkeit, mit der Flüssigkeit in den Kanal i bzw. j kommt, |
| h | [kJ/kg] | Enthalpie |
| $h_{f(i,j)}$ | [kJ/kg] | lokale Enthalpie des Fluids, bzw. Kühlmittels |
| h_i, h_j | [kJ/kg] | mittlere Enthalpie im Unterkanal i bzw. j |
| h_{ij}^* | [kJ/kg] | Enthalpie, die durch die Strömung vom Unterkanal i in den Unterkanal j transportiert wird |
| $K_{Abstandshalter}$ | [-] | Korrekturfaktor für Abstandshalter |
| $K_{Bündel}$ | [-] | Bündelkorrekturfaktor |
| K_{VD} | [-] | Void-Drift Koeffizient |
| $K_{VD \text{ Blasen- und Pfropfenströmung}}$ | [-] | Void-Drift Koeffizient für eine Blasen und Pfropfenströmung |

| | | |
|--|----------------------|--|
| $K_{VD \text{ Ringströmung}}$ | [-] | Void-Drift Koeffizient für eine Ringströmung |
| L_{AH} | [mm] | axiale Distanz der Abstandshalter |
| $\dot{m}_{\text{Kühlmittel}}$ | [kg/s] | gesamter Kühlmittelmassenstrom |
| \dot{m} | [kg/s] | axialer Massenstrom |
| \dot{m}_i, \dot{m}_j | [kg/s] | Massenstrom im Unterkanal i bzw. j |
| \dot{m}'_{ij} | [kg/ms] | mittlere Schwankung der Massenstromdichte im Spalt |
| P | [bar], [Pa] | Druck |
| P_i, P_j | [bar], [Pa] | Druck im Unterkanal i bzw. j |
| P_{kritisch} | [bar], [Pa] | kritischer Druck des Kühlmittels (Stoffeigenschaft) |
| P_r | [-] | Verhältnis des lokalen Druckes zum kritischen Druck des Kühlmittels |
| $P_{\text{liquidus}}, P_{\text{gaseus}}$ | [bar], [Pa] | Druck der flüssigen bzw. gas-/dampfförmigen Phase des Kühlmittels |
| $\Delta P_i, \Delta P_j$ | [bar], [Pa] | Kapillarunterdruck in den Unterkanälen i und j |
| $P_{\text{elektrisch}}$ | [kW] | elektrische Leistung |
| q' | [kW/m] | längenbezogene Wärmeleistung |
| q'' | [kW/m ²] | Wärmestromdichte |
| q''_{kritisch} | [kW/m ²] | kritische Wärmestromdichte |
| $q''_{\text{kritisch,effektiv}}$ | [kW/m ²] | für ein Kontrollvolumen berechneter, effektiver kritische Heizflächenbelastung |
| R | [mm] | Radius |

| | | |
|-------------------------------|--------|---|
| Re | [-] | Reynoldszahl |
| s_{ij} | [mm] | Spaltbreite zwischen den Unterkanälen i und j |
| $T_{f(i,j)}$ | [°C] | lokale Fluidtemperatur |
| $T_{Hüllrohroberfläche(i,j)}$ | [°C] | lokale Hüllrohrwandtemperatur |
| $T_{Sättigung}$ | [°C] | Siedetemperatur |
| ΔT_{EZ} | [K] | Temperaturdifferenz der Hüllrohrtemperatur zwischen Eck- und Zentralkanal |
| $\Delta T_{Sättigung}$ | [K] | Differenz zwischen Wand- und Kühlmitteltemperatur |
| $\Delta T_{Unterkuhlung}$ | [K] | Grad der Unterkühlung, Grädigkeit |
| u, v, w | [m/s] | Geschwindigkeitskomponenten in einem kartesischen Koordinatensystem |
| u_i, u_j | [m/s] | axiale Geschwindigkeitskomponenten im Unterkanal i bzw. j |
| u_{ij}^* | [m/s] | in folge Konvektion durch die gerichtete Querströmung übertragene axiale Geschwindigkeitskomponente |
| v'_{ij} | [m/s] | einphasige Schwankungsgeschwindigkeit zwischen den beiden Unterkanälen i und j |
| W | [-] | Normalverteilung |
| w | [kg/s] | lateralen Massenstrom |
| w_{ij} | [kg/s] | gerichteter Quermassenstrom |

| | | |
|----------------------------|----------|--|
| w'_{ij}, w'_{ij} | [kg/ms] | turbulenter Quermassenstrom vom Unterkanal i in den Unterkanal j bzw. vom Unterkanal j in den Unterkanal i . |
| $w'_{i \leftrightarrow j}$ | [kg/ms] | effektiver Quermassenstrom zwischen den Unterkanälen i bzw. j in Folge turbulenter Durchmischung |
| $w'_{i,Min}, w'_{j,Min}$ | [kg/ms] | Mindestmassenstromschwankung um Flüssigkeit aus dem Spalt in den Unterkanal i bzw. j zu bringen |
| $w'_{ij,liquidus}$ | [kg/ms] | mittlerer pro Meter Spaltlänge zugeführte Flüssigkeitsmassenstrom |
| $w'_{VD,ij}$ | [kg/ms] | Void-Drift als additive Korrektur zur turbulenten Schwankung des Massenstroms |
| x | [-], [%] | thermodynamische Dampfmassenanteil |
| x_C | [-], [%] | Dampfmassenanteil bei dem die Blasen- bzw. Pfropfenströmung in eine Ringströmung übergeht |
| $x_{kritisch, Experiment}$ | [-], [%] | experimentell hergeleiteter Dampfmassenanteil an der Stelle des kritischen Siedezustandes |
| $x_{kritisch, Kon'kov}$ | [-], [%] | berechneter kritischer Dampfmassenanteil an der Stelle des kritischen Siedezustandes |
| x_{OSV} | [-], [%] | Dampfmassengehalt beim Beginn des gesättigten Blasensiedens |
| x, y, z | [m] | Kartesische Koordinaten |

Griechische Zeichen

| | | |
|----------------------------------|----------------------|---|
| α | [-], [%] | Dampfvolumenanteil, Void |
| α_i, α_j | [-], [%] | Dampfvolumenanteil im Unterkanal i bzw. j |
| β | [-] | turbulenter Diffusionskoeffizient, Queraustauschkoeffizient, Verhältnis von lateraler Massenschwankung zum axialen Massenstrom des Kühlmittels im Unterkanal |
| ρ | [kg/m ³] | mittlere Dichte |
| $\rho_{f(i,j)}$ | [kg/m ³] | lokale mittlere Kühlmitteldichte |
| ρ_i, ρ_j | [kg/m ³] | mittlere Dichte im Unterkanal i bzw. j |
| $\rho_{liquidus}, \rho_{gaseus}$ | [kg/m ³] | Dichte der flüssigen, bzw. gas-/dampfförmigen Phase des Kühlmittels |
| ρ_I | [s ² /kg] | Impulsdichte |
| κ_p | [-] | Druckverlustbeiwerts des Abstandhalters |
| μ | [-] | Mittelwert |
| θ | [-] | Zweiphasenmultiplikator |
| θ_M | [-] | Maximalwert des Zweiphasenmultiplikators |
| σ | [Pa] | Oberflächenspannung des flüssigen Kühlmittels |

Indizes

| | |
|--------|----------------------------------|
| N | Brennstab, |
| i, j | Unterkanäle |
| J | Berechnungsebene im Rechengitter |

| | |
|------------|---|
| f | Fluid, Kühlmittel |
| (i, J) | Unterkanal und Berechnungsebene, lokale Größe |
| n | Zähler/Index für die Anzahl der Iterationsschleifen |
| SP | Single Phase, einphasig |
| max | Maximalwert |
| A | bezogen auf den Strömungsquerschnitt |
| Δz | Höhe einer Ebene im Rechengitter/eines Kontrollvolumens, Längenelement |
| z_0 | Höhenangabe |

6 Quellen- und Literaturverzeichnis

Akademie der Wissenschaften in der USSR: Tabular Data for Calculating Burnout when Boiling Water in Uniformly Heated Round Tubes. Thermal Engineering, Vol. 23, No. 9, pp. 77-79, 1977

Aksan, N., Schulenberg, T., Squarer, D., Cheng, X., Struwe, D., Sanchez, V., Dumaz, P., Kyrki-Rajamäki, R., Bittermann, D., Souyri, A., Oka, Y., Koshizuka, S., Potential Safety Features and Safety Analysis Aspects for High Performance Light Water Reactor (HPLWR), GENES4/ANP2003, Kyoto, September 15-19, Tokyo: Atomic Energy Society of Japan, Paper No. 1223, CD-ROM, 2003

Auracher, H., Drescher, G., Hein, D., Katsaounis, A., Kefer, V., Köhler, W., Ulrych, Erlangen, Abschnitt Hbc: Kritische Siedezustände, VDI Wärmeatlas, 8. Auflage, Springer, Berlin, 1997

Bang, I. C., Chang, S. H., Baek, W. P., Visualization of a principle mechanism of critical heat flux in pool boiling, International Journal of Heat and Mass Transfer 48, pp. 5371–5385, 2005

Barnett, P. G., A Correlation of Burnout Data for Uniformly Heated Annuli and Its Use for Predicting Burnout in Uniformly Heated Rod Bundles. AEEW-R 463, National Technical Information, Service, Springfield, VA, USA, 1966

Becker, K. M., Hernberg, et al., Burnout Data for Flow of Boiling Water in Vertical Round Ducts, Annulus and Rod Cluster, Report No. AE-177, 1965

Behnke, L., Himmel, S., Waata, C., Laurien, E., Schulenberg, T., Prediction of Heat Transfer for a Supercritical Water Test with a Four Pin Fuel Bundle, Paper 6211 Proceedings of ICAPP '06, Reno, NV USA, June 4-8, 2006

Behnke, L., Hofmeister, J., Löwenberg, M., Schulenberg, T., Was ist Generation IV?, FZKA 6967, Forschungszentrum Karlsruhe, Karlsruhe, 2004

Bergles, A. E., Burnout in boiling heat transfer. Part II: Subcooled and low quality forced-convection systems, Nuclear Safety 18 2, pp. 154–167, 1977,

Beus, S. G., A Two-Phase Turbulent Mixing Model for Flow in Rod Bundles, WAPD-2438, Bettis Atomic Power Laboratory / Westinghouse Electric Company, 1971

Biasi, L., Clerici, G. C., Tarribba, S., Sala, R. & Tozzi, A., Studies on Burnout Part 3, *Energia Nucleare*, 14 (9), pp. 530-536, 1967.

Bittermann, D., Squarer, D., Schulenberg, T., Oka, Y., Dumaz, P., Kyrki-Rajamäki, R., Aksan, N., Maraczy, C., Souyri, A., Potential Plant Characteristics of a High Performance Light Water Reactor (HPLWR), ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3046, CD-ROM, 2003

Bittermann, D., Starflinger, J., Schulenberg, T., Turbine Technologies for High Performance Light Water Reactors, ICAPP'04, Pittsburgh, June 13-17, Omnipress, Paper No. 4195, CD-ROM, pp. 518-526, 2004

Bowring, R. W., A simple but accurate round tube uniform heat flux, dryout correlation over the pressure range 0.7-17 MPa (100–2500 psia), AEEW-R 789, United Kingdom Atomic Energy Authority, 1972.

Bowring, R. W., A new mixed flow cluster dryout correlation for pressures in the range 0.6-15.5 MPa (90-2250 psia) - for use in a transient blowdown code, Conference on Heat and Fluid Flow in Water Reactor Safety C217/77, 1977

Bowring, R. W., WSC-2: A subchannel dryout correlation for water-cooled clusters over the pressure range 3.4 to 15.9 MPa (900 to 2,300 Psia), Winfrith, England, United Kingdom Atomic Energy Authority, AEEW-R 524, 1979

Bundesministerium für Wirtschaft und Technologie, Energiedaten – Nationale und Internationale Entwicklung, Referat III A 2, Berlin 2007

Cahn A., Haasen, R. W., Kramer, P., Frost, E. J., Brian, R. T., Materials Science and Technology, A Comprehensive Treatment, Volume 10A, Nuclear Materials, Part I, VCH Publishers Inc., New York, NY, 1994, pp. 114-179.

Castellana, F. S., Bonilla, C. F., Two-Phase Pressure Drop and Heat Transfer in Rod Bundles, in Two-Phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles, V. E. Schrock, Ed., Seite 15, American Society of Mechanical Engineers, New York, 1969

Chandraker, D. K., Vijayan, P. K., Saha, D., Sinha, R. K., Assessment of the look-up table using the tubular and bundle CHF data and modification of the bundle correction factor, Kerntechnik, Carl Hanser Verlag, Vol. 71, No. 4, pp. 192-202, 2006

Chelemer, H., Weisman, J., Tong, L. S., Subchannel Thermal Analysis of Rod Bundle Cores, Nucl. Eng. Des., 21, Seite 3, 1972

Cheng, X., Schulenberg, T., Bittermann, D., Rau, P., Design analysis of core assemblies for super critical pressure conditions, Nuclear Engineering and Design 223, pp. 179-194, 2003

Chun, T. H., Hwang, D. H., Baek, W. P., Chang, S. H., Assessment of a tube-based bundle CHF prediction method using a subchannel code, Ann. Nucl. Energy, Vol. 25, No. 14, pp. 1159-1168, 1998

Collier, J. G., Convective Boiling and Condensation, Hemisphere, McGraw-Hill, London, UK 1981

Collier, J. G., Thome, J. R., Convective Boiling and Condensation, Third Edition, Oxford University Press, 1994.

Diard, O., Leclercq, S., Rousselier, G., Azzouz, F., Cailletaud, G., Modeling of pellet-cladding interaction during power ramps in pressurized water reactors, Paper # 1062, Transactions SMIRT 16, Washington DC, 2001

Drescher, G., Köhler, W., Die Ermittlung kritischer Siedezustände im gesamten Dampfgehaltsbereich für innendurchströmte Rohre, BWK 33, Nr. 10, 1981

Doroshchuk, V. E., Levitan, L. L., Lantsmann, F. P., Recommendations for Calculating Burnout in a Round Tube with Uniform Heat Release, Teploenergetika, Vol. 22, No. 12, Seite 66-70, 1975

Ehrlich, K., Konys, J., Heikinheimo, L., Materials for High Performance Light Water Reactor, ICAPP'03, Cordoba, May 4-7, Omnipress, Paper No. 3310, CD-ROM, 2003

Fritsche, U., Treibhausgasemissionen und Vermeidungskosten der nuklearen, fossilen und erneuerbaren Strombereitstellung, Ökoinstitut Darmstadt, 2007

Frost, D., Brian R. T., Nuclear Fuel Elements, Pergamon Press, New York, 1982, pp 57-70, 77-78, 184-190

Gaspari, G. P., Hassid A., Lucchini, F., A Rod-Centered Subchannel Analysis with Turbulent (Enthalpy) Mixing for Critical Heat Flux Prediction in Rod Clusters Cooled by Boiling Water, Proc. Fifth Int. Heat Transfer Conf., paper B6.12, 1974

Gellerstedt, J. S., Lee, R. A., Oberjohn, W. J., Wilson, R. H. and Stanek, L. J., B&W-2 Correlation of Critical Heat Flux in a Bundle Cooled by Pressurized Water, Two-Phase Flow and Heat Transfer in Rod Bundles. American Society of Mechanical Engineers, pp. 63-71, New York, USA 1969

Gonzalez-Santalo, J. M., Griffith, P., "Two-phase flow mixing in rod bundle subchannels", ASME Paper 72-WA: NE-19, 1972

Groeneveld, D. C., On the Definition of Critical Heat Flux Margin. Nuclear Engineering Design, Volume 163, p. 245, 1996

Groeneveld, D. C., Shan, J. Q., Vasic, A. Z., Leung, L. K. H., Durmayaz, A., Yang, S. C., Cheng, S. C., The 2005 CHF Look-Up Table, Proceedings of NURETH-11. 2005, Paper 166

Groeneveld, D. C., Leung, L. K. H., Kirillov, P. L., The 1995 look-up table for critical heat flux., Nuclear Engineering & Design, Vol. 163, pp. 1–23, 1996

Groeneveld, D. C., Leung, L. K. H., Tabular approach to predicting critical heat flux and post-dryout heat transfer, Proc. 4th Int. Top. Meeting on Nuclear Reactors Thermalhydraulics, Karlsruhe, Vol. 1, 109–114, 1989

Groeneveld, D.C., Snoek, C.W., "A comprehensive examination of heat transfer correlations suitable for reactor safety analysis", Multiphase Science and Technology, Volume II, pp. 181–274, 1986

Healzer, J. M., Hench, J. E., Janssen, E. and Levy, S., Design Basis for Critical Heat Flux Condition in Boiling Water Reactors, APED-5286, General Electric Company, 1966

Heinecke, J., Weber, G., "Thermoelastic instabilities of fast reactor fuel pins", IMechE, C416/027, pp. 343-348, 1991

Hesson, G. N., et al., "Experimental boiling burnout heat fluxes with an electrically heated 19 rod bundles test sections", BNWL-206, 1965

Hetsroni, G., Handbook of multiphase systems, Hemisphere, McGraw-Hill, London, UK 1982

Hetsroni, G., Workshop on Multiphase Flows and Heat Transfer, ETH Zürich, Schweiz, 2004

Heusener, G., Müller, U., Schulenberg, T., Squarer, D., A European Development Program for a High Performance Light Water Reactor (HPLWR), SCR-2000, November 6-9, Tokyo, 2000

Hewitt, G. F., Hall-Taylor, N. S., Annular Two-Phase Flow, Pergamon Press, Oxford, UK 1970

Hewitt, G. F., Collier, J. G., Bergles, A. E., Delhaye, J. M., Mayinger, F., Two-phase Flow and Heat Transfer in the Power and Process Industries, Hemisphere Publishing Corporation, 1981

Hill, K. W., Motley, F. E., Cadek, F. F., Casterline, J. E., Effect of a Rod Bowed to Contact on Critical Heat Flux in Pressurized Water Reactors Rod Bundles, ASME Winter Annual Meeting, 75-WA/HAT-77, 1975

Hirschberg, S., Dones, R., Heck, Th., Burgherr, P., Schenler, W., Bauer, C., Sustainability of Electric Supply Technologies under German Conditions: A Comparative Evaluation, PSI Report Nr. 04-15 (Paul Scherrer Institut), für das Internationale Committee on Nuclear Technology (ILK)

Hofmeister J., Auslegung eines Brennelements für einen Leichtwasserreaktor mit überkritischen Dampfzuständen. Dissertation Universität Stuttgart, Forschungszentrum Karlsruhe, 2006, FZKA 7248

Hughes, E. D., A Correlation of Rod Bundle Critical Heat Flux for Water in the Pressure Range 150-725 psia. IN-1412, Idaho Nuclear Corporation, National Technical Information Service, Springfield, VA, USA, 1970

Hughes, E.D., Ka-Lam, I., Baker, A.N., Carbon, M.W., A compilation of rod array critical heat flux data sources and information, Nuclear Engineering & Design 30 20-35, 1974

Hwang, D. H., Baek, W. P., Chang, S. H., Development of a bundle correction method and its application to predicting CHF in rod bundles, Nuclear Engineering and Design, 139, pp. 205-220, 1993

Hwang, D. H., Yoo, Y. J., In W. K., Zee, S. Q., Assessment of the interchannel mixing model with a subchannel analysis code for BWR and PWR conditions, Nuclear Engineering and Design, 199, pp. 257-272, 2000

IPCC (Intergovernmental Panel on Climate Change), Climate Change 2007: The Physical Science Basis. Summary for Policymakers. Contribution of Working Group I to the Fourth Assessment Report of the Intergovernmental Panel on Climate Change; Genf, 2007

Ishiwatari, Y., Oka, Y., Koshizuka, S., Safety design principle supercritical water cooled reactors, ICAPP, Pittsburgh, Paper No. 4319, 2004

KAERI, MASTER-3.0: Multi-purpose Analyzer for Static and Transient Effects of Reactors, KAERI/TR-2061/2002, 2002

KAERI, Development of a Subchannel Analysis Code MATRA (Version α), KAERI/TR-1033/98, 1998

Katto, Y., Critical heat flux, International Journal of Multiphase Flow, 20 (53–90), 1994

Katto, Y., Ohno, H., An improved version of the generalized correlation of critical heat flux for the forced convective boiling in uniformly heated vertical tubes, International Journal of Heat Mass Transfer, 27, pp. 1641-1648, 1984

Kelley, J. E., Kao, S. P., Kazimi, M. S., THERMIT-2: A Two-Fluid Model for LWR Subchannel Transient Analysis, MIT-EL-81-014, Massachusetts Institute of Technology, 1981

Kelley, J. E., Stewart, C., Cuta, J., VIPRE-02 – A Two-Fluid Thermal-Hydraulic Code for Reactor Core and Vessel Analysis: Math, Modelling and Solution Methods, Nuclear Technology, Volume 100, pp. 246-259, 1992

Kerntechnischer Ausschuss, KTA-Regel-Nr. 3101.1, Auslegung der Reaktorkerne von Druck- und Siedewasserreaktoren; Teil 1: Grundsätze der thermohydraulischen Auslegung, BAnz. Nr. 92 - 20.05.80, 1980

Kon'kov, A. S., Experimental Study of the Conditions under which Heat Exchange Deteriorates when a Steam-Water Mixture Flows in Heated Tubes, *Teploenergetika*, Vol. 13, No. 12, p. 77, 1965

Krejci, M., Adamsson, C., Anglart, H., "Development of a Model For Prediction of Annular Flow And Dryout in BWR Fuel Assemblies With Spacers", NURETH-11 Paper: 363, Avignon, France, 2005

Lahey, R. T., Schraub, F. A., "Mixing, Flow Regimes and Void Fraction for Two-Phase Flow in Rod Bundles," Two-Phase Flow and Heat Transfer In Rod Bundles, ASME Booklet, American Society of Mechanical Engineers, 1969

Lahey, R. T., Shiralkar, B. S., Radcliffe, D. W., Twophase flow and heat transfer in multirod geometries: subchannel and pressure drop measurements in a nine-rod bundle for diabatic and adiabatic conditions. GE Report GEAP-13049, 1970

Lahey, R. T., Shiralkar, B. S., Radcliffe, "Mass Flux and Enthalpy Distribution in a Rod Bundle for Single- and Two-Phase Flow Conditions", *Int. Journal of Heat Transfer*, 1971

Lahey, R. T., Shiralkar, B. S., Radcliffe, D. W., Polomik, E. E., "Out-of-pile subchannel measurements in a nine-rod bundle for water at 1000 PSIA", *Progress in Heat and Mass Transfer*, Vol. VI, Pergamon Press, New York, 1972

Lahey, R. T., Moody, Jr., F. J., "The thermal-hydraulics of a boiling water nuclear reactor", Second Edition, American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois USA, 1993

Leung, J. C. M., Henry, R. E., Prediction of CHF in rod bundles using round tube CHF correlation, *ANS Transactions*, 33, pp. 963-966, 1979

Levy, S., Prediction of two-phase pressure drop and density distribution from mixing length theory, *Journal of Heat Transfer* 85, pp. 137-152, 1963

Levy, S., Forced convection subcooled boiling-prediction of vapor volumetric fraction, *International Journal of Heat Mass Transfer* 10, pp. 951-965, 1967

Macduff, R. B., Fighetti, C. F., Effect of Rod Bow to Partial Closure on Critical Heat Flux in PWR Fuel Assembly, ASME paper, 83-HT-105, 1983

Marheineke, T., Krewitt, W., Neubarth, J., Friedrich, R., Voß, A., Ganzheitliche Bilanzierung der Energie- und Stoffströme von Energieversorgungstechniken, IER-Band 74, 2000

Markowski, E. S., Lee, L., Biderman, R., Casterline, J. E., Effect of Rod Bowing on CHF in PWR Fuel Assemblies, ASME Heat Transfer Conference, 77-HT-91, 1977

Meister, A., Numerik linearer Gleichungssysteme, 2. Auflage, Vieweg Verlag, 2005

Nakatsuka, T., Oka, Y., Koshizuka, S., Start-up of supercritical-pressure light water cooled reactors, Proceedings ICONE-8, ASME, ICONE-8304, Baltimore, USA, 2000

Nilsson, L., Eklind, O., Hellqvist, B., Larsson, A., Burnoutexperiment med 4-stavsknippe för ASEA-ATOM Del 2 och 3. Resultat från undersökning av inverkan av axiell effektfördelning och spridaravstånd på burnout, AERL 1307, 1971

Oka, Y., Koshizuka, S., Concept and design of a supercritical-pressure, direct-cycle light water reactor, Nuclear Technology, Vol. 103, Seite 295-302, 1993

Oka, Y., Koshizuka, S., Supercritical-pressure, Once-through Cycle Light Water Cooled Reactor Concept, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 38, Seite 1081-1089, 2001

Oka, Y., Mochizuki, S., General Features of Direct-cycle Supercritical-Pressure Light Water Cooled Reactors, ICONE4, March 10-14, New Orleans, 1996

Oka, Y., Mochizuki, S., Yamasaki, T., Direct Cycle Light Water Reactor Operating at Supercritical Pressure, Journal of Nuclear Science and Technology, Vol. 29, Seite 585-588, 1992

Paul Scherrer Institut (PSI): CO₂-Emissionen aus dem nuklearen Kreislauf, PSI-Fachinfos zu Energiefragen, 2007

Persson, P., Measurements and analysis of dryout in annular geometry with two-sided and one sided heating with uniform and non-uniform axial power and the influence of spacers and spacer positions, 40th European Two-Phase Flow Group Meeting, Royal Institute of Technology, Stockholm, June 10-13, 2002.

Qu, W., Mudawar, I., Measurement and correlation of critical heat flux in two-phase micro-channel heat sinks, *International Journal of Heat and Mass Transfer*, 47, Seite 2045-2059, 2004

Rowe, D. S., COBRA-III, A Digital Computer Program for Steady State and Transient Thermal Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements, BNWL-B-82, Battelle Northwest Laboratory, 1971

Rowe, D. S., COBRA-IIIC: A Digital Computer Program for Steady State and Transient Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements, BNWL-1695, Battelle Northwest Laboratory, 1973

Sadatomi, M., Kawahara, A., Sato, Y., Flow redistribution due to void drift in two-phase flow in a multiple channel consisting of two subchannels, *Nuclear Engineering and Design*, 148, Seite 463-474, 1994

Schulenberg T., Starflinger J., Heinecke J., Three Pass Core Design Proposal for a High Performance Light Water Reactor. 2nd COE-INES-2 International Conference on Innovative Nuclear Energy Systems, INES-2, Yokohama, Japan, 2006

Shin, B. S., Chang, S. H., "Experimental study on the effect of angles and positions of mixing vanes on CHF in a 2×2 rod bundle with working fluid R-134a", *Nuclear Engineering and Design* 235, pp. 1749–1759, 2005

Smidt, D., *Reaktortechnik 1*, G. Braun Verlag, Karlsruhe, 1971

Squarer, D., Oka, Y., Bittermann, D., Aksan, N., Maraczy, C., Kyrki-Rajamäki, R., Souyri, A., Dumaz, P., High performance light water reactor (HPLWR), FISA, Luxemburg, Seite 620-630, 2001

Squarer, D., Schulenberg, T., Struwe, D., Oka, Y., Bittermann, D., Aksan, N., Maraczy, C., Kyrki-Rajamäki, R., Souyri, A., Dumaz, P., High performance light water reactor, *Nuclear Engineering and Design*, 221, Seite 167-180, 2003

Steinberg, E., Hüllrohr eines Brennstabs für ein Siedewasserreaktor-Brennelement und seine Herstellung, PCT/EP98/01105, WIPO/Siemens AG, 1998

Stewart, C. W., Wheeler, C. L., Cena, R. J. McMonagle, C. A., Cuta, J. M., Trent, D. S., COBRA-IV: The Model and the Method, BNWL-2214, 1977

Stosic, Z., Study on Thermal Performance and Margins of BWR Fuel Elements, ICONE-7283, Tokyo, Japan, 1999

Strauss, K., Kraftwerkstechnik, Springer-Verlag, 3. Auflage, 1997

Thurgood, M. J., Kelley, J., Guidotti, T., Kohrt, R., Crowell, K., COBRA/TRAC – A Thermal Hydraulics Code for Analysis of Nuclear Reactor Vessels and Primary Coolant Systems, NUREG/CR 3046, Pacific Northwest Laboratory, Hanford, WA, 1983

Todreas N. E., Kazimi M. S., Nuclear Systems I - Thermal Hydraulic Fundamentals, Hemisphere Publishing Corporation, 1-56032-051-6, 1990

Tong, L. S., Boiling Heat Transfer and Two-Phase Flow, John Wiley & Sons, 1965

Tong, L. S., An evaluation of the departure from nucleate boiling in bundles of reactor fuel rods, Nuclear Science and Engineering., Volume 33, pp. 7-15, 1968

Tong, L. S., Boiling Crisis and Critical Heat Flux, USAEC Rep. TID-25887, 1972

Tong, L. S., Weisman, J., Thermal analysis of pressurized water reactors, Third Edition, American Nuclear Society, La Grange Park, Illinois USA, 1996

Tong, L. S., Tang, Y. S., Boiling Heat Transfer and Two-phase Flow, Second Edition, Taylor & Francis, Bristol, Pennsylvania USA, 1997

TORC-Code: A Computed Code for Determining the Thermal Margin of a Reactor Core, CENPD-161, Combustion Engineering, 1975

Umweltbundesamt/GEMIS, Anforderungen an die zukünftige Energieversorgung - Analyse des Bedarfs zukünftiger Kraftwerkskapazität und Strategie für eine nachhaltige Stromnutzung in Deutschland, UBA, 2003

Urban, P., Die Entwicklung der ATRIUM-Brennelemente für Siedewasserreaktoren, Siemens Brennelement-Report, Nr. 2, 1991

US DOE Nuclear Energy Research Advisory Committee and the Generation IV International Forum, A Technology Roadmap for Generation IV Nuclear Energy Systems, GIF-002-00, 2002

Waata, C., Coupled Neutronics/Thermo-hydraulics Analysis of a High Performance Light Water Reactor Fuel Assembly. Dissertation Universität Stuttgart, Forschungszentrum Karlsruhe, 2006, FZKA 7233

Wagner, W., Kruse, A., Zustandsgrößen von Wasser und Wasserdampf, IAPWS-IF97, Springer Verlag, Berlin, 1998

Waters, E. D., Hesson, G. M., et al., Boiling burnout experiments with 19 rod bundles in axial flow, HW-77303, 1963

Weisman, J., The current status of theoretically based approaches to the prediction of the critical heat flux in flow boiling, Nuclear Technology 99, pp. 1–21, 1992

Wheeler, C. L., Stewart, C. W., Cena, R. J., Rowe, D. S., Sutey, A. W., COBRA IV-I: An Interim Version of COBRA for Thermal-Hydraulic Analysis of Rod Bundle Nuclear Fuel Elements and Cores, BNWL-1962, Battelle Northwest Laboratory, 1976

Yoo, Y. J., Hwang, D. H., Sohn, D. S., Development of a subchannel analysis code MATRA applicable to PWRs and ALWRs, Journal of Korean Nuclear Society 31, Seite 314-327, 1999

Zeidler, E., Grosche, G., Bronstein, I. N., Teubner-Taschenbuch der Mathematik, Teubner Verlag; Auflage: 1, 2003

Ziegler, A., Lehrbuch der Reaktortechnik Band 1 und 2, Springer Verlag, Berlin, 1984

